

**Untersuchungen zu Temperaturregime und  
Massenhaushalt des Filchner-Ronne-Schelf-  
eises, Antarktis, unter besonderer  
Berücksichtigung von Anfrier- und  
Abschmelzprozessen**

**Investigations on temperature regime and  
mass balance of the Filchner-Ronne Ice Shelf,  
Antarctica, with special interest regarding  
melting and freezing processes**

---

**Klaus Grosfeld**

**Ber. Polarforsch. 130 (1993)  
ISSN 0176 - 5027**

**Klaus Grosfeld**

Institut für Geophysik

Forschungsstelle für physikalische Glaziologie

Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Corrensstraße 24

D-48149 Münster

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich unveränderte Fassung einer Dissertation, die im November 1992 der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Westfälische Wilhelms-Universität Münster vorgelegt wurde.

This work is the printed version of a Ph.D. thesis submitted to the Faculty of Sciences, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, in November 1992.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>III</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen zum Energie- und Massenhaushalt</b>	<b>8</b>
2.1 Die Wärmetransportgleichung . . . . .	9
2.2 Wärmeleitung für meteorisches und marines Schelfeis . . . . .	9
2.2.1 Das meteorisch gebildete Schelfeis . . . . .	10
2.2.2 Das marin gebildete Schelfeis . . . . .	15
2.3 Die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß . . . . .	21
2.4 Wechselwirkung von Ozean und Schelfeis . . . . .	23
2.5 Zusammenfassung . . . . .	27
<b>3 Anwendung auf ein thermisches Schelfeismodell</b>	<b>28</b>
3.1 Numerisches Lösungsverfahren . . . . .	29
3.2 Anfangs- und Randbedingungen . . . . .	33
3.2.1 Anfangsbedingung . . . . .	34
3.2.2 Randbedingungen . . . . .	34
3.3 Zusammenfassung . . . . .	38
<b>4 Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>40</b>
4.1 Die Schmelzbohrtechnik . . . . .	42
4.2 Das Temperatur-Tiefenprofil . . . . .	46
4.2.1 Meßmethode und Sensoren . . . . .	47

4.2.2	Einfrierprozeß und Temperatur-Tiefenprofil . . . . .	51
4.2.3	Ergebnisse der Wiederholungsmessung 1991/92 . . . . .	67
4.3	Meerwassertemperatur unterhalb des Schelfeises . . . . .	71
4.3.1	Ergebnisse der Feldkampagne 1989/90 . . . . .	72
4.3.2	Ergebnisse der Wiederholungsmessung 1991/92 . . . . .	73
4.4	Direkte Untersuchungen der Abschmelzrate . . . . .	78
4.4.1	Methode und Laboruntersuchungen . . . . .	78
4.4.2	Feldmessungen und Ergebnisse . . . . .	83
4.4.3	Ergebnisse der Wiederholungsmessung 1991/92 . . . . .	87
4.5	Indirekte Untersuchungen zur Massenbilanz . . . . .	91
4.5.1	Feldmessungen und Ergebnisse . . . . .	91
4.6	Meßergebnisse stromaufwärts der Schmelzbohrungen . . . . .	96
4.7	Zusammenfassung . . . . .	99
<b>5</b>	<b>Das thermische Schelfeismodell</b>	<b>101</b>
5.1	Fließlinie I: Möller-Eisstrom → Punkt 61 . . . . .	102
5.2	Fließlinie II: Henry Ice Rise → Punkt 61 . . . . .	117
5.3	Zusammenfassung . . . . .	124
<b>6</b>	<b>Konsequenzen des thermischen Schelfeismodells</b>	<b>125</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>131</b>
<b>8</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>135</b>
<b>9</b>	<b>Anhang</b>	<b>146</b>

## Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Temperatur-Tiefen-Verlauf und der Massenbilanz von Schelfeisen, insbesondere des Filchner-Ronne-Schelfeises der Antarktis. Schelfeise stellen die Ausflußgebiete des antarktischen Inlandeises dar und sind somit wichtige Indikatoren für klimatisch bedingte Massenbilanzveränderungen der Antarktis. Das Filchner-Ronne-Schelfeis ist darüber hinaus in seinem zentralen Bereich durch eine bis zu 400m mächtige marine Eisschicht unterlagert, die durch Kristallisationsprozesse aus dem Meerwasser unterhalb des Schelfeises ausfriert und sich an der Eisunterseite anlagert. Hierdurch werden der Massenhaushalt und das Temperaturregime des Schelfeises signifikant beeinflusst, was insbesondere auch die Bedeutung der Wechselwirkung von Eis und Ozean unterstreicht.

Während der Deutschen Antarktis-Expedition 1989/90 (ANT VIII/5) wurden zu dieser Problematik umfangreiche Untersuchungen im Kantenbereich des Filchner-Ronne-Schelfeises in Schmelzbohrungen durchgeführt. Die Bohrlokationen befinden sich bei etwa 77°S und 52.3°W und sind ca. 30km von der Eiskante entfernt. Die Untersuchungen umfaßten sowohl Messungen zur Bestimmung des Temperatur-Tiefenprofils, der Meerwassertemperatur unterhalb des Schelfeises sowie der Eismächtigkeit und des Abschmelzens als auch TDR-Messungen an installierten Sensorleitungen und Oberflächenmessungen zur Bestimmung der basalen Schmelzrate. Durch Wiederholungsmessungen während der Antarktis-Expedition 1991/92 konnte hierdurch die basale Schmelzrate erstmalig in drei voneinander unabhängigen Meßverfahren zu  $m = -1.4 \pm 0.5ma^{-1}$  bestimmt werden.

Auf der Grundlage der Wärmetransportgleichung wurde ein zweidimensionales Schelfeismodell entwickelt, das unter Berücksichtigung von temperatur- und salinitäts-abhängigen thermischen Eiseigenschaften das Temperatur-Tiefenprofil entlang von

Fließlinien simuliert. Die zeitabhängigen Modellrechnungen wurden mit der Methode der Finiten Differenzen mit normierten Orts- und Zeitkoordinaten durchgeführt. Die notwendigen Randwerte für die Modellrechnungen sind durch geophysikalische, geodätische, glaziologische und ozeanographische Messungen und Modellrechnungen im Untersuchungsgebiet gegeben. Insbesondere der Einfluß durch Anfrieren und Abschmelzen, das aus Massenbilanzbetrachtungen entlang von Fließlinien durch den Zentralteil des Filchner-Ronne-Schelfeises bestimmt werden kann, konnte in der Simulation berücksichtigt werden. Die Berechnung der Anfrier- und Abschmelzraten ermöglicht eine Unterteilung des Schelfeises in ein Anfrierregime, ein intermediäres Regime und ein Schmelzregime. Im Bereichen starker basaler Akkumulation konnten in der Simulation nahezu isothermale Temperaturprofile in der marinen Eisschicht erzielt werden, während im Bereich basalen Schmelzens die relativ warmen Schichten erodiert werden und typische konvexe Temperatur-Tiefenprofile beobachtet werden. Im intermediären Bereich, in dem weder Anfrieren noch Schmelzen überwiegen, führen vornehmlich konduktive Prozesse zum Ausgleich des Temperaturprofils. Ein Vergleich mit zwei gemessenen Temperaturprofilen entlang einer der berechneten Fließlinien zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Modelldaten.

Das Temperatur-Tiefenprofil des Schelfeises beeinflusst die Materialeigenschaften des Eises in bisher unbeachtetem Maße. Am Beispiel des Fließparameters und der Absorption elektromagnetischer Wellen wird die Bedeutung der Temperaturverteilung in Schelfeisen sowohl für Modellrechnungen zum dynamisches Verhalten als auch für experimentelle Untersuchungen zur Eisdickenbestimmung diskutiert.

## Abstract

This thesis mainly addresses to the temperature-depth profile and the mass balance of ice shelves, especially of the Filchner-Ronne Ice Shelf in Antarctica. Ice shelves represent the main drainage basins of the Antarctic Ice Cap and are sensitive indicators for climatic induced mass-balance changes of Antarctica. In addition the central part of Filchner-Ronne Ice Shelf consists of meteoric and a layer of marine ice with thicknesses of up to 400m, which accumulates from the ocean underneath the ice shelf by crystallisation processes. This layer contributes to the mass budget of the ice shelf and influences the temperature regime significantly. Thus, ice/ocean interaction plays an important role in the dynamics of the Filchner-Ronne Ice Shelf.

During the German Antarctic field season 1989/90 (ANT VIII/5) special interest was focussed on the examination of the temperature-depth profile, the ice thickness and the bottom melting by means of hot-water drillings. The drillholes were located at 77°S and 52.3°W, about 30km inland from the ice front. The installation of temperature chains inside the drillholes down to the sea-water underneath the ice shelf yield data about the temperature-depth profile, the ice thickness and its variation, and the sea-water temperature. In addition TDR measurements on sensor lines and surface measurements for the determination of ice-shelf bottom melting were performed. From re-measurements in 1991/92 a value for the bottom melting rate of  $m = -1.4 \pm 0.5 \text{ m a}^{-1}$  could be determined from three independent measuring techniques.

On the base of heat conduction theory a two-dimensional thermal ice-shelf model was developed, regarding thermal properties that depend on temperature and salinity to simulate the influence of the freezing process of basal marine ice on the temperature profile. The time dependend calculation was done by means of FD-methods with

normalized depth and time coordinates. Boundary values were taken from geophysical, geodetic, glaciological and oceanographic data and models of the Filchner-Ronne Ice Shelf region. The model results show a strong influence of basal accretion on the temperature field in the central part. Basal freezing and melting rates were found under consideration of mass conservation along flowlines. The calculation of this mass balance parameters allows for a separation of the ice shelf in a freezing, an intermediate and a melting regime. In the area of maximum freezing rates the simulation shows temperature-depth profiles with nearly isothermal conditions in the marine layer. Near the ice edge melting occurs which erodes the relatively warm basal layers, whereas heat conduction processes dominate the intermediate regime, where neither significant freezing nor melting occurs. A comparison of measured and calculated temperature-depth data along a flowline shows convincing results.

The temperature regime of the ice shelf has a strong influence on the material properties of ice. Examples using the results of the simulation are shown for the flow parameter with regard to dynamic modeling and for the absorption of electromagnetic waves used for radio-echo soundings.



*Hier konnte man erst erkennen,  
zu welch ungeheuren Leistungen  
die Natur imstande ist.*

( ROALD AMUNDSEN )

## 1. Einführung

Der antarktische Kontinent umfaßt die größte zusammenhängende Eisbedeckung der Erde. Bei einer Ausdehnung von ca. 14 Millionen Quadratkilometern entspricht dies etwa 11% der festen Erdoberfläche. Mit ungefähr 30 Millionen Kubikkilometern Eis speichert die Antarktis 90% des Eises und 70% des Süßwasservorkommens der gesamten Erde (Drewry et al., 1982; Drewry, 1983) und stellt somit einen wesentlichen globalen Faktor im Klima- und Ökosystem dar.

Die Antarktis wird durch das transantarktische Gebirge in zwei Regionen unterteilt, die Westantarktis und die Ostantarktis (Abbildung 1.1). Während der Großteil des Untergrundes der Westantarktis unterhalb des Meeresspiegels liegt (ausgenommen sind die Gebirgsregionen der antarktischen Halbinsel, der Ellsworth-Berge und des Marie-Byrd-Landes), ist die Ostantarktis durch einen hohen Festlandsockel charakterisiert. Aufgrund dieser Topographie werden auch die größten Eismassen der Antarktis über ihren Westteil ins Meer entladen und bilden weitgehend flache Tafeln schwimmenden Eises, die sogenannten 'Schelfeise'. Etwa 44% des gesamten antarktischen Kontinentes sind mit solchen Schelfeisen gesäumt (Drewry et al., 1982), wobei die flächenmäßig größten Schelfeise, das Ross-Schelfeis und das Filchner-Ronne-Schelfeis, in der Westantarktis angesiedelt sind.

Die Schelfeise übernehmen in zweierlei Hinsicht eine wichtige Rolle im Gesamtsystem Antarktis. Zum einen stellen Schelfeise die Ausflußgebiete des antarktischen Inlandeises dar. Sie kontrollieren den Eisstand des Inlandeises und sind somit wichtige Indikatoren für Klimaschwankungen. Insbesondere der marine Eisschild der Westantarktis (Eisschild mit Bodenkontakt unterhalb des Meeresspiegels (Thomas, 1979)), würde durch Klimaerwärmung (z.B. CO<sub>2</sub>-induzierte Erwärmung, Treibhaus-Effekt) einer Schwächung der Art ausgesetzt, daß sich durch einen Meeresspiegelanstieg

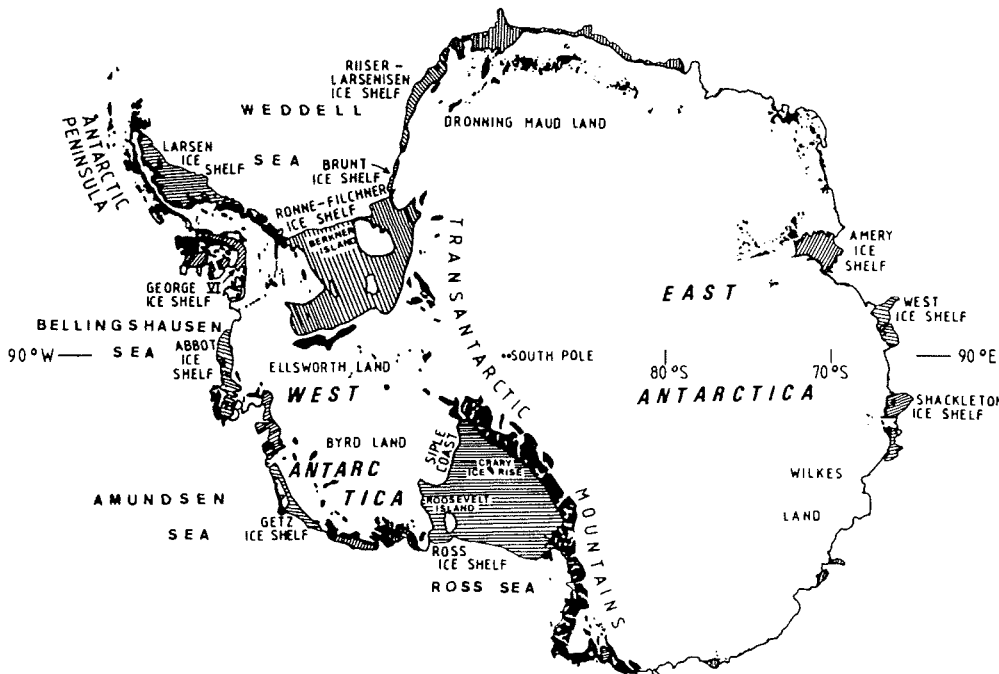


Abbildung 1.1: Übersichtskarte der Antarktis mit den wichtigsten geographischen Gegebenheiten (entnommen aus Van der Veen (1985)). Gebirgsregionen sind in schwarzer Signatur, Schelfeise schraffiert dargestellt.

die 'grounding line'<sup>1</sup> zurückzieht und dadurch bremsende Reibungskräfte an den Rändern sowie an Ice Rises oder Ice Rumples<sup>2</sup> aufgehoben werden. Solche Abläufe können bis zur nahezu vollständigen Auflösung des Eisschildes führen und sind von verschiedenen Autoren wie z.B. Weertmann (1974), Mercer (1978), Thomas et al. (1979), Van der Veen (1985) und MacAyeal (1992) ausführlich diskutiert und modelliert worden.

Zum anderen stellen die Schelfeise einen wesentlichen Faktor in der Bildung des Antarktischen Bodenwassers dar (Farbach et al., 1991). Dieses Tiefenwasser, das bis weit in die nördliche Hemisphäre vordringt und das globale Klimageschehen be-

<sup>1</sup>Übergangszone zwischen Inlandeis und Schelfeis

<sup>2</sup>Kuppelartige Wölbungen der Eisoberfläche, die sich dort abbilden, wo das Eis flächig auf dem Untergrund aufliegt

einflußt, wird nach Carmack & Forster (1975) zu 70% in der Weddell-See gebildet und resultiert aus der Vermischung von hochsalinem Schelfwasser mit unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis gebildetem Eisschelfwasser.

Schelfeise sind keine unveränderlichen, starren Körper, sondern stellen plastisch verformbare, veränderliche Systeme mit Zutrags-, Massenfluß- und Verlustgrößen dar. Die Zutragsgrößen sind durch Eisfluß aus dem Inlandeis, durch Schneeakkumulation an der Eisoberfläche, durch Anfrieren von Meerwasser aufgrund von Wärmeleitungsprozessen sowie durch Anlagerung von Unterwassereis an der Eisunterseite bestimmt. Der zuletzt genannte Prozeß ist das Resultat einer komplexen Wechselwirkung zwischen Ozean und Schelfeis, der nur unter speziellen thermodynamischen Bedingungen abläuft und daher nicht für jedes Schelfeis einen signifikanten Beitrag liefert. Auf der Defizitseite des Massenhaushaltes sind die Komponenten Kalben von Eisbergen an der Schelfeiskante, Schmelzen an der Schelfeisunterseite und auf der Schelfeisoberfläche, Schneedrift über den Schelfeisrand hinweg auf das Meer sowie Sublimation von Schnee zu nennen. Die Verluste infolge von Sublimation, Drift und Schmelzwasserabfluß von der Eisoberfläche sind im Vergleich zu den anderen genannten Prozessen jedoch vernachlässigbar gering und seien deshalb nur der Vollständigkeit halber genannt. Schelfeise dehnen sich aufgrund ihres Eigengewichtes in Richtung Meer aus und können im Kantenbereich Fließgeschwindigkeiten von mehr als  $1 \text{ km/a}$  erreichen, da sie auf einer reibungsfreien Wasseroberfläche aufliegen und somit keiner Scherung am Untergrund unterliegen (Sanderson & Doake, 1979). Seitliche Begrenzungen sowie Ice Rises/Rumples stehen einer ungehinderten Ausbreitung des Schelfeises entgegen und beeinflussen das Schelfeis in seinem Fließverlauf. Durch Divergenz dünnen Schelfeise zur Eiskante hin aus, wo sie von anfänglich  $1000 - 1500 \text{ m}$  Dicke an der grounding line eine Eismächtigkeit von  $80 - 100 \text{ m}$  erreichen können.

Das Filchner-Ronne-Schelfeis ist nach dem Ross-Schelfeis mit einer Ausdehnung von  $474760 \text{ km}^2$  das flächenmäßig zweitgrößte, volumenmäßig jedoch mit  $307300 \text{ km}^3$  das größte Schelfeis der Antarktis (Drewry et al., 1982). Es ist durch das Berkner Island (siehe Abb. 1.1) in einen westlichen und einen östlichen Teil getrennt, die nach ihren

Entdeckern Wilhelm Filchner<sup>3</sup> und Finn Ronne<sup>4</sup> benannt wurden (engl.: Filchner-Ronne Ice Shelf, FRIS). Trotz seiner Größe und seiner Bedeutung in der Drainage der Ostantarktis und großer Teile der Westantarktis ist das Filchner-Ronne-Schelfeis erst seit Beginn der 80er-Jahre intensiven Forschungen unterzogen worden. Wesentlicher Grund hierfür ist die immer noch währende schlechte Zugänglichkeit durch den großen Packeisgürtel der Weddell-See. Die Arbeiten und der Stand der Forschung bis 1983 sind von Robin et al. (1983) zusammengefaßt worden. Wesentliche Erkenntnis war zu diesem Zeitpunkt, daß der zentrale Teil des FRIS westlich des Berkner Island aus einer relativ dünnen Eisschicht von ca. 200m Mächtigkeit besteht, die möglicherweise mit marinem Eis unbekannter Mächtigkeit unterlagert sein konnte. Als marines Eis wird dasjenige Eis bezeichnet, welches durch Kristallisationsprozesse aus dem Meerwasser ausfriert und sich an der Schelfeisunterseite anlagert. Im Gegensatz hierzu steht das meteorische Eis, welches sich durch atmosphärischen Niederschlag als Gletschereis bildet. Intensive aerogeophysikalische Untersuchungen zur Bestimmung der Eismächtigkeit mit dem elektromagnetischen Reflexionsverfahren (kurz: EMR-Verfahren) und zur Bestimmung der Oberflächenhöhe von Thyssen (1986, 1988) konnten in den folgenden Jahren den Nachweis einer bis zu 400m mächtigen marinen Eisschicht im Zentralteil des FRIS erbringen, das die dünne meteorische Eisdecke unterlagert. Eine Bestätigung hierfür war eine auf diesen Messungen basierende Schmelzbohrung, die das Schelfeis bei einer Gesamtmächtigkeit von 465m durchteufte (Engelhardt & Determann, 1987) und damit die Eisunterseite ca. 295m unterhalb des untersten EMR-Reflektors und damit unterhalb der

---

<sup>3</sup>Wilhelm Filchner (1877-1957), Leiter der Deutschen Antarktis-Expedition 1911/12, unterwegs mit dem Polarschiff 'Deutschland', entdeckte bei 35°W das Gegenstück zur großen Ross-Barriere und folgte ihr 350km nach Westen. Zuerst nach Kaiser Wilhelm benannt, wurde das Schelfeis östlich Berkner Island später nach seinem Entdecker als 'Filchner Schelfeis' bezeichnet. (Alberts, 1981)

<sup>4</sup>Cdr. Finn Ronne, Leiter der Ronne-Antarctic-Research-Expedition 1947/48, entdeckte und fotografierte einen Streifen im nördlichen Teil des Schelfeises während zweier Überflüge im November und Dezember 1947. Diesen Streifen nannte er 'Lassiter Shelf Ice'. Das vermutlich dahinter liegende Land benannte er nach seiner Frau 'Edith Ronne Land'. Nach der Expedition im Internationalen Geophysikalischen Jahr 1957/58 wurden die Namen revidiert und das gesamte Schelfeis westlich Berkner Island 'Ronne-Schelfeis' benannt (Alberts, 1981).

meteorischen Eisschicht erreichte. Weitere Arbeiten über Eismächtigkeitsverteilung (Crabtree & Doake, 1986), Eismächtigkeiten, Eisoberflächenhöhen und Meeresbodentopographie (Pozdeyev & Kurinin, 1987) sowie Satellitenbilddauswertungen (Swintinbank et al., 1988) ergänzten den Kenntnisstand über den Massenhaushalt und die Dynamik des FRIS. Eine Kernbohrung bis in das marine Eis hinein (Oerter et al., 1992) konnte Material für physikalische und chemische Untersuchungen zur Verfügung stellen.

Mitarbeiter der Forschungsstelle für physikalische Glaziologie der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster sind seit 1980 unter Leitung von Prof. Dr. F. Thyssen an den Untersuchungen auf dem Filchner-Ronne-Schelfeis beteiligt. In insgesamt vier Expeditionen konnte ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis des Aufbaus und der Gliederung dieses hochstrukturierten Eiskörpers geleistet werden.

Durch Einsatz des an der Forschungsstelle entwickelten elektromagnetischen Reflexionsverfahrens in Kombination mit Höhenmessungen der Eisoberfläche vom Flugzeug aus konnte einerseits großräumig die Eismächtigkeitsverteilung des FRIS bestimmt werden (Thyssen, 1986, 1988) und andererseits vom Boden aus hochauflösende Messungen zur Untersuchung der inneren Struktur als Abgrenzung von Eisströmen und zur Verfolgung von Fließlinien durchgeführt werden (Blindow, 1991). Diese Arbeiten wurden durch Schmelzbohrungen (Engelhardt & Determann, 1987) und reflexionsseismische Untersuchungen (Determann et al., 1988) ergänzt. Sie führten zu dem derzeitigen Wissensstand, daß das marin gebildete Eis im Zentralteil des FRIS über einer Fläche von ca.  $100000\text{km}^2$  ein Volumen von ca.  $14400\text{km}^3$  umfaßt und damit etwa 30% des Gesamteisvolumens in diesem Bereich entspricht. Es erreicht in seinem Bildungsmaximum eine Mächtigkeit von  $400\text{m}$  und stellt somit einen wichtigen Faktor im Massenhaushalt des FRIS dar. Darüber hinaus übt es aufgrund seiner Auftriebskraft Einfluß auf die Dynamik des Schelfeises aus, was sich insbesondere im Bereich der höchsten basalen Akkumulation nordöstlich des Henry Ice Rise durch Bruchvorgänge und eine damit verbundene Spaltenbildung an der Schelfeisoberfläche ausdrückt. Das meteorische Eis ist im Zentralteil teilweise weniger als  $100\text{m}$  dick. Bei einer homogenen Gesamteismächtigkeit ist das marine Eis nicht durch eine einheitliche Mächtigkeit im Zentralteil ausgeprägt, was Hinweise

auf eine lokale Variation der basalen Anfrierrate liefern kann.

Während der Antarktis-Expedition ANT VIII/5 1989/90 wurden im Kantenbereich des FRIS, etwa 50km nordwestlich der Filchner-Station, umfangreiche glaziogeophysikalische Untersuchungen zum Temperaturregime und Massenhaushalt dieses Schelfeises durchgeführt. Die vorliegende Arbeit steht in unmittelbarem Zusammenhang mit oben genannten Ergebnissen und stellt eine Fortführung der sowohl experimentellen als auch theoretischen Arbeiten im Rahmen des Filchner-Ronne-Schelfeis-Projektes dar.

Nach der Einführung in die spezielle Problematik des Filchner-Ronne-Schelfeises werden im folgenden Kapitel 2 die Grundlagen des Energie- und Massenhaushaltes von Schelfeisen erörtert. Der gewaltige Anfrierprozeß marinen Eises im Zentralteil des FRIS hat nicht nur für den Massenhaushalt eine wesentliche Bedeutung, sondern beeinflußt auch das Temperaturregime und damit das Fließverhalten des Schelfeises. In bisherigen numerischen Simulationen (Lange & MacAyeal, 1986, 1988; Determann, 1991a) wurde hierbei jedoch von einem einheitlichen bzw. vereinfachten Fließparameter ausgegangen, der gleichbedeutend mit einer Mittelung der rheologischen Eigenschaften über die gesamte Eissäule zu sehen ist. Da der Fließparameter jedoch stark temperaturabhängig ist, wird in Kapitel 3 ein thermisches Modell vorgestellt, das den Energietransport im meteorischen und marinen Eis beschreibt. Letzteres geschieht in Anlehnung an Prozesse der Meereisbildung, berücksichtigt jedoch die unterschiedlich mächtige Ausbildung und Bildungsursache.

Im vierten Kapitel werden die während der Antarktis-Expedition 1989/90 auf dem FRIS durchgeführten Untersuchungen zum Temperaturregime und zum Massenhaushalt, insbesondere zum Abschmelzen des Schelfeises beschrieben. Es werden drei voneinander unabhängige Verfahren (Temperatur-, TDR- und Oberflächenmessungen) zur Bestimmung der basalen Massenbilanzgröße diskutiert und ihre Ergebnisse miteinander verglichen. Die Temperaturuntersuchungen wurden bis in das Meerwasser unterhalb des Schelfeises durchgeführt. Hiermit konnten auch Hinweise auf Gezeiteneffekte in der Wechselwirkung zwischen Ozean und Schelfeis festgestellt werden. Eine Übersicht über vorhandenes Datenmaterial im Zentralteil des FRIS wird gegeben.

In Kapitel 5 wird auf der Grundlage der experimentellen Ergebnisse das entwickelte thermische Modell entlang ausgewählter Fließlinien durch den Zentralteil des FRIS angewendet. Anhand der Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß werden aus bekannten Meßgrößen Anfrier- und Abschmelzraten berechnet. Das simulierte Temperaturfeld entlang der Fließlinien wird mit Meßdaten verglichen.

In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Modellrechnungen in ihrer Konsequenz für weiterführende sowohl theoretische als auch experimentelle Arbeiten erörtert. Am Beispiel des Fließverhaltens des Schelfeises und der Untersuchungsmethode mit dem elektromagnetischen Reflexionsverfahren wird der Einfluß des veränderten Temperaturregimes im Zentralteil dargelegt.

Im abschließenden Kapitel 7 sind die gewonnenen Erkenntnisse noch einmal im Überblick zusammengefaßt.

## 2. Grundlagen zum Energie- und Massenhaushalt

Jedes Medium, das nicht einem Temperaturgleichgewicht unterliegt, ist bestrebt, seinen thermischen Ungleichgewichtszustand durch Energietransport auszugleichen. Der Energieaustausch erfolgt durch Wärmeströmungen vom wärmeren zum kälteren Bereich des Mediums. Dieser Wärmetransport kann im wesentlichen durch drei unterschiedliche Prozesse erfolgen:

- Wärmeleitung (Konduktion)

Wärmeleitung stellt den Transport von Wärmeenergie dar, der durch die ungeordnete Bewegung der Atome und Moleküle der Materie in Richtung des negativen Temperaturgradienten erfolgt.

- Advektion/Konvektion

Advektion bzw. Konvektion setzt makroskopische Bewegung von Teilchen in der Materie voraus, die selbst Wärmeenergie mitführen.

- Strahlung

Beim Wärmetransport durch Strahlung wird Wärmeenergie in Form von elektromagnetischen Wellen abgegeben. Diese Abgabe ist nur von der Temperatur des Körpers und nicht vom Temperaturgradienten abhängig.

In Gasen und Flüssigkeiten beschreiben Konvektion und Strahlung die wesentlichen Prozesse des Wärmetransportes. In Festkörpern hingegen spielen die Prozesse der Strahlung und Konvektion eine untergeordnete Rolle. Wärmeleitung dominiert den Wärmetransport. Da Eis in erster Linie als plastisch verformbarer Körper zu betrachten ist, finden sowohl konduktive als auch advective Terme für die Lösung des Wärmetransportproblems Berücksichtigung. Letztere sind wiederum durch Massen-



bilanzgrößen parameterisiert, die eine enge Kopplung zwischen dem Energie- und Massenhaushalt von Schelfeisen bilden.

## 2.1 Die Wärmetransportgleichung

Die mathematische Grundlage für die Beschreibung des Wärmetransportes durch Wärmeleitungsprozesse bildet das Fourier-Gesetz, welches eine Proportionalität zwischen der pro Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit transportierten Energie, dem Wärmefluß  $\vec{q}$ , sowie der treibenden Kraft, dem Temperaturgradienten  $\nabla T$ , herstellt:

$$\vec{q} = -k\nabla T \quad (2.1)$$

Die Proportionalitätskonstante  $k$  ist die Wärmeleitfähigkeit, die im allgemeinen Fall für ein isotropes Medium eine Funktion der Ortskoordinaten  $(x,y,z)$  und der Temperatur ist. Die Änderung der inneren Energie eines Systems wird durch die Wärmeleitungsgleichung beschrieben (Carslaw & Jaeger, 1959):

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla(k\nabla T) + Q \quad (2.2)$$

Dabei gibt  $\rho = \rho(x, y, z)$  die Dichte des Materials an,  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität, die im allgemeinen konstant angenommen wird, und  $Q$  die innere Wärmeproduktionsrate. Der Differentialoperator  $\frac{D}{Dt}$  beschreibt die substantielle Zeitableitung, die definiert ist durch:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\nabla \quad (2.3)$$

Hierdurch finden sowohl konduktive als auch advective Wärmeleitungsprozesse ihre Berücksichtigung, wobei  $\vec{u}$  der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Mediums entspricht.

Es gilt somit:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} \nabla(k\nabla T) - \vec{u}\nabla T + \frac{Q}{\rho c_p} \quad (2.4)$$

## 2.2 Wärmeleitung für meteorisches und marines Schelfeis

Für Schelfeis lassen sich eine Reihe von Vereinfachungen der allgemeinen Wärmetransportgleichung auführen. Insbesondere das meteorische, glaziale Eis unterliegt

aufgrund seiner klaren Bildungsbedingungen einfacheren Verhältnissen, als dies für marines Eis, das aus dem ozeanischen Milieu hervorgegangen ist, gilt. Hier sind besonders die Einflüsse der Verunreinigungen (z.B. Salzlauge) auf die Wärmeleitfähigkeit und die Volumenwärme zu nennen, sowie die durch den Anfrierprozeß freiwerdende Kristallisationswärme.

Sowohl für den meteorischen als auch für den marinen Bereich des Schelfeises lassen sich grundlegend zwei Vereinfachungen formulieren:

- a) Nach Sanderson & Doake (1979) gilt eine reibungsfreie Kopplung für Schelfeise mit dem Ozean. Dies führt dazu, daß die Schererwärmung ( $Q = 2\dot{\epsilon}_{xy}\tau_{xy}$  (Paterson, 1981)) in guter Näherung vernachlässigt werden kann.
- b) Wärmeproduktion durch innere Quellen (z.B. radioaktive Wärmequellen) können vernachlässigt werden.

### 2.2.1 Das meteorisch gebildete Schelfeis

Das glaziale Eis, welches durch den Prozeß der Diagenese bzw. Metamorphose aus Schnee gebildet wird, bezeichnet man oft auch als meteorisches Eis. Es ist in den oberen 100 – 150m durch eine stetige Dichtezunahme bis zur Dichte von reinem Eis ( $\rho_i = 917 \frac{kg}{m^3}$ ) charakterisiert. Dieser Prozeß der Firnverdichtung kann durch unterschiedliche Mechanismen bewirkt werden, deren Einfluß sich mit zunehmender Dichte ändert (Anderson & Benson, 1963; Paterson, 1981): Umverteilung der Schneekristalle bis zur dichtesten Packung, Evaporation, Sintern, Sublimation, Rekristallisation, Kompression und innere Deformation.

Da insbesondere die thermischen Eigenschaften des Eises eng an die Dichte des Materials gekoppelt sind, soll im folgenden kurz auf den Prozeß der Firnverdichtung eingegangen werden und ein semi-empirisches Modell von Herron & Langway (1980) skizziert werden, das diesen Prozeß beschreibt.

Allgemein gliedert sich die Verdichtung von Firn in drei Stadien, die sich strukturell voneinander unterscheiden.

1. Einregelung und mechanische Umordnung der Kristalle bis zur dichtesten Packung: Dieser Wert ist bei einer Porosität von ca. 40 % erreicht, was einer Dichte von etwa  $550 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  entspricht.
2. Sinterung und Rekristallisation: Dem erhöhten Druck durch das auflastende Material können die Kristalle oder Körner nur durch Verformung oder Zusammenwachsen ausweichen. Dies führt zur Verfestigung des Firns bis zum vollständigen Porenabschluß bei einer Dichte von ungefähr  $830 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ . Gleichzeitig wird dies auch als Übergang von Firn zu Eis definiert, bei dem die Permeabilität der eingeschlossenen Luft gleich Null ist.
3. Eine weitere Dichtezunahme des Eises bis zur Enddichte von  $917 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  wird durch die Kompression der eingeschlossenen Luftvolumina bewirkt.

Diese Stadien der Firnverdichtung gelten nur für trockenen Schnee und für ganzjährige negative Umgebungstemperaturen. Da die Prozesse sehr sensitiv auf Temperaturänderungen reagieren, treten leicht lokale Variationen in der Dichte-Tiefen-Funktion auf. Das Vorhandensein von Schmelzwasser hat eine Beschleunigung der Transformation von Firn zu Eis zur Folge, da es die mittlere Korngröße verringert und den Porenraum ausfüllt.

Der Firnverdichtungsprozeß bis zur Dichte von  $800 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  ist von Herron & Langway (1980) in einem semi-empirischen, analytischen Modell beschrieben worden. Unter der Annahme (Robin, 1958), daß die Änderung des Porenraumes linear mit der Änderung des Auflastdruckes verknüpft ist, geben sie zwei Gleichungen an, die nur von der mittleren Jahrestemperatur, der Akkumulationsrate und einer Modell-Anfangsdichte, die graphisch aus Firndichtewerten der oberen ca. 5m bestimmt wird, abhängen. Für die erste Schicht bis zur kritischen Dichte  $\rho = 550 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  gilt für die Dichte-Tiefen-Funktion:

$$\rho(z) = \frac{\rho_i Z_0}{1 + Z_0} \quad (2.5)$$

mit

$$Z_0 = \exp \left[ \rho_i K_0 z + \ln \left( \frac{\rho_0}{\rho_i - \rho_0} \right) \right] \quad (2.6)$$

und

$$K_0 = (1.1 \cdot 10^{-2} \text{kg}^{-1} \text{m}^2) \exp \left[ -\frac{(10160 \text{Jmol}^{-1})}{RT} \right] \quad (2.7)$$

Hierbei bedeuten  $\rho_i = 917 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  die Dichte von reinem Eis,  $\rho_0$  die Anfangsdichte,  $K_0$  eine Konstante, die der Arrheniusgleichung folgt,  $R = 8.314 \text{Jmol}^{-1} \text{K}^{-1}$  die allgemeine Gaskonstante,  $T$  die Temperatur in Kelvin und  $z$  die Tiefe in Meter, für welche die Dichte berechnet werden soll. Die kritische Dichte wird in der Tiefe  $z_{kr} = \frac{1}{\rho_i K_0} [\ln(\frac{550}{\rho_i - 550}) - \ln(\frac{\rho_0}{\rho_i - \rho_0})]$  erreicht. Auffällig ist, daß die Firnverdichtung im ersten Stadium unabhängig von der Akkumulationsrate formuliert wird und nur von der mittleren Jahrestemperatur und der Anfangsdichte abhängt.

In der zweiten Schicht geben Herron & Langway ihre Gleichungen lediglich für den Dichtebereich  $550 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} < \rho < 800 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  an, da ab  $800 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  die Firnverdichtungsrate nicht-linear wird. Eine Extrapolation dieser Formel bis zur Dichte von reinem Eis liefert jedoch hinreichend gute Ergebnisse. Es gilt:

$$\rho(z) = \frac{\rho_i Z_1}{1 + Z_1} \quad (2.8)$$

mit

$$Z_1 = \exp \left[ \rho_i K_1 \frac{(z - z_{kr})}{\sqrt{a}} + \ln \left( \frac{550}{\rho_i - 550} \right) \right] \quad (2.9)$$

und

$$K_1 = (5.75 \cdot 10^{-1} \text{kg}^{-1} \text{m}^2) \exp \left[ -\frac{(21400 \text{Jmol}^{-1})}{RT} \right] \quad (2.10)$$

In dieser Beschreibung tritt die Akkumulationsrate  $\dot{a} (\text{kg m}^{-2} \text{a}^{-1})$  auf, die nun Einfluß auf die Firnverdichtung hat.  $K_1$  ist eine Konstante (vgl.  $K_0$ ). Die für dieses Modell benötigten Eingabeparameter lassen sich mit Hilfe von feldglaziologischen Untersuchungen bestimmen bzw. ableiten. Nach Morris & Vaughan (1991) liefert die erste Formel für den Dichtebereich bis  $550 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  zwar im Vergleich zu Feldmessungen auf dem FRIS zu niedrige Werte (der Firnverdichtungsprozeß läuft aufgrund hoher Sommertemperaturen schneller ab), dieses spielt für die Betrachtungen jedoch eine untergeordnete Rolle. Dieser Dichtebereich wird in einer Tiefe von ca.  $10 \text{m}$  erreicht und beeinflußt die thermischen Eigenschaften des Eises daher nur unwesentlich.

Die Wärmeleitfähigkeit von Schnee und Eis ist auf verschiedene Art und Weise in empirischen oder theoretischen Modellen zum Beispiel von Van Dusen (1929), Cars-

law & Jaeger (1959), Schwerdtfeger (1963a) sowie Adams & Brown (1983) formuliert worden. Hierbei findet insbesondere die Dichteabhängigkeit aber auch die Wärmeleitfähigkeit des Porengases ihre Berücksichtigung. Nach Paterson (1981) liefern die Beziehungen von Van Dusen (1929)

$$k(\rho) = 2.1 \cdot 10^{-2} + 4.2 \cdot 10^{-4} \rho + 2.2 \cdot 10^{-9} \rho^3 \quad (2.11)$$

eine untere Grenze für die Wärmeleitfähigkeit von Schnee und Eis und die Beziehung von Schwerdtfeger (1963a)

$$k(\rho) = \frac{2 k_i \rho}{3\rho_i - \rho} \quad (2.12)$$

eine obere Grenze. Hierbei beschreibt  $k_i = 2.1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  die Wärmeleitfähigkeit für reines Eis und  $\rho$  die Dichte. Die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit ist verglichen mit der Dichteabhängigkeit klein und kann für den Bereich des meteorischen Eises vernachlässigt werden.

In Abbildung 2.1 ist die Dichte-Tiefen-Funktion nach Herron & Langway (1980) mit für das FRIS bestimmten Eingabewerten im Bereich der Filchner-Station (Reinwarth & Graf, 1985) sowie daraus berechneten Wärmeleitfähigkeiten dargestellt.

Mit Einführung der thermischen Diffusivität

$$\kappa = \frac{k}{\rho c_p} \quad (2.13)$$

kann die allgemeine Wärmetransportgleichung nun wie folgt aufgestellt werden:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + \frac{1}{\rho c_p} \nabla k \nabla T - \vec{u} \nabla T \quad (2.14)$$

Unter der Voraussetzung, daß das Temperaturfeld des Schelfeises in genügender Entfernung vom Inlandeis und von seitlichen Berandungen berechnet wird, können seitliche Scherungen und ihr Einfluß auf das Geschwindigkeitsfeld vernachlässigt werden. Eine vertikale Eissäule bleibt in einem Schelfeis vertikal. Die Fließgeschwindigkeit in einem Schelfeis ist tiefenunabhängig. In diesem Fall sind auch die horizontalen Temperaturgradienten im Vergleich zum vertikalen Temperaturgradienten zu vernachlässigen, so daß gilt:

$$\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y} \ll \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.15)$$

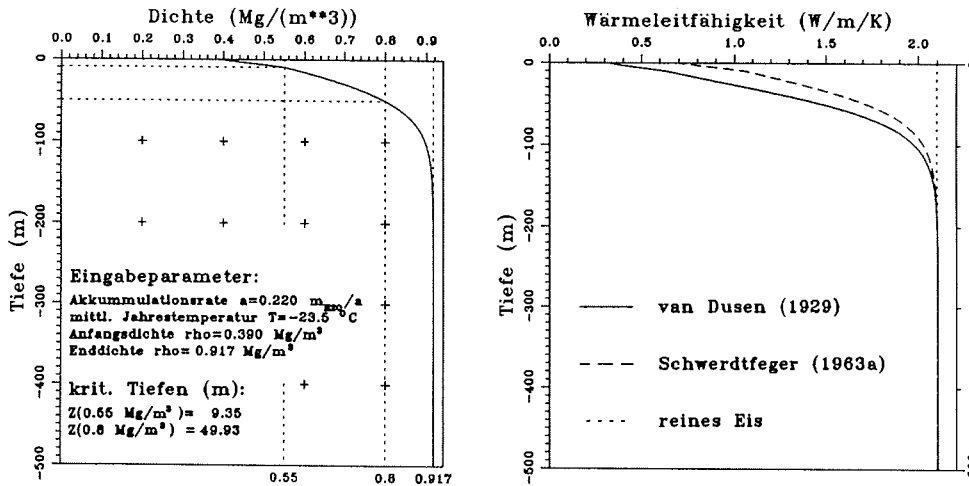


Abbildung 2.1: Dichte-Tiefen-Funktion im Bereich der Filchner-Station nach dem Modell von Herron & Langway (1980) (links) und Wärmeleitfähigkeit nach Van Dusen (1929) und Schwerdtfeger (1963a) (rechts)

Die Annahme der tiefenunabhängigen Fließgeschwindigkeit  $\vec{u}$  führt nach Paterson (1981) zur einer weiteren Vereinfachung. Die Ableitung  $\frac{\partial T}{\partial t}$  kann als lokale Ableitung betrachtet werden, die sich mit der Eissäule bewegt und in der dadurch die horizontalen Advektionsterme  $u \frac{\partial T}{\partial x}$ ,  $v \frac{\partial T}{\partial y}$  implizit enthalten sind ('moving-column model'). Die horizontalen Advektionsterme spielen somit gegenüber vertikaler Advektion eine untergeordnete Rolle und es gilt:

$$\vec{u} \nabla T = u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \rightarrow w \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.16)$$

Somit vereinfacht sich Gleichung 2.14 zu:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial z} - w \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.17)$$

Mit

$$\frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial k}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2.18)$$

folgt

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \left[ \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial k}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - w \right] \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.19)$$

Die vertikale Geschwindigkeit  $w$ , die den advektiven Wärmetransport steuert, ist eine tiefenabhängige Größe und kann durch Integration der vertikalen Strainrate  $\dot{\epsilon}_{zz} = -(\dot{\epsilon}_{xx} + \dot{\epsilon}_{yy})$  (vgl. Gleichung 2.31) über die Eismächtigkeit berechnet werden. Sie beschreibt den an Partikelbewegung gekoppelten Wärmetransport und ist an der Eisoberfläche eine Funktion der Akkumulationsrate  $\dot{a}_i$  ( $\dot{a}_i = \frac{\dot{a}}{\rho_i}$ ;  $[\dot{a}_i] = \frac{m}{a}$  Eisäquivalent). An der Eisunterseite ist sie durch die Schmelz- bzw. Anfrierrate  $m$  gegeben. Hierbei bedeuten  $m < 0$  Schmelzen und  $m > 0$  Anfriern. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß die x-Achse in Fließrichtung und die z-Achse positiv nach unten zeigt, wobei der Ursprung des Koordinatensystems auf der Eisoberfläche liegt.

Für die vertikale Geschwindigkeit in der Tiefe  $z$  gilt (vgl. Robin, 1955; MacAyeal & Thomas, 1986):

$$w(z) = \left(1 - \frac{z}{H}\right) \dot{a}_i + z \dot{\epsilon}_{zz} + \frac{z}{H} m \quad (2.20)$$

wobei  $H$  der Eismächtigkeit entspricht.

### 2.2.2 Das marin gebildete Schelfeis

Im Gegensatz zu meteorisch gebildetem Eis entsteht das marine Eis durch Bildung von Eiskristallen in der Wassersäule unterhalb des Schelfeises (Unterwassereis) und durch Akkumulation und Verdichtung dieses Kristall/Meerwassergemisches an der Schelfeisunterseite. Es ist somit vergleichbar mit dem in polaren Breiten auftretenden Meereis, kann im Gegensatz dazu aber weitaus größere Mächtigkeiten erreichen und unterliegt grundlegend anderen Bildungsbedingungen.

Die Ursache für die Bildung von Unterwassereis liegt in der Hebung von potentiell unterkühltem Meerwasser (Meerwasser mit Temperaturen unterhalb seines Oberflächengefrierpunktes), welches durch diesen Prozeß seinen In-situ-Gefrierpunkt unterschreitet (Foldvik & Kvinge, 1974). Dieser Mechanismus, der eine direkte Folge der Wechselwirkung zwischen Schelfeis und Ozean ist und zur Bildung des marinen Eises führt, wird durch das Modell der 'Eispumpe' (Robin, 1979; Lewis & Perkin,

1986) beschrieben und soll in Kapitel 2.4 näher erläutert werden.

In diesem Kapitel werden zunächst einmal die thermischen Eigenschaften des marinen Eises, wie sie aus Modellen der Meereisbildung abzuleiten sind, und ihr Einfluß auf die thermische Entwicklung des gesamten Schelfeises vorgestellt und diskutiert.

Das in der Wassersäule unterhalb des Schelfeises gebildete Unterwassereis lagert sich aufgrund seines Auftriebs an der Schelfeisunterseite an. Zwischen den Eiskristallen bleibt Meerwasser eingeschlossen, in dem die einzelnen Salze erst mit zunehmender Abkühlung nach und nach auskristallisieren. Für Meerwasser mit einer typischen Salinität von 35‰ sind dies:  $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$  (Mirabilit) bei  $-8.2^\circ C$  und  $NaCl \cdot 2H_2O$  bei  $-22.9^\circ C$  (Schwerdtfeger, 1963b). Im Laufe des Gefriervorgangs bilden sich in tieferen Schichten des Eises Strukturen mit überwiegend vertikalen Abflußkanälen. Die eingeschlossene Salzlauge ('brine') wird in diesem System durch Prozesse der Diffusion und Konvektion allmählich nach unten aus dem Meereis entfernt (Untersteiner, 1967; Lake & Lewis, 1970). Aus diesem Grunde ist der Salzgehalt von Meereis im Vergleich zum Meerwasser sehr viel kleiner. Das allmähliche Aus-sickern der Salzlauge hat zur Folge, daß der Salzgehalt des Meereises umso kleiner ist, je langsamer der Gefriervorgang abläuft. Mit zunehmendem Alter des Meereises, und damit mit zunehmender Entfernung von der Eis/Meerwassergrenze, kann fast salzfreies Eis entstehen. Nach Dietrich et al. (1975) sind typische Werte für den Salzgehalt von mehrjährigem Meereis kleiner 2‰, für einjähriges Meereis 3 – 5‰ und zu Beginn der Neueisbildung 10‰. Die Salinitätsanalyse an Bohrmehlproben des marinen Eises in der Bohrung B13 im Kantenbereich des FRIS (Oerter et al., 1990) ergab einen Salzgehalt von kleiner 0.1‰, was auf einen langsamen Bildungsprozeß und ein großes Alter schließen läßt.

Für die modellmäßige Beschreibung des marin gebildeten Eises, läßt sich nun folgendes Konzept angeben:

- Formulierung der thermischen Eigenschaften des marinen Eises in Abhängigkeit vom Salzgehalt, der Temperatur und des Alters (Schichtdicke)
- Unterteilung des marinen Eises in eine Bildungszone ('slush'-Schicht) und eine Zone mehrjährigen, desalinierten Eises mit konstanter Salinität



Die Wärmeleitfähigkeit des marinen Eises wird in der slush-Zone durch Laugeneinschlüsse, sogenannte brine-pockets, beeinflusst, die während der Anlagerung von Unterwassereis isoliert werden. Diese brine-pockets befinden sich auf Gefrierpunkttemperatur und sind im Phasengleichgewicht mit dem umgebenden Eis. Dieser Gleichgewichtszustand wird durch Volumenänderung der brine-pockets aufrecht erhalten. Ein Anstieg der Temperatur führt zum Schmelzen des Eises, das die Laugeneinschlüsse umgibt, was die Salzkonzentration der Lauge erniedrigt und den Gefrierpunkt wiederum heraufsetzt. Die brine-pockets können somit als thermisches Reservoir angesehen werden, das die Erwärmung oder Abkühlung des Eises steuert.

Die thermischen Eigenschaften des marinen Eises sind folglich Funktionen des Salzgehaltes und der Temperatur sowie des Abstandes von der Grenzfläche Eis/Meerwasser.

Die Veränderungen der Dichte, Wärmeleitfähigkeit und der spezifischen Wärme wurden zuerst von Malmgren (1927) untersucht, Schwerdtfeger (1963b) lieferte eine zusammenfassende theoretische Analyse dieses Problems. In Arbeiten über thermodynamische Meereismodelle geben Untersteiner (1964) und Maykut & Untersteiner (1971) Näherungen für die Beschreibungen von Volumenwärme ( $\rho c_p$ ) und Wärmeleitfähigkeit  $k$  an:

$$(\rho c_p)_s = (\rho c_p)_i + \frac{\gamma S(z)}{(T - 273)^2} \quad (2.21)$$

$$k_s = k_i + \frac{\beta S(z)}{T - 273} \quad (2.22)$$

Hierbei stehen die Indizes  $i$  für reines Eis und  $s$  für marines Eis.  $S(z)$  beschreibt den tiefenabhängigen Salzgehalt in  $kg/m^3$ ,  $T$  die Temperatur in Kelvin. Die Konstanten sind gegeben durch  $\gamma = 17.169 \cdot 10^6 \text{ JKkg}^{-1}$  und  $\beta = 0.117 \text{ Wm}^2\text{kg}^{-1}$ . Durch diese Formulierung wird sowohl der stetigen Volumenänderung der brine-pockets als auch dem mit dem Gefrierprozeß verbundenen Fluß latenter Wärme Rechnung getragen.

In Abbildung 2.2 ist die Wärmeleitfähigkeit, die Volumenwärme und die thermische Diffusivität in Abhängigkeit vom Salzgehalt und der Temperatur dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Wärmeleitfähigkeit von Meereis mit abnehmendem Salzgehalt ansteigt. Die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit ist nahe dem Gefrierpunkt sehr groß. Erst bei niedrigen Temperaturen nähert sich der Graph dem Wert

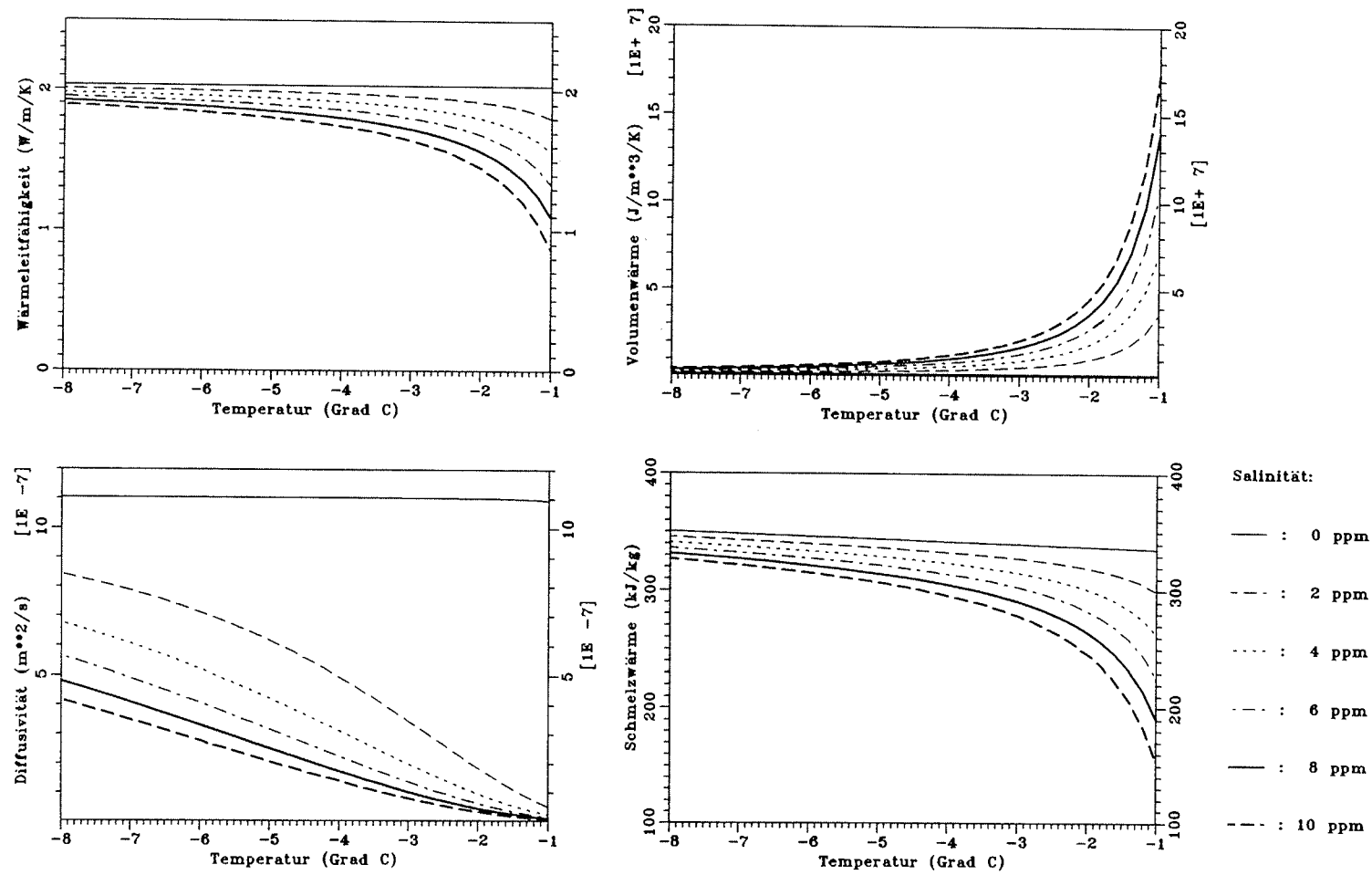


Abbildung 2.2: Wärmeleitfähigkeit (links oben), Volumenwärme (rechts oben), thermische Diffusivität (links unten) und latente Schmelzwärme (rechts unten) von Meereis als Funktionen der Temperatur und des Salzgehaltes im Bereich von 0‰ bis 10‰

für reines Eis an.

Die Volumenwärme ist bei Temperaturen um den Gefrierpunkt größer als diejenige des reinen Eises, da bei weiterer Abkühlung die Wärmebilanz fast ausschließlich durch das Ausfrieren weiterer Salzlauge und somit durch den Eintrag latenter Wärme bestimmt wird. Erst bei tieferen Temperaturen nähert sich der Wert demjenigen des reinen Eises an, indem der brine-Gehalt sehr klein wird bzw. verschwindet.

Die thermische Diffusivität, die als Quotient aus Wärmeleitfähigkeit und Volumenwärme definiert ist, zeigt folglich eine starke Abhängigkeit von Salzgehalt und Temperatur und weist insbesondere nahe dem Gefrierpunkt große Unterschiede auf.

Die Dichte-Tiefen-Funktion des Meereises ist eine Funktion des Salzgehaltes, der Temperatur und desjenigen Luftgehaltes, welcher durch den Gefriervorgang im Wasser gelöster Luft und im wesentlichen auch durch den Kontakt zur Atmosphäre eindringt (Schwerdtfeger, 1963b). Für das marine Eis spielt diese Abhängigkeit hingegen eine untergeordnete Rolle, da bei der Eisbildung nur die im Wasser gelöste Luft einen Beitrag liefern könnte. Dieses wird auch durch die Bohrkern aus dem marinen Eis bestätigt, die keinerlei sichtbare Luftbläschen enthalten und im Durchlicht glasklar erscheinen. Es gilt:

$$\rho_s = (1 - \alpha) \left( 1 - \frac{4.56 S(z)}{T - 273} \right) \rho_i \quad (2.23)$$

wobei  $\alpha$  dem Luftgehalt, der für marines Eis in guter Näherung Null gesetzt werden kann, und  $\rho_i$  der Dichte von reinem Eis entspricht.

Die durch den Anfriervorgang freigesetzte Kristallisationswärme kann das Temperaturfeld im Bereich der slush-Schicht beeinflussen. Da für Meereis keine feste Temperatur für die Phasenumwandlung flüssig/fest anzugeben ist, muß die latente Schmelzwärme in Abhängigkeit vom Salzgehalt und der Temperatur formuliert werden. Nach Yen (1981) gilt hierfür:

$$L_s = 4.1868 \left( 79.68 - 0.505T - 27.3S + 4311.5 \frac{S}{T} \right) \quad (2.24)$$

wobei  $L_s$  die latente Schmelzwärme in  $kJ kg^{-1}$  angibt (vgl. Abbildung 2.2). Die Änderung der inneren Energie  $Q$  eines Volumenelementes  $V_e$  des Systems ist gegeben

durch:

$$Q = \rho_s L_s \frac{dV_e}{dt} \quad (2.25)$$

Aufgrund dieser Formulierung kann  $Q$  als interne Energiequelle in der Wärmeleitungsgleichung Berücksichtigung finden, wobei das kristallisierte Volumen durch die Anfrierrate parameterisiert werden kann. Nach Clough & Hansen (1979) und Zotikov et al. (1980) kommt dem Anfrierprozeß durch Wärmeleitung jedoch nur eine untergeordnete Rolle in der Bildung von marinem Eis zu und braucht daher in der Wärmetransportgleichung nicht berücksichtigt zu werden. Er spielt hingegen in der Energiebilanz für die Eisunterseite und damit in der Festlegung der Temperaturrandbedingung eine wichtige Rolle, auf die in Kapitel 3.2 ausführlich eingegangen wird. Die Ursache für das Anfrieren und Abschmelzen soll in Kapitel 2.4 diskutiert werden.

Die allgemeine Wärmetransportgleichung (Gl.2.14) kann nun mit den in Kapitel 2.2.1 für ein Schelfeis diskutierten Vereinfachungen und den Gleichungen 2.21 - 2.23 für das marine Eis folgendermaßen umgeschrieben werden. Es gilt:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k_s}{(\rho c_p)_s} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \left[ \frac{1}{(\rho c_p)_s} \frac{\beta \partial S}{T \partial z} - w \right] \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{(\rho c_p)_s} \frac{\beta S}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \quad (2.26)$$

Durch die Aufteilung des marinen Eises in eine Zone alten, desalinierten Eises mit konstantem Salzgehalt (d.h.  $\frac{\partial S}{\partial z} = 0$ ) und eine Bildungszone folgt für den Bereich oberhalb der slush-Schicht:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k_s}{(\rho c_p)_s} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - w \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{(\rho c_p)_s} \frac{\beta S}{T^2} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \quad (2.27)$$

Der Salzgehalt in der slush-Schicht wird in Anlehnung an Salinitätsprofile aus Meer eisproben als exponentielle Funktion angenommen (Kipfstuhl, 1991), wobei die Dicke der slush-Schicht ( $H_{sl}$ ) als Skalierungsgröße wirkt. Es gilt:

$$S(z) = \begin{cases} S_0 & \text{für } z_{met/mar} < z \leq z_{mar/sl} \\ S_0 \exp[a(z - z_{mar/sl})] & \text{für } z_{mar/sl} < z \leq H \end{cases} \quad (2.28)$$

In dieser Formulierung beschreibt  $S_0$  den Salzgehalt des alten marinen Eises mit  $0.1\text{‰}$  und  $a = \frac{1}{H_{sl}} \ln \left( \frac{10\text{‰}}{0.1\text{‰}} \right)$  den Koeffizienten der Exponentialfunktion. Die Va-

riablen  $z_{met/mar}$ ,  $z_{mar/sl}$  entsprechen den Tiefenlagen der Grenzschichten von meteorischem zu marinem Eis und vom alten marinen Eis zur slush-Schicht.  $H$  ist die Gesamtmächtigkeit des Eises. Die maximale Salinität an der Grenze der slush-Schicht zum Meerwasser wird mit  $10^\circ/\text{oo}$  angenommen.

### 2.3 Die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß

Die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß beschreibt die Bilanz der Zu- und Abflüsse des Eiskörpers, die sich in ihrer Summe in der Eisdickenänderung des Schelfeises widerspiegeln. Sie wird bestimmt durch die Akkumulationsrate an der Eisoberfläche, die Schmelzrate an der Eisunterseite, die horizontalen Strainraten, die Eisdicke und ihre Gradienten sowie durch die Fließgeschwindigkeit des Eises. Grundlage und Voraussetzung für die Herleitung der Kontinuitätsgleichung ist die Betrachtung des Eiskörpers als inkompressibles Medium, wie es in der Kontinuumsmechanik üblich ist. Betrachtet man das Kräftegleichgewicht für ein Einheitsvolumen von Eis, so liefert das zweite Newton'sche Gesetz unter Vernachlässigung der Trägheitskräfte (Jaeger, 1969) die Grundgleichung für das Spannungsfeld dieses Einheitsvolumens. Es gilt:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} &= -\rho g_x \\ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} &= -\rho g_y \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= -\rho g_z\end{aligned}\quad (2.29)$$

Hierbei beschreiben  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  die Komponenten der Normalspannungen,  $\tau_{xy}, \tau_{xz}, \dots, \tau_{zy}$  die Komponenten der Scherspannungen,  $g_x, g_y, g_z$  die Komponenten der Schwerebeschleunigung und  $\rho$  die Dichte des Mediums. Unter Verwendung des Fließgesetzes von Glen (1955), das die Spannungen (stresses)  $\tau_{ij}$  und Dehnungsraten (strain rates)  $\dot{\epsilon}_{ij}$  in Beziehung zueinander setzt,

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A\tau^{n-1}\tau'_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.30)$$

kann aus den Normalkomponenten des Spannungsdeviators  $\sigma'_i = \tau'_{ii}$  (Formulierung der Spannungen unabhängig vom hydrostatischen Druck;  $\tau'_{ij} = \tau_{ij} - \delta_{ij}[\frac{1}{3}(\tau_{xx} + \tau_{yy} +$

$\tau_{zz}]$ ) die Inkompressibilitätsbedingung angegeben werden (z.B. Paterson, 1981). Die Variable  $\tau$  beschreibt die effektive Scherspannung und liefert gleichzeitig die zweite Invariante des Spannungstensors,  $A$  ist eine Konstante, die der Arrhenius-Gleichung folgt und der Temperaturabhängigkeit des Fließgesetzes Rechnung trägt und  $n$  ist eine Konstante, die im allgemeinen den Wert 3 hat und mit der Gleichung 2.30 die Fließeigenschaften von Gletschereis hinreichend genau beschreibt. Die Inkompressibilitätsbedingung lautet:

$$\dot{\epsilon}_{xx} + \dot{\epsilon}_{yy} = -\dot{\epsilon}_{zz} \quad (2.31)$$

Diese Beziehung gilt sicherlich nicht ohne Einschränkung für den oberen Firnbereich, in dem der Metamorphoseprozeß des Schnees noch nicht abgeschlossen ist. Unter der Annahme der lateralen Homogenität dieser Schicht kann Gleichung 2.31 jedoch in guter Näherung angewendet werden. Aus der Definition der Dehnungsrate  $\dot{\epsilon}_{ii} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$ ,  $i = 1, 2, 3$  und nach Integration über die Eismächtigkeit  $H$  folgt die Kontinuitätsgleichung (z.B. Crary, 1962):

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial(H u)}{\partial x} - \frac{\partial(H v)}{\partial y} + \dot{a}_i + m \quad (2.32)$$

Hierbei beschreiben  $u$  und  $v$  die horizontalen Komponenten des Fließvektors  $\vec{u}$ , der aufgrund der reibungsfreien Eis/Meerwasser-Kopplung (Sanderson & Doake, 1979) tiefenunabhängig ist,  $\dot{a}_i$  die Akkumulationsrate und  $m$  die Schmelz- bzw. Anfrierrate. Unter der Annahme eines stationären Schelfeises ( $\frac{\partial H}{\partial t} = 0$ ) und Verwendung von Gleichung 2.31 sowie der Definition der Dehnungsraten ergibt sich:

$$0 = \dot{a}_i + m + \dot{\epsilon}_{zz}H - u \frac{\partial H}{\partial x} - v \frac{\partial H}{\partial y} \quad (2.33)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann die meßtechnisch nur schwer zugängliche Größe der basalen Schmelzrate aus Oberflächenmessungen der Akkumulationsrate, der horizontalen Strainraten, der Fließgeschwindigkeit des Eises sowie der Eisdicke und ihres Gradienten berechnet werden, die neben der Akkumulationrate und der Strainausdünnung ( $\dot{\epsilon}_{zz}H$ ) den advektiven Wärmetransport in Schelfeisen steuert.

## 2.4 Wechselwirkung von Ozean und Schelfeis

Die Bildung des marinen Eiskörpers im Zentralteil des FRIS ist das Resultat eines komplexen thermodynamischen Prozesses, der in enger Wechselwirkung zwischen dem Ozean mit seinem Strömungssystem und dem Schelfeis selbst steht. Das aus dem marinen Milieu entstandene Eis ist bereits seit vielen Jahren als Unterwasseris bekannt (z.B. Dayton et al., 1969)<sup>5</sup> und wird in der freien Wassersäule durch Hebung von potentiell unterkühltem Wasser gebildet (Foldvik & Kvinge, 1974). Es lagert sich durch seinen Auftrieb an der Schelfeisunterseite an und ist damit eine weitere Zutragsgröße, die insbesondere beim FRIS mit Mächtigkeiten von bis zu 400m (Engelhardt & Determann, 1987; Thyssen, 1988) die Massenbilanz im Zentralteil signifikant beeinflusst und steuert. Basale Zutragsgrößen vergleichbarer Dimensionen sind in der Antarktis nur vom Amery-Schelfeis (Morgan, 1972) mit ca. 160m bekannt.

Die Rate mit der das Eis an der Schelfeisunterseite abschmilzt bzw. anfriert hängt in erster Linie von der Temperatur des Eises und des Meerwassers, vom Salzgehalt und von der Geschwindigkeit und Richtung der ozeanischen Strömung ab. Nach einem Modell von Robin (1979) dringt hochsalines Schelfwasser (High-Salinity Shelf Water: HSSW), welches sich während der Wintermonate auf dem Kontinentalen Schelf der Weddell See durch Ausfrieren von Meereis bildet und dem Westlichen Schelfwassers (Western Shelf Water: WSW) zuzuordnen ist, aufgrund ozeanischer Strömungen bis weit unter das Schelfeis vor (vgl. Abb. 2.3). Der hohe Salzgehalt und die Dichte des HSSW ergibt im gesamten Tiefenbereich ein nahezu isothermales Wasser mit einem Oberflächengefrierpunkt von ca.  $-1.9^{\circ}\text{C}$ . Das HSSW gleitet den Kontinentalhang unter das Schelfeis hinab und bedingt ein starkes Abschmelzen im Bereich der grounding line (nach Jenkins (1991) bis zu  $6\text{m}/\text{a}$ ), da an dieser Stelle das relativ warme HSSW und das Schelfeis mit Druck-Schmelztemperatur (ca.  $-3.0^{\circ}\text{C}$  bei 1500m Wassertiefe) in Kontakt kommen. Es bildet sich eine Zirkulationszelle am Meeresboden aus, die von einer durch Schmelzprozesse gebildeten Wassermasse überlagert wird,

<sup>5</sup>Eine umfangreiche Zusammenstellung und Übersicht bisheriger Beobachtungen von Unterwasseris ist bei Kipfstuhl (1991) gegeben.

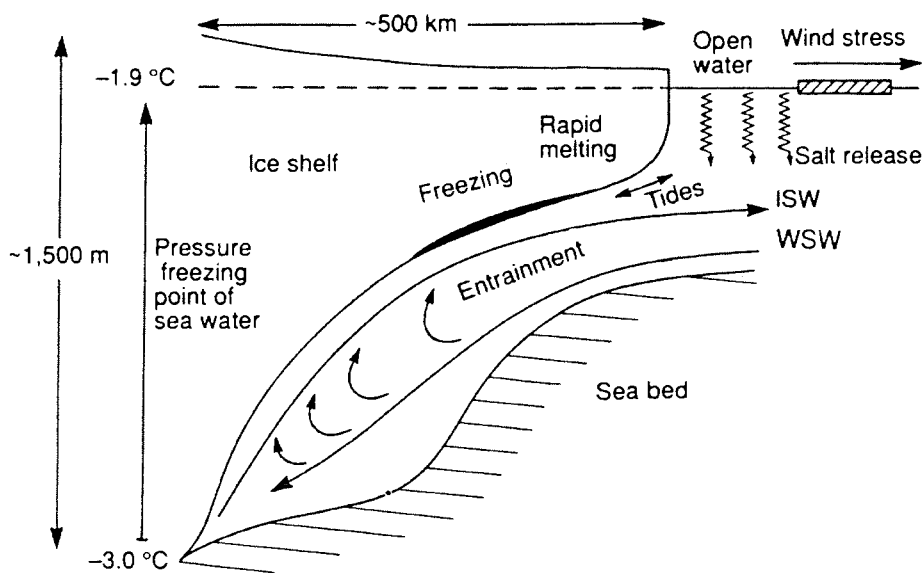


Abbildung 2.3: Schemazeichnung zum Modell der zweidimensionalen Zirkulation unter einem Schelfeis nach Robin (1979) mit potentiellen Anfrizer- und Abschmelzzonen (entnommen aus Nicholls et al., 1991)

das sogenannte Ice Shelf Water (ISW). Dieses ISW ist mit Schmelzwasser vermisches HSSW und befindet sich nach hinreichend großem Eintrag von Schmelzwasser auf seinem In-situ-Gefrierpunkt. Wird das ISW in geringere Tiefenbereiche angehoben, dies ist z.B. durch das Entlangströmen an der geneigten Schelfeisunterseite der Fall, so wird das ISW in Bezug auf seinen In-situ-Gefrierpunkt unterkühlt. In diesem Fall kann der thermodynamische Gleichgewichtszustand nur durch die Bildung von Eiskristallen erreicht werden. Das Eis wird von einem Ort größeren Druckes an einen Ort geringeren Druckes verlagert. Dieser Prozeß wird von Lewis & Perkin (1986) als 'Eispumpe' bezeichnet.

In Abbildung 2.4 ist zur Verdeutlichung ein schematisches Phasendiagramm für das Zweistoffsystem Eis-Salz gezeigt. Nach Doake (1976) tritt Schmelzen von Eis genau dann ein, wenn Eis (Punkt a) und Meerwasser (Punkt b) mit derselben Temperatur



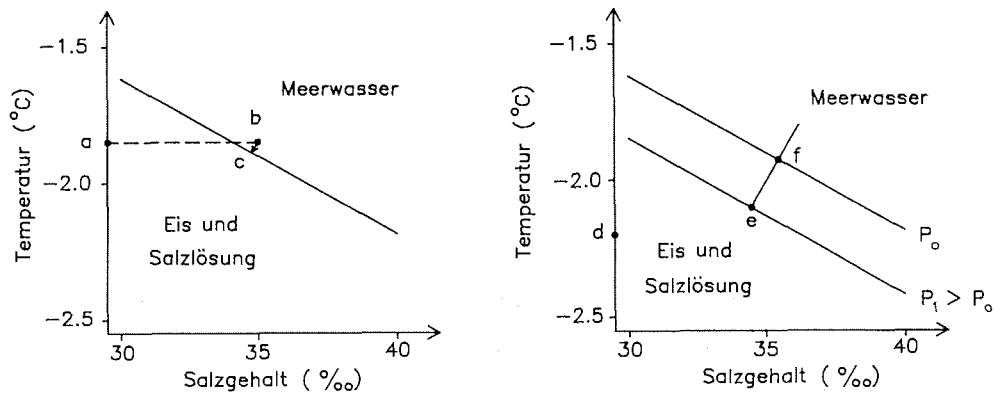


Abbildung 2.4: Schematisches Phasendiagramm für das Zweistoffsystem Eis-Salz im Bereich von 30‰ bis 40‰ (nach Doake, 1976). Links: für den Fall des Abschmelzens, rechts: für den Fall des Anfrierns.

in Kontakt treten. Da das Meerwasser eine Temperatur oberhalb des Gefrierpunktes hat, liegt ein Ungleichgewichtszustand vor, den das System durch Aufschmelzen des Eises ausgleicht. Hierdurch wird sowohl die Temperatur als auch der Salzgehalt des Systems gesenkt bis das Gleichgewicht (Punkt c auf dem Liquidus) erreicht ist. Die Temperatur sinkt, da latente Wärme für das Aufschmelzen benötigt wird. Der Salzgehalt des Meerwassers nimmt durch den Eintrag von Süßwasser ab.

Das Anfriern von marinem Eis an der Eisunterseite kann durch zwei Prozesse hervorgerufen werden. Zum einen erfolgt die Bildung von Eiskristallen unter der Voraussetzung, daß im Gleichgewichtszustand befindliches Meerwasser (z.B. Punkt e beim Umgebungsdruck  $P_1$ ) mit kälterem Eis (Punkt d) in Berührung kommt. Durch Wärmeleitung im Schelfeis wird das Meerwasser abgekühlt und Eiskristalle abgeschieden, die an der Schelfeisunterseite anfriern. Die Zusammensetzung des Meerwassers wandert auf der Liquiduskurve abwärts (Zunahme der Salzkonzentration bei gleichzeitiger Abnahme der Temperatur), bis beide Phasen dieselbe Temperatur

erreicht haben. Diesem Prozeß kommt nach Clough & Hansen (1979) und Zotikov et al. (1980) jedoch nur geringe Bedeutung zu (wenige  $cm/a$ ). Zum anderen wird marines Eis dann gebildet, wenn Meerwasser, das sich auf seinem Druck-Schmelzpunkt befindet, an einer geneigten Schelfeisunterseite entlangströmt und dabei verschiedenen Drücken ausgesetzt wird. Da mit zunehmendem Druck der Gefrierpunkt  $T_f$  von Meerwasser abnimmt ( $\frac{\partial T_f}{\partial p} = -7.64 \cdot 10^{-4} K/m$  (Foldvik & Kvinge, 1974)), wird z.B. Wasser bei einer anfänglichen Zusammensetzung an Punkt e beim Umgebungsdruck  $P_1$  unter Ausscheidung von Eiskristallen in einer geringeren Tiefe an Punkt f bei  $P_0 < P_1$  im Gleichgewichtszustand sein. Die freiwerdende Kristallisationswärme erhöht die Meerwassertemperatur des durch die Salzausscheidung höher konzentrierten Meerwassers. Robin & Swithinbank (1987) messen diesem Prozeß einen bisher unbeachteten Einfluß auf den Massenhaushalt der Schelfeis bei, zumal dieser auch ohne Zufuhr fühlbarer Wärme von außen ablaufen kann (Lewis & Perkin, 1986).

Modellrechnungen, die diesen Prozeß beinhalten, wurden erstmalig von MacAyeal (1984, 1985) auf der Basis einer gezeitengetriebenen Simulation für das Ross-Schelfeis durchgeführt. Hellmer & Olbers (1989, 1991) konnten in einem zweidimensionalen Modell der thermohalinen Zirkulation<sup>6</sup> unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis den Massen- und Energieaustausch an der Eis/Meerwassergrenze und die wesentlichen Prozesse der regionalen Zirkulation, wie sie von Robin (1979) angegeben wurden, numerisch simulieren und Abschmelz- und Anfrierraten unter Vorgabe von ozeanographischen Messungen vor der Schelfeiskante rekonstruieren. In neueren Rechnungen von Jenkins & Doake (1991) finden insbesondere glaziologisch relevante Größen wie z.B. die Neigung der Eisunterseite Berücksichtigung. In einem eindimensionalen Modell entlang einer Fließlinie diskutieren sie den Einfluß auf die ozeanische Zirkulation und damit auf die Verteilung der Abschmelz- und Anfrierraten und bestätigen die Vorstellungen über die sensible Wechselwirkung zwischen Ozean und Schelfeis. In einer neusten Arbeit von Jacobs et al. (1992) ist eine Zusammenfassung des derzeitigen Wissenstandes dieses Prozesses gegeben.

---

<sup>6</sup>Temperatur- und dichtegetriebenes Modell zur ozeanischen Tiefenzirkulation; entsteht durch Gravitationseinwirkung, indem bei Abkühlung Wasserteilchen an der Meeresoberfläche schwerer werden und absinken und leichtere dafür aufsteigen.

## 2.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel der vorliegenden Arbeit wurden die wesentlichen, das Temperaturregime des Schelfeises beschreibenden Gleichungen besprochen. Es konnte eine Unterscheidung des Schelfeises und seiner thermischen Eigenschaften in einen meteorischen und marinen Teil getroffen werden, wobei der marine Teil zusätzlich in einen Bereich mehrjährigen, desalinierten Eises und eine Anfrierzone ('slush'-Zone) unterteilt wurde. Während die thermischen Eigenschaften im meteorischen Teil hauptsächlich durch die tiefenabhängige Dichte parameterisiert werden konnten, mußte im marinen Teil eine Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt eingeführt werden.

Weiterhin wurde die Grundgleichung zur Bestimmung der Massenbilanz von Schelfeisen angegeben. Diese Beziehung liefert die Möglichkeit aus vorhandenen Oberflächenmessungen die basale Schmelzrate abzuleiten und unter Voraussetzung stationärer Bedingungen diejenigen Bilanzparameter an jedem Punkt des Schelfeises zu bestimmen, welche die advektiven Wärmetransportprozesse beschreiben.

Die Randbedingungen für die Simulation sind durch die Oberflächentemperatur des Eiskörpers und die Gefrierpunkttemperatur des Meerwassers gegeben, wobei ausführlich auf die thermodynamische Kopplung zwischen Ozean und Schelfeis eingegangen wurde.

Im folgenden Kapitel wird daher auf der Grundlage dieser Gleichungen ein thermisches Schelfeismodell vorgestellt, daß unter Verwendung von Meßgrößen die Berechnung des Temperaturregimes entlang einer Fließlinie über das gesamte Schelfeis ermöglicht.

### 3. Anwendung auf ein thermisches Schelfeismodell

Das Temperaturverhalten großer Eismassen ist in vielfacher Hinsicht von starkem Interesse. Zum einen ist der Fließparameter des Eises und damit die Deformationsrate bzw. Verformbarkeit stark von der Temperatur abhängig (vgl. Paterson, 1981, Tabelle 3.3). Hier bestehen Variationsbreiten von zwei Dekaden über einem Temperaturbereich von 0 bis  $-30^{\circ}\text{C}$ . Zum anderen bestimmt die basale Temperatur eines Gletschers, ob es zu größeren Gleitbeträgen kommen kann (Temperatur am Druck-Schmelzpunkt) oder ob der Gletscher am Gletscherbett angefroren ist. Dieser Zustand steht in enger Wechselwirkung mit der Massenbilanz des Gletschers selbst und dem Abfluß aus dem Nährgebiet. Ein weiterer wichtiger Grund des Interesses sind die Temperaturabhängigkeiten der elastischen und elektrischen Eigenschaften des Eises, die eine direkte Auswirkung auf geophysikalische Untersuchungsmethoden haben. Hier sind z. B. die Absorption elektromagnetischer Wellen, die elektrische Leitfähigkeit oder die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen zu nennen.

Im Gegensatz zu den Eisschilden wird dem Temperaturregime der Schelfeise nur wenig Beachtung geschenkt. Aufgrund klarer Randbedingungen an der Eisoberfläche und der Eis/Meerwassergrenze kann das Temperaturprofil direkt aus der Wärmeleitungsgleichung abgeleitet werden. So wurden lange Zeit die Modelle von Robin (1955) und Wexler (1960) benutzt, um eine analytische, stationäre Lösung für das Temperaturregime von Schelfeisen mit unterschiedlichen Bilanzgrößen anzuwenden und gemessene Temperaturprofile anzupassen. Erst später wurden nicht-stationäre Lösungen mit der Methode der Finiten Differenzen und der Finiten Elemente angewendet (MacAyeal & Thomas, 1979, 1986). Hiermit konnten erstmalig lokale Effekte berücksichtigt werden und die Reaktion des Temperaturfeldes auf Änderungen der Randbedingungen entlang einer Fließlinie von der grounding line bis zu einer Boh-

rung hin untersucht werden.

Das Filchner-Ronne-Schelfeis stellt mit dem marinen Eiskörper in seinem zentralen Bereich im Vergleich zu anderen antarktischen Schelfeisen eine Besonderheit dar. Da mehr als zwei Drittel der Eismächtigkeit durch marine Akkumulation hervorgerufen wird, und diese bei einer Druck-Schmelzpunkttemperatur von  $-2.0$  bis  $-2.5^{\circ}\text{C}$  stattfindet, wird das Temperaturregime signifikant verändert und das meteorische Eis in seinen rheologischen Eigenschaften beeinflusst.

Ziel dieses Kapitels ist es daher, ein numerisches Modell entlang einer Fließlinie durch den Zentralteil vorzustellen, welches die marine Akkumulation berücksichtigt und die Möglichkeit bietet, auf der Basis der in Kapitel 2 diskutierten Grundlagen das Temperaturregime zu berechnen. Darüber hinaus werden die für die Modellrechnungen notwendigen Annahmen und Vereinfachungen erörtert.

### 3.1 Numerisches Lösungsverfahren

Das Grundprinzip zur numerischen Lösung partieller Differentialgleichungen liegt zum einen in der Diskretisierung des Lösungsgebietes und zum anderen in der Bestimmung der Lösungsfunktion in diesem Grundgebiet, die sich aufgrund der Anfangs- und Randbedingungen sowie der Materialparameter des physikalischen Problems einstellt. Eine Beschreibung solcher numerischer Verfahren ist z.B. bei Marsal (1976), Mitchell & Griffiths (1980) und Zienkiewicz & Morgan (1983) gegeben. Zu den wichtigsten Verfahren zählen die Methoden der Finiten Differenzen und der Finiten Elemente. Da die Finite Elemente-Methode die Lösungsfunktion in abgeschlossenen Teilgebieten approximiert und damit durch eine variable Netzgröße das physikalische Problem universell anpaßt, benötigt dieses Verfahren eine hohe Rechenleistung. Die Methode der Finiten Differenzen hingegen approximiert die Differentialquotienten durch Differenzenquotienten auf einem äquidistanten Gitter und ermöglicht dadurch das Aufstellen der Bestimmungsgleichungen an den Gitterpunkten in Form linearer Gleichungssysteme. Hierdurch ist eine einfache Umsetzung in einen entsprechenden Algorithmus bei akzeptabler Rechenleistung gewährleistet.

Die das thermische Regime des Schelfeises beschreibenden Grundgleichungen (vgl. Kapitel 2, Gl. 2.19, 2.26, 2.27) stellen ein System gekoppelter, partieller Differentialgleichungen mit zwei beweglichen Grenzflächen dar. Dieses Gleichungssystem wird mit einem expliziten Differenzenschema (Marsal, 1976) gelöst. Der Bewegung der Grenzflächen durch Akkumulation an der Eisoberseite bzw. Schmelzen oder Anfriern an der Eisunterseite wird durch einen zeitlich veränderlichen Diskretisierungsabstand Rechnung getragen. Die Lösung der Wärmeleitungsgleichung erfolgt dabei in einem Koordinatensystem, dessen Ursprung und maximale Ausdehnung zu jedem Zeitschritt mit der Lage der Grenzflächen übereinstimmt (Clever, 1985; MacAyeal & Thomas, 1986). Dies geschieht durch Normierung der Ortskoordinate auf die zeitabhängige Gesamtmächtigkeit des Schelfeises, was zusätzlich die Einführung einer dimensionslosen Zeitskala notwendig macht. Es gilt:

$$z^* = \frac{z}{H(t^*)} \quad \text{und} \quad t^* = B \cdot t \quad \text{mit} \quad B = |1| [s^{-1}] \quad (3.1)$$

Für die Differentialquotienten folgt hiermit:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} &= \frac{1}{H(t^*)} \frac{\partial}{\partial z^*} \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} &= \frac{1}{H(t^*)^2} \frac{\partial^2}{\partial z^{*2}} \\ \frac{\partial}{\partial t} &= -\frac{z \cdot \dot{H}(t^*)}{H(t^*)} \frac{\partial}{\partial z^*} + \frac{\partial}{\partial t^*} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Mit dieser Formulierung des Problems erhält man einen Pseudo-Advektionsterm ( $-z^* \dot{H}(t^*) \frac{\partial}{\partial z^*}$ ) in der normierten Wärmeleitungsgleichung, in dem die ständige Veränderung des Gitterabstandes Berücksichtigung findet. Ein weiterer Vorteil der normierten Ortskoordinaten liegt darin, daß durch die Normierung der Differentialquotienten Rechenungenauigkeiten möglichst gering gehalten werden können.

Die Anwendung des Differenzenquotienten und die Wahl des Diskretisierungsabstandes bestimmen die Genauigkeit der Approximation der Differentialquotienten. Für das explizite Differenzenschema, das im Gegensatz zum impliziten Verfahren strengen Stabilitätskriterien unterliegt, ist das Verhältnis der Diskretisierungsabstände von Orts- und Zeitfunktion festgelegt. Nach Definition von 'John von Neumann'

(Marsal, 1976) ist das explizite Schema nur dann stabil, wenn die Bedingung

$$\frac{\kappa \Delta t}{\Delta z^2} \leq 0.5 \quad (3.3)$$

erfüllt ist. Hierbei beschreiben  $\Delta t$  und  $\Delta z$  das Zeit- bzw. Ortsinkrement und  $\kappa$  die thermische Diffusivität. Die Approximation der Differentialquotienten kann durch verschiedene Differenzenquotienten realisiert werden. Nach einer Untersuchung von Stepke (1989) liefert der zentrale Differenzenquotient für die erste und zweite Ableitung jedoch das genaueste Ergebnis. Für die zeitliche Ableitung in der Wärmeleitungsgleichung ist durch das explizite Verfahren der vordere Differenzenquotient vorgegeben. Zusammenfassend sind die benutzten Gleichungen in ihrer Differenzenform für einen Ortspunkt  $z_i$  zum Zeitpunkt  $t_j$  dargestellt.

**meteorisches Eis:**

$$\begin{aligned} \left. \frac{T_{j+1} - T_j}{\Delta t^*} \right|_{z_i} &= \frac{\kappa}{H(t^*)^2} \left. \frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{\Delta z^{*2}} \right|_{t_j} + \left[ \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial k}{\partial \rho} \frac{1}{H(t^*)} \frac{\rho_{i+1} - \rho_{i-1}}{2\Delta z^*} \right]_{t_j} \\ &+ \left[ z^* \dot{H}(t^*) - w \right] \left. \frac{1}{H(t^*)} \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2\Delta z^*} \right|_{t_j} \end{aligned} \quad (3.4)$$

**marines Eis:**

$$\begin{aligned} \left. \frac{T_{j+1} - T_j}{\Delta t^*} \right|_{z_i} &= \frac{\kappa_s}{H(t^*)^2} \left. \frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{\Delta z^{*2}} \right|_{t_j} + \left[ z^* \dot{H}(t^*) - w \right] \left. \frac{1}{H(t^*)} \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2\Delta z^*} \right|_{t_j} \\ &- \frac{1}{(\rho c_p)_s} \frac{\beta S}{T_i^2} \left( \left. \frac{1}{H(t^*)} \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2\Delta z^*} \right|_{t_j} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Slush-Schicht:

$$\begin{aligned}
\left. \frac{T_{j+1} - T_j}{\Delta t^*} \right|_{z_i} &= \frac{\kappa_s}{H(t^*)^2} \left. \frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{\Delta z^{*2}} \right|_{t_j} + \left[ \frac{1}{(\rho c_p)_s} \frac{\beta}{T_i} \frac{1}{H(t^*)} \left. \frac{S_{i+1} - S_{i-1}}{2\Delta z^*} \right|_{t_j} \right. \\
&\quad \left. + z^* \dot{H}(t^*) - w \right] \left. \frac{1}{H(t^*)} \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2\Delta z^*} \right|_{t_j} \\
&\quad - \frac{1}{(\rho c_p)_s} \frac{\beta S}{T_i^2} \left( \left. \frac{1}{H(t^*)} \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{2\Delta z^*} \right|_{t_j} \right)^2
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Die Kopplung der einzelnen Gleichungen für den meteorischen und den marinen Teil des Schelfeises ist durch die Stetigkeit des Wärmeflusses an dieser Schichtgrenze in der Tiefe  $z = z_{met/mar}$  gegeben.

$$k \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_{met/mar-}} = k_s \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_{met/mar+}} \tag{3.7}$$

Die pseudo-advektive Größe  $\dot{H}(t^*)$ , welche die Gitterbewegung beschreibt, wird durch die Akkumulationsrate, die Schmelz- bzw. Anfrierrate und die vertikale Strainrate in den entsprechenden Schichten beschrieben und ist somit durch die vertikalen Komponenten der Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß, welche die Änderung der Eismächtigkeit entlang einer Fließlinie beschreibt, angeben (vgl. Kapitel 2.3). Die Advektionsgeschwindigkeit  $w$  (vgl. Gl. 2.20) wird ohne Berücksichtigung der Schmelz- bzw. Anfrierrate formuliert, da der wesentliche Prozeß der Unterwassereisbildung in der Wassersäule stattfindet und Kristallisation durch Wärmeleitung an der Eisunterseite zu vernachlässigen ist (Zotikov et al., 1980). Der Einfluß der Anlagerung bzw. des Schmelzens von marinem Eis findet im pseudo-advektiven Term Berücksichtigung.

Abschließend sollen noch zwei Größen eingeführt werden, um die Art des Wärmetransportes (konduktiv oder konvektiv) im Schelfeis und die Art des Energieverbrauches in der beweglichen Grenzfläche zu parameterisieren. Das Verhältnis von konduktivem zu advektivem Wärmetransport wird nach Arpaci & Larson (1984) durch die Péclet-Zahl beschrieben. Sie wird in Analogie zur Strömungslehre auch



als thermische Reynolds-Zahl bezeichnet und ist definiert als:

$$Pe = \frac{w \Delta z}{\kappa} \quad (3.8)$$

wobei  $w$  der vertikalen Geschwindigkeit,  $\Delta z$  dem Ortsinkrement der Diskretisierung und  $\kappa$  der thermischen Diffusivität entspricht. Für  $Pe = 1$  ist  $w \cdot \Delta z = \kappa$ , d.h. beide Prozesse sind von gleicher Größenordnung. Für  $Pe < 1$  überwiegt der konduktive Wärmetransport, während im umgekehrten Fall  $Pe > 1$  der konvektiv/advektive Transportprozeß dominant ist.

Die Stefan-Zahl ist das dimensionslose Maß für die Energie, die an einer Grenzfläche zwischen zwei Phasen eines Mediums durch Phasenumwandlung umgesetzt wird. Sie gibt das Verhältnis des Energieverlustes in der Grenzfläche zur inneren Energie der Grenzfläche selbst an und ist definiert als:

$$St = \frac{\rho L}{\rho c_p T_b} \quad (3.9)$$

Hierbei beschreibt  $\rho$  die Dichte,  $c_p$  die spezifische Wärme,  $L$  die latente Schmelzwärme und  $T_b$  die Temperatur des Mediums an der Grenzfläche. Für  $St > 1$  ist der Einfluß der Phasenumwandlung an der Grenze Eis/Meerwasser auf die thermische Entwicklung des marinen Eises größer als eine rein thermische Grenze (wie z.B. am Übergang von meteorischem zu marinem Eis). Für  $St < 1$  gilt es umgekehrt.

### 3.2 Anfangs- und Randbedingungen

Die Lösung der instationären Wärmeleitungsgleichung gehört zur Gruppe der Randwertprobleme, bei denen das Innere des Lösungsgebietes unter Vorgabe der Randwerte zu jedem Zeitpunkt  $t_j$  berechnet wird. Hierfür ist es notwendig, dem System eine geeignete Anfangsbedingung  $T(x, z, t = 0)$  vorzugeben, die sich aus der physikalischen und geometrischen Problemstellung ableiten läßt. Bei der Vorgabe von Randwerten, also der Lösungsfunktion des Problems auf dem Rand des Grundgebietes, unterscheidet man zwischen dem Dirichlet'schen Randwertproblem, bei dem der Funktionswert selbst (hier also die Temperatur) vorgegeben wird, und dem Neumann'schen Randwertproblem, bei dem der Gradient der Funktion (hier der Wärmefluß) bekannt ist.

### 3.2.1 Anfangsbedingung

Die Anfangsbedingung des thermischen Modells hängt stark von der Vorgeschichte des Eises und damit von seiner Fließlinie ab. Für ein vollständiges Modell müßten alle das Temperaturprofil auf dem Fließweg beeinflussenden Größen beinhaltet sein. Hierzu zählen für den Inlandeisbereich die horizontale und vertikale Advektion, die Schererwärmung sowie der geothermische Wärmefluß. Desweiteren hat die Frage nach den Randbedingungen, z.B. ob sich die Eisunterseite auf Druck-Schmelzpunkttemperatur befindet oder nicht, einen entscheidenden Einfluß. Da diese Prozesse im Hinblick auf glaziologisch relevante Zeitskalen jedoch nur langsamen Veränderungen unterliegen und man darüber hinaus im allgemeinen von stationären Bedingungen ausgehen kann, können diese Prozesse auch durch die Lösung der stationären Wärmeleitungsgleichung in die Anfangsbedingung für ein Modell eingehen. Für den Inlandeisbereich ist diese Lösung von Robin (1955) ausführlich dargestellt worden. Im Schelfeisbereich, wo sich Parameter, die das thermische Regime bestimmen, vereinfachen, ist eine solche Lösung z.B. bei Crary (1961) gegeben (vgl. Gleichung 4.3). Die letztgenannte Gleichung trifft auf diese Untersuchungen zu und wird im folgenden als Temperaturanfangsbedingung für das thermische Modell angewendet.

### 3.2.2 Randbedingungen

Die Randbedingungen für das thermische Schelfeismodell sind sowohl für die Eisoberseite als auch für die Eisunterseite als Temperatur-Randbedingungen in Dirichlet'scher Form gegeben.

An der Eisoberseite ist die Temperatur durch die mittlere Jahrestemperatur bestimmt, welcher ein saisonales Signal überlagert ist. Nach Paterson (1981) gilt:

$$T(z = 0, t) = T_m + T_s \sin(\omega t) \quad (3.10)$$

Hierbei beschreibt  $T_m$  die mittlere Jahrestemperatur in  $^{\circ}C$ , die nach Konvention der Temperatur in 10m Tiefe entspricht,  $T_s$  die Amplitude (in  $^{\circ}C$ ) sowie  $\omega/2\pi$  die Frequenz (in  $s^{-1}$ ) der jahreszeitlichen Temperaturschwankung an der Eisoberfläche. Der jahreszeitlichen Temperaturvariation an jedem Ort ist ein regionaler Trend in

der Temperatur überlagert. Dieser Trend ist von Morris & Vaughan (1991) aus einer Vielzahl von 10m-Flachbohrungen für das gesamte Filchner-Ronne-Schelfeis in folgender Beziehung zusammengefaßt worden und durch die geographische Breite ( $La$ ) und Länge ( $Lo$ ) parameterisiert:

$$T_m = -(0.95 \pm 0.07)^\circ C \text{ } ^\circ\text{-}^{-1}(La - 70^\circ) - (0.05 \pm 0.01)^\circ C \text{ } ^\circ\text{-}^{-1}(Lo - 60^\circ) - (17.9 \pm 1.0)^\circ C \quad (3.11)$$

Für die zu modellierende Fließlinie durch den Zentralteil des FRIS kann diese Beziehung in guter Näherung für diejenigen Bereiche angenommen werden, in denen keine direkten Meßdaten aus Bohrungen vorliegen. Für den nördlicheren Teil des Schelfeises hingegen können die Temperaturdaten von Reinwarth & Graf (1985) sowie die Ergebnisse von Kipfstuhl & Oerter (1991) genauere Werte liefern.

Die Randbedingung an der Eisunterseite ist nach Jacobs et al. (1979) durch den Druck-Schmelzpunkt  $T_f$  des angrenzenden Meerwassers vorgegeben. Es gilt (Foldvik & Kvinge, 1974):

$$T(z = H, t) = T_f = a \cdot S_b + b - c \cdot P \quad (3.12)$$

mit den Konstanten  $a = -0.057^\circ C$ ,  $b = 0.0939^\circ C$  und  $c = 7.64 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ C \text{ } dbar^{-1}$ . Die Variable  $S_b$  entspricht der Salinität des Meerwassers an der Grenzfläche und wird in ‰ angegeben, während die Variable  $P$  den Druck in der aktuellen Tiefe der Grenzschicht in  $dbar \simeq m$  angibt. Diese Formulierung ist jedoch eng an diejenigen Prozesse gekoppelt, die in der Wassersäule unterhalb des Schelfeises ablaufen und zur Bildung und Veränderung des Ice Shelf Water beitragen (vgl. Kapitel 2.4). So verändern das Schmelzen von Eis, die Bildung von Unterwassereis sowie das durch Wärmeleitung an der Grenzfläche gebildete Eis die Salinität und Dichte in der Wassersäule, was wiederum Auswirkung auf die Druck-Schmelzpunkttemperatur hat. Diese Wechselwirkung wird durch die Bilanz der Wärme- und Salzflüsse an der Grenze Eis/Meerwasser beschrieben (Hellmer & Olbers, 1989; Scheduikat & Olbers, 1990).

Für die Energiebilanz an der Eisunterseite gilt:

$$q_w^T = q_i^T + q_b^T, \quad (3.13)$$

wobei nach Welander (1977)  $q_w^T$  den insgesamt zur Verfügung stehenden Wärmefluß aus dem Ozean darstellt.

$$q_w^T = \rho_w c_{pw} \gamma_T (T_b - T_w) \quad (3.14)$$

Hierbei beschreibt  $\rho_w$  die Dichte des Meerwassers, die nach ozeanographischen Messungen vor der Eiskante des FRIS (Foldvik et al., 1985b) auf  $1028 \text{ kg/m}^3$  festgelegt werden kann und die nach Hellmer (1989) nur geringen lateralen Variationen unterworfen ist. Die Größen  $c_{pw} = 4000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  und  $\gamma_T = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  entsprechen der spezifischen Wärmekapazität des Meerwassers und dem turbulenten Wärmeaustauschkoeffizienten an der Grenzfläche.  $(T_b - T_w)$  beschreibt die Temperaturdifferenz zwischen der Eisunterseite und dem Meerwasser. Dieser Wärmefluß wird zum einen Teil als Wärmefluß  $q_i^T$  in das Eis abgeführt:

$$q_i^T = k \frac{T_i - T_b}{\Delta z} \quad (3.15)$$

( $k$  ist die Wärmeleitfähigkeit,  $T_i$  die Temperatur des Eises in der Entfernung  $\Delta z$  oberhalb der Eisunterseite), zum anderen Teil an der Grenze Eis/Meerwasser durch Anfrieren bzw. Abschmelzen umgesetzt:

$$q_b^T = \rho_i L m \quad (3.16)$$

Es sind  $\rho_i$  und  $L$  die Dichte bzw. die latente Schmelz- oder Kristallisationswärme des Eises an der Eisunterseite, die auch Funktionen der Temperatur und des Salzgehaltes sein können (vgl. Gl.2.23 und Gl.2.24) sowie  $m$  die basale Schmelz- oder Anfrierrate ( $\text{ms}^{-1}$ ).  $q_b^T$  stellt abhängig von der Differenz zwischen  $q_w^T$  und  $q_i^T$  einen Wärmegewinn bzw. -verlust für das Meerwasser dar und ist somit parameterisiert durch die Massenbilanzgröße  $m$ , eine sensible Größe in der Wechselwirkung zwischen Ozean und Schelfeis.

In dieser Wechselwirkung zwischen Ozean und Schelfeis spielt zusätzlich die Bilanz der Salzflüsse  $q^S$  an der Grenzschicht eine wesentliche Rolle, da Anfrieren und Schmelzen einen Salzgewinn oder -verlust für das Meerwasser darstellen. Es gilt unter Vernachlässigung der molekularen Salzdifusion im Schelfeis:

$$q_w^S = q_b^S \quad (3.17)$$

In dieser Formulierung beschreibt  $q_w^S$  den vom Ozean über die Grenzfläche gerichteten Salzfluß, der durch die Salinität  $S_w$  des Ozeanwassers und  $S_b$  des Meerwassers an der Grenzfläche, durch die Dichte  $\rho_w$  des Meerwassers sowie den turbulenten Salzaustauschkoeffizienten  $\gamma_S = 5.05 \cdot 10^{-7} m s^{-1}$  definiert ist als:

$$q_w^S = \rho_w \gamma_S (S_b - S_w) \quad (3.18)$$

Dieser Salzfluß wird bilanziert durch den Salzfluß in der Grenzfläche, der Salzgewinn oder -verlust des Meerwassers durch Anfrieren oder Schmelzen von Eis (der Dichte  $\rho_i$ ) beschreibt:

$$q_b^S = \rho_i S_b m \quad (3.19)$$

Aus diesem Satz von Gleichungen kann die Temperatur  $T_b$  an der Eisunterseite und die basale Massenbilanzgröße  $m$  unter Vorgabe von  $T_w$ ,  $S_w$  sowie  $T_i$  bestimmt werden. Eine genaue Berechnung setzt jedoch die Berücksichtigung des Wassermassenaustausches zwischen dem HSSW und dem Meerwasser an der Eisunterseite (ISW) voraus, wie es in Ozeanmodellen von Hellmer & Olbers (1989, 1991), Jenkins (1991) und Jenkins & Doake (1991) für das FRIS durchgeführt wurde. Für den Bereich des marin unterlagerten Schelfeises läßt sich die basale Massenbilanzgröße, die durch Unterwassereisbildung und die Wechselwirkung von Ozean und Schelfeis an der Grenzfläche bestimmt ist, aus einer entkoppelten Kontinuitätsgleichung für das meteorische und das marine Eis berechnen. Nach Gleichung 2.33 gilt für die Kontinuitätsgleichung des Massenflusses im stationären Fall:

$$m = u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} - \dot{\epsilon}_{zz} H - \dot{a}_i \quad (3.20)$$

Unter Annahme einer idealen Fließlinie ist die Geschwindigkeit  $v$  senkrecht zur Fließlinie gleich Null, so daß der zweite Summand in Gleichung 3.20 verschwindet. Da innere Scherung aufgrund der reibungsfreien Eis/Meerwasserkopplung zu vernachlässigen ist, kann die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß separat für das meteorische Eis und das marine Eis geschrieben werden:

$$\dot{a}_i = u \frac{\partial H_{met}}{\partial x} - \dot{\epsilon}_{zz} H_{met} \quad (3.21)$$

$$m = u \frac{\partial H_{mar}}{\partial x} - \dot{\epsilon}_{zz} H_{mar} \quad (3.22)$$

Unter Vorgabe der Mächtigkeit der meteorischen Schicht  $H_{met}$  und der marinen Schicht  $H_{mar}$ , der Fließgeschwindigkeit  $u$  entlang der Fließlinie sowie der Akkumulationsrate  $\dot{a}_i$ , kann aus Gl.3.21 die vertikale Strainrate und zusammen mit Gl.3.22 die Schmelz- bzw. Anfrierrate  $m$  berechnet werden.

Zusammenfassend sind die wesentlichen Gleichungen und die Randbedingungen des thermischen Schelfeismodells im Überblick in Abbildung 3.1 dargestellt.

### 3.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde das entwickelte Modell zur Berechnung des Temperaturregimes entlang von Fließlinien im Zentralteil des Filchner-Ronne-Schelfeises vorgestellt. Nach der Beschreibung des numerischen Verfahrens zur Lösung der Wärmetransportgleichung wurde ausführlich auf die Festlegung der Randbedingungen eingegangen. Es wurden insbesondere zwei Verfahren erörtert, um die basale Schmelz- bzw. Anfrierrate aus der Bilanz der Wärme- und Salzflüsse an der Grenze Eis/Meerwasser oder aus der entkoppelten Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß für den Bereich des marin unterlagerten Schelfeises zu berechnen.

Im folgenden Kapitel werden Verfahren für die experimentelle Bestimmung der für dieses Modell notwendigen Eingabeparameter beschrieben. Zwar konnten die Untersuchungen aus logistischen Gründen im wesentlichen nur im Kantenbereich des FRIS durchgeführt werden, eine Extrapolation auf Fließlinien durch den Zentralteil des FRIS ist unter Zuhilfenahme verschiedener Meßergebnisse in diesem Gebiet jedoch möglich.

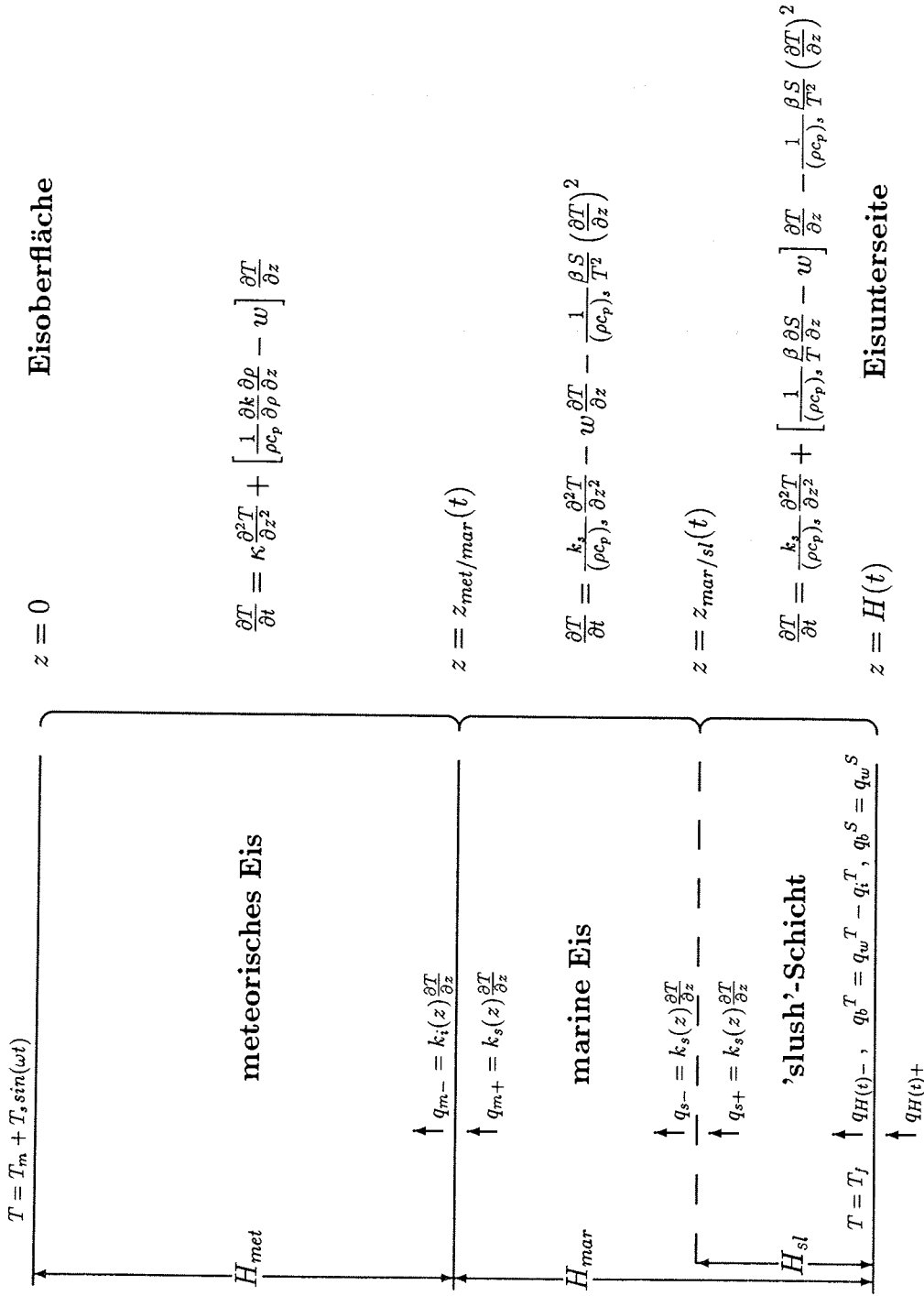


Abbildung 3.1: Gleichungen und Randbedingungen für das thermische Schelfeismodell

## 4. Experimentelle Untersuchungen

Während der Deutschen Antarktis-Expedition 1989/90 (ANT VIII/5) konnten auf dem Filchner-Ronne-Schelfeis umfangreiche Untersuchungen zu Massenhaushalt und Dynamik des volumenmäßig größten Schelfeises der Antarktis durchgeführt werden. Thematischer Schwerpunkt der Filchner-IIIa-Kampagne war der zentrale Schelfeisbereich, der insbesondere durch seinen geschichteten Aufbau mit meteorischem und marinem Eis charakterisiert ist.

Die Forschungsstelle für physikalische Glaziologie der Westf. Wilhelms-Universität Münster war mit drei Arbeitsgruppen an diesem Programm beteiligt. Durch aerogeophysikalische Untersuchungen (Thyssen, 1991) und Bodenmessungen mit dem hochauflösenden elektromagnetischen Reflexionsverfahren (Blindow et al., 1991) sollte die Mächtigkeit und Feinstruktur des meteorischen und marinen Eises untersucht werden, um weitere Aussagen zum Aufbau und zur flächenhaften Ausdehnung dieses komplizierten Eiskörpers ableiten zu können. Gleichzeitig wurden im Kantenbereich des FRIS, etwa 50 km nordwestlich der Filchner-Station, insgesamt sechs Schmelzbohrungen abgeteuft, um das Temperaturregime des Schelfeises bestimmen zu können und direkte Untersuchungen zur Bestimmung der basalen Abschmelzrate durchzuführen (Grosfeld & Hempel, 1991). Diese Größe ist bisher nur durch indirekte Beobachtungen unter der Voraussetzung von stationären Bedingungen abgeschätzt worden (Behrendt, 1970; Kohnen, 1982) und stellt einen wichtigen Parameter in der Bestimmung der Massenbilanz des FRIS dar.

Die Schmelzbohrungen wurden in direkter Nachbarschaft zu einer Kernbohrung durchgeführt, welche Aussagen zu physikalischen und chemischen Eigenschaften des Eises ermöglicht (Oerter et al., 1990, 1992). Sowohl in der Umgebung der Bohrkationen als auch entlang der Traverse stromaufwärts der Bohrungen wurden feldglaziologische Untersuchungen (Kipfstuhl & Oerter, 1991) und geodätische Messun-



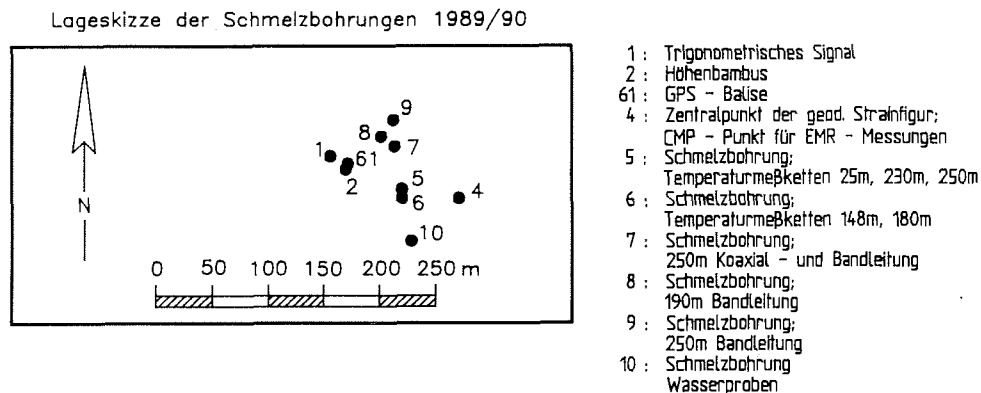


Abbildung 4.1: Lageskizze der 1989/90 abgeteufte Schmelzbohrungen auf dem Filchner-Ronne-Schelfeis. Die Lokationen sind relativ zu dem geodätischen Festpunkt 61 mit den Koordinaten  $-76^{\circ}58'50''$  Süd,  $-52^{\circ}15'52''$  West angegeben.

gen (Ritter & Karsten, 1991) durchgeführt.

In den folgenden Abschnitten werden sowohl die in den Schmelzbohrlöchern durchgeführten Experimente und ihre Ergebnisse als auch die in der Umgebung der Bohrungen durchgeführten Untersuchungen zum Temperaturregime und basalen Abschmelzen beschrieben und diskutiert. Der Zugang zum Eiskörper und zum Meer unterhalb des Schelfeises ist mit Hilfe der Schmelzbohrtechnik gegeben. Diese wird insbesondere im Hinblick auf die Temperaturmessungen beschrieben.

Die Schmelzbohrungen und die in ihnen installierten Meßketten und Sensoren wurden durch Bambusstangen und Balisen langzeitmarkiert, um sie für Nachmessungen in den folgenden Jahren zu erhalten. In Abbildung 4.1 ist eine Lageskizze der einzelnen Bohrungen relativ zu dem geodätisch eingemessenen Festpunkt 61 gegeben. Die Nachmessungen sollten in zwei folgenden Expeditionen in den Südsommern 1990/91 und 1991/92 von Kollegen des Alfred-Wegener-Institutes für Polar- und Meeresforschung durchgeführt werden. Im Jahr 1990/91 konnte diese Nachmessung jedoch nicht stattfinden, da das Forschungsschiff 'Polarstern' das Filchner-Ronne-

Schelfeis wegen widriger Meereisbedingungen nicht erreichen konnte. Während der Filchner-IV-Kampagne 1991/92 erfolgte dann die Wiederholungsmessung. Die Ergebnisse dieser Messungen werden jeweils im Anschluß an die entsprechenden Kapitel beschrieben und diskutiert.

#### 4.1 Die Schmelzbohrtechnik

Für viele glaziologische Fragestellungen sind nicht nur die Informationen, die im Eiskern gespeichert sind, von Interesse, sondern auch die für eisdynamische Prozesse wichtigen Größen wie z.B. die innere Deformation des Eises (Inklinometrie), das Temperaturprofil oder der Zugang zum unter dem Eis liegenden Fels oder Meerwasser (Foldvik & Thyssen, 1991).

Im Gegensatz zu Kernbohrungen im Eis, bei denen ein zylinderförmiger Kern aus dem Eis gebohrt wird, durch sogenannte Kernfänger abgeschnitten und in einem Kernrohr an die Eisoberfläche gezogen wird, kann mit Hilfe der Schmelzbohrtechnik in vergleichsweise kurzer Zeit ein Loch in das Eis gebohrt werden, welches einen Zugang zum Eisinneren und zum Meerwasser unterhalb des Schelfeises ermöglicht. Hierbei wird das Eis aufgeschmolzen und ist somit für physikalische und chemische Untersuchungen, wie sie bei der Kernbohrung im Vordergrund stehen, nicht mehr zu gebrauchen.

Die während der Filchner-IIIa-Kampagne eingesetzte Schmelzbohranlage, die in modifizierter Form auch schon von Engelhardt & Determann (1987) auf dem FRIS und für Schußlochbohrungen bei reflexionsseismischen Untersuchungen auf dem Ekström-Schelfeis (Boldt, 1988; Degutsch et al., 1989) eingesetzt wurde, ist in eine separate Schneeschmelze und einen Bohrkreislauf unterteilt. In Abb.4.2 ist der schematische Aufbau der Schmelzbohranlage dargestellt.

Der Schmelzkreislauf besteht aus einem selbstaufrichtenden Wasserreservoir von  $3m^3$  Volumen (Fa. Gloria), in dem das für die Bohrung benötigte Schmelzwasser aufbereitet wird. Mit Hilfe einer Tauchpumpe (Fabrikat: Osna) und einem Wärmeerzeuger vom Typ ETB 1000 (Fa. WAP) wird das Wasser in einem geschlossenen Kreislauf kontinuierlich beheizt und das Reservoir mit Schnee gefüllt, um einen genügenden

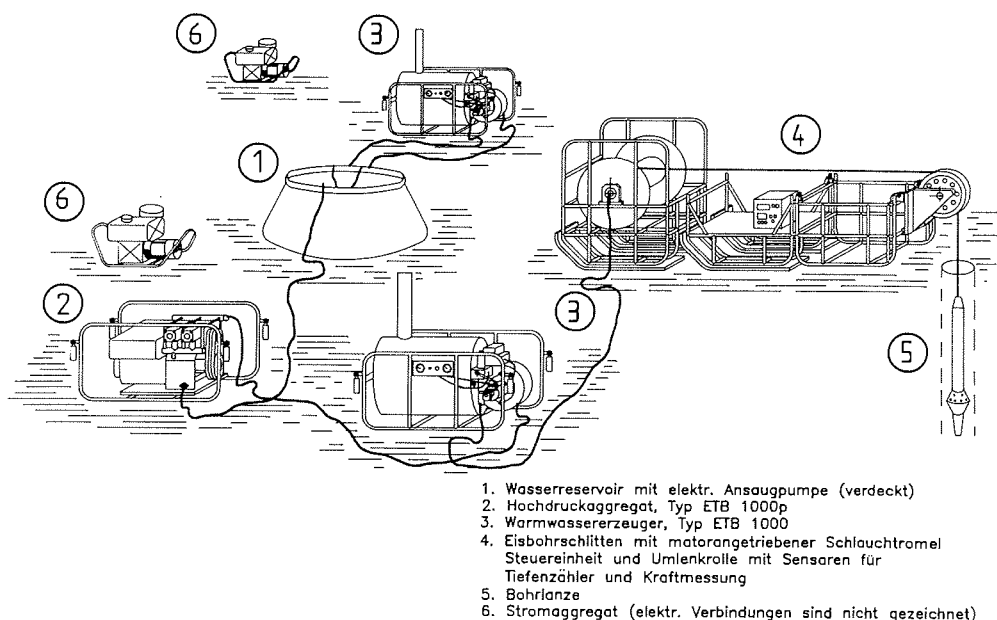


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der Schmelzbohranlage, wie sie während der Antarktis-Expedition 1989/90 eingesetzt wurde

Wasservorrat während der gesamten Bohrdauer zu gewährleisten. Die Temperatur im Wasserreservoir sollte mindestens  $10^{\circ}\text{C}$  betragen, um eine optimale Vorlauf-temperatur für den Bohrkreislauf zu ermöglichen.

Der Bohrkreislauf besteht aus einem Hochdruckaggregat vom Typ ETB 1000P (Fa. WAP), einem Wärmeerzeuger (s.o.) und einem Bohrschlitten. Das mit einem Viertakt-Benzinmotor (Fabrikat: Briggs & Stratton) betriebene Hochdruckaggregat liefert bei einer Nenndrehzahl von  $3000\text{U}/\text{min}$  eine Förderleistung von ca.  $1100\text{l}/\text{h}$  und einen maximalen Druck von  $15 \cdot 10^6\text{Pa}$ . Der Wärmeerzeuger basiert auf dem Prinzip des Wärmetauschers mit Ölzerstäubungsbrenner und wird mit Diesel-Kraftstoff oder Kerosin Jet A betrieben. Zusätzlich muß für die Steuerelektronik eine Netzspannung von  $220\text{V}/50\text{Hz}$  zur Verfügung stehen. Der Temperaturbereich ist zwischen  $30^{\circ}\text{C}$  und  $150^{\circ}\text{C}$  einstellbar. Auf dem dreiteiligen Bohrschlitten ist zum einen die Schlauchtrommel untergebracht, die über einen Vier-Quadranten-Schrittmotor (Fa.

Siemens) elektrisch betrieben wird, zum anderen die Steuerelektronik (Fa. Siemens) für den Motor sowie Anzeigen für einen an der Schlauchumlenkrolle am Ende des Schlittens befindlichen induktiven Wegzähler und Kraftaufnehmer. Der Kraftaufnehmer registriert die Andruckkraft der Umlenkrolle an den Schlitten, die ein Maß für die Zugkraft der Bohrlanze ist. Hierdurch kann mit einiger Erfahrung die richtige Bohrgeschwindigkeit und der richtige Abstand der Bohrlanze von der Bohrlochsohle kontrolliert werden. Der verwendete, gewebeverstärkte Hochdruckschlauch des Typs Synflex 3000-06 (Fa. Samuel Moore) ist für einen Maximaldruck von  $15.5 \cdot 10^6 Pa$  ausgelegt. Es wurden zwei unterschiedliche Bohrlanzen verwendet. Für einen Bohrlochdurchmesser von  $60mm$  wurde eine  $3m$  lange und  $30mm$  dicke Bohrlanze aus Edelstahl eingesetzt. Das hohe Eigengewicht und die Länge der Lanze ist notwendig, um ein nahezu vertikales Bohrloch zu erhalten, was eine Voraussetzung für das Einbringen von Meßketten oder -sonden ist. Die Führung der Bohrlanze geschieht ausnahmslos durch ihre Gewichtskraft, so daß jedes Verkanten oder Aufsetzen der Bohrlanze auf der Bohrlochsohle eine nicht zu beeinflussende Neigung verursachen kann. An der Spitze der Bohrlanze ist über einen  $60mm$  breiten Adapter eine kegelförmige Bohrspitze aufgesetzt. Das Wasser tritt hier durch eine Düse aus, in welcher der Strahl durch turbinenschaufelförmige Einsätze verwirbelt wird. Auf der Rückseite des Adapters sind ebenfalls kleine Düsen eingeschraubt ( $0.2mm$  Durchmesser), um eventuelle Eisbildung im Bohrloch oder abgebrochene Eisstückchen, die den Rückweg beim Hochziehen der Bohrlanze versperren, aufschmelzen zu können. Für das Aufweiten des Standarddurchmessers von  $60mm$  auf  $110mm$  wurde ein zweiter Bohrkopf eingesetzt. Diese doppelkegelförmige Aufweitbirne aus Messing ist im Gegensatz zur  $60mm$ -Lanze mit ca. 100 verschließbaren Düsen ( $0.2mm$  Durchmesser) durchsetzt, an denen das Wasser austritt. Der notwendige Druck, der zusätzlich zur hohen Temperatur von ca.  $80 - 110^\circ C$  das Aufschmelzen des Eises beschleunigt, wird hier durch den seitlichen Andruck des Bohrkopfes an die Bohrlochwand erzeugt. Alle sechs Bohrungen wurden mit einem Druck von ca.  $8.0 - 9.5 \cdot 10^6 Pa$  abgeteuft.

Die notwendige Stromversorgung für die einzelnen Komponenten erfolgte durch zwei  $3kW$  Generatoren (Fa. Bosch - Eisemann), die mit einem Vier-Takt-Benzinmotor

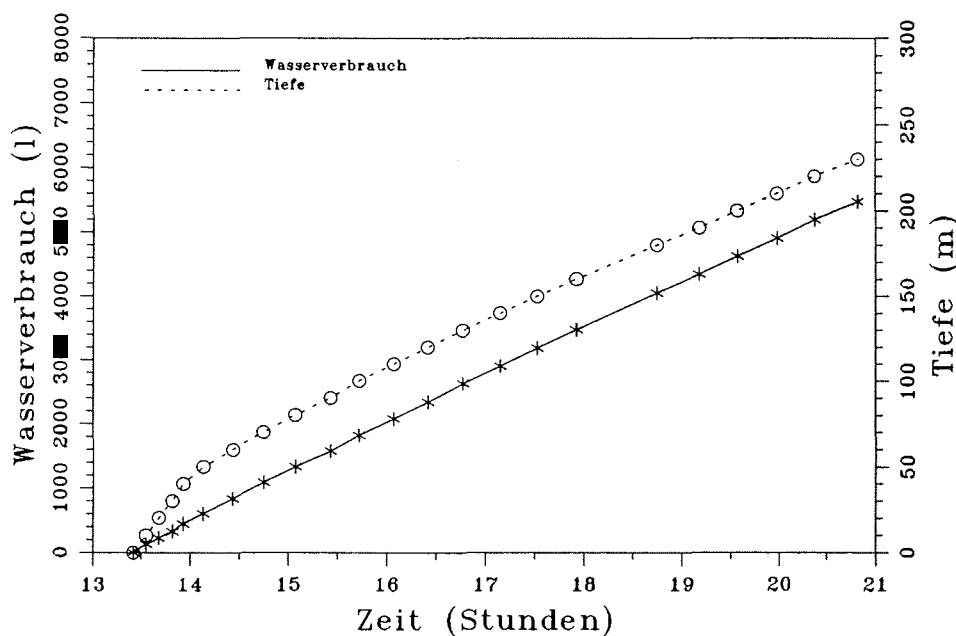


Abbildung 4.3: Wasserverbrauch (durchgezogene Linie) und Bohrfortschritt (punktierter Linie) in Abhängigkeit von der Bohrzeit für eine Schmelzbohrung von 239m Tiefe mit einem Bohrl Lochdurchmesser von ca. 60mm

(Fabrikat: Briggs & Stratton) angetrieben wurden.

Für eine 60mm Durchbohrung des auf  $239 \pm 2m$  geloteten Schelfeises, wurden für die Generatoren und Hochdruckaggregate ca. 40l Benzin und für die Wärmeerzeuger ca. 180l Diesel-Kraftstoff verbraucht. Bei einer Bohrzeit von 7 – 8h wurden ca.  $6m^3$  Wasser benötigt, was einem äquivalenten Schneevolumen von ca.  $16m^3$  entspricht. Hieraus ergibt sich eine mittlere Bohrgeschwindigkeit von 30 – 35m/h und ein durchschnittlicher Wasserverbrauch von 750 – 850l/h.

In Abb.4.3 sind Wasserverbrauch und Bohrfortschritt als Funktionen der Bohrzeit am Beispiel der dritten Bohrung dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß in verschiedenen Tiefenbereichen ein unterschiedlicher Bohrfortschritt zu erzielen ist. Dies ist einerseits von der Dichte des Materials abhängig, wie beim Übergang von Firn zu Eis (Grenze der Permeabilität) in ca. 50 m Tiefe deutlich wird, andererseits von

der Temperatur und der Struktur des Eises. Als zusätzlicher, den Bohrfortschritt beeinträchtigender Parameter ist die Tiefenabnahme der Schmelzwassertemperatur am Bohrkopf zu nennen, die mit ca.  $3.3^{\circ}\text{C}/100\text{m}$  (Koci, 1984) für diese Eismächtigkeit jedoch eine untergeordnete Rolle spielt. Die während des Bohrvorgangs kontinuierlich aufgezeichnete Zugkraft der Bohrlanze dokumentiert sowohl unterschiedliche Zonen, in denen die Bohrlanze häufig stockt und auf der Bohrlochsohle aufsetzt als auch solche, in denen sie mit gleichmäßiger Geschwindigkeit bohrt. Sie liefert Hinweise auf mögliche strukturelle Änderungen im Eis. Eine Korrelation zwischen Reflexionshorizonten bzw. Diffraktionszonen in EMR-Registrierungen aus der Umgebung der Bohrlokation (Blindow et al., 1991) konnte jedoch nicht festgestellt werden. Auch der Übergang von meteorischem zu marinem Eis in  $153 \pm 2\text{m}$  Tiefe zeichnet sich in der Aufzeichnung des Druckaufnehmers nicht ab, was auf gleiche makroskopische Eiseigenschaften hindeutet.

Das während der Bohrung verbrauchte Schmelzwasser von ca.  $6\text{m}^3$  steht bei einem Bohrlochdurchmesser von  $60\text{mm}$  einem Bohrlochvolumen von ungefähr  $2.7\text{m}^3$  gegenüber. Solange das Schelfeis noch nicht durchbohrt ist, steigt das Schmelzwasser und das aufgeschmolzene Schelfeiswasser im Bohrloch auf und dringt in ca.  $50\text{m}$  Tiefe seitlich in den permeablen Firn ein. In dieser Tiefe bildet sich ein Wasser- und Wärmereservoir aus, das über mehrere Meter in der Horizontalen und Vertikalen das Temperaturregime des Eises stark beeinflusst. Im Tiefenbereich unterhalb  $50\text{m}$  wird das Eis lediglich aufgeheizt und nimmt ein zum reziproken Abstand proportionales, auf die In-situ-Temperatur abfallendes Profil an. Der Einfluß dieser Temperaturstörung und das Wiedereinstellen des stationären Zustandes werden im folgenden Kapitel anhand der durchgeführten Temperaturmessungen aufgezeigt und erörtert.

## 4.2 Das Temperatur-Tiefenprofil

In der ersten Phase der Feldkampagne (13.01.-17.01.1990) konnten zwei Schmelzbohrungen im Abstand von  $7\text{m}$  abgeteuft werden, in die fünf vorbereitete Meßketten mit insgesamt 64 PT100-Meßwiderständen zur Bestimmung des Temperatur-Tiefenprofils des Schelfeises bis in das Meer hinein eingebracht wurden. Die Meß-

ketten waren am Institut für Geophysik in Zusammenarbeit mit den Werkstätten vorbereitet und angefertigt worden.

### 4.2.1 Meßmethode und Sensoren

Als Temperaturmeßfühler wurden Platin-Meßwiderstände vom Typ W60/3 (Fa. Degussa) der Klasse A verwendet, die bei  $0^{\circ}\text{C}$  mit einem Nennwiderstand von  $100\Omega$  und einer Toleranz von  $\pm 0.1\text{K}$  spezifiziert sind. Platin-Meßwiderstände gehören zur Gruppe der metallischen Widerstands-Thermometer, bei denen die Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit von der Temperatur ausgenutzt wird. Die Ladungsträgerbeweglichkeit verringert sich mit steigender Temperatur durch zunehmende Wechselwirkung zwischen Elektronen und Gitterbausteinen. Dieser Prozeß hat einen positiven Temperaturkoeffizienten zur Folge. Gegenüber anderen Metallen wie z.B. Nickel zeichnet sich insbesondere das Platin durch seine Linearität in der Kennlinie aus, was sich in einer hohen Langzeitstabilität der Sensoren und Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse widerspiegelt. Im Vergleich zu Halbleiter-Widerstands-Thermometern (z.B. NTC) ist die Auflösung der PT100-Meßwiderstände aufgrund des kleineren Temperaturkoeffizienten und der Ansprechzeit auf schnelle Temperaturänderungen zwar geringer, gegenüber der Langzeitstabilität spielen diese Eigenschaften jedoch für die zu untersuchende Fragestellung eine untergeordnete Rolle.

Entscheidend für die Genauigkeit der Temperaturmessung mit Widerstands-Thermometern ist die Eigenerwärmung durch die erforderliche Meßleistung. Diese hängt in erster Linie von dem umgebenden Medium und vom Wärmeübertrag zwischen Widerstands-Thermometer und Medium ab. Für die verwendeten PT100-Sensoren ergeben sich nach Degussa (1987a) Werte für die Eigenerwärmung in Wasser (Strömungsgeschwindigkeit  $0.2\text{m/s}$ ) von  $300\text{mW/K}$  und in Luft (Strömungsgeschwindigkeit  $1\text{m/s}$ ) von  $5\text{mW/K}$ . Die Umrechnung in einen maximalen Meßstrom, der eine Eigenerwärmung von  $\Delta T = 0.1\text{K}$  bei  $20^{\circ}\text{C}$  verursacht, ergibt für Wasser  $17\text{mA}$  und für Luft  $2\text{mA}$ . Übertragen auf Messungen im Eis können die Angaben für Luft aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit von  $k_{Luft} = 0.029\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  als Richtwerte

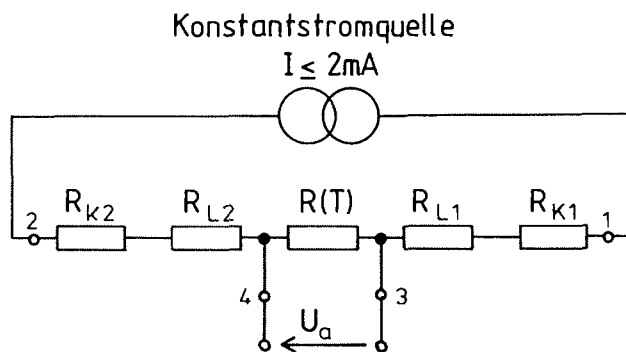


Abbildung 4.4: Blockschaltbild zur Widerstandsmessung mit Konstantstromverfahren in Vierleitertechnik (nach Degussa, 1987b)

$R_K$ : Übergangswiderstand an den Klemmen;  $R_L$ : Zuleitungswiderstand; 1, 2, 3, 4: Meßstellen

angesehen werden.

Die PT100-Meßwiderstände wurden zum mechanischen Schutz mit Wacker-Silikon (Silgel 600) in Edelstahlhülsen eingegossen, um sie gegenüber mechanischen Belastungen beim Einbringen in das Bohrloch und eventuell auftretenden Scherspannungen im Eis zu schützen. Als Zuleitungen wurden flexible, 52-adrige Industrie-Steuerleitungen vom Typ AWG26 verwendet, in welche die Meßwiderstände in Vierleitertechnik eingelötet wurden. Zwei Meßketten sind aus Vierdrahtlitze angefertigt und zu einem Kabelbaum zusammengefaßt worden. In Abbildung 4.4 ist ein Blockschaltbild der Meßanordnung aufgezeigt. Mit der Methode der Vierleitertechnik ist es möglich, die temperaturabhängigen Zuleitungswiderstände zu kompensieren. Im Gegensatz zur Zweileiterschaltung (Klemmen 1 und 2), bei der die Widerstandswerte der langen Zuleitungen ( $R_{L1}$  und  $R_{L2}$ ) und die Übergangswiderstände an den Klemmen  $R_{K1}$  und  $R_{K2}$  Bestandteil des Meßergebnisses sind, liefert die Vierleiterschaltung eine dem temperaturabhängigen Widerstand allein proportionale Ausgangsspannung  $U_a$ . Durch Anschluß der 3. und 4. Meßleitung läßt sich der Zuleitungswiderstand zwischen den Meß- und Speiseleitungen eliminieren. Voraussetzung hierfür ist ein genügend hoher Eingangswiderstand des Voltmeters gegenüber den



Zuleitungen, welcher mit  $1G\Omega$  bzw.  $100M\Omega$  der verwendeten Komponenten gegeben ist. Meßungenauigkeiten durch Thermospannungen an den Anschlußbuchsen konnten nach Laboruntersuchungen in der Kältezelle des Institutes ausgeschlossen werden.

Die Messung der PT100-Meßwiderstände erfolgte mit einem Digitalthermometer Typ 869 (Fa. Keithley) mit einer Auflösung von  $0.1K$  und einem fünfeinhalbstelligen Digitalmultimeter Typ 197 (Fa. Keithley), welches zusätzlich als Datenlogger für 100 Meßwerte eingesetzt werden konnte. Die Geräte arbeiten mit einem Konstantstrom von  $0.5mA$  bzw.  $1.6mA$ , der unterhalb des maximalen Meßstroms für Eigenerwärmungsfehler des Sensors liegt. Durch die hohe Genauigkeit des Digitalmultimeters (Widerstandsauflösung von  $1m\Omega$ ) ist eine relative Temperatureauflösung genauer als  $0.004K$  gegeben. Diese Relativgenauigkeit lieferte für die Messung der Meerwassertemperatur überraschende Ergebnisse, auf die später noch eingegangen wird.

Die Umrechnung der Widerstandswerte in Temperaturen erfolgt durch eine werkseitig vorgegebene Eichkurve, die im Temperaturbereich  $-200^{\circ}C$  bis  $0^{\circ}C$  durch Fixpunktmessungen erstellt wird. Es gilt:

$$R_T = 100 \left[ 1 + 0.390802 \cdot 10^{-3} \cdot T - 0.580195 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 4.27350 \cdot 10^{-12} (T - 100) T^3 \right] \quad (4.1)$$

wobei  $R_T$  dem Widerstand in  $\Omega$  bei der Temperatur  $T$  in  $^{\circ}C$  entspricht (Degussa, 1987a).

Die Messung aller Sensoren wurde nach dem Einbringen in die Bohrlöcher jeweils zweimal am Tag vorgenommen, um den Einfrierprozeß des Bohrloches zu erfassen und die Extrapolation zum stationären Temperaturprofil hinreichend genau durchführen zu können.

Es wurden insgesamt fünf Meßketten unterschiedlicher Länge mit Meßfühlern in verschiedenen Abständen vorbereitet, um vor Ort die Tiefenlage der Meßstellen individuell einstellen zu können. Die maximale Eismächtigkeit war hierfür mit  $250m$  ausgewählt worden. Die Verteilung der Temperaturmeßfühler war so konzipiert, daß in der Umgebung der Grenzschicht vom meteorischen zum marinen Eis mit einem

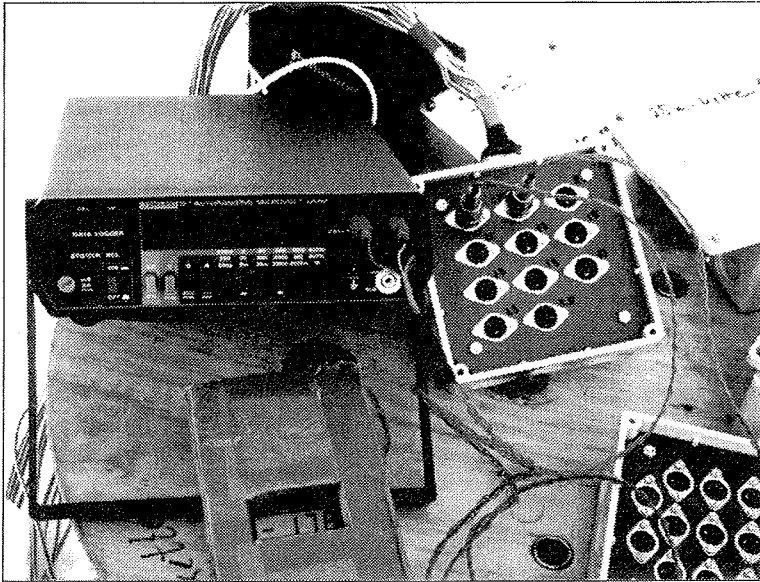


Abbildung 4.5: Foto des Meßaufbaues zur Temperaturmessung in der Antarktis.

links vorne: Digitalthermometer Keithley 869

links hinten: Digitalmultimeter Keithley 197

rechts: Adapterkästen mit Anschlüssen der fünf Bohrlochmeßkabel

Abstand von  $3m$  gemessen werden konnte, während der übrige Schelfeisbereich mit einem Abstand von  $10m$  im meteorischen und  $5m$  im marinen Eis abgetastet wurde. Zusätzlich wurden zwei Meßketten mit  $2m$ -Sensorabständen hergestellt, die den Einfluß der Temperaturjahreswelle in den oberen  $20m$  des Schelfeises sowie den Temperaturgradienten an der Eisunterseite bis ins Meerwasser hinein erfassen sollten. Die Meßketten wurden vor Ort mit Kabelbindern an einem Zugseil (vorgerecktes Perlonseil) befestigt, welches mit einem Stahlgewicht von  $7.5kg$  vorgespannt wurde. Ein Bild des Meßaufbaues zur Temperaturmessung, wie er in der Antarktis durchgeführt wurde, ist in Abbildung 4.5 gegeben.

### 4.2.2 Einfrierprozeß und Temperatur-Tiefenprofil

Die Schmelzbohrlöcher zur Installation der insgesamt fünf Temperaturmeßketten wurden in einem zeitlichen Abstand von vier Tagen und einem räumlichen Abstand von  $7m$  abgeteuft. Das erste Bohrloch wurde zusätzlich zur Lotung der Eisdicke genutzt, um die Tiefenzuordnung der Meßketten treffen zu können. Die Eismächtigkeit konnte hiermit durch vier unabhängige Lotungen als  $239m \pm 2m$  angegeben werden. Der Wasserspiegel, der nach der Durchbohrung des Schelfeises auf Meeresswasserniveau absank, wurde auf  $35.35m \pm 0.05m$  unter der Eisoberfläche gelotet. Die Analyse von Wasserproben, die in einem benachbarten Bohrloch genommen wurden, ergab, daß das gesamte Bohrloch mit Süßwasser gefüllt war (Graf, pers. Mitteilung). Die elektrolytische Leitfähigkeit der Wasserproben variiert über einen Bereich von  $10.6\mu S/cm$  bis  $25.1\mu S/cm$ , was mit der mittleren Leitfähigkeit von aufgeschmolzenen meteorischen Eisproben (Oerter et al., 1990) übereinstimmt. Ersetzt man nun das Süßwasser im Bohrloch durch Meerwasser der Dichte  $1028kg/m^3$  (Foldvik et al., 1985b), so berechnet sich die Höhe der Eisoberfläche über dem Meeresswasser (Freibordhöhe) zu  $40.9m$ . Der Vergleich mit der von Thyssen (1988) abgeleiteten Gleichgewichtsbeziehung für das FRIS liefert einen Wert von  $40.4m \pm 0.6m$ , der sehr gut mit dem oben bestimmten Wert übereinstimmt. Diese Untersuchung bestätigt die von Engelhardt & Determann (1987) etwa  $200km$  stromaufwärts am Punkt 335 durchgeführten Messungen. Bei der Durchbohrung des Schelfeises mit derselben Technik wurde die Freibordhöhe bei einer Eismächtigkeit von  $465m$  mit dem gleichen Verfahren zu  $65m$  bestimmt. Ein Vergleich mit der Gleichgewichtsbeziehung von Thyssen (1988) liefert mit einem Wert von  $65.9 \pm 0.9m$  auch hier eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Fehlergrenzen.

Das erste Bohrloch wurde mit einer  $230m$  und einer  $250m$  langen Meßkette bestückt, um den marinen Teil des Schelfeises ( $153m - 239m$  Tiefe) zu erfassen. Die PT100-Meßwiderstände wurden im  $5m$ -Abstand ( $230m$ -Kette) von  $164m$  bis  $224m$  und überlappend im  $2m$ -Abstand ( $250m$ -Kette) von  $224m$  bis  $248m$  eingebracht. Wie sich anhand der Temperaturdaten selbst und im Vergleich zu Meßdaten im benachbarten Kernbohrloch (Oerter et al., 1990) herausstellte, sind diese beiden Meßketten

nicht bis in die vorgesehenen Tiefenlagen vorgedrungen. Es stellte sich vielmehr heraus, daß anstatt der vorgesehenen untersten fünf PT100-Elemente nur das unterste Element bis in das Meerwasser hineinragte. Hierfür können im wesentlichen zwei Gründe angeführt werden. Zum einen kann das Bohrloch im unteren Bereich einer Neigung unterworfen sein, so daß die Meßkette nicht vertikal in das Eis eingebracht werden konnte. Bei einem Fehlbetrag von  $8m$  für die vier zusätzlich im Eis befindlichen Elemente würde dies einer Bohrlochneigung in den untersten  $86m$  von ca.  $24^\circ$  entsprechen. Gegen eine signifikante Abweichung des Bohrloches gegenüber der Vertikalen spricht jedoch, daß die Lotung der Eisdicke, die durch eine Abweichung von der Lotrechten beeinflußt werden würde, mit  $239 \pm 2m$  sehr gut mit der Eisdickenbestimmung durch das EMR-Verfahren von  $240 \pm 1m$  (Blindow et al., 1990) übereinstimmt. Zum anderen können sich die untersten Meßketten gegenüber dem Zugseil verschoben haben, wodurch ein Fehlbetrag in der Tiefenzuordnung auftreten würde. Letzteres wäre aus dem Grunde denkbar, daß die Meßketten vor Ort mit Kabelbindern an dem Zugseil befestigt wurden und diese sich bei Außentemperaturen von ca.  $-15^\circ C$  als wenig flexibel und schlecht zu handhaben aufwiesen. Da die Temperaturmessungen im Überlappungsbereich der beiden Meßketten und der Tiefenanschluß an das zweite Bohrloch im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmen, wurden die Meßketten daher im unteren Bohrlochbereich einer linearen Tiefenkorrektur um 10% unterzogen. Dies bedeutet für die  $250m$ -Kette eine Reduktion des  $2m$ -Inkrementes auf  $1.80m$  und für die  $230m$ -Kette von  $5m$  auf  $4.50m$ .

Nach einem Tag wurde zusätzlich in den oberen Bereich des Bohrloches eine  $25m$ -Kette mit PT100-Meßwiderständen von  $0m$  bis  $20m$  (Inkrement  $2m$ ) zur Erfassung der Temperaturjahreswelle eingesetzt und das Bohrloch mit Schnee weitgehend verfüllt. Hierdurch sollte die Luftzirkulation im Bohrloch und ein Austausch mit der Umgebungsluft unterbrochen werden, um eine Verfälschung der Meßwerte in den oberen  $35m$ , bis zum Erreichen des Wasserspiegels, zu verhindern.

Das zweite Bohrloch wurde auf eine Tiefe von  $190m$  abgeteuft und mit einer  $180m$  und einer  $148m$  langen Meßkette bestückt. Die Verteilung der PT100-Sensoren war hierbei von  $20m$  bis  $140m$  im  $10m$  Inkrement und von  $138m$  bis  $174m$  im  $3m$  Inkrement. Nach dem Einbringen in das Bohrloch wurde auch dieses mit Schnee weitge-

hend verfüllt.

In den Abbildungen 4.6 bis 4.10 ist der Einfrierprozeß der unterschiedlichen Meßketten anhand der kontinuierlichen Temperaturprofile der einzelnen Sensoren dokumentiert. Die Temperaturprofile werden jeweils in drei Diagrammen dargestellt, um a) anhand der Darstellung als Funktion der reziproken Zeitskala das Einstellen des stationären Zustandes besser beurteilen zu können, b) um den Einfrierprozeß während der ersten drei Tage besser auflösen zu können und c) einen Gesamtüberblick des Temperaturverlaufs zu bekommen.

**25 m-Meßkette** Der Verlauf der Meßkurven für die einzelnen PT100-Sensoren im Tiefenbereich 0–20m zeigt eine starke Abnahme der Temperatur in den ersten fünf Tagen. Da diese Meßkette erst am zweiten Tag nach der Durchbohrung des Schelfeises in das Bohrloch eingebracht wurde, beginnen die registrierten Temperaturwerte schon in einem für den geringen Tiefenbereich stark variierenden Temperaturbereich ( $-7.5^{\circ}\text{C}$  bis  $-16.5^{\circ}\text{C}$ ). Insbesondere in den oberflächennahen Schichten zwischen 0m und 6m ist ein starker negativer Temperaturgradient festzustellen, der durch die hohe Sonneneinstrahlung (Globalstrahlung von durchschnittlich  $250 \pm 150 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  (Oerter, 1991)) bei einer Sonnenscheindauer von 24 Stunden verursacht wird. In den Sommermonaten wird der Schnee sehr stark aufgewärmt, während er in den Wintermonaten stark abkühlt. Diese Temperaturjahreswelle dringt unter exponentieller Abnahme ihrer Amplitude in den Firn ein und beeinflusst so das Temperatur-Tiefenprofil. In 10m Tiefe ist dieser Einfluß auf weniger als 5% der Oberflächenamplitude abgeklungen (Paterson, 1981). Die Temperatur in dieser Tiefe wird nach Konvention als mittlere Jahrestemperatur angegeben. Für die Bohrlokation ist dieser Wert zu  $T_{10m} = -22.9 \pm 0.1^{\circ}\text{C}$  bestimmt. Für den Tiefenbereich von 8–20m liegen die Temperaturwerte sehr dicht nebeneinander und folgen einem insgesamt positiven Temperaturgradienten.

Der Temperaturanstieg in den Meßkurven für 0m und 2m Tiefe, zwei Tage nach Abschluß der Bohrarbeiten, wird durch das Verfüllen des Bohrloches mit Oberflächenschnee hervorgerufen. Dies deutet darauf hin, daß sich zwischen

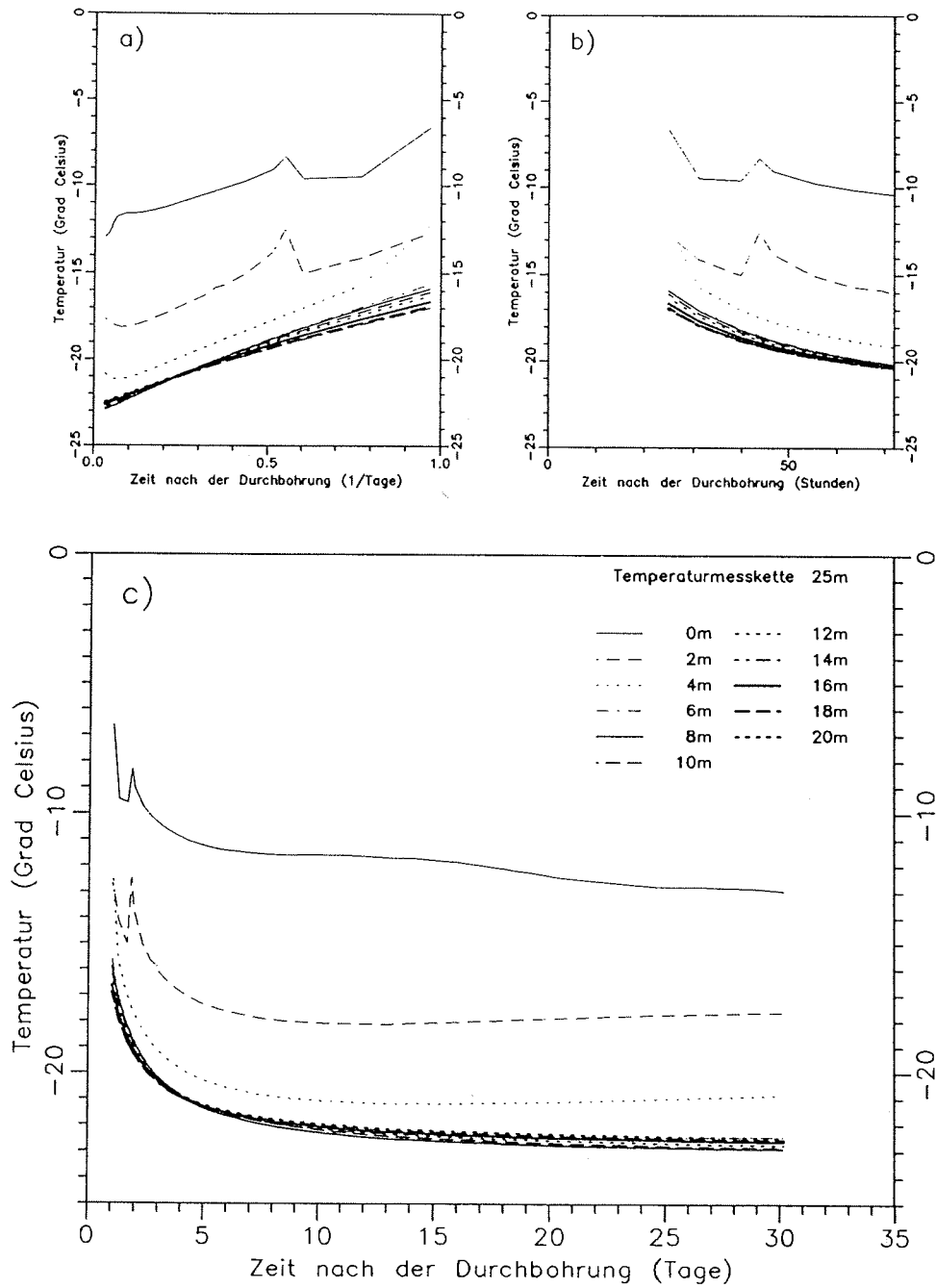


Abbildung 4.6: Temperaturverlauf während des Einfrierprozesses im Tiefenbereich 0 – 20m

2m und 4m Tiefe ein Verschuß gebildet hatte, der ein vollständiges Verfüllen des Bohrloches verhinderte. Ein Abschluß gegenüber der Oberfläche und damit eine Unterbrechung der Luftzirkulation ist dennoch gegeben.

In Abbildung 4.6a) ist zu erkennen, daß insbesondere die Meßwerte in 0 – 4m Tiefe starken Veränderungen unterworfen sind, was auf die abnehmende mittlere Tagestemperatur im Verlauf der Feldkampagne zurückzuführen ist. Die anderen acht Sensoren haben am Ende der Feldkampagne im Rahmen der Temperaturlösung von  $\pm 0.1K$  der PT100-Elemente den stationären Zustand erreicht.

**148 m-Meßkette** Die PT100-Elemente des Tiefenbereiches 20 – 140m zeigen einen sehr stark differenzierten Verlauf. Wie schon in Abschnitt 4.1 erläutert, dringen bedingt durch das Schmelzbohrverfahren oberhalb von ca. 50m große Mengen von heißem Wasser in den permeablen Firn ein. Hierdurch wird ein großes Wärmereservoir angelegt, das die Wärme nur langsam an ihre Umgebung abgibt. Dieser Effekt ist in den Meßkurven der Sensoren in 30m, 40m und 50m Tiefe zu sehen. In Abbildung 4.7a) ist besonders gut zu erkennen, daß für diese drei Tiefenlagen der stationäre Zustand auch nach 28 Tagen ( $\approx 0.035 \frac{1}{\text{Tag}}$ ) noch nicht erreicht ist. Die Kurven zeigen auch zu diesem Zeitpunkt noch einen starken Gradienten. Für den Tiefenbereich 60 – 140m zeigt sich am Ende der Messungen ein linearer, positiver Temperaturgradient, der sich im gleichmäßigen Abstand der Meßkurven widerspiegelt. Ausgenommen hiervon ist der Wert in 110m Tiefe, der eine um ca.  $0.1^\circ C$  zu niedrige Temperatur anzeigt. Eine Ursache hierfür könnte ein Kalibrierungsfehler, ein fehlerhaft eingelöteter Meßwiderstand oder ein Verrutschen dieses einen Elementes am Zugseil sein. (Neben der 20m-Meßkette besteht auch die 148m-Meßkette aus einzelnen vieradrigen Kabeln, die zu einem Kabelbaum zusammengebunden sind, so daß eine Verschiebung des Sensors beim Einbringen in das Bohrloch denkbar ist). In diesem Tiefenbereich ist die Temperaturänderung kleiner als  $0.02 \frac{K}{\text{Tag}}$ . Die Extrapolation der Temperaturkurven auf die Abszisse läßt auch hier den stationären Zustand im Rahmen der Temperaturlösung der Sen-

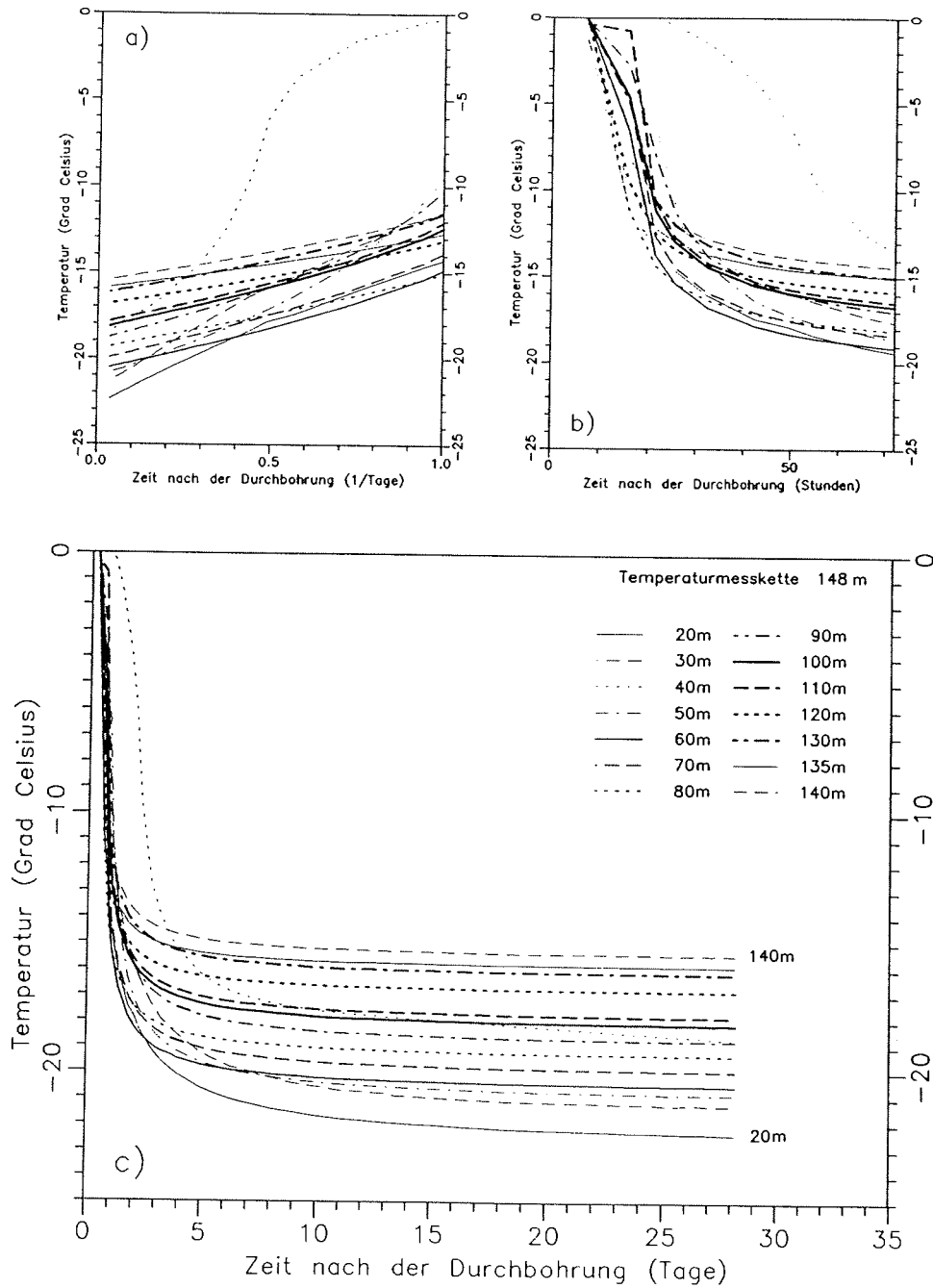


Abbildung 4.7: Temperaturverlauf während des Einfrierprozesses im Tiefenbereich 20 – 140m



soren erkennen.

**180 m-Meßkette** Die dritte Meßkette mit Sensorabständen von  $3m$  wurde so plaziert, daß der Übergang von meteorischem zu marinem Eis in einem dichteren Meßpunktabstand als dies im übrigen Schelfeisbereich der Fall war, abgetastet werden konnte. Hierdurch sollte die Möglichkeit geschaffen werden, eventuell auftretende Unterschiede in den thermischen Eigenschaften der beiden Eiskörper erfassen zu können.

Die Registrierung der Sensoren von  $138 - 174m$  (Abb. 4.8) zeigt ein sehr einheitliches Bild. Ausgehend von Temperaturen zwischen  $0.0^{\circ}C$  und  $-1.4^{\circ}C$  ist in den ersten 20 Stunden nach dem Einbringen der Meßkette in das Bohrloch (Abb. 4.8b)) ein schwacher Temperaturgradient festzustellen. In dieser Phase des Einfriervorgangs macht sich der Effekt freiwerdender Kristallisationswärme auf das Temperaturprofil bemerkbar. Erst nachdem die gesamte Flüssigkeit im Bohrloch gefroren ist, stellt sich ein sehr steiler Temperaturgradient maximaler Abkühlrate ein. Da die Abkühlrate proportional zur Wärmeleitfähigkeit des Materials ist, kann aus diesem Diagramm kein prinzipieller Unterschied in den thermischen Eigenschaften von meteorischem Eis (Sensoren in  $138 - 150m$  Tiefe) und marinem Eis (Sensoren in  $153 - 174m$  Tiefe) festgestellt werden. Lediglich das PT100-Element in  $138m$  Tiefe zeigt einen anderen Verlauf des Einfriervorgangs. Hier scheint sich der Wärmeeintrag durch Kristallisationswärme nicht bemerkbar zu machen, bzw. er könnte schon zu Beginn der Messungen abgeklungen sein. Das Meßelement zeichnet sich auch durch die deutlich niedrigste Anfangstemperatur aus.

Am Ende der Feldkampagne ist die Temperaturabnahme an den einzelnen Sensoren kleiner  $0.015 \frac{K}{Tag}$ . Auch hier können die Meßdaten als Werte des stationären Zustandes angesehen werden.

**230 m-Meßkette** Die Registrierungen der  $230m$  langen Meßkette mit PT100-Elementen von  $164 - 218m$  Tiefe sind in den ersten 20 - 30 Stunden nach dem Einbringen in das Bohrloch durch einen schwächeren Temperaturgradienten charakterisiert (vgl. Abb.4.9a) und b)), als es bei den anderen Meßketten

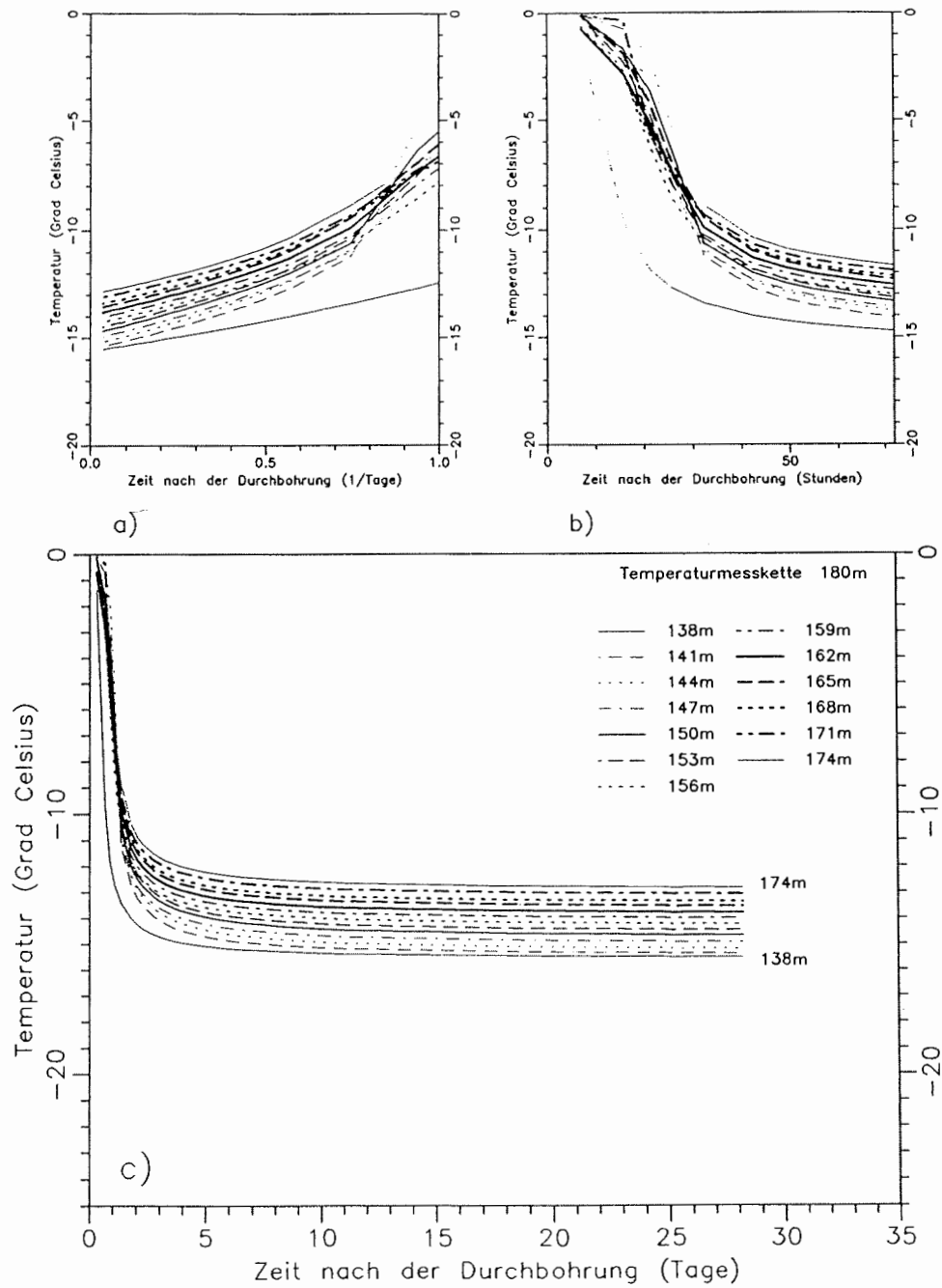


Abbildung 4.8: Temperaturverlauf während des Einfrierprozesses im Tiefenbereich 138 – 174m

der Fall war. Der Wärmeeintrag durch Rekrystallisation der Bohrlochflüssigkeit wirkt sich aufgrund der niedrigeren Umgebungstemperatur gegenüber der 180m-Kette länger auf das thermische Regime aus. Nach einer hohen Abkühlrate bis zum dritten Tag nach der Bohrung streben die Meßwerte mit einem nahezu linearen Temperaturgradienten dem stationären Wert zu, den sie nach 30 Tagen im Rahmen der Meßgenauigkeit wieder erreicht haben ( $\Delta T \leq 0.01 \frac{K}{Tag}$ ).

**250 m-Meßkette** Die PT100-Elemente sind nach der Tiefenkorrektur in 218.0 – 239.6m Tiefe eingebracht worden, wobei das unterste Element in das Meerwasser unterhalb des Schelfeises hineinragte. In Abschnitt 4.3 wird auf die Ergebnisse dieses Meßelementes genauer eingegangen. Die Registrierung des Einfriervorgangs dieser Meßkette (Abb.4.10) zeigt für verschiedene Tiefenbereiche unterschiedliche Ergebnisse. Im Tiefenbereich 218.0 – 232.4m sind die ersten 20 – 40 Stunden (Abb.4.10b)) nach dem Einbringen der Meßketten durch freiwerdende Kristallisationswärme und durch einen hierdurch verzögerten Einfriervorgang geprägt. Im weiteren Verlauf gegen Ende der Meßkampagne fallen die Temperaturen auf ihren stationären Wert mit einer Unsicherheit von kleiner  $0.01 \frac{K}{Tag}$ .

Die drei PT100-Sensoren im Tiefenbereich 234.2 – 237.8m zeigen zu Beginn der Registrierung in den ersten sechs Stunden einen Abfall der Temperatur auf  $-2.3^{\circ}C$  bis  $-2.4^{\circ}C$ . Dieser Temperaturabfall kann nur durch eine Durchmischung der unteren ca. 6m des Bohrloches mit Meerwasser hervorgerufen werden. Die Meerwassertemperatur, die durch das unterste Element registriert wird, beträgt im Mittel  $-1.899^{\circ}C \pm 0.029^{\circ}C$ . Das in das Bohrloch eingedrungene Meerwasser wird durch das kältere Eis unterkühlt und unterschreitet dadurch seinen In-situ-Gefrierpunkt. Es beginnt der typische Prozeß der Meereisbildung, bei der Eiskristalle aus der Süßwasserphase ausfallen. Die freigesetzte Kristallisationswärme wärmt das Wasser im Bohrloch auf und wird durch das kalte, umgebende Eis langsam abgeführt. Abhängig vom Salzgehalt und von der Umgebungstemperatur läuft dieser Prozeß schneller oder langsamer ab.

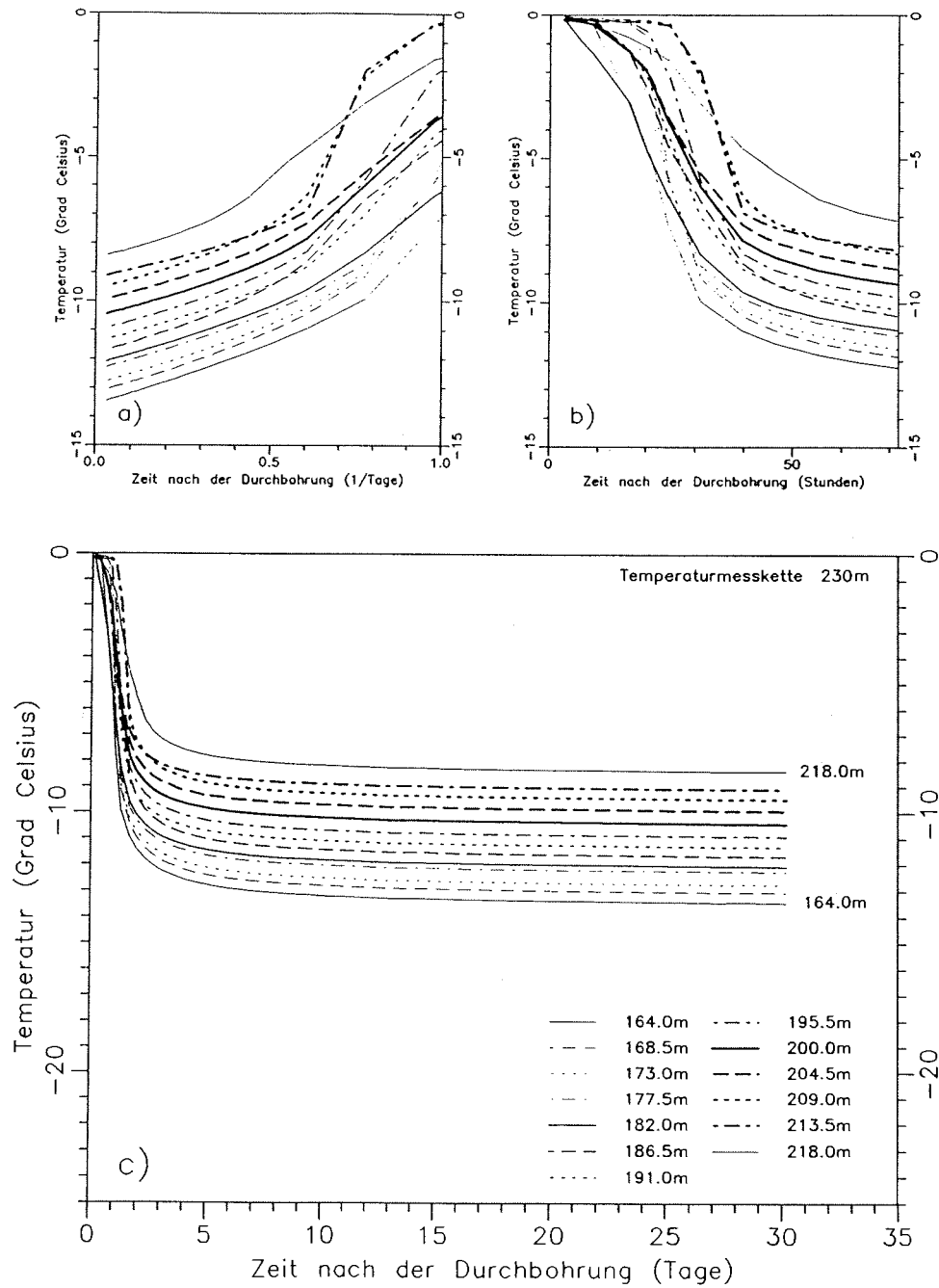


Abbildung 4.9: Temperaturverlauf während des Einfrierprozesses im Tiefenbereich 164–218m

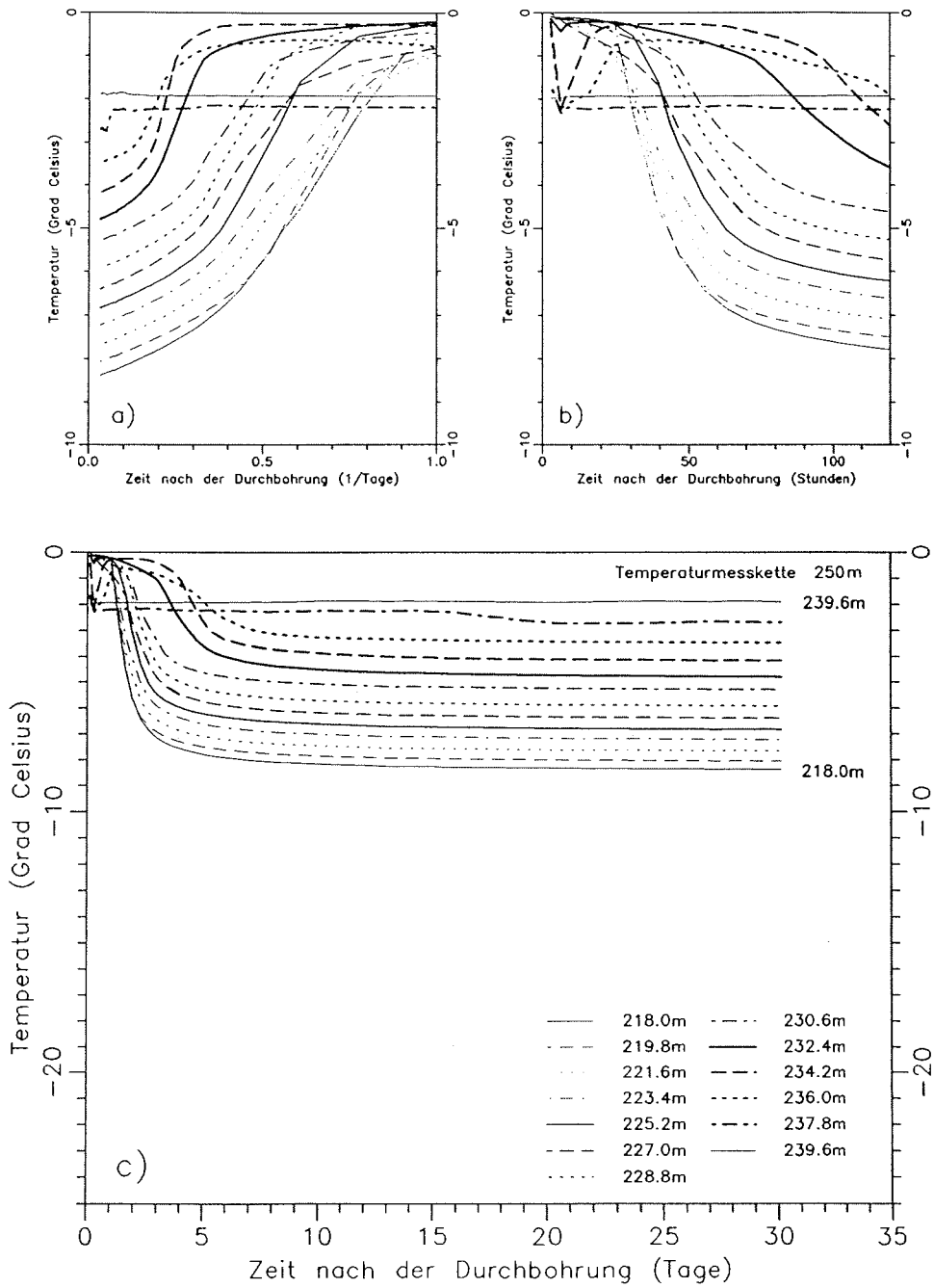


Abbildung 4.10: Temperaturverlauf während des Einfrierprozesses im Tiefenbereich 218 – 239.6m

Für die Elemente in 234.2m und 236.0m Tiefe dauert der Einfriervorgang ca. vier bis fünf Tage, bevor der Abschluß des Bohrloches durch einen hohen Temperaturgradienten erfolgt und der stationäre Zustand angenommen wird. Das Element in 237.8m Tiefe, das sich direkt an der Eisunterseite befindet, friert in Folge der Wechselwirkung mit dem Meerwasser und des damit verbundenen hohen Salzgehaltes erst sehr viel später, etwa 17–20 Tage nach der Durchbohrung zu, und nimmt mit  $-2.6^{\circ}\text{C}$  einen deutlich von der Meerwassertemperatur unterschiedlichen Wert an. Der Einfrierprozeß dieser vier Elemente ist besonders gut in Abbildung 4.10 a) und b) nachzuvollziehen. Der Zeitbereich nach Abschluß der Bohrung wurde hierfür in Diagramm b) auf 120 Stunden erweitert.

Zusammenfassend läßt sich der Einfrierprozeß der Schmelzbohrlöcher in drei Stadien einteilen:

1. Abhängig von der Temperatur des umgebenden Eises wird die Temperaturabnahme der Bohrlochflüssigkeit durch freiwerdende Kristallisationswärme um bis zu zwei Tage verzögert. Nahe der Eisunterseite kann dieser Prozeß durch die Vermischung mit eingedrungenem Meerwasser bis zu 20 Tage dauern.
2. In der zweiten Phase ist der Temperaturverlauf durch einen starken negativen Temperaturgradienten maximaler Abkühlrate charakterisiert. Innerhalb von wenigen Tagen wird die In-situ-Temperatur des stationären Zustandes auf ca. 10% erreicht.
3. Die dritte Phase beschreibt die asymptotische Annäherung des Temperaturverlaufes an die tatsächliche In-situ-Temperatur.

In Abbildung 4.11 ist das vollständige Temperatur-Tiefenprofil, wie es sich am Ende der Meßkampagne (13.02.90) zeigte, dargestellt. Zusätzlich sind die Eisunterseite und die Tiefenlage der Grenzschicht von meteorischem zu marinem Eis in 153m Tiefe (Blindow et al., 1991), die Eis/Firn-Grenze (Oerter & Bäessler, 1991) sowie die 10m-Temperatur eingetragen.

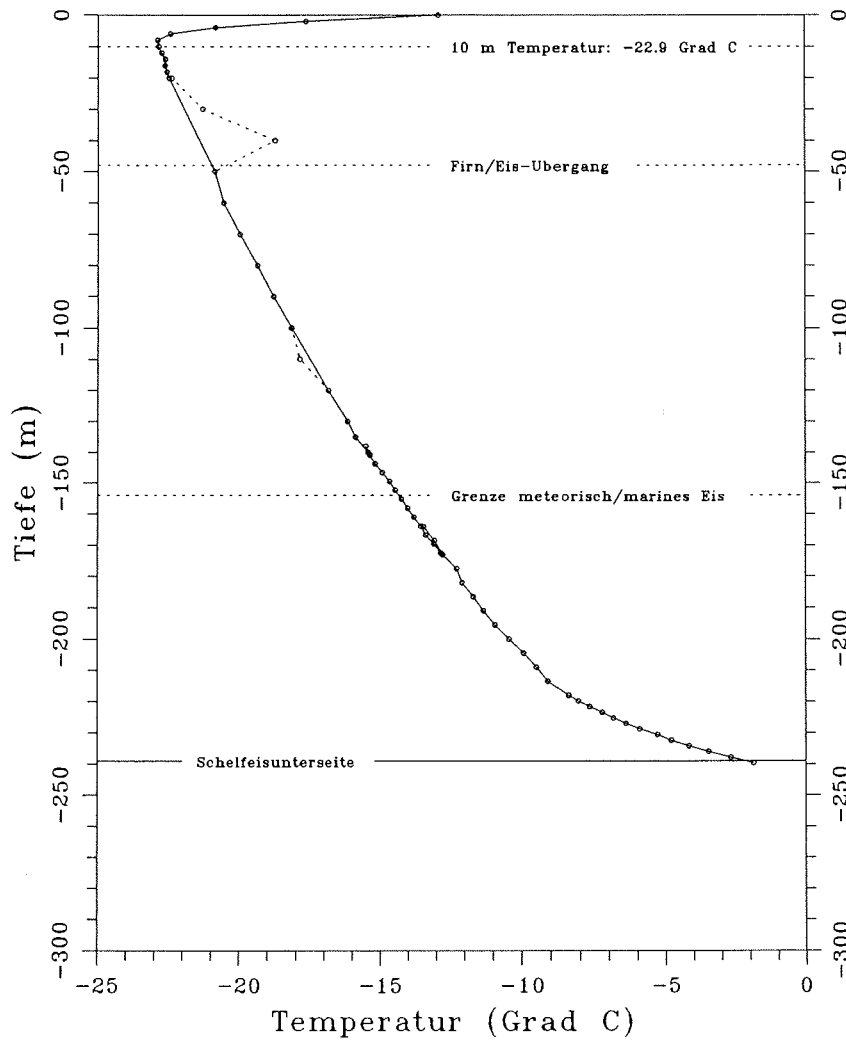


Abbildung 4.11: Temperatur-Tiefenprofil im Kantenbereich des FRIS am 13.02.1990

Als erstes Ergebnis aus diesem Profil kann festgestellt werden, daß es keine prinzipiellen Unterschiede im thermischen Regime des meteorischen und marinen Eises im Kantenbereich des FRIS gibt. Nach einem starken negativen Temperaturgradienten in den oberen 8m des Schelfeises, der durch die Oberflächenerwärmung in den Sommermonaten hervorgerufen wird, ist der Tiefenbereich von 10 – 217m im Rahmen der durch die Tiefenzuordnung der Meßketten sowie der absoluten Tem-

peraturauflösung der Meßelemente bestimmten Fehlergrenzen durch einen einheitlichen, positiven Temperaturgradienten charakterisiert. Das thermische Regime des Schelfeises wird daher im überwiegenden Teil durch reine Wärmeleitungsprozesse dominiert. Störungen dieses quasi-stationären Profils, wie sie durch das Anfrieren von marinem Eis mit Mächtigkeiten bis zu 400m im Zentralteil des FRIS zu erwarten wären, sind in ca. 30km Entfernung von der Eiskante vollständig abgeklungen. Lediglich im Tiefenbereich von 217 – 239m ist der Temperaturgradient durch Schmelzprozesse an der Eisunterseite beeinflusst. Das Abschmelzen von Eis und die damit verbundene Wechselwirkung von relativ kälterem Eis zu wärmerem Meerwasser kann durch Wärmeleitungsprozesse nicht ausgeglichen werden. Dies hat eine Erhöhung des Temperaturgradienten auf die Eisunterseite hin zur Folge. Die abrupte Änderung des Temperaturgradienten ist ein Hinweis auf eine starke laterale Änderung der basalen Schmelzrate und somit auf eine Abweichung von stationären Bedingungen (Grosfeld, 1991), wie sie für Schelfeise im allgemeinen angenommen werden können.

Diese aus dem Temperatur-Tiefenprofil abzuleitenden Aussagen sollen in Kapitel 5 auf einer Fließlinie, die im Süden des Schelfeises auf dem Möller-Eisstrom beginnt und durch den Zentralteil des FRIS bis zur Lokation der beschriebenen Bohrung führt, untersucht und verifiziert werden. Insbesondere wird der Einfluß des Anfrierens und Abschmelzens an der Schelfeisunterseite auf das Temperaturprofil diskutiert. Zur Simulation stationärer Temperaturprofile und als Vergleich mit den gemessenen Daten wird im folgenden ein Modell von Crary (1961) benutzt, um erste Werte für Schmelzraten abschätzen zu können und die Vermutung der Nicht-Stationarität zu überprüfen. Der Begriff der Stationarität impliziert an dieser Stelle eine zeitliche Konstanz der Bilanzparameter, läßt jedoch eine räumliche Variabilität zu. Nicht-Stationarität in diesem Sinne bedeutet daher eine schnellere räumliche Veränderung der Bilanzparameter als dies durch die thermische Zeitskala ( $t' = \kappa t/l^2$  (vgl. Turcotte & Schubert, 1982)) vorgegeben ist <sup>7</sup>.

---

<sup>7</sup>Eine Temperaturstörung breitet sich innerhalb eines Zeitintervalls  $\Delta t$  um eine charakteristische Strecke  $l$  aus, d.h. es ist eine Zeit  $l^2/\kappa$  erforderlich, damit sich eine Temperaturstörung um die Strecke  $l$  fortpflanzen kann.



Ausgehend von der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung gibt Crary (1961) eine analytische Lösung an, die unter Annahme der Akkumulationsrate  $\dot{a}$ , einer Dichte-Tiefen-Funktion  $\rho(z)$ , der tiefenabhängigen, thermischen Diffusivität  $\kappa(z)$  und der Eismächtigkeit  $H$  ein stationäres Temperaturprofil liefert (eine ausführliche Beschreibung des Wärmetransportproblems in Schelfeisen ist in Kapitel 2 gegeben). Der Ansatz hierfür geht auf ein Modell von Robin (1955) zurück, das die zeitliche Temperaturänderung durch das Produkt des Temperaturgradienten und der vertikalen Fließgeschwindigkeit des Eises bilanziert. Die vertikale Fließgeschwindigkeit ist hierbei unter Vernachlässigung der vertikalen Strainausdünnung ( $\dot{\epsilon}_{zz}H$ ) gegeben durch:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\dot{a}}{\rho(z)} + \frac{z}{H} \left( m - \frac{\dot{a}}{\rho(z)} \right) \quad (4.2)$$

Für die Lösung der eindimensionalen Wärmetransportgleichung unter zeitlich stationären Bedingungen  $\frac{dT}{dt} = 0$  gilt somit:

$$\frac{T(z) - T_0}{T(H) - T_0} = \frac{\int_0^z \exp \left( \int_0^{z'} \kappa(z'') \left[ \frac{\dot{a}}{\rho(z'')} + \frac{z''}{H} \left( m - \frac{\dot{a}}{\rho(z'')} \right) \right] dz'' \right) dz'}{\int_0^H \exp \left( \int_0^{z'} \kappa(z'') \left[ \frac{\dot{a}}{\rho(z'')} + \frac{z''}{H} \left( m - \frac{\dot{a}}{\rho(z'')} \right) \right] dz'' \right) dz'} \quad (4.3)$$

Unter Verwendung der durch feldglaziologische Untersuchungen im Bereich der Bohrlokation bekannten Parameter für die Akkumulationsrate von  $220 \text{ kg m}^{-2} \text{ a}^{-1}$  (Graf et al., 1988), einer Anfangsdichte für die Dichte-Tiefen-Funktion (Herron & Langway, 1980) von  $389 \text{ kg/m}^3$  (Kipfstuhl & Oerter, 1991) und einer Eismächtigkeit von  $239 \text{ m}$  ergeben sich die in Abbildung 4.12 gezeigten Temperatur-Tiefenprofile. In Abbildung 4.12a) wurde bei konstanter Eismächtigkeit eine Variation der basalen Schmelzraten von  $0, -0.25, -0.5, -0.75 \text{ m/a}$  und  $-1.0 \text{ m/a}$  durchgeführt. Es zeigt sich, daß das gemessene Temperatur-Tiefenprofil durch keines der berechneten stationären Profile vollständig reproduziert werden kann. Lediglich der Tiefenbereich von  $217 \text{ m}$  bis zur Eisunterseite kann mit einer Schmelzrate von etwa  $-0.75 \text{ m/a}$  nachgebildet werden. Für alle anderen Profile ist keine Übereinstimmung mit den Meßdaten zu erzielen. In Abbildung 4.12b) wurde bei konstanter Schmelzrate von  $0 \text{ m/a}$  eine Variation der Eismächtigkeit durchgeführt. Hierdurch sollte der zentrale Tiefenbereich, in dem vornehmlich Wärmeleitungsprozesse dominieren, angepaßt werden. Es ist zu erken-

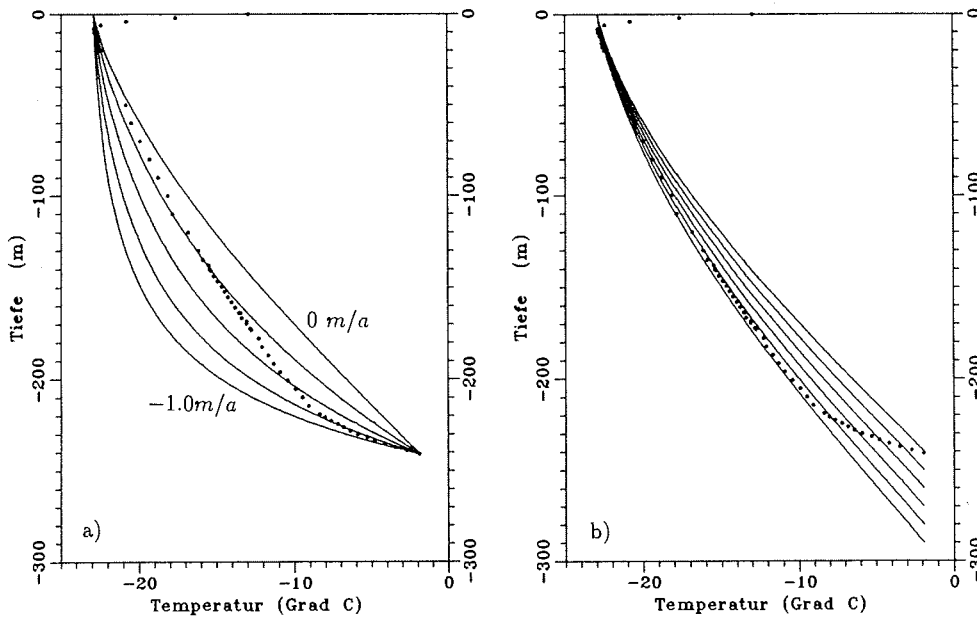


Abbildung 4.12: Modellrechnungen für stationäre Temperatur-Tiefenprofile (durchgezogene Linien) im Vergleich zum gemessenen Temperaturprofil (Kreise):

- a) für basale Schmelzraten von  $0\text{ m/a}$  bis  $-1.0\text{ m/a}$   
 b) für Eismächtigkeiten von  $240\text{ m}$  bis  $290\text{ m}$  bei konstanter Schmelzrate von  $0\text{ m/a}$

nen, daß für eine Eisdicke zwischen  $280\text{ m}$  und  $290\text{ m}$  das gemessene Temperatur-Tiefenprofil durch diesen vereinfachten Ansatz im wesentlichen bis zu einer Tiefe von  $217\text{ m}$  rekonstruiert werden kann. Der Tiefenbereich von  $280 - 290\text{ m}$  entspricht gerade der Zone im FRIS, in der ca.  $30\text{ km}$  stromaufwärts der Schmelzbohrung sowohl durch Flug- als auch durch Boden-EMR-Messungen das Reflexionssignal der Eisunterseite erstmalig wieder auftritt. Weiter südlich ist die Absorption für elektromagnetische Wellen so groß und der Reflexionskoeffizient an der Eisunterseite so gering, daß diese Schichtgrenze mit dem EMR-Verfahren nicht aufgelöst werden kann (Blindow, pers. Mitteilung). Die Ursache hierfür kann nur durch eine grundsätz-

lich verschiedenartige Ausprägung der Schichtgrenze Eis/Meerwasser erklärt werden. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn marines Eis aus dem Meerwasser an der Eisunterseite anfriert und sich eine slush-Zone mit hohem Salzgehalt und einem variablen Eis- und Meerwasseranteil ausbildet. Eine slush-Zone stellt für elektromagnetische Wellen einen Wellensumpf dar. Erst wenn diese Zone vollständig auskristallisiert ist und die Taschen mit konzentrierter Salzlauge ausgefroren sind oder aber die Zone abgeschmolzen ist, kann die Schichtgrenze Eis/Meerwasser mit dem EMR-Verfahren wieder aufgelöst werden.

Übertragen auf die Modellrechnungen bedeutet dies, daß ca. 30km südlich der Schmelzbohrung der Bereich basalen Schmelzens einsetzt, bzw. die slush-Zone schon vollständig abgebaut ist. Bis hierher wird das thermische Regime des FRIS vornehmlich durch Wärmeleitungsprozesse dominiert, was auf einen intermediären Zustand schließen läßt, in dem weder Schmelzen noch Anfrieren an der Eisunterseite vorherrschen.

Von hier an ist die Schmelzrate räumlich variabel und ändert sich so schnell, daß sich keine stationären Temperaturprofile einstellen können. Der Wert für die Schmelzrate im unteren Tiefenbereich des Schelfeises von  $-0.75m/a$  kann somit nur eine untere Grenze dieser Massenbilanzgröße darstellen.

### 4.2.3 Ergebnisse der Wiederholungsmessung 1991/92

Die Temperaturmeßketten konnten im Südsommer 1991/92 während der Filchner-IV-Kampagne insgesamt zweimal, zu Beginn und am Ende der Feldaktivitäten, abgelesen werden. Alle 64 Sensoren waren funktionstüchtig und ließen sich zwei Jahre nach ihrer Installation problemlos ansprechen.

In Abbildung 4.13 ist das Temperatur-Tiefenprofil vom 20.02.1992 (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Profil vom 13.02.1990 (gepunktete Linie) sowie die Differenz der Meßwerte aufgetragen. Das Temperatur-Tiefenprofil der Wiederholungsmessung zeigt im Tiefenbereich von 20m bis 50m ein Ausheilen der Temperaturstörung durch das in den Firn eingedrungene Schmelzwasser. Die oberflächennahen Schichten des Eises (bis 10m) weisen noch einen eindeutigen Einfluß der Winterperiode des Tem-

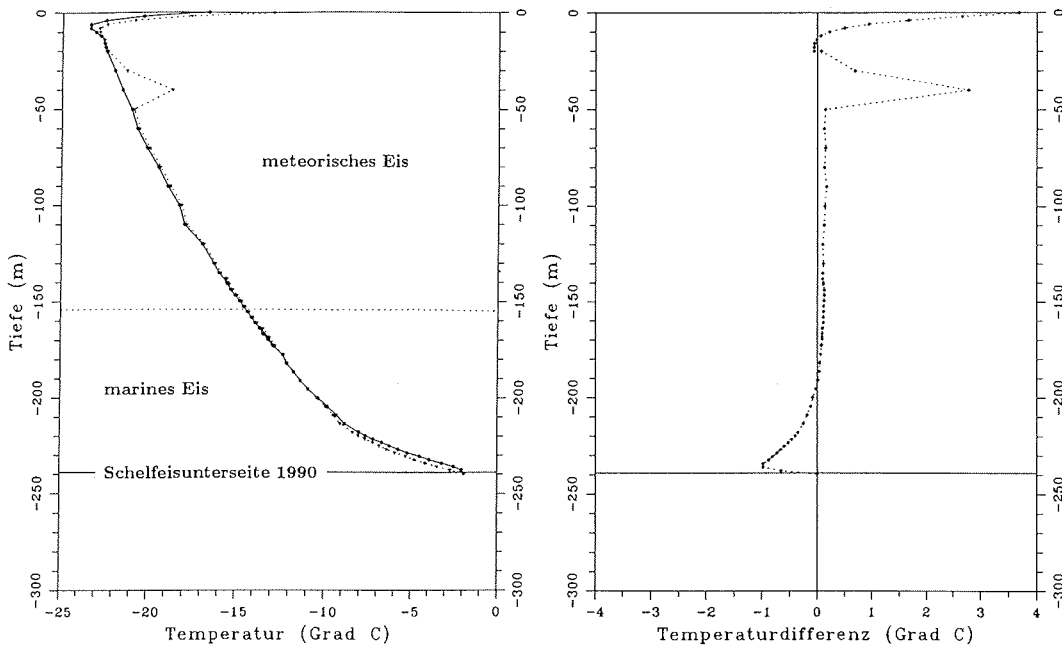


Abbildung 4.13: Temperatur-Tiefenprofil (links) am 13.02.1990 (gepunktete Linie) und am 20.02.1992 (durchgezogene Linie) sowie die Differenz der Meßwerte (rechts)

peraturjahresgangs auf. Im mittleren Tiefenbereich des Schelfeises (60 – 200m) sind die Temperaturen der Wiederholungsmessung um bis zu  $0.10 \pm 0.04K$  niedriger als vor zwei Jahren. Dieser Effekt kann nur auf ein zum Zeitpunkt der letzten Messung während der Feldkampagne 1990 noch nicht vollständig eingestelltes stationäres Temperaturprofil zurückgeführt werden. Zwar zeigen die Meßkurven des Einfriervorgangs der Meßketten eine sehr geringe Veränderung der einzelnen PT100-Meßwiderstände, so daß im Rahmen der absoluten Temperaturauflösung von  $\pm 0.1K$  vom stationären Profil gesprochen werden kann, im Langzeitvergleich ist dieser Zustand jedoch nicht erreicht worden.

Der Temperaturgradient an der Eisunterseite zeigt den deutlichen Einfluß durch

den basalen Schmelzprozeß. Im Gegensatz zur Messung 1990, bei der lediglich das unterste Meßelement ins Meerwasser ragte, befinden sich nach zwei Jahren jetzt zwei Meßelemente im Meerwasser. Bei einem Sensorabstand für die im Meerwasser befindlichen PT100-Elemente von  $2m$  bedeutet dies eine mittlere Schmelzrate von mehr als  $-1.0 \pm 1.0m/a$ . Da die Randbedingung für die Temperatur an der Eisunterseite durch den Druck-Schmelzpunkt des Meerwassers vorgegeben ist (z.B. Jacobs et al., 1979), kann die Eis/Meerwassergrenze und damit die Schmelzrate aus den Temperaturprofilen abgeschätzt werden. Durch eine Polynomanpassung der Temperaturdaten im Tiefenbereich von  $221.6m$  bis  $239.6m$  und Extrapolation auf die Temperatur der Eis/Meerwassergrenze von  $-2.036^\circ C$  mit einem mittleren Salzgehalt des Meerwassers von  $34.7\text{‰}$  (Foldvik et al., 1985a), kann für das Profil vom 13.02.1990 eine Tiefe von  $239.19m$  angegeben werden. Für das Temperaturprofil vom 20.02.1992 ergibt sich eine Tiefe von  $236.61m$ , womit ein Abschmelzbetrag von  $2.58m$  über einen Zeitraum von  $737\text{Tagen}$  zu bestimmen ist. Die mittlere Schmelzrate über einen Zeitraum von zwei Jahren beträgt somit  $-1.28 \pm 0.24m/a$ , wobei die Fehlerabschätzung aus den Residuen der Fehlerquadratsumme ( $0.11m/a$ ) und dem Fehler in der Tiefenzuordnung der unteren Temperaturmeßketten (10%) resultiert.

Aus den Temperaturprofilen zu Beginn und am Ende der Feldkampagne 1991/92 kann in der gleichen Weise ein Kurzzeitmittelwert angegeben werden, der insbesondere auch Hinweise auf eine saisonale Abhängigkeit der Schmelzrate liefern kann. In Abbildung 4.14 ist die Differenzkurve aus diesen beiden Profilen aufgezeigt. Es ist zu erkennen, daß die ersten  $20m$  des Firns stark durch die zunehmende Sonneneinstrahlung beeinflusst werden. Die maximale Temperaturdifferenz beträgt  $-1.531^\circ C$  in  $2m$  Tiefe, bezogen auf die Höhe der Schneeoberfläche 1989/90. Der Schneezutrag von 1990 bis 1992 kann mit ca.  $1.5m$  angegeben werden. Die  $10m$ -Temperatur und damit die mittlere Jahrestemperatur beträgt nach dieser Messung  $-23.3^\circ C$ . Unterhalb von  $20m$  bis zu einer Tiefe von  $204.5m$  ist im Rahmen der relativen Temperatureauflösung der PT100-Meßwiderstände von kleiner  $0.004K$  (bedingt durch die Auflösung des Digitalmultimeters) kein Unterschied zwischen den beiden Messungen festzustellen, was als Nachweis für die Langzeitstabilität und Reproduzierbarkeit der Meßwerte anzusehen ist. Im Tiefenbereich größer  $204.5m$  ist ein eindeutiger Wärmeeintrag durch

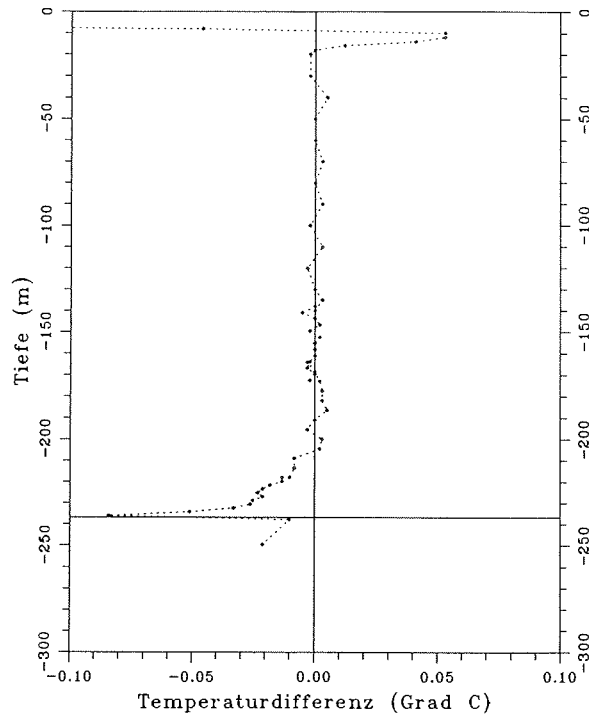


Abbildung 4.14: Differenz der Temperaturmeßwerte vom 20.02.1992 und 25.01.1992

den basalen Schmelzprozeß ersichtlich. Die maximale Temperaturdifferenz beträgt für das unterste, noch im Eis befindliche Meßelement  $0.084K$ . Die beiden untersten Sensoren befinden sich im Meerwasser unterhalb des Schelfeises.

Die Bestimmung der Tiefenlage der Eisunterseite aus diesen beiden Messungen ergeben Werte von  $236.79m$  und  $236.61m$  über einen Meßzeitraum von  $26Tagen$ . Die berechnete Schmelzrate aus dieser Kurzzeitanalyse liefert einen Wert von  $-2.53 \pm 2.12m/a$ , der den zweijährigen Mittelwert um  $198\%$  übersteigt.

Eine Variation der Schmelzrate dieser Größenordnung kann nicht mehr durch eine statistische Schwankung der Meßgröße im Rahmen der Fehlergrenzen erklärt werden, sondern muß als Hinweis auf eine systematische Veränderung gewertet werden. Der zweijährige Mittelwert spiegelt den mittleren Abschmelzbetrag sowohl über die

Sommer- als auch Wintermonate wieder. Die Messungen 1992 haben ausschließlich während der Sommermonate stattgefunden und zwar insbesondere in der Phase des Sonnensolstitiums. Während dieses Zeitraumes ist auch die geringste Meereisbedeckung in der südlichen Weddell-See festzustellen. Vor der Schelfeiskante bildet sich im allgemeinen eine breite Küstenpolynia<sup>8</sup> aus, die eine optimale Wechselwirkung zwischen der Atmosphäre und dem Ozean ermöglicht. Hierdurch kann der Ozean in diesem Bereich zusätzlich erwärmt werden, was für das Schelfeis eine erhöhte Abschmelzrate zur Folge hat. Durch Gezeitenströmungen werden die wärmeren Wassermassen unter das Schelfeis getrieben (Gammelsrød & Slotsvik, 1981) und können auch hier einen erhöhten Abschmelzbetrag bewirken. Die Messungen während der Feldkampagne 1991/92 können hierfür ein Beleg sein, sie liefern darüber hinaus einen Wert für die Reichweite von Gezeitenströmungen unter dem Schelfeis (vgl. Kapitel 4.3.2).

### 4.3 Meerwassertemperatur unterhalb des Schelfeises

Die Temperatur des Meerwassers unterhalb des Schelfeises ist neben dem Salzgehalt und den Strömungsparametern der wesentliche Faktor, der die Wechselwirkung von Ozean und Schelfeis steuert und somit die basale Schmelz- bzw. Anfrierrate festlegt. Zur Untersuchung dieser Größe wurden in dem Zeitraum vom 25.01. bis 27.01.1990 und vom 11.02. bis 12.02.1990 zwei kontinuierliche Zeitreihen mit einer Abtastrate von 10min aufgezeichnet. Für diese Registrierung konnte das Digitalmultimeter (Typ 197, Fa. Keithley) eingesetzt werden, das als Datenlogger für 100 Meßwerte konzipiert ist. Die Stromversorgung wurde durch einen externen 12V/24Ah-Akku gewährleistet. Die Daten wurden nach jeweils ca. 16.5h aus dem Speicher manuell ausgelesen und in das Protokoll übertragen. Die relative Temperaturauflösung der PT100-Meßelemente von 0.004K ermöglicht somit eine sehr genaue Auflösung der Temperaturwerte im Meerwasser, um mögliche Variationen und Tideneffekte erfassen zu können.

<sup>8</sup>Mehrere Seemeilen breite, eisfreie Rinne, die sich zwischen Schelfeis und Packeis bildet. Sie entsteht durch Wirkung der ablandigen Südwinde, die das Meereis nach Norden treiben.

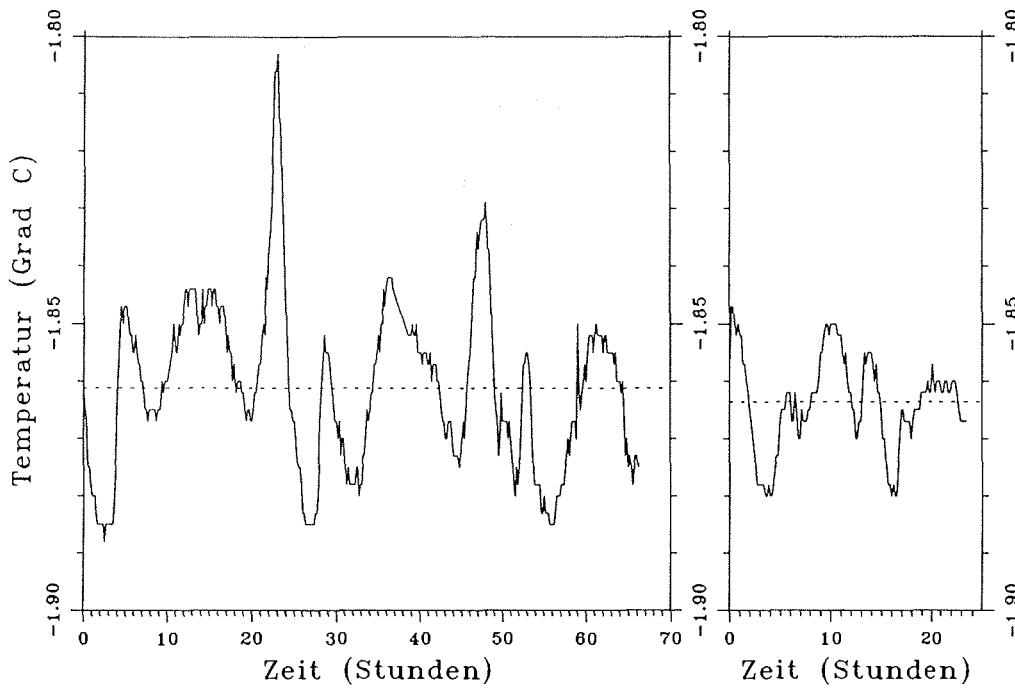


Abbildung 4.15: Kontinuierliche Temperaturregistrierungen der Meerwassertemperatur im Kantebereich des FRIS während der Feldkampagne 1989/90

Links: Dauerregistrierung vom 25. - 27.01.1990 (66.2h)

Rechts: Dauerregistrierung vom 11. - 12.02.1990 (23.5h)

### 4.3.1 Ergebnisse der Feldkampagne 1989/90

In Abbildung 4.15 ist das Ergebnis dieser Dauerregistrierungen dargestellt. In beiden Zeitreihen ist ein deutlicher Gezeiteneffekt mit Perioden von ca. 12h und 24h festzustellen, die von kurzperiodischen Teilschwingungen überlagert sind. Aufgrund der Kürze der Zeitreihen und des großen Diskretisierungsintervalles ist eine harmonische Analyse zur genauen Festlegung des Frequenzinhaltes jedoch nicht sinnvoll. Die Abschätzung liefert aber eindeutige Hinweise auf die ganz- und halbtägigen Partialtiden der Sonne und des Mondes (K1, S2 und O1, M2)<sup>9</sup>, die als amplitudenstärkste

<sup>9</sup>In der Nomenklatur der Partialtiden bezeichnet der Großbuchstabe die einzelne Teilschwingung (Mond: M,O; Sonne: S,P; Luni-solare Tide: K); der angehängte Index 1, 2 besagt, ob es sich dabei um ungefähr ganztägige, halbtägige etc. Schwankungen handelt.



fluterzeugende Kräfte auftreten (vgl. Defant, 1973, Tab.1). Die mittlere Meerwassertemperatur konnte aus diesen Registrierungen zu  $T_w = -1.861 \pm 0.020^\circ C$  bzw.  $T_w = -1.864 \pm 0.007^\circ C$  festgelegt werden. Besonders auffällig ist bei diesen Registrierungen, daß die maximale Amplitude der Partialschwingungen variiert, während die Minimaltemperatur der einzelnen Zeitreihen auf einem Niveau bleibt. Dies könnte ein Hinweis auf den Prozeß der Wechselwirkung Ozean/Schelfeis darstellen. Die einströmende Wassermasse befindet sich demnach oberhalb ihres In-situ-Gefrierpunktes und besitzt aus thermodynamischen Gründen ein großes Schmelzpotential. Der angestrebte Gleichgewichtszustand wird durch Aufschmelzen des Schelfeises erreicht, was wiederum die Temperatur und den Salzgehalt des Meerwassers verringert. Die ausströmende Wassermasse kann bei hinreichend langer Verweildauer nur eine minimale Temperatur annehmen, welche der Druck-Schmelzpunkttemperatur  $T_f(S, P)$  entspricht. Diese würde bei den registrierten Zeitreihen einem Wert von  $T_{w,min} = -1.888^\circ C$  bzw.  $T_{w,min} = -1.880^\circ C$  bei einer Salinität von  $32\text{‰}$  entsprechen.

### 4.3.2 Ergebnisse der Wiederholungsmessung 1991/92

Während der Filchner-IV Kampagne 1992 konnten die untersten vier PT100-Meßelemente in einer Dauerregistrierung von 26 Tagen aufgezeichnet werden. Hierfür wurde zusammen mit den Werkstätten des Institutes für Geophysik eine automatische Datenerfassung, basierend auf dem Digitalmultimeter Typ 197 (Fa. Keithley), entwickelt.

Das Digitalmultimeter war hierfür durch eine IEEE-Interfacekarte erweitert worden, die durch einen Z80-Rechner mit IEC-Buscontroller (Eigenbau) angesteuert wurde. Hierdurch konnte das Digitalmultimeter extern in einer vorwählbaren Takt rate über einen Meßstellenumschalter geschaltet werden. Die registrierten Widerstandswerte wurden direkt auf einer externen Memorycard (1Mb) abgespeichert. Die zeitliche Zuordnung der Datenstrings war durch eine Echtzeituhr realisiert, die in regelmäßigen Intervallen in Datum und Uhrzeit mit abgespeichert wurde. Die Stromversorgung für das gesamte System (Stromverbrauch ca.  $300mA$ ) gewährleisteten zwei  $12V/90Ah$ -Säure-Akkus, die von einem  $50W$ -Solarmodul Typ PQ 40/50

(Fa. AEG) über einen Laderegler Typ BCR 12 S 40-150 (Fa. AEG) geladen wurden. Das Solarmodul wurde mit seiner aktiven Fläche nach unten in einer Höhe von ca. 2m aufgebaut, um über die Rückstreuung der kurzwelligeren Sonnenstrahlung (die Albedo von Schnee beträgt 0.7 – 0.9 (Paterson, 1981)) einen Ladestrom über 24h erreichen zu können und die Abdeckung der aktiven Fläche durch Schneeauftrag zu verhindern. Der maximale Ladestrom des Solarmoduls beträgt 2.76A bei einer Strahlungsleistung von  $E = 1000W/m^2$  (Datenblatt A47.6.03/0489, AEG). Auf dem FRIS werden nach Messungen während der Feldkampagne 1989/90 im Januar und Februar je nach Tageszeit Globalstrahlungswerte von 100 – 600W/m<sup>2</sup> (Oerter, 1991) erreicht, die im Mittel über 24h den Stromverbrauch durch den Datenlogger kompensieren können. Während der Filchner-IV-Kampagne 1992 konnte mit diesem System eine kontinuierliche Zeitreihe vom 25.01. bis 20.02.1992 mit einer Samplingrate von 2min registriert werden.

In Abbildung 4.16 ist das Ergebnis dieser Dauerregistrierungen dargestellt. Während die PT100-Elemente Nr. 244 und 246 noch im Eis eingefroren waren, befanden sich die Elemente Nr. 248 und 250 direkt unterhalb des Schelfeises im Meerwasser (vgl. Kapitel 4.2.3). Die Registrierungen der Meerwassertemperaturen zeigen auch während der Meßkampagne 1992 eindeutige Tideneffekte, die insbesondere in ihrer Amplitude starken Variationen unterliegen. Die Amplituden der Gezeitenschwankungen liegen zwischen 0.025K und 0.14K, was auf starke Modulationen verschiedener Partialtiden zurückzuführen ist und eine Bestätigung für die Unterschiedlichkeit der Zeitreihen von 1990 darstellt. In Abbildung 4.17 sind die Amplitudenspektren der diskreten Fourieranalyse für die einzelnen Temperaturregistrierungen gezeigt. Deutlich treten hier die ganztägige Luni-solare- und Hauptmond-tide ( $K1 = 1.018 \text{ CPD} = 23.59h$ ,  $O1 = 0.929 \text{ CPD} = 25.83h$ ), die halbtägigen Mond- und Sonnentiden ( $M2 = 1.947 \text{ CPD} = 12.33h$ ,  $S2 = 2.035 \text{ CPD} = 11.79h$ ) sowie die elliptische Mond-tide ( $N2 = 1.813 \text{ CPD} = 13.23h$ ) hervor. Zusätzlich deutet sich die langperiodische 14-tägige Mond-tide ( $M_f$ ) an, die aber aufgrund der durch die Länge des Registrierzeitfensters bedingten Frequenzauflösung nicht eindeutig bestimmt werden kann. In den Amplitudenspektren der Elemente Nr. 244 und 246 treten neben dem langperiodischen Anteil mit geringen Amplituden auch die eintägi-

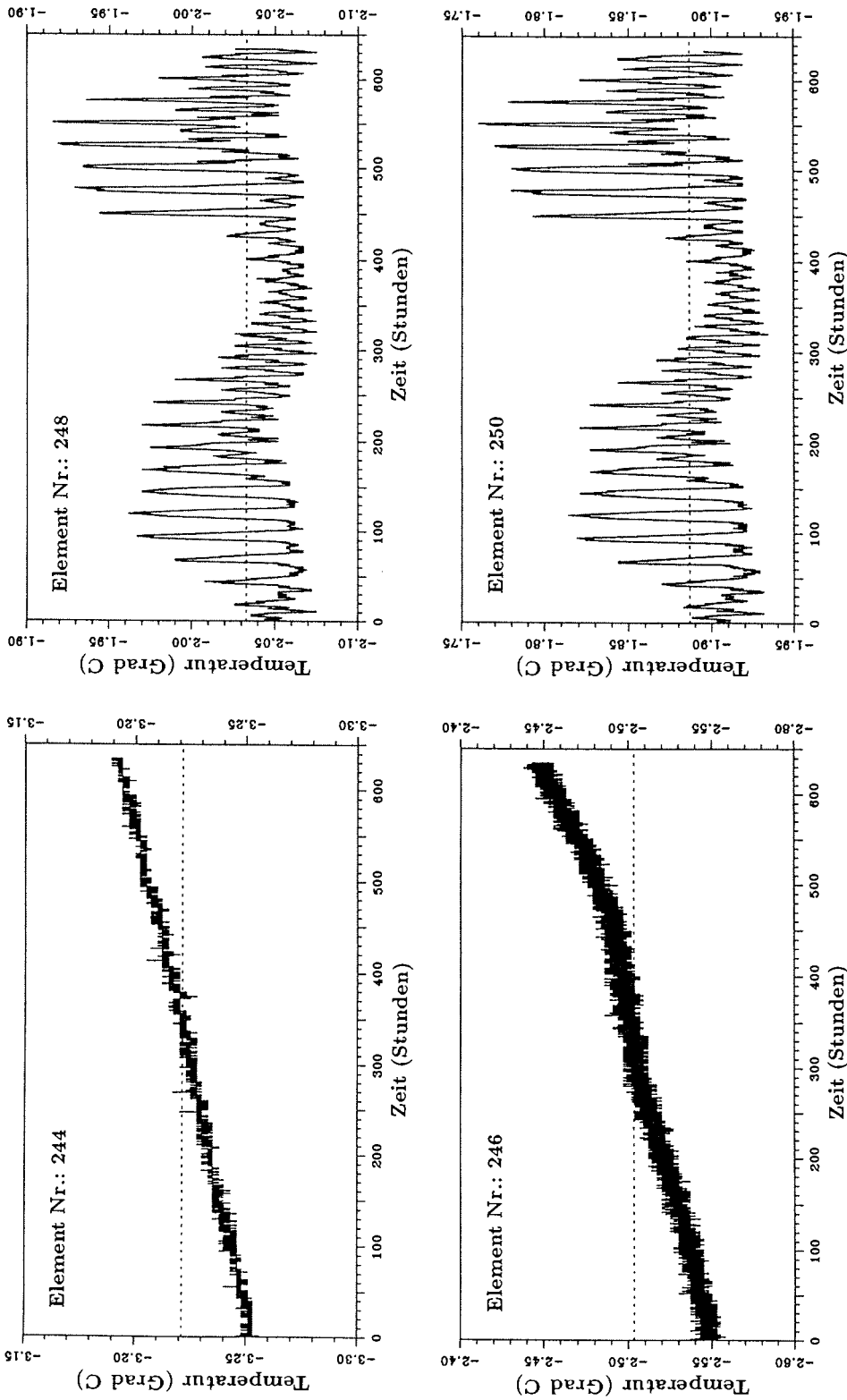


Abbildung 4.16: Kontinuierliche Temperaturregistrierung der untersten vier PT100-Meßelemente nahe der Eisunterseite im Eis (Element Nr.244 und 246) und im Meerwasser (Element Nr.248 und 250) während der Feldkampagne 1991/92 in der Zeit vom 25.01.1992 - 20.02.1992

gen Tiden auf, die sich aber nicht mehr zwischen M1 und S1 unterscheiden lassen.

In den Temperaturregistrierungen ist eine strenge Korrelation zwischen den amplitudenmodulierten Gezeitensignalen des Meerwassers und dem Wärmefluß in das Eis hinein erkennbar, der wiederum streng mit der basalen Schmelzrate gekoppelt ist. Mit einfachen Modellrechnungen zum Wärmeleitungsproblem in Medien, die einer harmonischen Temperaturänderung ausgesetzt sind (Paterson, 1981), kann nachgewiesen werden, daß der hochfrequente Anteil der anregenden Temperaturwelle im Eis schneller abklingt als der niederfrequente Anteil, obwohl die hohen Amplituden der halb- und ganztägigen Tiden die Ursache für den Eintrag von warmem Meerwasser unter das Eis darstellen und damit für das Abschmelzen verantwortlich sind. Der Temperaturgradient am Element Nr. 246 (vgl. Abbildung 4.16), welches am nächsten zur Eisunterseite plaziert ist, ist direkt mit der Amplitude der anregenden Temperaturwelle des Meerwassers (Element Nr. 248) gekoppelt. Weiter im Eis (Element Nr. 244) ist dieser Einfluß auf einen konstanten Wärmefluß abgeklungen.

Besonderes Augenmerk ist auf die Mittelwerte der Meerwassertemperaturen zu legen, sofern man bei einer so starken Variation von Mittelwerten sprechen kann. Während die Amplitude der Tideneffekte für beide Tiefenlagen unterhalb des Schelfeises nahezu exakt gleich sind, differieren die Absolutwerte um  $0.145K$ , wobei das näher an der Schelfeisunterseite befindliche Meßelement Nr.248 die niedrigere Temperatur aufweist. Dieser Effekt wird eindeutig durch das Aufschmelzen von kaltem Eis hervorgerufen, das sich mit dem relativ wärmeren Meerwasser vermischt und dieses somit abkühlt. In einer Arbeit von Scheduikat & Olbers (1990) wird insbesondere der Gezeiteneffekt als wesentlicher Motor für die thermodynamische Kopplung zwischen Ozean und Schelfeis beschrieben. Zwar sind diese Messungen der Meerwassertemperatur sicherlich einem starken Küsteneffekt unterworfen, sie können jedoch zum Verständnis dieser komplizierten Wechselwirkung beitragen. Darüber hinaus stellt der Küstenabstand von ca.  $30km$  in diesem Bereich eine erstmalige Messung der Reichweite von Gezeitenströmungen unterhalb des FRIS dar und belegt dadurch die Wichtigkeit ozeanographischer Messungen unter dem Schelfeis. Eine Kopplung mit gravimetrischen Messungen, wie sie von Eckstaller & Miller (1984) durchgeführt

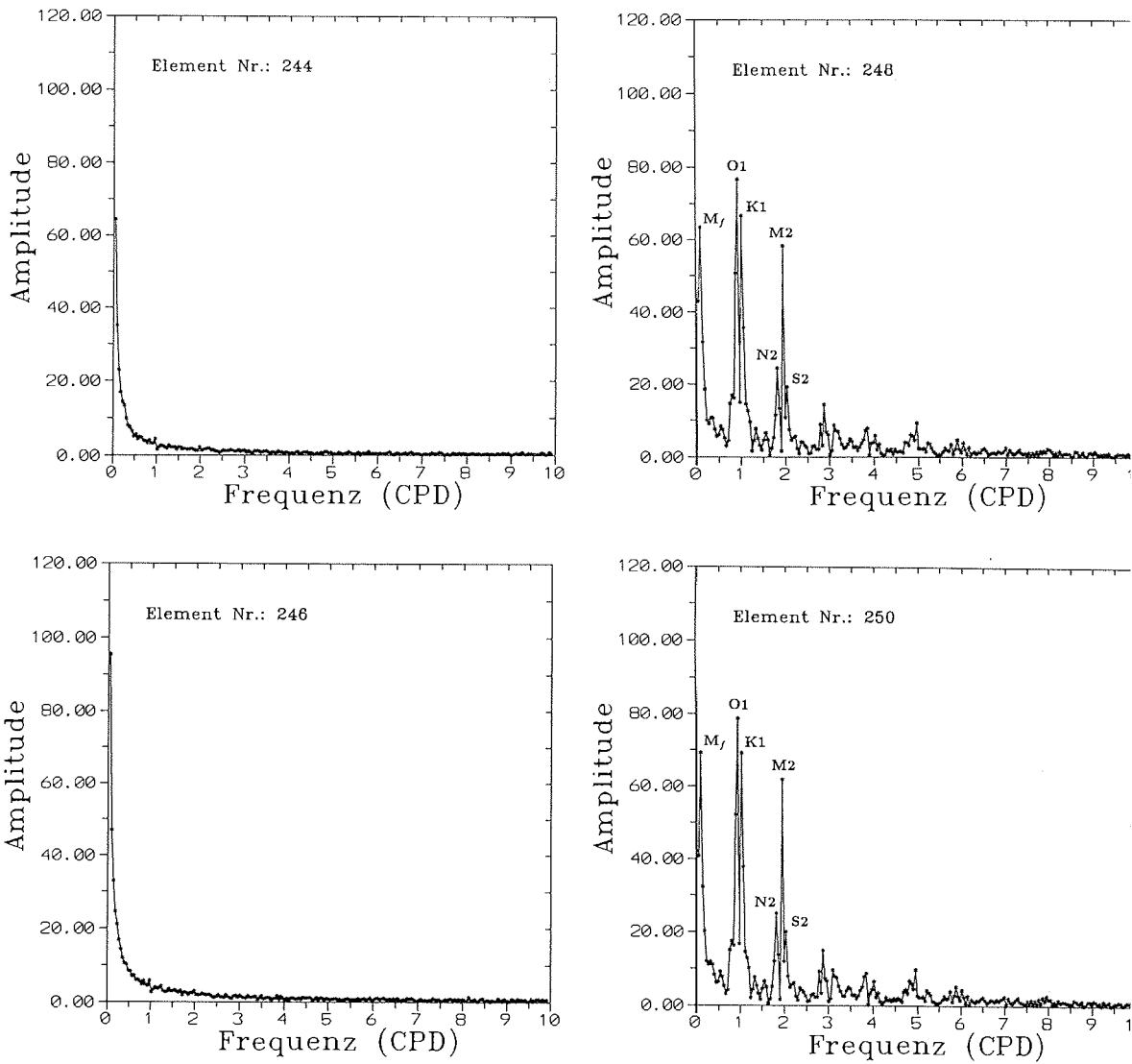


Abbildung 4.17: Amplitudenspektren der Temperaturregistrierung der untersten vier PT100-Meßelemente nahe der Eisunterseite im Eis (Element Nr.244 und 246) und im Meerwasser (Element Nr.248 und 250). Eingetragen sind die halbtägigen ( $N_2$ ,  $M_2$ ,  $S_2$ ) und gantztägigen ( $O_1$ ,  $K_1$ ) Partialtiden sowie die 14-tägige Mondtide ( $M_f$ ).

wurden, kann hierfür wichtige Ergänzungen liefern.

#### 4.4 Direkte Untersuchungen der Abschmelzrate

In der zweiten Phase der Expedition (19.01.-27.01.1990) wurden zwei weitere Bohrungen abgeteuft, in die Sensorleitungen bis ca. 30m unterhalb des Schelfeises eingebracht wurden. Diese Sensorleitungen wurden benutzt, um mit dem Verfahren der Time Domain Reflectometry (kurz: TDR-Verfahren) die basale Schmelzrate direkt durch Laufzeitmessungen ermitteln zu können. Die in diesem Zusammenhang neue Methode stellt eine unabhängige Bestimmung der wichtigen Massenbilanzgröße dar, die bisher nur unter Annahme von stationären Bedingungen aus Oberflächenmessungen der Geschwindigkeit, der Eisdicke und ihrem Gradienten, der Akkumulationsrate sowie der vertikalen Strainrate berechnet werden konnte (vgl. Kapitel 4.5).

##### 4.4.1 Methode und Laboruntersuchungen

Das Verfahren der Zeitbereichsreflektometrie stammt aus dem Bereich der Prüftechnik und wird im allgemeinen zur Untersuchung von Defekten oder Stoßstellen auf elektrischen Leitungen eingesetzt. Unter Einspeisung eines HF-Impulses werden Impedanzkontraste durch Reflexion dieses Impulses festgestellt und ihre Position auf der Leitung durch Laufzeitauswertung mit der entsprechenden Ausbreitungsgeschwindigkeit zugeordnet.

Im Vergleich hierzu ist die Impedanz zweier paralleler Übertragungsleitungen von den dielektrischen Eigenschaften des Materials zwischen den Leitungen abhängig. Impedanzkontraste treten hier bei sprunghaften Veränderungen der dielektrischen Eigenschaften auf. Diese Abhängigkeit wurde von Topp et al. (1982a,b) und Blindow et al. (1987) zur Untersuchung des Feuchtegehaltes in Böden angewendet. Morey et al. (1984) setzte das TDR-Verfahren zur Untersuchung der dielektrischen Eigenschaften von Meereis ein.

Ausgehend von dem Gedanken, daß Diskontinuitäten in dielektrischen Materialeigenschaften zu Reflexionen auf parallelen Leitungen führen, wurde für die Antarktisis-

Expedition 1989/90 eine Methode entwickelt, um die basale Schmelzrate mit hoher Auflösung meßtechnisch erfassen zu können (Grosfeld & Blindow, 1992).

Da die Eis/Meerwassergrenze einen signifikanten Kontrast in der komplexen Dielektrizitätskonstanten (kurz: DK) darstellt ( $\epsilon'_r(\text{Eis}) = 3.208$  (Johari & Charette, 1975),  $\epsilon'_r(\text{Meerwasser}) = 78$  (v. Hippel, 1954)), wird ein HF-Impuls an dieser Materialgrenze auf einer eingefrorenen, bis in das Meerwasser hineinragenden, parallelen, nicht isolierten Sensorleitung mit einem Amplituden-Reflexionskoeffizienten von  $-0.93$  reflektiert. Für den Amplituden-Reflexionskoeffizienten gilt:

$$r = \frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1} \quad (4.4)$$

wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeiten  $v_1$  und  $v_2$  eine Funktion der komplexen DK sind. Es gilt:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_a}} \quad (4.5)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit  $c = 299.8m/\mu s$  und der scheinbaren DK  $\epsilon_a$  des Mediums

$$\epsilon_a = \epsilon'_r \frac{1 + \sqrt{1 + \tan^2 \delta}}{2} \quad (4.6)$$

Hierbei beschreibt  $\tan \delta$  den Verlustwinkel des Mediums, der als das Verhältnis des Imaginärteils und des Realteils der komplexen, relativen Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_r$  definiert ist.

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''_r}{\epsilon'_r} \quad (4.7)$$

Als Sensorleitung wurde eine nicht abgeschirmte, symmetrische  $240\Omega$ -HF-Bandleitung mit einer  $0.55mm$  dicken Polyäthylen (kurz: PE) - Ummantelung verwendet, da es zu problematisch ist, nicht-isolierte, parallele Drähte in das Bohrloch einzubringen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang dieser Sensorleitung ist neben dem umgebenden Dielektrikum auch von der PE-Ummantelung abhängig und wurde in Laboruntersuchungen in verschiedenen Dielektrika wie Leitungswasser, NaCl-Lösung ( $35\text{‰}$ ), Luft und Eis bestimmt. Ein Vergleich dieser Daten mit der Vollraumgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in diesen Dielektrika, die auch der Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang nicht isolierter Sensorleitungen entspricht, ist in Tabelle 4.1 gegeben. Die experimentell bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeiten

Dielektrikum	Ausbreitungsgeschwindigkeit (m/ $\mu$ s)	
	Sensorleitung	Vollraum
Luft	245 $\pm$ 2	299.8 (1)
Eis	194 $\pm$ 2	168.1 (2)
Leitungswasser	143 $\pm$ 2	32.1 (1)
Meerwasser(NaCl)	141 $\pm$ 2	10.3 (1,3)

Tabelle 4.1: Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in unterschiedlichen Dielektrika entlang einer 240 $\Omega$ -Sensorleitung und im Vollraum

((1): v. Hippel, 1954; (2): Johari & Charette, 1975; (3): Jezek, 1980)

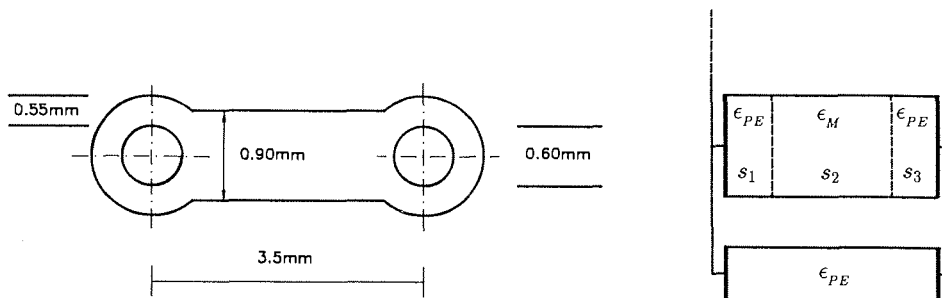


Abbildung 4.18: Schematische Zeichnung der verwendeten Bandleitung (links) und Ersatzschaltbild zur Abschätzung der DK-Beeinflussung durch die PE-Ummantelung der Leitung (rechts)

( $\epsilon_{PE}$ ,  $\epsilon_M$ : relative DK der PE-Ummantelung der Leitung und des die Leitung umgebenden Materials;  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$ : Schichtdicken)

weichen erheblich von den Vollraumgeschwindigkeiten in den Materialien ab. Diese Abweichung ist auf die PE-Ummantelung der Bandleitung zurückzuführen, welche die Wellenausbreitung gegenüber der reinen, nicht isolierten Zweidrahtleitung signifikant beeinflusst.

Zur Verifikation dieses Einflusses ist in Abbildung 4.18 ein Ersatzschaltbild gezeigt, das die Bandleitung durch eine Parallelschaltung eines Mehrschicht- und eines



Dielektrikum	$\epsilon_r$		v (m/ $\mu$ s)	Abweichung (%)
	Vollraum	Sensorleitung		
Luft	1.0 (1)	1.60	237	3.3
Eis	3.2 (2)	2.62	185	4.6
Leitungswasser	87.0 (1)	4.68	139	2.9
Meerwasser(NaCl)	78.0 (1,3)	4.60	140	0.7

Tabelle 4.2: Berechnete relative DK-Werte der Sensorleitung im Vergleich zum Vollraum und abgeleitete Geschwindigkeiten mit prozentualer Abweichung zu Meßwerten aus Tabelle 4.1 ((1): v. Hippel, 1954; (2): Johari & Charette, 1975; (3): Jezek, 1980)

Einschichtkondensators beschreibt. Für die relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  des Mehrschichtkondensators gilt nach Meinke & Gundlach (1968, p.92):

$$\epsilon_r = \frac{s}{\frac{s_1}{\epsilon_{r1}} + \frac{s_2}{\epsilon_{r2}} + \frac{s_3}{\epsilon_{r3}}} \quad (4.8)$$

mit der Dicke des Dielektrikums  $s = s_1 + s_2 + s_3$  und den relativen Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}, \epsilon_{r3}$  der einzelnen Schichten. Da die Symmetrie der parallelen Leitungen durch einen Plattenkondensator genähert wird, ist der Anteil des Verbindungssteiges aus Polyäthylen durch die Parallelschaltung eines Einschichtkondensators mit der DK von PE berücksichtigt worden:

$$\epsilon_r = V_E \epsilon_{rE} + V_M \epsilon_{rM} \quad (4.9)$$

wobei  $V_E + V_M = 1$  und  $V_E, V_M$  die Volumenanteile des Einschicht- und des Mehrschichtkondensators mit den Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_{rE}$  und  $\epsilon_{rM}$  sind.

Für eine relative DK für PE von 2.29 und einen Volumenanteil von  $V_E = \frac{1}{3}$  ergeben sich für die gewählten Dielektrika die in Tabelle 4.2 aufgeführten Werte.

Die Ergebnisse zeigen, daß trotz der vereinfachten Geometrie des Plattenkondensators die gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten auf der Sensorleitung in einem Fehlerbereich von 0.7% bis 4.6% durch das Modell reproduziert werden können.

Die Bestimmung der Amplitudenreflexionskoeffizienten ergibt für die Eis/Meerwassergrenze mit den gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten für diese Sensorleitung einen Wert von  $r = -0.16$ , was als deutliches Signal in einer TDR-Registrierung zu erkennen ist. Nachteil dieser nicht-abgeschirmten Sensorleitung ist jedoch, daß sie als Antenne für Rundfunk-Signale wirkt und somit auch Störsignale im Nutzfrequenzbereich für TDR-Messungen erfaßt. Aus diesem Grunde wurde in einem zweiten Bohrloch eine Kombination von abgeschirmtem Koaxialkabel (RG213/U) bis ca. 25m oberhalb der Eisunterseite und einer 240 $\Omega$ -Leitung bis ca. 35m ins Meerwasser hinein eingesetzt. Die Impedanzanpassung der Kabel (50 $\Omega \rightarrow$  240 $\Omega$ ) wurde durch einen breitbandigen Transformator (Typ: MCL T4-6) im Verhältnis 1:4 verbessert. Die verbleibende Reflexion von dieser Stoßstelle kann zusätzlich als Referenzsignal zur Tiefenzuordnung der Reflexion von der Eis/Meerwassergrenze genutzt werden.

Das verwendete TDR-Meßsystem besteht aus einem Tektronix 1503 TDR Cable Tester, der den 10ns langen, halbsinusförmigen Testimpuls erzeugt und durch sequentielle Abtastung die registrierten HF-Signale von einem Zeitfenster von 5 $\mu$ s in den NF-Bereich transformiert. Die Zeitreihe wird digital über einen Audioprocessor (PCM-F1) auf einem Videorecorder (SL-F1E) der Fa. Sony mit einer Amplitudenauflösung von 16 bit aufgezeichnet. Die Zeitkalibrierung des Registrierzeitfensters wird über eine 20MHz-Quarzreferenz erreicht.

Die Systemauflösung im Laufzeitbereich konnte bei einem Registrierzeitfenster von 5 $\mu$ s bei einer Abtastrate von 4096 Punkten und einer horizontalen Stapelrate von 215 zu 1.2ns festgelegt werden. Für eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von Eis entspricht dies einer relativen Tiefenauflösung von 0.12m, so daß eine hohe Auflösung in der Bestimmung der basalen Schmelzrate gewährleistet ist. Die tatsächliche Auflösungsgrenze der Schmelzrate ist direkt von der Festlegung der Einsatzzeiten der einzelnen Reflexionssignale abhängig, die für verschiedene Wavelet-Formen mit zwei Abtastpunkten anzugeben ist. Ein zusammenfassendes Blockschaltbild des Meßaufbaues und eine schematische Skizze der registrierten Signale ist in Abbildung 4.19 gezeigt.

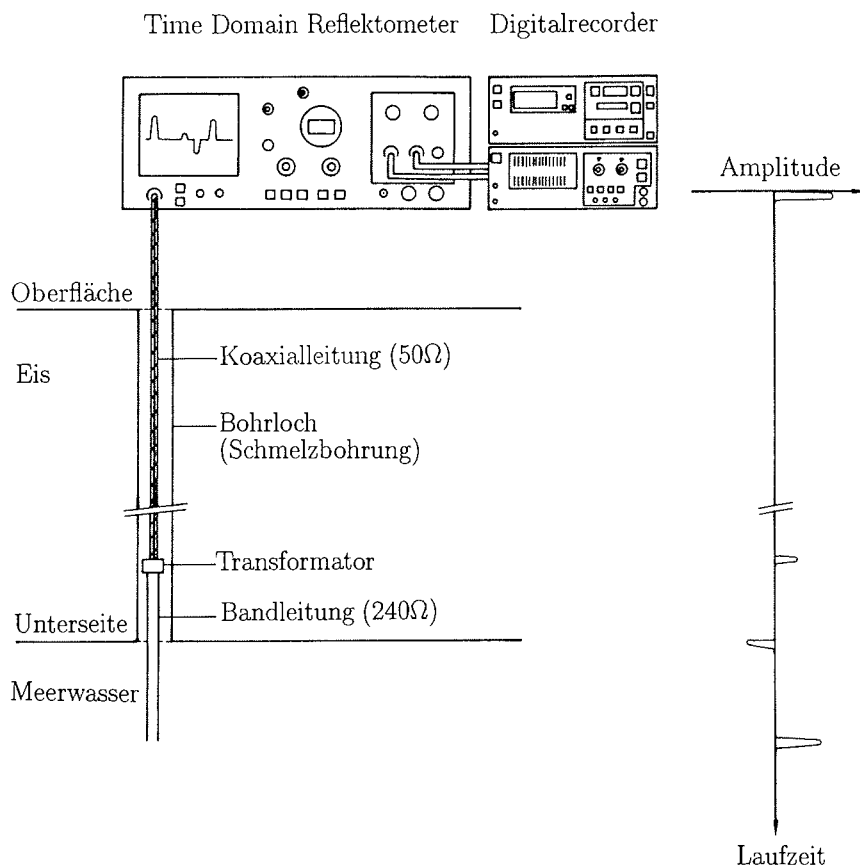


Abbildung 4.19: Blockschaltbild des Meßaufbaues zur TDR-Messung der basalen Schmelzrate für eine Sensorleitung bestehend aus einer Kombination aus Koaxialleitung und  $240\Omega$ -Bandleitung. Rechts: Prinzipskizze einer Laufzeitkurve mit zu erwartenden Reflexionssignalen.

#### 4.4.2 Feldmessungen und Ergebnisse

Das erste Bohrloch für das TDR-Experiment zur direkten Bestimmung der basalen Schmelzrate wurde mit einer  $280\text{m}$  langen  $240\Omega$ -Bandleitung bestückt.  $22.7\text{m}$  dieser Leitung reichten bis in das Meerwasser unterhalb des Schelfeises, während  $239\text{m}$  durch die dielektrischen Eigenschaften des Schelfeises beeinflusst wurden und  $18.3\text{m}$  auf der Eisoberfläche auflagen. Um eine bessere Tiefenzuordnung der registrierten

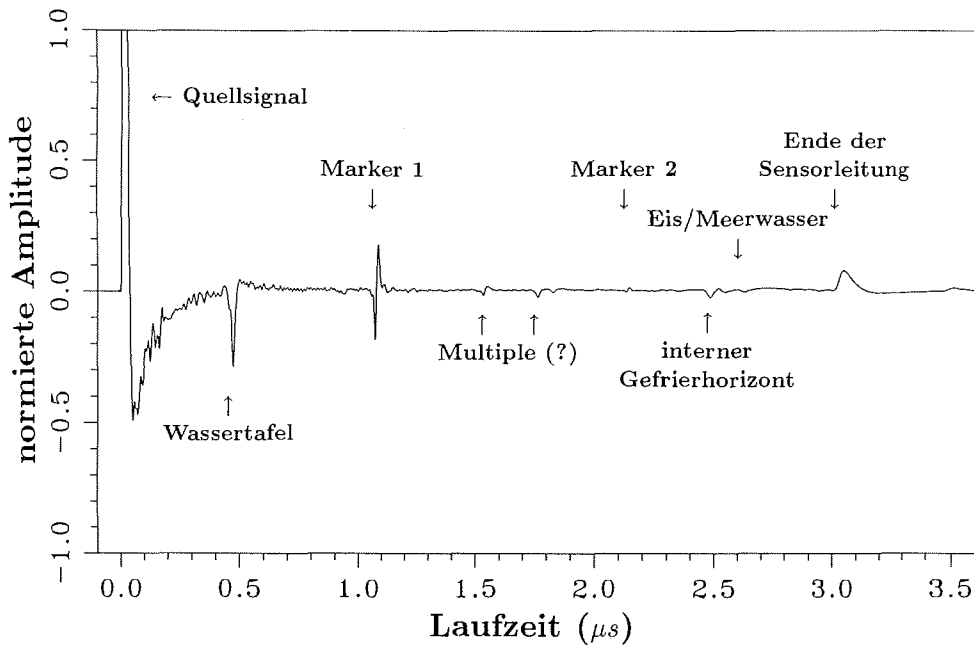


Abbildung 4.20: TDR-Registrierung einer reinen 240Ω-Bandleitung im Kantenbereich des FRIS am 13.02.1990, 30dB verstärkt. Einzelne Signaleinsätze sind gekennzeichnet.

Signale erreichen zu können, wurden in 110m und 210m Tiefe Aluminiumstangen von 1m Länge angebracht, die aufgrund ihres Kontrastes in der DK als Referenzsignale dienten. Ein weiteres Referenzsignal für die Tiefenzuordnung ist durch die Reflexion am offenen Ende der Bandleitung selbst gegeben. Eine TDR-Registrierung dieser Sensorleitung ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Die Messung zeigt ein scharfes Quellsignal, das nach einem negativen Überschwingen in den ersten ca. 0.4µs der Registrierung auf das Rauschniveau abfällt. Überlagert ist dieser Signalbereich durch einzelne Reflexionssignale aus dem Firnbereich, die Hinweise auf Wassertaschen, Eislinsen und/oder Dichteänderungen geben können. Die Bandleitung ist in diesem Bereich des Bohrloches freihängend, so daß hier auch Ankopplungsprobleme eine wesentliche Ursache für die einzelnen Signaleinsätze sein können. Nach 0.466µs ist ein deutliches Reflexionssignal festzustellen, das durch die Wassertafel und damit

durch das Einfrieren der Bandleitung hervorgerufen wird. Die beiden Tiefenmarkierungen durch die Aluminiumstangen sind nach einer Laufzeit von  $1.067\mu s$  bzw.  $2.127\mu s$  festzumachen. Das Reflexionssignal von der Eis/Meerwassergrenze ist nach einer Zweiweglaufzeit von  $2.612\mu s$  zu erkennen. Überraschend ist hier die sehr schwache Amplitude des Signals, welches mit einem Amplitudenreflexionskoeffizienten von  $-0.16$  weitaus stärker erwartet werden konnte. Hier macht sich die Fehlanpassung der Zweidrahtleitung ( $240\Omega$ ) an das Sampling-System ( $50\Omega$ -Eingang) negativ bemerkbar. Laboruntersuchungen zeigen für diese Konfiguration eine Amplitudenabnahme gegenüber einer  $50\Omega$ -Koaxialleitung um 50%. Dem Signal der Eisunterseite ist ein zweites Signal vorgelagert, das sich auch in seiner Amplitude stärker hervorhebt. Die Tiefenlagen dieser Reflexionssignale stimmen nicht mit der geloteten Eismächtigkeit von  $239m \pm 2m$  überein. Die Ursache dieser Abweichung soll im folgenden Absatz diskutiert werden. Das Kabelende mit einem positiven Reflexionskoeffizienten ist bei einer Laufzeit von  $3.017\mu s$  abgebildet.

Das zweite Bohrloch wurde mit einer Kombination aus einer  $220m$  langen Koaxialleitung (RG213/U) und einer  $60m$  langen Bandleitung bestückt. Eine Registrierung dieser Anordnung ist in Abbildung 4.21 dargestellt. Aufgrund der Abschirmung der Koaxialleitung sind die ersten  $2.2\mu s$  der Registrierung nicht durch das umgebende Eis beeinflusst. Nach einer Laufzeit von  $2.202\mu s$  ist das definierte Signal des Transformators zur Impedanzanpassung der beiden Kabel zu erkennen. Die Amplituden der Signale im Bereich der Bandleitung sind wegen der definierten Absorption der Koaxialleitung ( $7dB/100m$  bei  $100MHz$ ) deutlich größer als dies für die reine Bandleitung der Fall ist. Hier bewirkt die Absorption des umgebenden Materials eine zusätzliche Dämpfung zur Kabelabsorption ( $5dB/100m$  bei  $100MHz$ ). Die Eis/Meerwassergrenze ist bei einer Laufzeit von  $2.431\mu s$  zu erkennen, das Kabelende bei  $2.997\mu s$ .

Auch bei dieser Konfiguration der Sensorleitung sind zusätzliche Reflexionssignale vor dem Signal der Eisunterseite festzustellen. Die Ursache hierfür liegt in dem Einfrierprozeß des Bohrloches begründet. Die Temperaturmessungen im benachbarten Bohrloch (vgl. Kapitel 4.2.2, Abbildung 4.10) zeigen, daß nahe der Eisunterseite der Einfrierprozeß erst ca. 20 Tage nach Abschluß der Bohrarbeiten abgeschlossen ist.

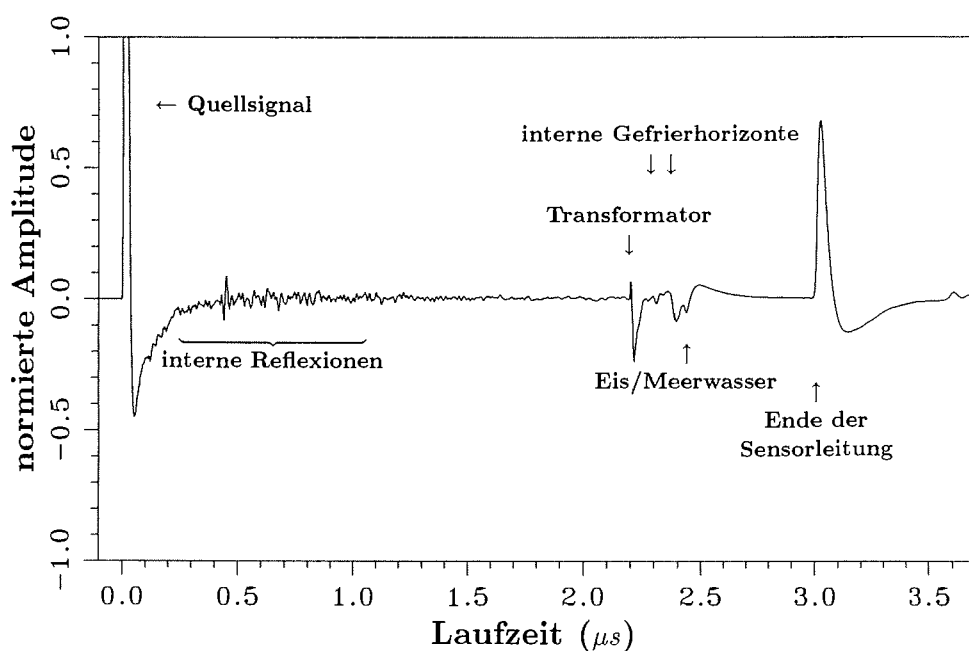


Abbildung 4.21: TDR-Registrierung einer Sensorleitung bestehend aus 220m Koaxialleitung und 60m 240 $\Omega$ -Bandleitung am 10.02.1990, 30dB verstärkt. Einzelne Signaleinsätze sind gekennzeichnet.

Desweiteren sind die untersten ca. 6m des Bohrloches mit Meerwasser durchmischt. Das Ausfrieren dieses Bohrlochwassers findet daher in Analogie zur Meereisbildung statt, bei der abhängig vom Salzgehalt langsam Eiskristalle aus der Süßwasserphase ausfallen und sich im Bohrloch anreichern. Dieses relativ poröse Kristallgemisch ist mit brine-Einschlüssen durchsetzt (Buynitzkiy, 1967). Der Reflexionskoeffizient bzw. Geschwindigkeitskontrast dieser Kristallgemisch/Meerwassergrenze ist daher grundsätzlich verschieden von einer Schichtgrenze Eis/Meerwasser, wie sie nach den Laboruntersuchungen mit der Sensorleitung zu erwarten gewesen wäre. Die beobachteten Reflexionssignale stellen daher interne Gefrierhorizonte dar, die zum einen den Übergang von Süßwassereis zu Kristallgemisch, zum anderen den Übergang von Kristallgemisch zu Meerwasser darstellen. Die Beobachtung dieser Reflexionssignale

im Verlauf der Feldkampagne 1989/90 zeigte eine leichte Verschiebung dieser Signale zu der Eisunterseite hin an, was ein Indikator für den Einfrierprozeß ist.

Ein Wert für die Schmelzrate konnte aus den Messungen dieser einen Kampagne nicht bestimmt werden. Ein Vergleich der aus feldglaziologischen Parametern für diesen Bereich abgeleiteten Schmelzrate von  $-1.50 \pm 0.15m/a$  (Determann et al., 1990) zeigt, daß eine Periode von 50 *Tagen* notwendig gewesen wäre, um nach dem vollständigen Zufrieren des Bohrloches eine Eisdickenänderung von 0.2m festzustellen. Für eine unabhängige, direkte Bestimmung der basalen Schmelzrate ist demnach ein Beobachtungszeitraum von mehr als einem Jahr notwendig, um eine Fehlergrenze von weniger als 10% angeben zu können.

Die Untersuchungen während dieser kurzen Phase konnten jedoch die Funktionsfähigkeit dieses Experimentes nachweisen, so daß eine Basis für Nachmessungen und damit für Langzeitmittelwerte geschaffen ist.

#### 4.4.3 Ergebnisse der Wiederholungsmessung 1991/92

Am Ende der Feldkampagne 1992 konnten die Sensorleitungen für die TDR-Messungen zur direkten Bestimmung der basalen Schmelzrate für Nachmessungen eingesetzt werden. Die Bohrlöcher mit den Sensorleitungen waren mit Balisen vermarktet und somit leicht auffindbar.

Die Messungen wurden an jeder Leitung in unterschiedlichen Verstärkungsstufen (0dB, 10dB, 30dB) durchgeführt. Die Registrierung der einzelnen Sensorleitungen waren mit technischen Problemen verbunden, was sich in der Datenqualität wieder spiegelt.

Die Registrierung der 280m langen Bandleitung ist im Vergleich zu 1989/90 durch einen hohen Noise-Pegel und durch korrelierte Störsignale im Frequenzbereich der Nutzsignale (40–60MHz) gekennzeichnet, was auf Ankopplungsprobleme der Bandleitung an das Sampling-System zurückzuführen ist. Hierdurch ist es nicht möglich die amplitudenschwachen Reflexionssignale von der Eisunterseite zu identifizieren, die im Laufzeitbereich von 2.5 – 2.7µs zu erwarten wären. Das Reflexionssignal der Tiefenmarkierungen in 110m kann bei einer Zweiweglaufzeit von 1.063µs festgelegt

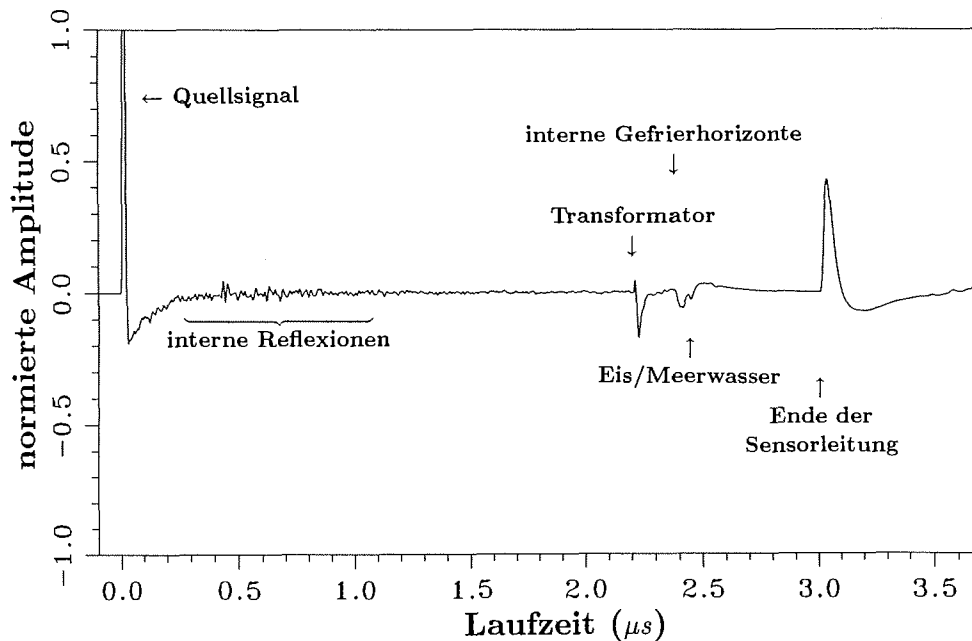


Abbildung 4.22: TDR-Registrierung der Sensorleitung bestehend aus 220m Koaxialleitung und 60m 240 $\Omega$ -Bandleitung am 20.02.1992, 30dB verstärkt. Einzelne Signaleinsätze sind gekennzeichnet.

werden, während die zweite Tiefenmarkierung in 210m Tiefe nicht zu identifizieren ist. Der Versuch, den späteren Laufzeitbereich mit seismischen Bearbeitungstechniken wie Filterung, Regelung und Dekonvolution zu behandeln, brachte keine signifikante Verbesserung der Datenqualität, so daß die Registrierungen dieser Sensorleitung nicht zur Auswertung der basalen Schmelzrate verwendet werden können.

Die Registrierung der zweiten Konfiguration, bestehend aus 220m Koaxialleitung und 60m Bandleitung (Abb. 4.22), zeigt ein vergleichbares Bild zu der Registrierung von vor zwei Jahren. Die korrelierten Störsignale, die in der Registrierung der reinen 240 $\Omega$ -Bandleitung festzustellen waren, sind bei dieser Registrierung nicht zu erkennen. Im Vergleich zu 1990 sind jedoch bei gleicher Verstärkung von 30dB um 25% geringere Amplitudenwerte festzustellen, was auf unterschiedliche Spezifikatio-



nen der verwendeten Sampling-Systeme zurückzuführen ist. Der Laufzeitbereich bis  $1.5\mu\text{s}$  ist wiederum durch einen hohen Rauschpegel gekennzeichnet, der durch die Verstärkung und die geringen Absorptionsverluste der Koaxialleitung hervorgerufen wird. Das Reflexionssignal des Transformators tritt bei einer Laufzeit von  $2.203\mu\text{s}$  auf, die im Rahmen der Ablesegenauigkeit der Signaleinsätze von zwei Samples mit der Messung 1990 übereinstimmt und was als Beleg für die Reproduzierbarkeit der Messung und Genauigkeit der Meßtechnik unter den extremen Geländebedingungen angesehen werden kann. Im Bereich der Sensorleitung zeichnen sich wiederum zwei deutliche Reflexionssignale ab, die in dieser Form so nicht erwartet worden sind. Die einzelnen Signaleinsätze vor dem Signal der Eisunterseite ( $t = 2.433\mu\text{s}$ ) waren in den Registrierungen 1990 als interne Gefrierhorizonte angesprochen worden, welche durch die Durchmischung der unteren ca.  $6\text{m}$  des Bohrloches mit Meerwasser und dem langsamen Gefrierprozeß am Ende der Feldkampagne noch nicht ausgeheilt waren. Den Erwartungen zur Folge hätten sich diese Signale jedoch in den letzten zwei Jahren zugunsten des Signals von der Eisunterseite in ihrer Amplitude verringern bzw. vollständig verschwinden müssen. Dies ist jedoch nicht der Fall, sondern bis auf das Signal bei  $2.321\mu\text{s}$  in der Registrierung 1990 reproduzieren sich die einzelnen Einsätze in Amplitude und Phase. Lediglich das amplitudenstärkste Signal hat sich in ein zweigipfeliges Signal aufgespalten, was auf eine Separierung einzelner Störsignale schließen läßt. Das Kabelende ist bei einer Zweiweglaufzeit von  $3.008\mu\text{s}$  zu erkennen.

Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen kann in der Bildung eines Kapillarsaumes um die Zweidrahtleitung herum liegen. Durch Wärmeleitungsprozesse in der Kupferleitung vom Meer ins Eis kann das vollständige Einfrieren der Leitung verhindert werden und sich somit ein Flüssigkeitsfilm bilden, der gegebenenfalls durch die Wechselwirkung mit Meerwasser saline Komponenten enthält. Dieser Flüssigkeitsfilm bildet einen DK-Kontrast für den eingestrahnten HF-Impuls.

Aufgrund dieses Reflexionsbildes kann die Eisunterseite gegenüber 1990 nicht eindeutig abgegrenzt werden und auch die Schmelzrate durch Laufzeitdifferenzen der Einsatzzeiten nicht bestimmt werden. Hierfür wäre eine eindeutigere Zuordnung der einzelnen Wavelets notwendig.

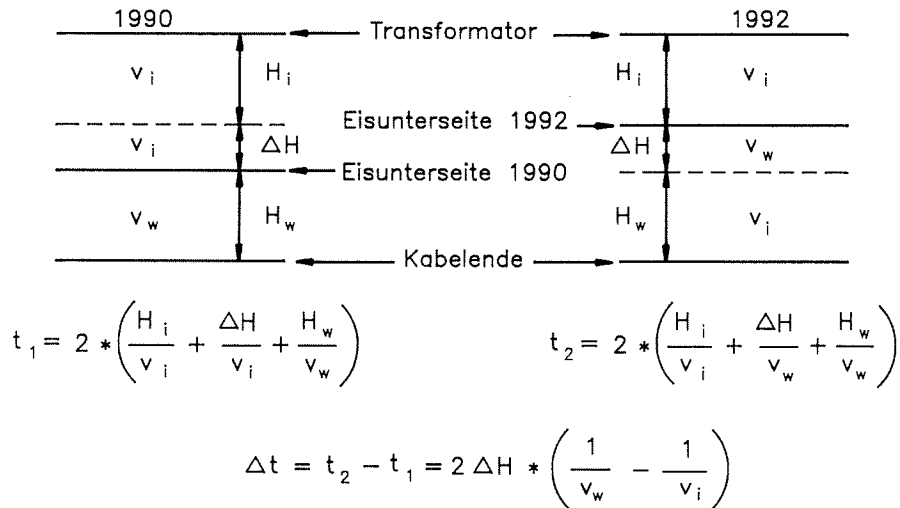


Abbildung 4.23: Schemazeichnung des Laufzeitmodells zur Auswertung der basalen Schmelzrate aus der TDR-Messung an der Sensorleitung bestehend aus Koaxial- und 240Ω-Bandleitung

Die Schmelzrate kann aus diesem Experiment jedoch trotzdem unter Zugrundelegung eines neuen Auswertekonzeptes bestimmt werden:

Unter Annahme eines stationären, vergleichbaren Zustandes des Einfrierprozesses der Sensorleitung im Bereich der Eisunterseite 1990 und 1992, hängt die Schmelzrate nur von der Laufzeitdifferenz zwischen den definierten Signalen von Transformator und Kabelende und den Ausbreitungsgeschwindigkeiten des HF-Impulses im Eis und im Meerwasser ab. In Abbildung 4.23 ist eine Schemazeichnung dieses Auswertekonzeptes gegeben. Hierbei beschreiben  $v_i$  und  $v_w$  die Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Eis und im Meerwasser,  $H_i$  und  $H_w$  die Schichtdicke des Eises vom Transformator bis zur Eisunterseite bzw. die Schichtdicke des Meerwassers von der Eisunterseite bis zum Kabelende.  $\Delta H$  entspricht dem in zwei Jahren abgeschmolzenen Schichtpaket. Die Laufzeitdifferenz der beiden Messungen im Bereich der Sensorleitungen vom Transformator bis zum Kabelende ist somit durch den Abschmelzbetrag und die Differenz der reziproken Ausbreitungsgeschwindigkeiten parameterisiert. Bei einer absoluten Laufzeitdifferenz von  $11 \pm 2ns$  und den in Tabelle 4.1 angegebenen

Ausbreitungsgeschwindigkeiten von  $v_i = 194 \pm 2m/\mu s$  und  $v_w = 141 \pm 2m/\mu s$  ergibt sich eine Schmelzrate über einen Zeitraum von 737 Tagen von  $m = -1.41 \pm 0.45m/a$ . Dieser Wert stimmt sehr gut mit der aus den Langzeitbeobachtungen der Temperaturprofile bestimmten Schmelzrate von  $m = -1.28 \pm 0.24m/a$  überein und stellt erstmalig eine unabhängige Überprüfung dieser Massenbilanzgröße dar.

## 4.5 Indirekte Untersuchungen zur Massenbilanz

Gleichzeitig zu den Bohraktivitäten im Kantenbereich des FRIS fanden großräumige Untersuchungen statt, um die basale Schmelzrate aus Oberflächenmessungen unter der Annahme eines stationären Schelfeises aus der Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß (vgl. Kapitel 2.3) berechnen zu können. In einem Gemeinschaftsprojekt von Kollegen des Alfred-Wegener-Institutes für Polar- und Meeresforschung, der Technischen Universität Braunschweig und der Forschungsstelle für physikalische Glaziologie der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster wurden die in die Rechnung eingehenden Größen in einer  $10 * 10km^2$  großen Deformationfigur durch geophysikalische, geodätische und feldglaziologische Messungen bestimmt (Determann et al., 1990).

Im Rahmen dieser Arbeit soll im wesentlichen auf die selbst durchgeführten geophysikalischen Messungen zur Bestimmung der Eisdicke und ihres Gradienten sowie die Ergebnisse im Vergleich zu den vorher bestimmten Werten der basalen Massenbilanzgröße eingegangen werden.

### 4.5.1 Feldmessungen und Ergebnisse

Für die Durchführung dieser Massenbilanzstudie wurde in der Umgebung der Bohrlokationen eine Deformationsfigur angelegt, welche in ihren Hauptachsen ein Gebiet von  $10 * 10km^2$  überdeckt (Ritter & Karsten, 1991). Hierdurch konnte eine hinreichend große Variation der Eismächtigkeit und insbesondere eine genügende Längenänderung (Verzerrung) des Netzwerkes gewährleistet werden, um innerhalb einer Saison die Schmelzrate hinreichend genau ermitteln zu können. Zwar wurde die

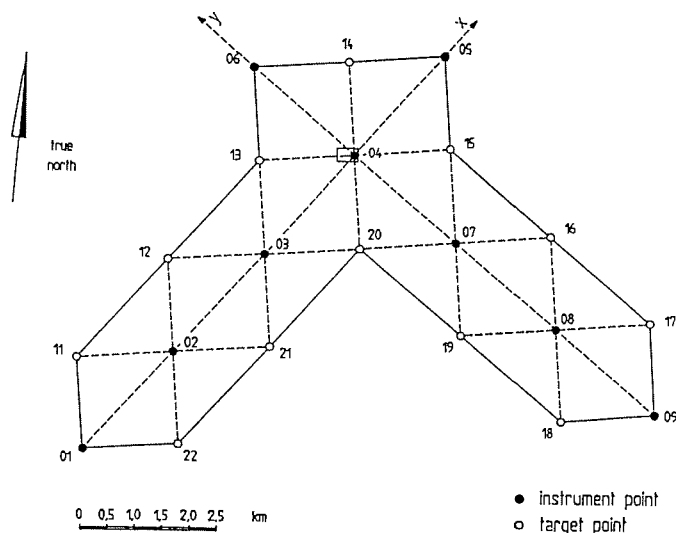


Abbildung 4.24: Deformationsfigur für eine Massenbilanzstudie im Kantenbereich des FRIS. Die x-Achse ist parallel zur Hauptfließrichtung des Eises orientiert (entnommen aus: Determann et al., 1990).

Schmelzrate während einer Feldkampagne von 25 *Tagen* bestimmt, der Überdeckung des Meßgebietes in Fließrichtung von 10 *km* liegt jedoch bei einer Fließgeschwindigkeit von etwa 1200 *m/a* ein Langzeitmittelwert über 12 *Jahre* zugrunde.

Die Deformationsfigur (Abbildung 4.24) wurde zur Erfassung der relativen Eisbewegung zu Beginn und am Ende der Feldkampagne wiederholt terrestrisch vermessen (Ritter & Karsten, 1991). Aus den Präzisionsstrecken- und Winkelmessungen können die Verzerrungen und somit auch die prinzipiellen Strainparameter<sup>10</sup>  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  in Betrag und Richtung bestimmt werden. Die für die Massenbilanzgleichung notwendige vertikale Strainrate  $\dot{\varepsilon}_{zz}$  berechnet sich analog zu Gleichung 2.31, da die Inkompressibilitätsbedingung invariant gegenüber Koordinatentransformationen und deshalb unabhängig von Lage und Orientierung des Bezugssystems ist (vgl. Köhler, 1986). Die hieraus berechneten vertikalen Strainwerte liegen für die Deformationsfigur zwischen  $-1.46 \cdot 10^{-3} a^{-1}$  und  $-1.94 \cdot 10^{-3} a^{-1}$ , die Geschwindigkeit zwischen 1170 *m/a*

<sup>10</sup>Durch Transformation im x-y-Koordinatensystem in die Hauptverzerrungsrichtung gedrehte Elemente des Verzerrungstensors.

für die x-Achse und  $-269m/a$  für die y-Achse (Determann et al., 1990).

Während die absolute Eisdicke am zentralen Punkt der Deformationsfigur (Pkt.4) zu  $239 \pm 2m$  durch benachbarte Schmelzbohrungen ermittelt werden konnte (Grosfeld, 1990), wurde der Eisdickengradient entlang der Hauptachsen aus kontinuierlichen Messungen der Eismächtigkeit mit dem hochauflösenden elektromagnetischen Reflexionsverfahren (kurz: EMR-Verfahren) abgeleitet. Die verwendete EMR-Anlage ist am Institut für Geophysik der Westf. Wilhelms-Universität Münster entwickelt und gebaut worden und von Thyssen (1985), Blindow & Thyssen (1986) und Blindow (1986) in Aufbau und Anwendung ausführlich beschrieben worden.

Die Messungen wurden mit einem  $35MHz$ -Monopulssender als 'constant offset'-Messungen durchgeführt. Als Send- und Empfangsantennen wurden widerstandsbedämpfte V-Dipole ( $\lambda/4 = 2m$ ) verwendet, die auf einer Schlittenkonstruktion im Abstand von  $10m$  befestigt waren. Bei einer Fahrgeschwindigkeit des Schlittenzuges von ca.  $15km/h$  konnte der Untergrund kontinuierlich im Abstand von  $1.5m$  vermessen werden. Die Daten wurden in einem Registrierzeitfenster von  $5\mu s$  registriert und digital aufgezeichnet.

In Abbildung 4.25 ist ein Ausschnitt der Kartierung der x-Achse zwischen Punkt 4 und 5 der Deformationsfigur gezeigt. Die ersten  $0.7\mu s$  sind durch eine Vielzahl von Reflexionen im Firnbereich gekennzeichnet, die durch den Prozeß der Firnverdichtung und der damit verbundenen Geschwindigkeitsabnahme elektromagnetischer Wellen verursacht werden. Im Laufzeitbereich von  $0.9 - 1.1\mu s$  ist ein Diffraktionsband zu erkennen, das auf eine alte Bruchzone ca.  $300km$  stromaufwärts zurückzuführen ist (Blindow, pers. Mitteilung). Die zunächst an der Eisoberfläche angesiedelte Bruch- und Spaltenzone wird durch frischen Schnee verfüllt und stellt somit eine Anomalie in der Stratigraphie des Firns dar, welche sich durch Diffraktionshyperbeln in der EMR-Registrierung abbilden. Die Überlagerung benachbarter Diffraktionshyperbeln ergibt ein kompliziertes Bild in der Raum-Zeit-Ebene der Registrierung, das keinen kontinuierlichen Reflexionshorizont, sondern nur stückweise Linearmente zeigt. Im Gegensatz hierzu steht die Grenzschicht zwischen meteorischem und marinem Eis in ca.  $1.8\mu s$ . Sie wird durch die  $300km$  südlich statt-

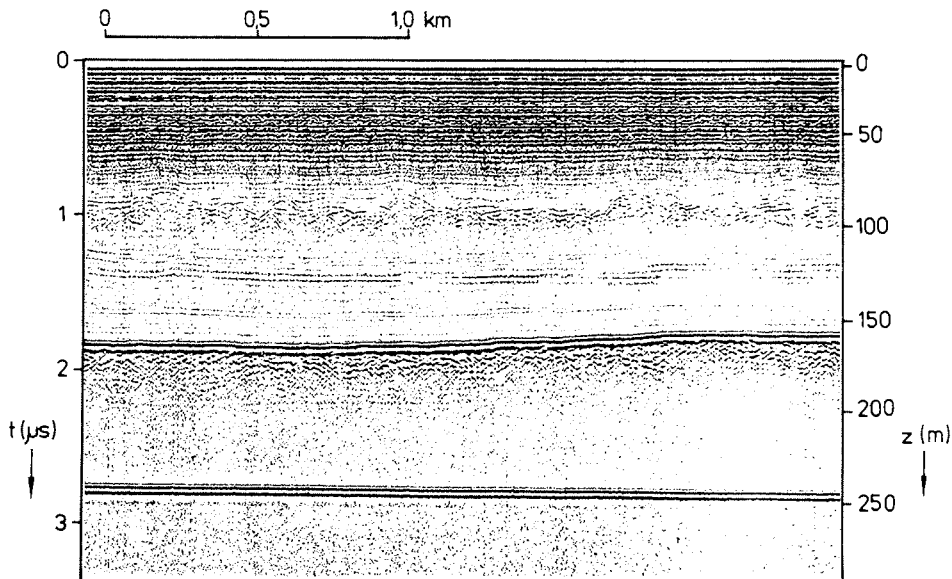


Abbildung 4.25: EMR-Kartierung zwischen Punkt 4 und 5 der Deformationsfigur

findende Anlagerung marin gebildeten Eises hervorgerufen und stellt einen lateral homogenen, chemischen Horizont und Dichtekontrast dar. Dasselbe gilt für die Eis/Meerwassergrenze in  $2.7\mu s$ .

Die Eismächtigkeiten entlang der zwei Hauptachsen der Deformationsfigur wurde aus den Laufzeiten mit Hilfe einer Geschwindigkeits-Lotzeit-Funktion bestimmt, die am Punkt 4 aus einem 'common mid point'(CMP)-Profil gewonnen wurde (Blindow, 1991). Es gilt:

$$H = 84 \cdot t + 8.8 \quad (4.10)$$

wobei  $t$  der Zweiweglaufzeit (in  $\mu s$ ) und der zweite Summand der Formel der sogenannten 'stripping correction' (in  $m$ ) entspricht, welche die Laufzeitverkürzung durch die Geschwindigkeitszunahme im Firn berücksichtigt. In Abbildung 4.26 sind die auf diese Weise bestimmten Mächtigkeitsprofile entlang der x- und y-Achse dargestellt. Der Fehler in der Bestimmung der Eismächtigkeit wurde zu  $2m$  ermittelt, während der Gradient mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.5m$  angegeben werden kann.

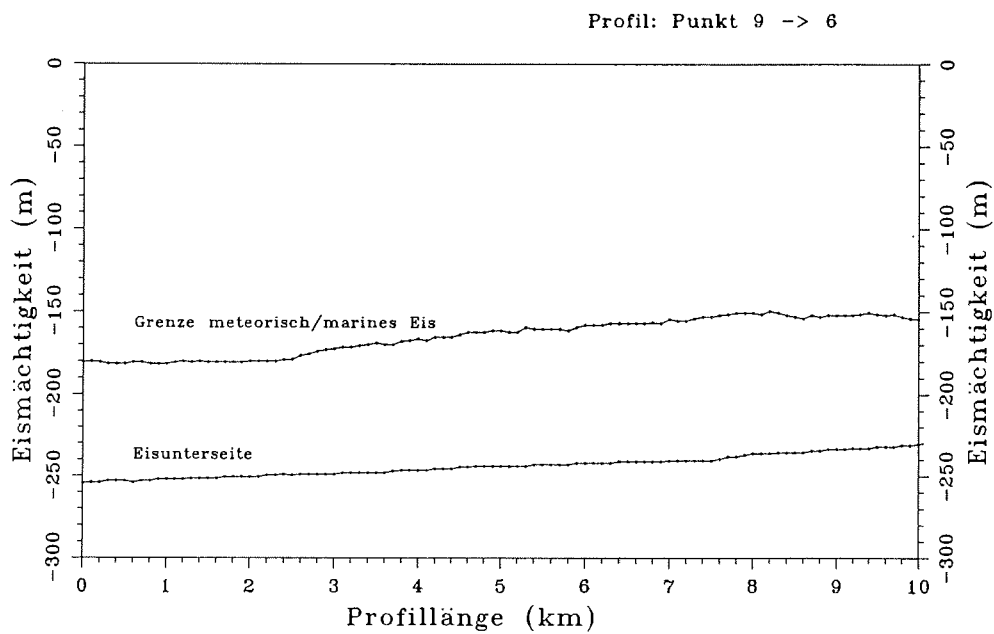
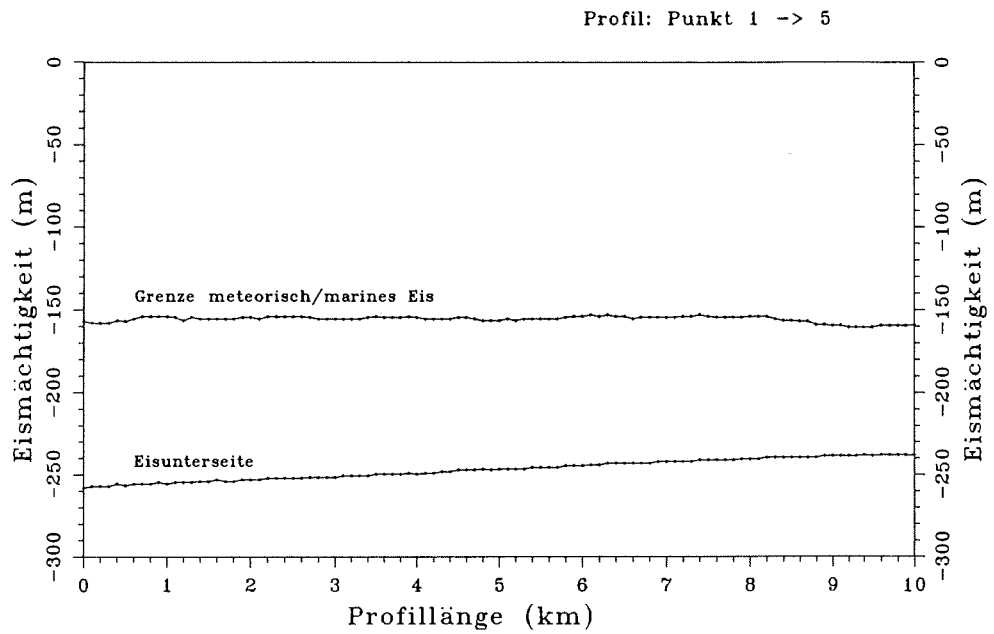


Abbildung 4.26: Ausgewertete Eismächtigkeitsprofile aus kontinuierlichen EMR-Kartierungen entlang der x-Achse (oben) und y-Achse (unten) der Deformationsfigur. Die Eisdicke nimmt in x-Richtung um 20m und in y-Richtung um 24m ab.

Für die Mächtigungsgradienten ergeben sich demnach Werte von  $-2.0 \cdot 10^{-3}$  für die x-Achse und  $-2.4 \cdot 10^{-3}$  für die y-Achse.

Unter Verwendung der Akkumulationsrate im Meßgebiet von  $0.25m/a$  Eisäquivalent (Graf et al., 1988) kann aus diesen Messungen ein Langzeitmittelwert für die Schmelzrate von  $m = -1.50 \pm 0.15m/a$  bestimmt werden (Determann et al., 1990). Dieser Wert stimmt im Rahmen des Fehlerbereiches sehr gut mit den aus den Temperaturmessungen und den TDR-Messungen gewonnenen Werten überein und stellt somit eine dritte eigenständige Bestimmung der basalen Schmelzrate dar (Grosfeld et al., 1992).

#### 4.6 Meßergebnisse stromaufwärts der Schmelzbohrungen

Da die Untersuchungen der Temperatur-Tiefen-Funktion und des Abschmelzens vornehmlich aus logistischen Gründen im Kantenbereich des FRIS stattgefunden haben, ist es für die Anwendung des thermischen Schelfeismodells notwendig, alle weiteren, im Meßgebiet stromaufwärts der Bohrlokationen vorliegenden Daten zu Massenhaushalt und Temperaturregime zusammenzustellen. Dieses Datenmaterial kann entlang von Fließlinien durch den Zentralteil des FRIS als Eingabeparameter der Simulationsrechnung dienen und soll in diesem Abschnitt in einer Übersicht zusammengefaßt werden. Die Ergebnisse der Feldexperimente können dann eine Überprüfung der Modellrechnungen im Kantenbereich des FRIS darstellen.

Eine wichtige Grundlage für die Berechnung des Temperaturregimes und des Massenhaushaltes ist die Kenntnis der Eismächtigkeitsverteilung im Modellgebiet. Diese Daten sind im Zentralteil des Filchner-Ronne-Schelfeises nach Thyssen (1988, 1991) durch Flugvermessung mit dem elektromagnetischen Reflexionsverfahren und aus Messungen der Oberflächhöhe des Schelfeises bestimmt worden. In Bereichen, in denen die Tiefenlage der Eisunterseite aufgrund der starken Absorption marinen Eises nicht mit dem EMR-Verfahren ermittelt werden kann, wird diese aus Höhenmessungen der Eisoberfläche unter Zugrundelegung des isostatischen Gleichgewichtszustandes abgeleitet. Dieses Verfahren ist von Thyssen (1988) für das FRIS



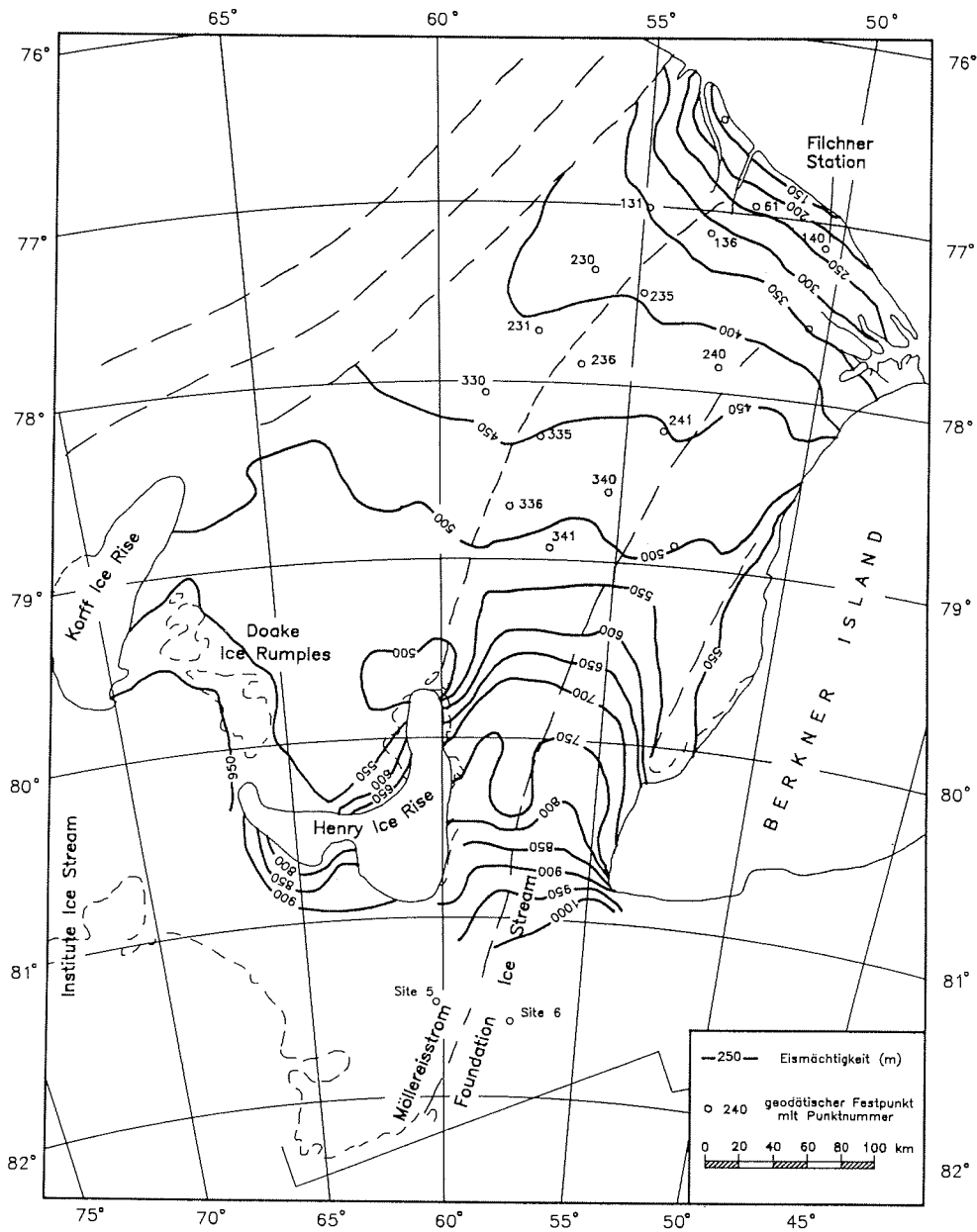


Abbildung 4.27: Isolinienplan der Eismächtigkeiten (in Meter) im Zentralteil des FRIS nach Thyssen et al. (1992, pers. Mitteilung) und Lage geodätischer Festpunkte, an denen geodätische und feldglaziologische Parameter bestimmt worden sind (Quellennachweis siehe Text)

und von Thyssen & Grosfeld (1988) für das Ekström-Schelfeis ausführlich beschrieben und angewendet worden. Als Kontrolle der Höhenmessungen dient zum einen das terrestrische Nivellement im Zentralteil des FRIS (Ritter & Karsten, 1991), zum anderen die Pegelmessungen in den Schmelzbohrungen an Punkt 335 (Engelhardt & Determann, 1987) sowie an Punkt 61 (Grosfeld & Hempel, 1991). Eine Übersicht über die Eismächtigkeitsverteilung (Thyssen et al., 1992 (pers. Mitteilung)) für den für die Modellrechnungen relevanten Schelfeisbereich ist in Isolinien-darstellung in Abbildung 4.27 gegeben. In gleicher Form liegt die Tiefenlage der Grenzschicht von meteorischem zu marinem Eis (soweit vorhanden) als digitaler Datensatz vor.

Die notwendigen geodätischen und feldglaziologischen Parameter zur Berechnung der Energie- und Massenbilanz des Schelfeises sind punktweise an geodätischen Festpunkten in einem festen Meßpunktraster auf dem Schelfeis gegeben. In Abbildung 4.27 sind diese Lokationen eingetragen. Eine Übersicht über die im Einzugsbereich der Bohrlokationen bestimmten Parameter und ihr jeweiliger Quellennachweis wird im folgenden gegeben. Die Werte selbst werden in Kapitel 6 in tabellarischer Form an den tatsächlich benötigten Positionen entlang der ausgewählten Fließlinien aufgeführt.

Für die Massenbilanzberechnungen sind dies:

- **Fließgeschwindigkeit:** Ritter & Karsten, 1991; Ritter, pers. Mitteilung
- **Akkumulationsrate:** Graf et al., 1988, 1991
- **Strainrate:** Ritter & Karsten, 1991; Ritter, pers. Mitteilung

Für die Energiebilanzberechnungen sind dies:

- **mittlere Jahrestemperatur:** Reinwarth & Graf, 1985; Kipfstuhl & Oerter, 1991; Grosfeld, (Kapitel 4.2.3)
- **Anfangsdichte:** Reinwarth & Graf, 1985; Kipfstuhl & Oerter, 1991; Morris & Vaughan, 1991

Mit Hilfe dieser Daten und den in Kapitel 3 beschriebenen Verfahren kann nun das

Temperaturregime und die basale Anfrier- bzw. Abschmelzrate entlang ausgewählter Fließlinien durch den Zentralteil des FRIS modelliert werden.

## 4.7 Zusammenfassung

Während der Deutschen Antarktis-Expedition 1989/90 (ANT VIII/5) konnten im Kantenbereich des Filchner-Ronne-Schelfeises sowohl Schmelzbohrungen als auch Oberflächenmessungen zur Untersuchung des Temperaturregimes und des Massenhaushaltes durchgeführt werden. Erstmals war es damit möglich, insbesondere die basale Schmelzrate mit drei voneinander unabhängigen Meßverfahren über einen Zeitraum von zwei Jahren zu bestimmen, da die Messungen der installierten Meßketten und -sonden während der Antarktis-Expedition 1991/92 (ANT X/2) wiederholt werden konnten.

Folgende Ergebnisse lassen sich hiernach zusammenfassen:

### 1. Temperaturmessungen

Die Messung des Temperatur-Tiefenprofils zeigt keinen signifikanten Unterschied in den thermischen Eigenschaften des meteorischen und des marinen Eises. Die Temperaturstörung, die durch den Anfrierprozeß von ca. 400m marinen Eises im Zentralteil des FRIS hervorgerufen wird, ist 30km vor der Eiskante vollständig ausgeglichen. Lediglich der basale Temperaturgradient ist durch Schmelzprozesse an der Eisunterseite beeinflusst. Die Meerwassertemperatur unterhalb des Schelfeises unterliegt starken Gezeiteneffekten, die aufgrund ihrer stark variierenden Amplituden einen Hinweis auf saisonal variables Schmelzen darstellt. Die Schmelzrate kann aus der Langzeitmessung über zwei Jahre

a) zu  $m \geq -1.00 \pm 1.00m/a$  aus der direkten Beobachtung der ausgeschmolzenen PT100-Meßelemente

b) zu  $m = -1.28 \pm 0.24m/a$  aus der Auswertung des basalen Temperaturgradienten

festgelegt werden.

Anhand der Kurzzeitbeobachtung von *25Tagen* im Frühjahr 1992 kann die Schmelzrate

c) zu  $m = -2.53 \pm 2.12m/a$  aus der Veränderung des Temperaturgradienten ermittelt werden, was die saisonale Abhängigkeit der Schmelzrate belegt.

## 2. TDR-Messungen

Mit dem Verfahren der Zeitbereichsreflektometrie ist eine unabhängige Methode gegeben, durch welche sich die basale Schmelzrate aus Laufzeitmessungen an installierten Sensorleitungen bestimmen läßt. Das an der Forschungsstelle für physikalische Glaziologie entwickelte Verfahren konnte erfolgreich eingesetzt werden und lieferte für die Langzeitmessung über zwei Jahre eine Schmelzrate von

d)  $m = -1.41 \pm 0.45m/a$ .

## 3. Massenbilanzstudie

In einem Gemeinschaftsprojekt von verschiedenen Instituten konnte die basale Schmelzrate in einer  $10 * 10km^2$  großen Deformationsfigur aus geophysikalischen, geodätischen und feldglaziologischen Oberflächenmessungen angegeben werden. Zwar wurde der Wert aus einem Meßintervall von *25Tagen* abgeleitet, die Größe der Deformationsfigur legt jedoch einen Langzeitmittelwert über *12Jahre* zugrunde. Für die Schmelzrate ergibt sich ein Wert von

e)  $m = -1.50 \pm 0.15m/a$ .

Diese Studie stellt eine in drei Meßverfahren unabhängige Untersuchung der Schmelzrate dar und liefert somit für diesen Bereich des FRIS einen zuverlässigen Wert dieser wichtigen Massenbilanzgröße.

Für eine Ausweitung der Temperatur- und Massenbilanzberechnungen auf eine Fließlinie strömaufwärts der Bohrlokationen ist eine Übersicht des vorhandenen Datenermaterials gegeben.

## 5. Das thermische Schelfeismodell

Das thermische Schelfeismodell wurde unter Verwendung von den in Kapitel 4 beschriebenen Meßergebnissen auf zwei Fließlinien angewendet, die im Süden des Schelfeises beginnen und durch den Zentralteil des FRIS verlaufen. Der Endpunkt der Fließlinien wurde durch die Lage der Bohrlokation der Schmelzbohrung 1989/90 vorgegeben, da an diesem Punkt ein Temperatur-Tiefenprofil als Vergleichsmöglichkeit für die Ergebnisse der Modellrechnungen existiert.

Die Festlegung der Fließlinien wurde mit Hilfe eines Fließmodells von Determann (1991a) getroffen, indem der Endpunkt der Fließlinie durch die Bohrlokation der Schmelzbohrung 1989/90 vorgegeben wurde und der Fließweg stromaufwärts anhand des Geschwindigkeitsfeldes berechnet wurde (Determann, pers. Mitteilung). Da die Basisdaten für das Fließmodell auf einem äquidistanten Gitter von  $10 \times 10 \text{ km}^2$  Länge vorliegen, war es notwendig, mindestens zwei Punkte für eine Positionierung der Bohrlokation in das Gitter einzupassen.

Das Ergebnis der Berechnung führte zu zwei Fließlinien, die im Zentralteil des FRIS annähernd parallel verlaufen, sich nördlich des HIR aber in einen westlichen und einen östlichen Zweig aufspalten. Diese Fließlinien können im Zentralteil des FRIS auch durch EMR-Messungen bestätigt werden. Im Bereich zwischen  $77^\circ$  und  $78^\circ$  südlicher Breite kann nach Thyssen (pers. Mitteilung) die Hauptfließrichtung des Eises mit den Flug-EMR-Messungen bestimmt werden, da sich bei parallelem Überflug laterale Fließstrukturen wie zum Beispiel Spalten- oder Bruchzonen in den Registrierungen sehr sensibel als Diffraktionsmuster abzeichneten. Im Zentralteil des FRIS konnten darüber hinaus Fließstrukturen anhand charakteristischer Reflexions-signaturen durch hochauflösende Boden-EMR-Untersuchungen mit hoher lateraler Genauigkeit festgelegt werden (Blindow, 1991).

Der berechnete Verlauf der Fließlinien wurde im Süden des Schelfeises leicht modi-

fiziert, da die Datengrundlage des Fließmodells von Determann (1991a) durch die Ergebnisse der Flugvermessung von Thyssen (1991) insbesondere im Bereich des HIR nicht mehr dem neuesten Kenntnisstand über die Eismächtigkeitsverteilung entspricht. Hierbei wurde sich die Tatsache zu Nutze gemacht, daß die Fließrichtung des Eises in erster Näherung aus den Höhen- bzw. Eismächtigkeitsgradienten abgeleitet werden kann (Robin, 1975; Whillans, 1983). Der daraus resultierende Verlauf der Fließlinien ist in Abbildung 5.1 gezeigt und kann ausgehend von der Bohrlokation 1989/90 stromaufwärts wie folgt beschrieben werden:

- Fließlinie I:

Die erste Fließlinie verläuft von der Bohrlokation 1989/90 (Punkt 61) entlang der geodätischen Punkte 136-235-236-335-336 und biegt dann nach Osten auf den Möller-Eisstrom zwischen Henry Ice Rise (HIR) und Berkner Island (BI) ab. Auf ca.  $81^{\circ} 30'$  südlicher Breite führt die Fließlinie an dem von englischen Kollegen des British Antarctic Survey angelegten geodätischen Punkt 'site 5' vorbei weiter nach Süden.

- Fließlinie II:

Die zweite mögliche Fließlinie verläuft etwas westlicher als die eben genannte Fließlinie I. Sie befindet sich dadurch gerade westlich der aus Satellitenbildern festgelegten Eisstromgrenze, die den Einzugsbereich des Möller-Eisstromes und den Bereich westlich des HIR voneinander trennt (Swithinbank et al., 1988). Aus diesem Grunde beginnt die Fließlinie II westlich der Nordspitze von HIR und liegt damit in einem grundlegend unterschiedlichen Nährgebiet, dem Institute-Eisstrom.

### 5.1 Fließlinie I: Möller-Eisstrom $\longrightarrow$ Punkt 61

Die Fließlinie I beginnt auf dem Möller-Eisstrom südlich Henry Ice Rise und Berkner Island im Bereich des geodätischen Punktes 'site 5'. Dieser Punkt wurde als Anfang für die Fließlinie ausgewählt, da er der südlichste Punkt im Meßgebiet darstellt, an

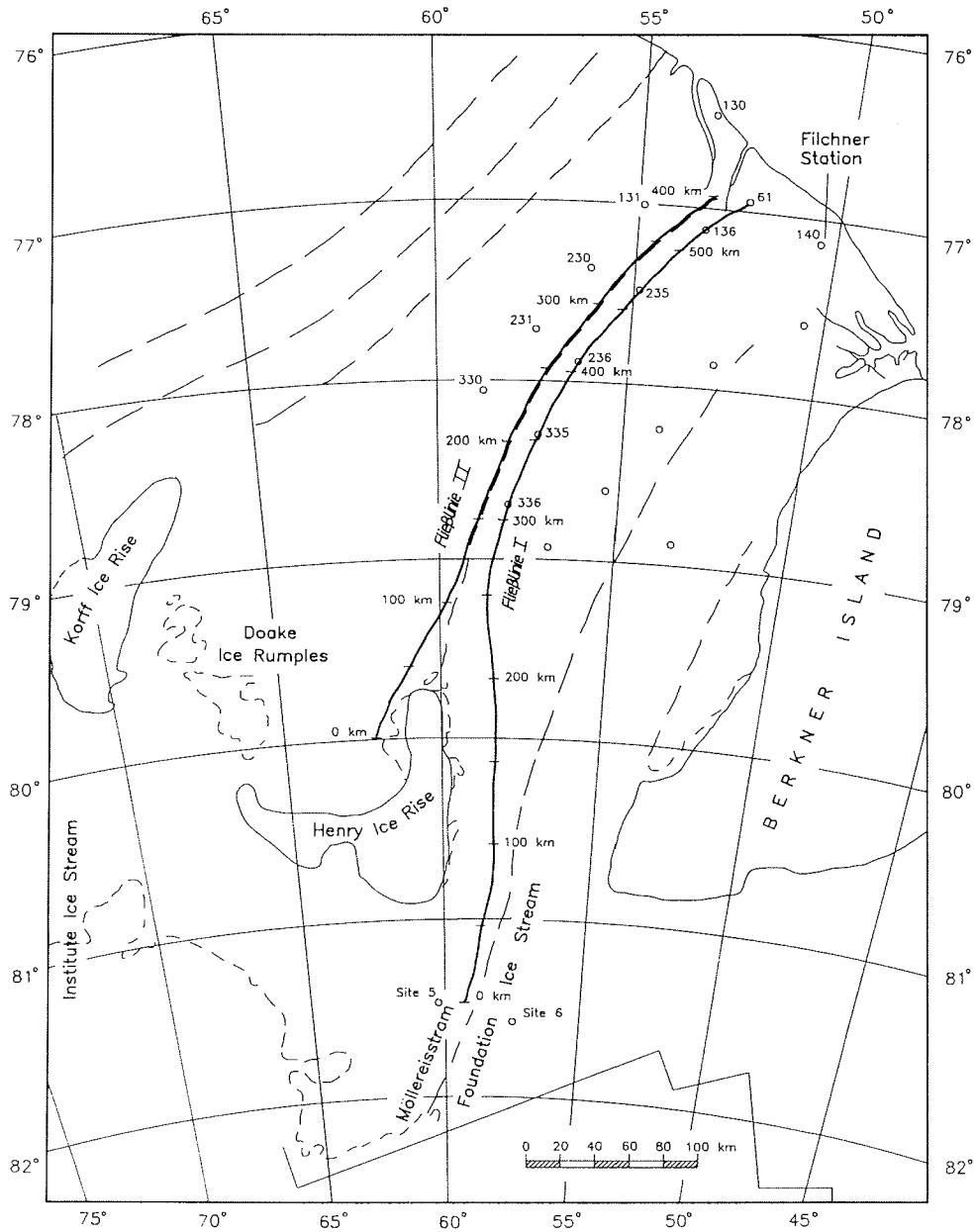


Abbildung 5.1: Der Zentralteil des Filchner-Ronne-Schelfeises (aus Swithinbank et al., 1988) mit ausgewählten Fließlinien für das thermische Schelfeismodell

dem glaziologisch relevante Parameter wie mittlere Jahrestemperatur, Akkumulationsrate, Anfangsdichte, Strainrate, Fließgeschwindigkeit und Eismächtigkeit aus Messungen bekannt sind (Thyssen, 1988; Graf et al., 1991; Morris & Vaughan, 1991; Ritter & Karsten, 1991). Die Frage, ob Schmelzen oder Anfrieren das Regime an der Eisunterseite beherrschen, kann qualitativ aus den EMR-Messungen in diesem Bereich beantwortet werden. Nach Crabtree & Doake (1986) und Thyssen (1988) ist die Eisunterseite im Schmelzbereich durch einen starken Reflexionskoeffizienten nahe Eins charakterisiert, während im Anfrieberreich das Reflexionssignal aufgrund steigender Absorption nur schwache Amplituden zeigt bzw. ganz ausbleibt. Eine Untersuchung der EMR-Registrierungen im Bereich 'site 5' zeigt klare, amplitudenstarke Reflexionssignale von der Eisunterseite, was somit auf Schmelzprozesse schließen läßt.

Die Eingabeparameter für das thermische Modell sind im weiteren Verlauf der Fließlinie durch die an den geodätischen Festpunkten bekannten glaziologischen Daten gegeben. Sie werden mittels einer kubischen Spline-Funktion (Späth, 1973) in äquidistante Werte im Inkrement der Zeitskala umgewandelt. In Tabelle 5.1 sind die benutzten Eingabewerte und der jeweilige Quellennachweis aufgeführt. Die Temperaturwerte für das Meerwasser, die für die Energiebilanz und damit für die Festlegung der Temperaturrandbedingung an der Eisunterseite notwendig sind, wurden dem Ozeanmodell von Hellmer & Olbers (1991) entnommen und sind in Tabelle 5.2 in Abhängigkeit von der Profilentfernung entlang der Fließlinie I angegeben.

Das Temperatur-Tiefenprofil zu Anfang der Simulation wurde für eine Eismächtigkeit von  $1016m$  mit den in Tabelle 5.1 und 5.2 gezeigten Werten an Punkt 'site 5' unter Verwendung der stationären Wärmeleitungsgleichung (vgl. Gl. 4.3) berechnet. Die Eismächtigkeit wurde zu Beginn der Simulation mit einem Inkrement von  $4m$  in 255 Stützstellen unterteilt. Die Zeitdauer der Simulation wurde über die Geschwindigkeitswerte entlang der Fließlinie I zu  $1362Jahre$  bestimmt. Am Ende der Fließlinie beträgt die Eismächtigkeit noch  $235m$ .

In Abbildung 5.2 sind die Eingabewerte für die Fließlinie I als Funktion der Profilentfernung dargestellt. Die Kreise entsprechen hierbei den Werten an den geodätischen



Punkt	Akkumulationsrate ( $kg\ m^{-2}\ a^{-1}$ )	Anfangsdichte ( $kg\ m^{-3}$ )	mittl. Jahrestemperatur ( $^{\circ}C$ )	Geschwindigkeit ( $ma^{-1}$ )	Strainrate ( $10^{-3}\ a^{-1}$ )
	(1)	(2),(3)	(3),(4)	(5),(6)	(5)
site 5	$177 \pm 59$	326	-28.6	170	+0.4
336	$154 \pm 35$	-	-26.1	660	-1.9
335	$160 \pm 42$	369	-25.2	770	-1.5
236	$167 \pm 35$	373	-24.7	910	-1.6
235	$184 \pm 39$	379	-24.3	1090	-2.4
136	$195 \pm 41$	394	-23.8	1210	-1.7
61	$204 \pm 40$	389	-23.3	1240	-1.7

Tabelle 5.1: Eingabeparameter für das thermische Schelfeismodell entlang der Fließlinie I für ausgewählte geodätische Festpunkte

(Quellennachweis: (1): Graf et al., 1991; (2): Morris & Vaughan, 1991; (3): Kipstuhl & Oerter, 1991; (4): Grosfeld, vgl. Kapitel 4.2.3; (5): Ritter & Karsten, 1991; Ritter, pers. Mitteilung; (6): Determann, 1991a)

Profilentfernung (km)	0	100	200	245	400	550
Temperatur ( $^{\circ}C$ )	-2.25	-2.25	-2.25	-2.25	-2.20	-1.89

Tabelle 5.2: Meerwassertemperaturen entlang der Fließlinie I nach einem Ozeanmodell von Hellmer & Olbers (1991)

Fixpunkten. Im Fall des Geschwindigkeitsprofils sind dies die aus dem Fließmodell von Determann (1991a) entnommenen Werte im Abstand von ca.  $12\ km$ . Da das modellierte Geschwindigkeitsfeld die Meßdaten durch die Verwendung eines konstanten Fließparameters (gleichbedeutend mit der Mittelung der rheologischen Eigenschaften des Eises über die gesamte Eissäule) um ca. 10% übersteigt (Determann, 1991b), sind diese Werte um den genannten Betrag reduziert worden. Die durchgezogenen Linien in Abbildung 5.2 geben die durch das Interpolationsverfahren berechneten Werte wieder. Für die vertikale Strainrate sind die Werte jedoch nicht allein durch

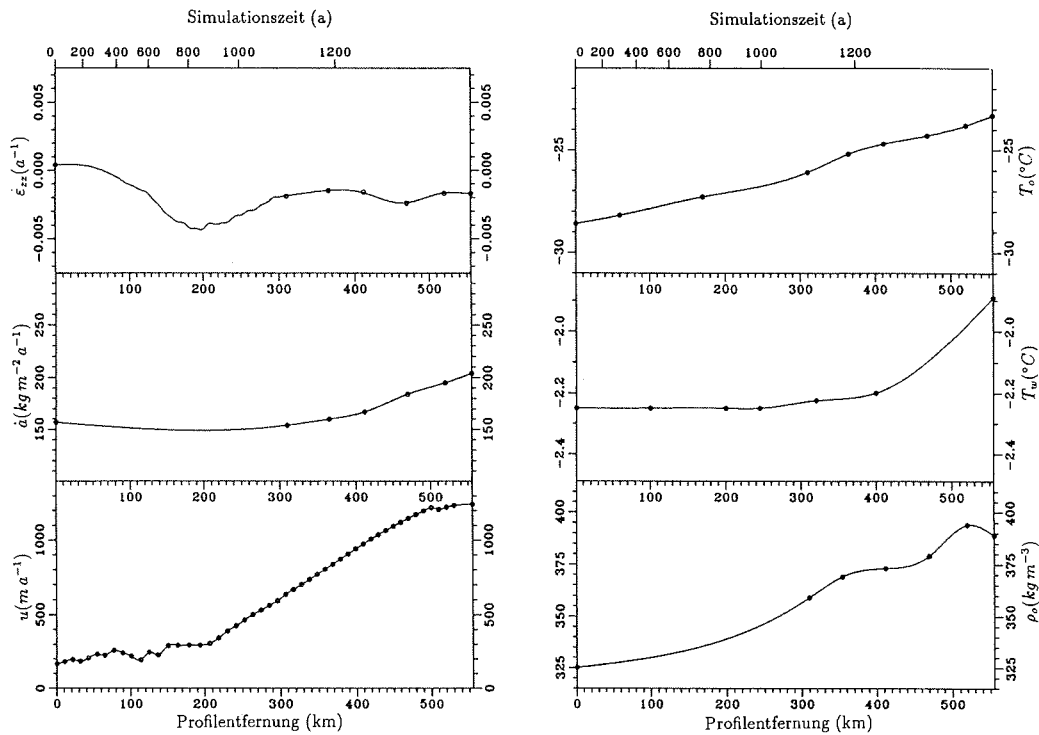


Abbildung 5.2: Eingabeparameter für vertikale Strainrate, Anfangsdichte, Zutrag, Fließgeschwindigkeit, mittlere Jahrestemperatur sowie die Meerwassertemperatur entlang der Fließlinie I. Kreise geben Meßwerte geodätischer Fixpunkte an bzw. im Fall der Geschwindigkeit Ergebnisse des Fließmodells von Determann (1991a).

Spline-Interpolation aus Meßwerten bestimmt worden, sondern für denjenigen Bereich des marin unterlagerten Eises, in dem keine geodätischen Meßwerte vorliegen, aus der entkoppelten Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß (vgl. Gl. 3.21 und 3.22). Für diese Berechnung ist neben der Akkumulationsrate die Kenntnis der meteorischen Eismächtigkeit entlang der Fließlinie ein wesentlicher Parameter, die in großen Bereichen des Schelfeises mit einer Genauigkeit von  $\pm 4m$  aus EMR-Messungen

abgeleitet werden kann. Der Bereich zwischen 200 – 350km ist jedoch in den EMR-Registrierungen im gesamten Tiefenbereich mit Diffraktionshyperbeln durchsetzt. Ursache hierfür ist zum einen, daß das Eis zwischen HIR und BI starken Scherspannungen ausgesetzt ist und zum anderen das Schelfeis durch den Anfrierprozeß marinen Eises isostatisch angehoben wird, was insgesamt zu Bruchvorgängen und Spaltenbildung im kalten, meteorischen Eis führt. Die Grenze von meteorischem zu marinem Eis ist deshalb nicht mehr festzulegen und wird in diesem Gebiet aus Randwerten interpoliert.

Für den Bereich zwischen HIR und BI sowie nördlich des HIR (110 – 200km) ist aus diesen Berechnungen ein starker negativer Gradient der vertikalen Strainrate festzustellen. Die Werte fallen von  $-1.0 \cdot 10^{-3} a^{-1}$  auf  $-4.3 \cdot 10^{-3} a^{-1}$  ab, was auf die starke Ausdünnung des meteorischen Eises von 820m auf 330m zurückzuführen ist. Das Eis des Foundation- und Möller-Eisstromes wird durch die Verengung zwischen HIR und BI durchgepreßt und starker seitlicher Reibung und Scherung unterworfen. Erst wenn dieser Einfluß nicht mehr zum Tragen kommt, kann das Eis frei fließen und durch Divergenz nach Norden hin ausweichen.

Dieser Prozeß spiegelt sich auch im Geschwindigkeitsprofil wieder. Im Bereich von 100 – 200km stagnieren die Werte aufgrund der Reibungseffekte nahezu im gesamten Bereich, bis dieser Einfluß abrupt abklingt und die Geschwindigkeit im freischwimmenden Schelfeisbereich linear zur Eiskante hin ansteigt.

Ab Profilkilometer 310 wurden die aus geodätischen Messungen abgeleiteten Werte für die vertikale Strainrate verwendet. Ein Vergleich dieser Werte mit den aus der entkoppelten Kontinuitätsgleichung berechneten Werte für diesen Bereich konnte im Mittel eine Übereinstimmung zeigen.

Die starke Ausdünnung des meteorischen Eises wird durch Unterwassereisbildung und Anlagerung von marinem Eis ausgeglichen. Dieser Prozeß ist in Kapitel 2.4 ausführlich diskutiert worden. Die Unterwassereisbildung wird in diesem Bereich jedoch zusätzlich durch eine ansteigende Meeresbodentopographie begünstigt. Nach seismischen Untersuchungen von Pozdeyev & Kurinin (1987) steigt der Meeresboden zwischen HIR und BI in einem engen Kanal von  $-1400m$  auf  $-1000m$  unter NN an. Durch diesen Anstieg wird eine Druckentlastung desjenigen Meerwassers

bewirkt, das südlich von HIR und BI in einem großen Bereich mit Schmelzwasser vermischt wird. Diese Druckentlastung ist mit einer Gefrierpunkterhöhung von ca.  $0.3K$  verbunden, welche die notwendige In-situ-Unterkühlung für Unterwassereisbildung hervorrufen kann.

Mit Hilfe der aus den EMR- und Höhenmessungen ermittelten Mächtigkeit des marinen Eiskörpers kann nun die basale Akkumulations- und Schmelzrate aus der entkoppelten Kontinuitätsgleichung bestimmt werden. In Abbildung 5.3 ist diese Anfrier- und Schmelzrate und das dazugehörige Eismächtigkeitsprofil entlang der Fließlinie I dargestellt.

Das Eismächtigkeitsprofil spiegelt ein typisches Schelfeisprofil wieder. Ausgehend von einer großen Mächtigkeit über  $1000m$  dünnt das Eis durch Fließdivergenz zur Eiskante hin aus, wo die Gesamtmächtigkeit am Ende der Fließlinie nur noch  $235m$  beträgt. Ab einer Profilentfernung von  $100km$  beginnt jedoch der Prozeß der marinen Akkumulation die Massenbilanz des Schelfeises signifikant zu beeinflussen. Die maximale Anlagerungsrate erreicht auf diesem Profil an der Nordspitze von HIR ( $150 - 180km$  Profilentfernung) einen Betrag von  $2m/a$ . Der Bereich der basalen Akkumulation erstreckt sich insgesamt über ein Gebiet von ca.  $260km$ . Ab Profilkilometer 360 ist eine beinahe konstante meteorische und marine Eismächtigkeit festzustellen. Die meteorische Akkumulation kompensiert den durch die Strainausdünnung hervorgerufenen Massenverlust des Eises. In diesem Gebiet kann man daher von einem intermediären Zustand sprechen, in dem weder große Anlagerungs- noch Abschmelzraten das Schelfeisregime dominieren. Ab Profilkilometer 450 geht der Bereich deutlich in ein Schmelzregime über. Die Schmelzrate steigt kontinuierlich auf einen Wert von maximal  $-3.0m/a$  an, bevor sie im Bereich von Punkt 61 einen Wert von  $-2.0m/a$  annimmt.

Bedingt durch das Berechnungsverfahren ist der Wert der Schmelz- bzw. Anfrierrate sehr stark von der Wahl der Fließlinie und damit vom Mächtigkeitsgradienten des meteorischen und marinen Eises abhängig. Kleine Abweichungen von der Fließlinie des Eises können daher lokal scheinbare starke Variationen in der Schmelz- bzw. Anfrierrate hervorrufen. Aus diesem Grunde sind die Daten mit einem Tiefpaßfilter geglättet worden, um solche Variationen sowie durch Ungenauigkeiten in der Be-

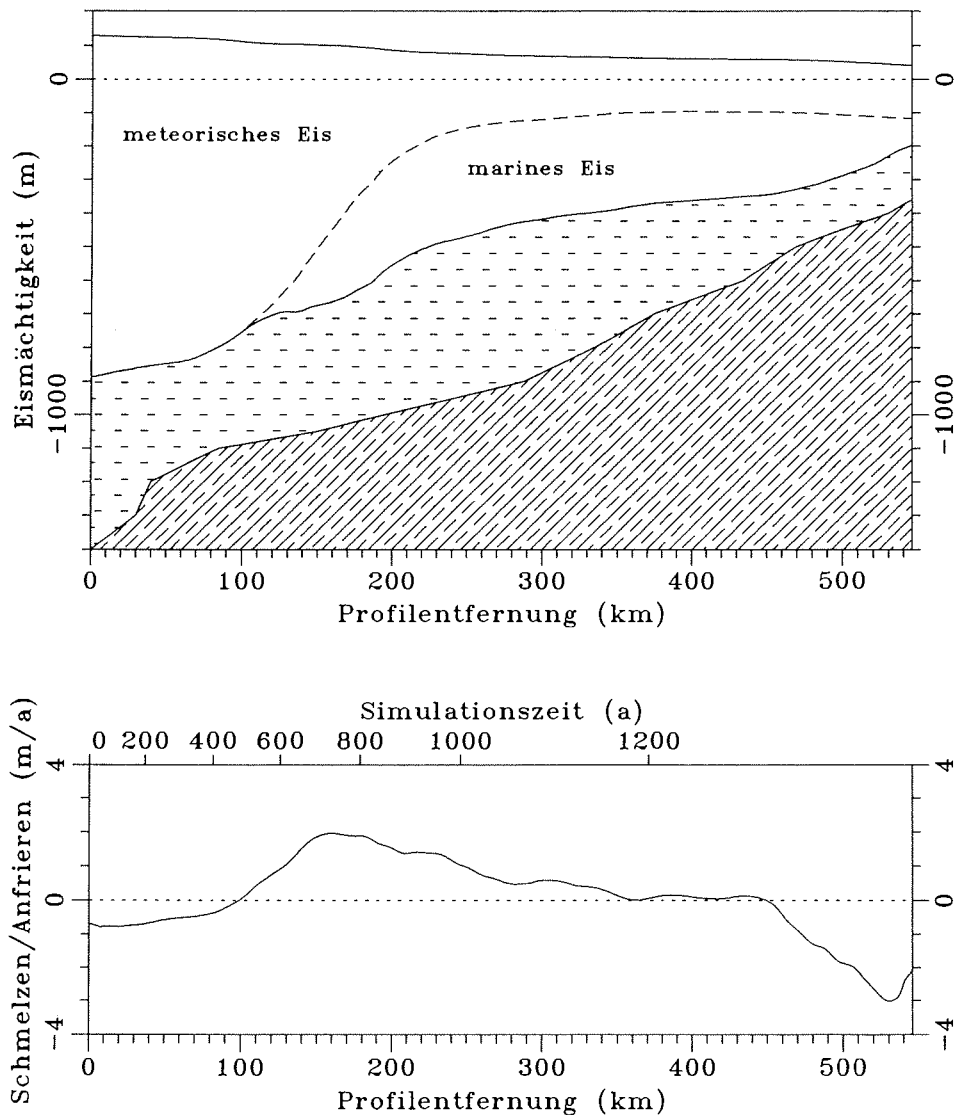


Abbildung 5.3: Eismächtigkeit (oben) und berechnete basale Anfrier- bzw. Schmelzrate (unten) entlang der Fließlinie I. Im Eismächtigkeitsprofil sind die Tiefenlage der Grenze von meteorischem zu marinem Eis (gestrichelte Linie) sowie die Tiefenlage des Meeresbodens nach Pozdeyev & Kurinin (1987) (schraffierte Fläche) eingetragen.

stimmung der Eismächtigkeit hervorgerufene Schwankungen herauszumitteln. Der mittlere Fehler für die Schmelz- bzw. Anfriertrate kann hiernach zu  $\pm 0.5m/a$  angegeben werden. Der auf diese Weise ermittelte Wert für den Bereich der Bohrlokation 1989/90 (Pkt. 61) von  $-2.0 \pm 0.5m/a$  liegt zwar betragsmäßig um etwa  $0.5 - 0.7m/a$  über den experimentell gewonnenen Werten (vgl. Kapitel 4), kann aber aufgrund der möglichen Fehlerursachen im Rahmen des Fehlerbereiches in guter Übereinstimmung mit den Meßdaten gesehen werden.

Das thermische Modell entlang der Fließlinie I wurde unter Verwendung dieser Eingabewerte mit einer tiefenabhängigen Wärmeleitfähigkeit berechnet. Es konnte jedoch zwischen der von Van Dusen (1929) und Schwerdtfeger (1963a) (vgl. Gl. 2.11 und 2.12) gegebenen Beziehung kein signifikanter Unterschied im Temperatur-Tiefenprofil festgestellt werden. Lediglich gegenüber einer konstanten Dichte des gesamten Eiskörpers, und damit einer konstanten Wärmeleitfähigkeit von reinem Eis, stellte sich in den oberen ca.  $50m$  ein steilerer Temperaturgradient ein, da die isolierende Wirkung des Firns ( $k_{Firn} \sim 0.25 \cdot k_{Eis}$ ) entfällt.

Für das marine Eis wurde eine Unterteilung in einen Anfrierbereich und einen Bereich mit mehrjährigem, desaliniertem Eis getroffen. Nach den Erfahrungen von Engelhardt & Determann (1987), die beim Durchbohren des FRIS an Punkt 335 mit Hilfe der Schmelzbohrtechnik in den unteren ca.  $35m$  eine deutliche Abnahme der Festigkeit des Eises feststellten und dies auf brine-Einschlüsse zurückführten, wurde eine slush-Schicht von maximal  $50m$  Dicke an der Eisunterseite vorgegeben. Die Erhöhung der Schichtdicke um  $15m$  sollte einen Anteil von brine-pockets gewährleisten, der nicht fühlbar durch die Schmelzbohrtechnik erfaßt werden konnte, aber dennoch die physikalischen Eigenschaften des Eises beeinflusst. In dieser Schicht wurden die Wärmeleitfähigkeit und die Volumenwärme des Eises in Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt vorgegeben (letzter genannter fällt exponentiell von  $10\text{‰}$  an der Basis bis auf  $0.1\text{‰}$  zum Eisinneren hin ab). Im Bereich des alten marinen Eises wurde der Salzgehalt konstant zu  $0.1\text{‰}$  festgesetzt. Die Ergebnisse der Modellrechnungen sind in Abbildung 5.4 gegeben. Das Temperaturprofil und die Wärmeleitfähigkeit sind hierbei als Funktionen der Profilentfernung und der normierten Eismächtigkeit als Isolinienplan dargestellt. Für eine bessere Zuordnung

zum tatsächlichen Mächtigtkeitsverlauf wurde zusätzlich ein Profilschnitt angegeben.

Die Veränderung des Temperatur-Tiefenprofils mit der Zeit und damit mit dem Fließweg des Eises (Profilentfernung) entlang der Fließlinie I ist deutlich durch den Prozeß der marinen Akkumulation dominiert. Während im Bereich bis  $100\text{km}$  die Temperatur-Tiefenprofile einen konvexen Verlauf annehmen, in dem erst nahe der Eisunterseite der Temperaturgradient zur Meerwassertemperatur hin abknickt, werden im Bereich starker basaler Akkumulation etwa 40% der Eissäule durch Temperaturen zwischen  $-2.25^\circ\text{C}$  und  $-6.0^\circ\text{C}$  beherrscht. Die Wärmeleitfähigkeit ist bedingt durch den Salzgehalt und die Temperatur in der slush-Schicht um etwa ein Drittel kleiner als es für reines Eis der Fall ist. In diesem Bereich steigt die Péclet-Zahl, die das Verhältnis von konduktivem zu konvektiv/advektiven Wärmetransport beschreibt, auf Werte bis 4.2 in der slush-Schicht an, was auf eine Dominanz advektiver Wärmetransportprozesse schließen läßt. Im übrigen Schelfeisbereich werden Werte zwischen  $10^{-6}$  und 0.7 erreicht. Hier stehen konduktive Prozesse im Vordergrund. Die Stefan-Zahl bleibt während der gesamten Simulationsdauer unter dem Wert 1 ( $0.027 - 0.624$ ), was auf eine Ausprägung einer rein thermischen Grenzschicht Eis/Meerwasser rückschließen läßt.

Die relativ warmen Temperaturen wirken sich noch bis in das mehrjährige, desalinierte marine Eis hinein auf die Wärmeleitfähigkeit aus. Ab ca.  $360\text{km}$  Profilentfernung stellt sich der intermediäre Bereich ein, in dem weder Anfrier- noch Abschmelzprozesse das Regime beherrschen. Der Temperaturgradient wird im Übergang von meteorischem zu marinem Eis flacher. Konduktive Wärmeströme führen zum Ausgleich des steilen Temperaturgradienten am Übergang zum marinen Eis. Das marine Eis kühlt von der Grenze zum meteorischen Eis hin immer weiter aus. Die in diesem Bereich nur von der Temperatur abhängigen Wärmeleitfähigkeit macht diesen Effekt sehr deutlich sichtbar. Ab Profilkilometer 450 werden die Temperatur-Tiefenprofile durch einsetzende Schmelzprozesse verändert. Über einen Bereich von ungefähr  $30\text{km}$  wird die noch existierende slush-Schicht vollständig abgebaut. Der relativ warme, nahezu isothermale Tiefenbereich mit Temperaturen von  $-2.0^\circ\text{C}$  bis  $-4.0^\circ\text{C}$  wird abgeschmolzen. Der steile Temperaturgradient wird in einen für

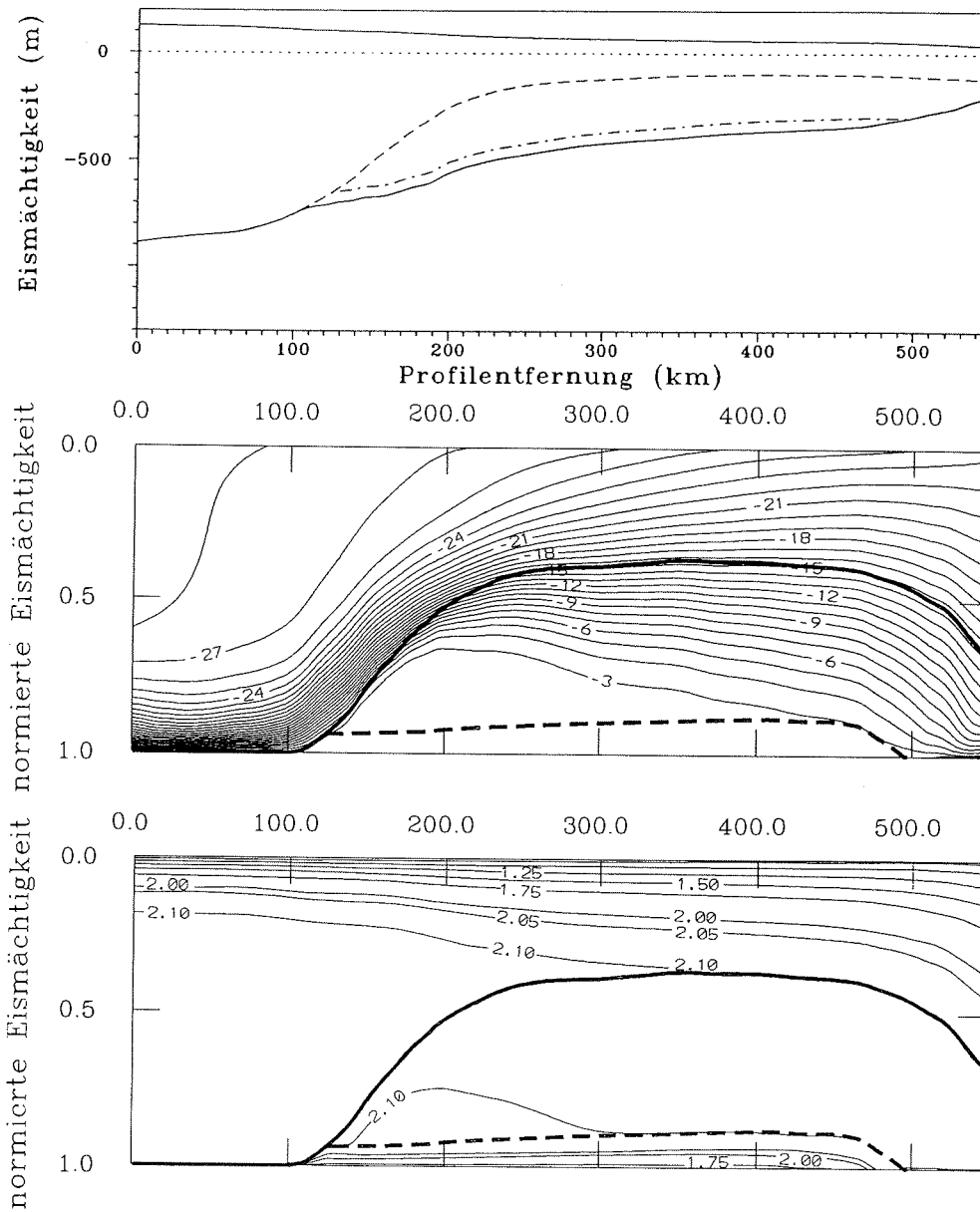


Abbildung 5.4: Ergebnisse des thermischen Modells entlang der Fließlinie I

Oben: Profilschnitt mit Eismächtigkeitsverlauf als Funktion der Profilentfernung

Mitte: Temperatur ( $^{\circ}C$ ) als Funktion der Profilentfernung und der normierten Eismächtigkeit

Unten: Wärmeleitfähigkeit ( $W/m/K$ ) als Funktion der Profilentfernung und der normierten Eismächtigkeit.

Die Grenze von meteorischem zu marinem Eis sowie die slush-Schicht sind als Linien eingetragen



das Schmelzregime typischen flachen Gradienten überführt, da dieser durch konduktive Wärmetransportprozesse nicht ausgeglichen werden kann. Die Eisunterseite wird erodiert, so daß immer kältere Eisschichten nahe an die Eisunterseite gelangen können.

In Abbildung 5.5( unten ) sind einzelne Temperaturprofile im Abstand von  $25\text{ km}$  entlang der Fließlinie I als 3D-Plot dargestellt. Für diese Darstellung ist, wie auch beim Isolinienplan, aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die Variation der mittleren Jahrestemperatur an der Eisoberfläche verzichtet worden. Zusätzlich zu den Temperaturprofilen ist die Lage der geodätischen Fixpunkte entlang der Fließlinie markiert. In dieser Darstellung ist der Einfluß der marinen Akkumulation auf das Temperaturprofil besonders deutlich zu erkennen. Der Gradient der Temperatur-Tiefenfunktion wird durch den Anfrierprozeß über einen kleinen Tiefenbereich in ein beinahe isothermales Profil überführt. Im Bereich maximaler Anfrierrate (Kurve bei  $175\text{ km}$ ) erreicht diese Schicht eine Mächtigkeit von ca.  $180\text{ m}$  bei einer Temperaturspanne von  $-2.315^\circ\text{C}$  an der Eisunterseite bis  $-2.415^\circ\text{C}$  im Eisinneren. Mit Abnahme der basalen Anfrierrate wird der Übergangsbereich zwischen meteorischem und marinem Eis immer ausgeglichener. Beim Einsetzen basalen Schmelzens hingegen (ab  $450\text{ km}$ ) wird dieser Bereich vollständig abgebaut und geht in ein kubisches Temperaturprofil über.

Entlang der Fließlinie I steht neben Punkt 61 noch ein weiteres gemessenes Temperatur-Tiefenprofil als Vergleich zu den berechneten Temperaturprofilen zur Verfügung. In der Nähe von Punkt 236 ist während der Filchner-IV-Feldkampagne 1991/92 eine Kernbohrung auf eine Tiefe von  $320\text{ m}$  abgeteuft worden. Nach Abschluß der Bohrarbeiten wurde in diesem Bohrloch eine Temperaturlotung durchgeführt. Die Ergebnisse der Temperaturlotungen (Oerter, pers. Mitteilung) sind im Vergleich zu der Modellrechnung in Abbildung 5.5( oben ) dargestellt. Die Grenze von meteorischem zu marinem Eis konnte an Punkt 236 ebenso wie an Punkt 61 in einer Tiefe von  $153\text{ m}$  ausgemacht werden, was auf eine Kompensation der jährlichen Akkumulation durch Strainausdünnung über den gesamten Fließweg von Punkt 236 bis Punkt 61 schließen läßt. Die Gesamtmächtigkeit des Eises kann aus den Flugdaten an Punkt

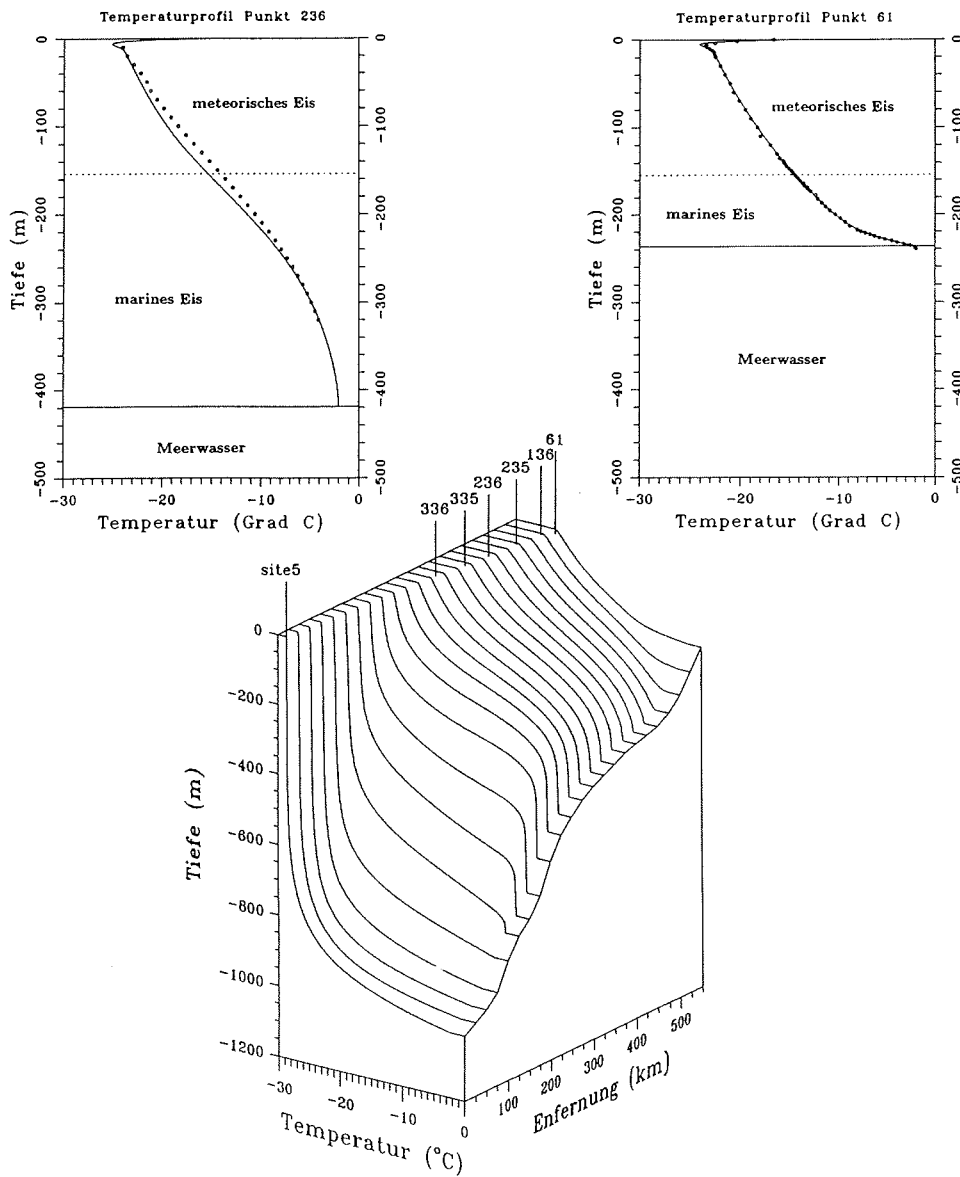


Abbildung 5.5: Berechnete Temperaturprofile im Abstand von 25km entlang der Fließlinie I. Die Lage der geodätischen Festpunkte entlang der Fließlinie ist gekennzeichnet. Als Einzelprofildarstellung ist ein Vergleich der Modellrechnung (durchgezogene Linie) mit Meßergebnissen (Kreise) an den Punkten 236 (Oerter, pers. Mitteilung) und 61 gegeben.

236 mit 419m angegeben werden. Die Berechnung der Temperaturprofile ist für diese Darstellung mit einer Temperaturjahresvariation an der Eisoberfläche von  $\pm 10^\circ\text{C}$  durchgeführt worden.

Das berechnete Temperaturprofil an Punkt 236 (Abb. 5.5, oben links, durchgezogene Linie) paßt sich nicht vollständig an die Meßergebnisse (offene Kreise) an, kann jedoch tendenziell den Temperaturverlauf reproduzieren. Nach dem Abklingen der Temperaturjahreswelle in den oberen 10m, liefert die Modellrechnung eine geringere Temperatur für den Tiefenbereich von 20 – 270m. Die maximale Temperaturdifferenz beträgt  $-1.31^\circ\text{C}$  in einer Tiefe von 140m. Ab ca. 270m wird eine Anpassung der Temperaturzunahme zur Eisunterseite hin erreicht.

Die Abweichung der Modellrechnung zu den Meßergebnissen kann durch verschiedene Ursachen hervorgerufen werden:

Zum einen ist die Festlegung der Fließlinie und die damit verbundene Wahl der Eingabeparameter als Fehlerursache zu nennen. Diese, auf einem relativ groben Raster vorliegenden Werte, können die teilweise lokal stark variierenden Parameter nur ungenau wiedergeben. Die Spline-Interpolation der Werte kann nur einen großräumigen Mittelwert darstellen.

Zum anderen stellt die Projektion der Wärmetransportgleichung auf den 2D-Fall eine Idealisierung der Fließlinie dar, in der transversale Effekte unberücksichtigt bleiben. Dieses hat insbesondere in der Nähe von Scherzonen (z.B. zwischen dem HIR und dem BI) und Eisstromgrenzen eine Beeinflussung des Wärmetransportes zur Folge, welcher in der 2D-Formulierung nicht enthalten ist.

Einen wesentlichen Einfluß auf das Temperaturregime hat darüber hinaus die große Bruch- und Spaltenzone nordöstlich des HIR, die sich bis weit in den Zentralteil des FRIS hinein auswirkt. Durch die an manchen Stellen mehrere hundert Meter breiten Bruchzonen (Thyssen, pers. Mitteilung) wird eine Störung des Temperaturfeldes verursacht. Die tiefreichenden Spalten werden zwar mit Schnee verfüllt, stellen jedoch eine Störung der Stratigraphie und damit eine im Modell unberücksichtigte Anomalie der Wärmeleitfähigkeits-Tiefen-Funktion dar. Diese Zone, die sich in den EMR-Registrierungen durch Diffraktionsmuster bis zur Eisoberfläche hin abzeichnet, ist entlang der Fließlinie I im Bereich von 150 – 340km vorzufinden.

Eine zusätzliche Fehlerquelle ist auch in dem Temperaturprofil der Kernbohrung selbst zu sehen. Durch den Bohrvorgang bedingt wird ständig relativ warme Luft (ab ca. 200m sind dies Temperaturen von kleiner  $-10^{\circ}C$ ) in den oberen Bohrlochbereich transportiert, die zur Erwärmung des Bohrloches führen kann. Ein Vergleich des Temperaturprofiles mit dem Profil an Punkt 61 zeigt, daß die Temperaturen im Tiefenbereich von 110–200m der Kernbohrung im Maximum  $0.3^{\circ}C$  wärmer sind als das ca. 130km nördlicher gelegene Temperaturprofil (das entspricht etwa 118Jahren Fließdauer). Diese Differenz kann bei den gegebenen Randbedingungen nicht erklärt werden, zumal konduktive Wärmeströmungen zum Ausgleich und damit zur zusätzlichen Erwärmung zwischen Eisober- und Eisunterseite führen. Parameterstudien des Modells zeigen, daß lediglich eine stärkere Ausdünnung der meteorischen Eisschicht, die gleichbedeutend mit einer Verlagerung der Fließlinie nach Westen hin ist, einen wärmeren Temperaturverlauf in diesem Tiefenintervall hervorrufen könnte. Dies ist jedoch aufgrund von EMR-Messungen und aus Berechnungen zum Verlauf der Fließlinie nicht möglich. Vielmehr könnte der stationäre Zustand nach Abschluß der Bohrarbeiten noch nicht erreicht sein, wie auch der Vergleich der Temperaturprofile an Punkt 61 der Saisons 1989/90 und 1991/92 zeigte.

Aus diesen Gründen kann das berechnete Temperaturprofil an Punkt 236 mit den genannten möglichen Fehlerursachen in guter Übereinstimmung mit den Meßergebnissen gesehen werden.

Der Vergleich des berechneten Temperaturprofiles mit demjenigen, das während Saison 1991/92 an Punkt 61 gemessen wurde (Abb. 5.5, oben rechts), zeigt eine wesentlich bessere Anpassung. Über den gesamten Tiefenbereich können die Meßwerte mit den Ergebnissen der Modellrechnung erklärt werden. Der Einfluß durch die basale Akkumulation im Zentralteil des FRIS ist abgeklungen. Die relativ warme Schicht im unteren Tiefenbereich ist vollständig erodiert und das Temperaturprofil hat die typische kubische Form für den Fall basalen Schmelzens angenommen.

## 5.2 Fließlinie II: Henry Ice Rise → Punkt 61

Fließlinie II beginnt nordwestlich des Henry Ice Rise im Einflußbereich des Institute Ice Stream. Für die Anwendung des thermischen Modells auf die Fließlinie II wurde der Anfangspunkt in diesem Fall bei  $80^\circ$  südlicher Breite festgelegt, da weiter südlich die Nähe zum HIR die Voraussetzung eines reibungsfreien Fließens und damit der Zweidimensionalität des Modells nicht mehr gegeben wäre. Der weitere Verlauf der Fließlinie nach Norden erfolgt in enger Annäherung an die aus Satellitenbildern abgeleitete Eisstromgrenze, die von der Nordspitze des HIR ausgeht und bis ungefähr  $100\text{km}$  an die Eiskante heran zu verfolgen ist. Ein Grund für die starke Konvergenz der berechneten Fließlinie an die Eisstromgrenze kann in der Tatsache gesehen werden, daß der Bereich nördlich des HIR durch Eis aus dem Gebiet westlich des HIR aufgefüllt wird, da man davon ausgehen kann, daß dieses Gebiet nur unzureichend durch Zufluß vom HIR selbst genährt wird. Dies ist auch in Flugvermessungen nördlich des HIR von Thyssen (1991) erkennbar, in denen ein lokales Minimum in der Eismächtigkeit und -höhe festzustellen ist, welches nur durch eine Schattenzone im Massenzufluß erklärt werden kann.

Die Eingabewerte für die Modellrechnung können nicht wie bei Fließlinie I an geodätischen Fixpunkten orientiert vorgegeben werden, da entlang der Fließlinie II kein Punkt mit bekannten glaziologischen Parametern vorliegt. Die Werte werden daher durch Mittelwertbildung aus Daten von in der Nähe liegenden Fixpunkten abgeleitet und sind in Abhängigkeit von der Profilentfernung in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die Werte für die Meerwassertemperatur sind im Bereich zwischen  $79^\circ$  Süd und dem Ende der Fließlinie in Anlehnung an die ca.  $20\text{km}$  östlicher verlaufende Fließlinie I verwendet worden. Für das Gebiet zwischen  $80^\circ$  und  $79^\circ$  Süd wurde der Druck-Schmelzpunkt von Meerwasser mit einer Salinität von  $34.70\text{‰}$  mit  $-2.25^\circ\text{C}$  angenommen, da hier keine Werte aus einem Ozeanmodell vorliegen.

Die Eismächtigkeit wurde am Anfang der Fließlinie aus EMR-Daten zu  $536\text{m}$  bestimmt und mit einem Inkrement von  $2\text{m}$  in 269 Stützstellen unterteilt. Die Simulationsdauer wurde über das Geschwindigkeitsprofil entlang der Fließlinie zu  $933\text{Jahre}$  bestimmt. Am Ende der Fließlinie beträgt die Eismächtigkeit  $244\text{m}$ .

Profil- entfernung ( <i>km</i> )	Akkumulations- rate ( <i>kg m<sup>-2</sup> a<sup>-1</sup></i> )	Anfangs- dichte ( <i>kg m<sup>-3</sup></i> )	mittl. Jahres- temperatur ( <i>°C</i> )	Geschwindig- keit ( <i>ma<sup>-1</sup></i> )	Strainrate ( <i>10<sup>-3</sup> a<sup>-1</sup></i> )
	(1)	(2),(3)	(3),(4)	(5),(6)	(5)
0	151	315	-27.5	108	-
220	175	372	-25.0	800	-1.5
260	182	375	-24.6	970	-1.8
315	200	374	-24.1	1090	-2.2
370	199	390	-23.6	1225	-2.1
400	204	389	-23.3	1250	-1.9

Tabelle 5.3: Eingabeparameter für das thermische Schelfeismodell entlang der Fließlinie II als Funktion der Profilentfernung

(Quellennachweis: (1): Graf et al., 1988, 1991; (2): Morris & Vaughan, 1991; (3): Kipfstuhl & Oerter, 1991; (4): Grosfeld, vgl. Kapitel 4.2.3; (5): Ritter & Karsten, 1991; Ritter, pers. Mitteilung; (6): Determann, 1991a)

Für das Temperaturanfangsprofil ist die Lösung der stationären Wärmeleitungsgleichung mit der gegebenen Eismächtigkeit unter der Annahme einer basalen Schmelzrate von  $0m/a$  eingesetzt worden. Diese Annahme basiert auf der qualitativen Untersuchung der Reflexionskoeffizienten von der Eisunterseite anhand von EMR-Registrierungen aus diesem Gebiet. Die EMR-Aufzeichnungen zeigen zum einen zwar deutliche Reflexionssignale von der Eisunterseite, was in erster Linie auf Schmelzprozesse zurückzuführen ist, zum anderen ist dieser Bereich aber auch durch Bodenspalten und Diffraktionshyperbeln an bzw. nahe der Eisunterseite gekennzeichnet. Diese Signatur könnte daher auch auf das Vorhandensein mariner Akkumulation hindeuten. Da ein Schmelzregime jedoch zum vorzeitigen Abschmelzen dieser Signatur führen würde und größere Anfrierbeträge sich in einer scheinbaren isostatischen Anomalie äußern würden (Thyssen, 1988; Thyssen & Grosfeld, 1988), kann gefolgert werden, daß weder Anfrieren noch Abschmelzen das Regime beherrschen, was wiederum mit der Annahme der Druck-Schmelztemperatur des Meerwassers in Einklang steht.

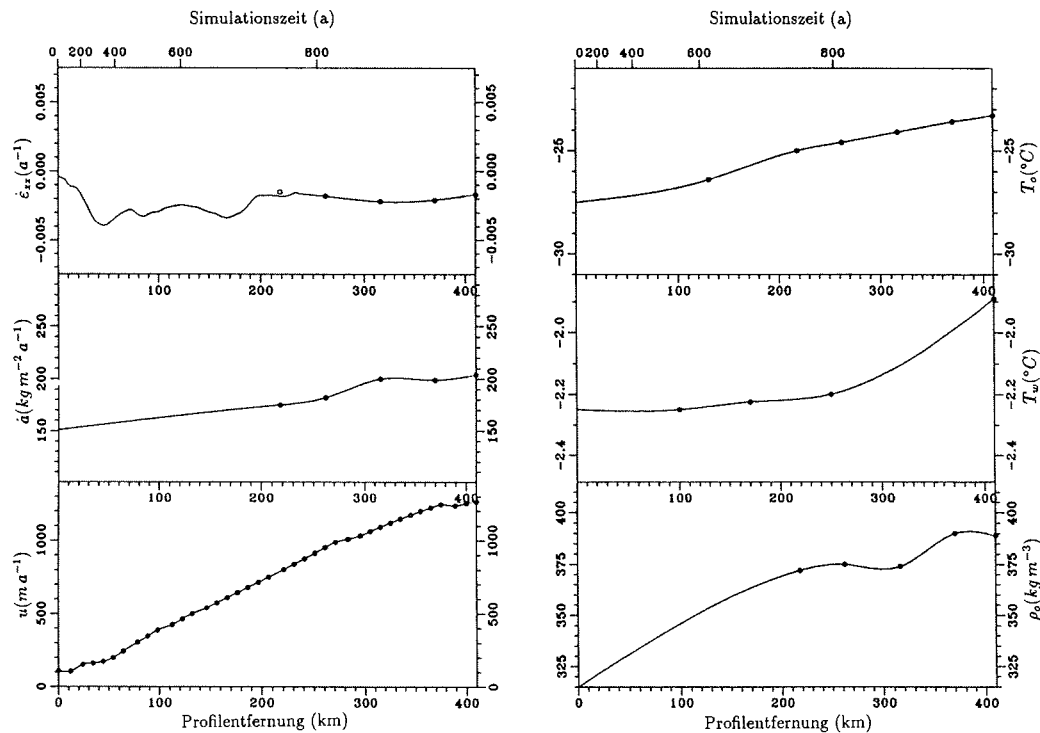


Abbildung 5.6: Eingabeparameter für Fließgeschwindigkeit, Zutrag, vertikale Strainrate, Anfangsdichte, mittlere Jahrestemperatur sowie die Meerwassertemperatur entlang der Fließlinie II. Kreise geben Mittelwerte aus Meßwerten benachbarter geodätischer Fixpunkte an bzw. im Fall der Geschwindigkeit Ergebnisse des Fließmodells von Determann (1991a).

In Abbildung 5.6 sind nochmals die Eingabewerte als Funktion der Profildistanz und die durch Spline-Interpolation berechneten Zwischenwerte als durchgezogene Linien dargestellt. Die aus der entkoppelten Kontinuitätsgleichung berechneten Werte für die vertikale Strainrate zwischen  $20\text{ km}$  und  $220\text{ km}$  Profildistanz zeigen wie bei Fließlinie I eine Abnahme der Werte aufgrund der starken Ausdünnung des meteorischen Eises. Ab ca.  $200\text{ km}$  ist jedoch eine nahezu konstante meteorische

Eismächtigkeit mit  $140m$  festzustellen, so daß ab hier der Mittelwert aus geodätischen Meßwerten an benachbarten Festpunkten eine gute Näherung des Strainfeldes in diesem Bereich darstellt.

Die Anfrier- und Schmelzraten, die sowohl mit Hilfe der eben genannten Daten als auch mit den aus EMR- und Höhenmessungen bestimmten Eismächtigkeiten berechnet wurden, sind zusammen mit einem Profilschnitt in Abbildung 5.7 dargestellt. Das Eismächtigkeitsprofil ist auf den ersten  $100km$  durch eine starke Abnahme der meteorischen Eismächtigkeit charakterisiert. Ab ca.  $20km$  beginnt der Bereich mariner Akkumulation mit Anfrieraten von maximal  $1.7m/a$ . Die oben schon angesprochene Abnahme der Eismächtigkeit nördlich des HIR erstreckt sich über den Bereich zwischen  $42 - 60km$ . Hier ist auch eine Verringerung der marinen Akkumulation festzustellen. Im weiteren Verlauf der Fließlinie bis Profilkilometer 230 ist eine Abnahme der meteorischen Eismächtigkeit auf  $140m$  erkennbar, die durch eine marine Eismächtigkeit von  $290 - 340m$  unterlagert wird. Im Bereich von  $200 - 310km$  ist erneut der sogenannte intermediäre Bereich vorzufinden, in dem weder größere Anfrier- noch Schmelzbeträge das Regime dominieren. Die Schmelz- bzw. Anfrier-rate variiert im Rahmen der Fehlergrenze von  $\pm 0.5m/a$  um den Nullpunkt. Dieser Bereich entspricht auch demjenigen zwischen  $360 - 450km$  entlang der Fließlinie I und bestätigt die für dieses Gebiet berechneten Werte. Ab Profilkilometer 310 setzt basales Schmelzen mit Beträgen von bis zu  $-3.4m/a$  ein, das sich bis zum Ende der Fließlinie wieder auf  $-2.2m/a$  verändert.

Das thermische Modell wurde, wie für Fließlinie I beschrieben, auch auf diese Fließlinie angewendet. Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Abbildung 5.8 als Isolinienplan für Temperatur und Wärmeleitfähigkeit und in Abbildung 5.9 als 3D-Darstellung der Temperatur-Tiefenprofile im Abstand von  $25km$  gezeigt. Ausgehend von einer konvexen Temperatur-Tiefenfunktion werden die Temperatur-Tiefenprofile schon bald durch den Prozeß mariner Akkumulation beherrscht. Im Bereich maximaler Anfrierate ist die nahezu isothermale Zone mit Temperaturen zwischen  $-2.22^{\circ}C$  und  $-2.32^{\circ}C$  über einen Tiefenbereich von ungefähr  $125m$  anzutreffen. Die relativ warmen Temperaturen, d.h. größer  $-6.0^{\circ}C$ , erstrecken sich über 56%



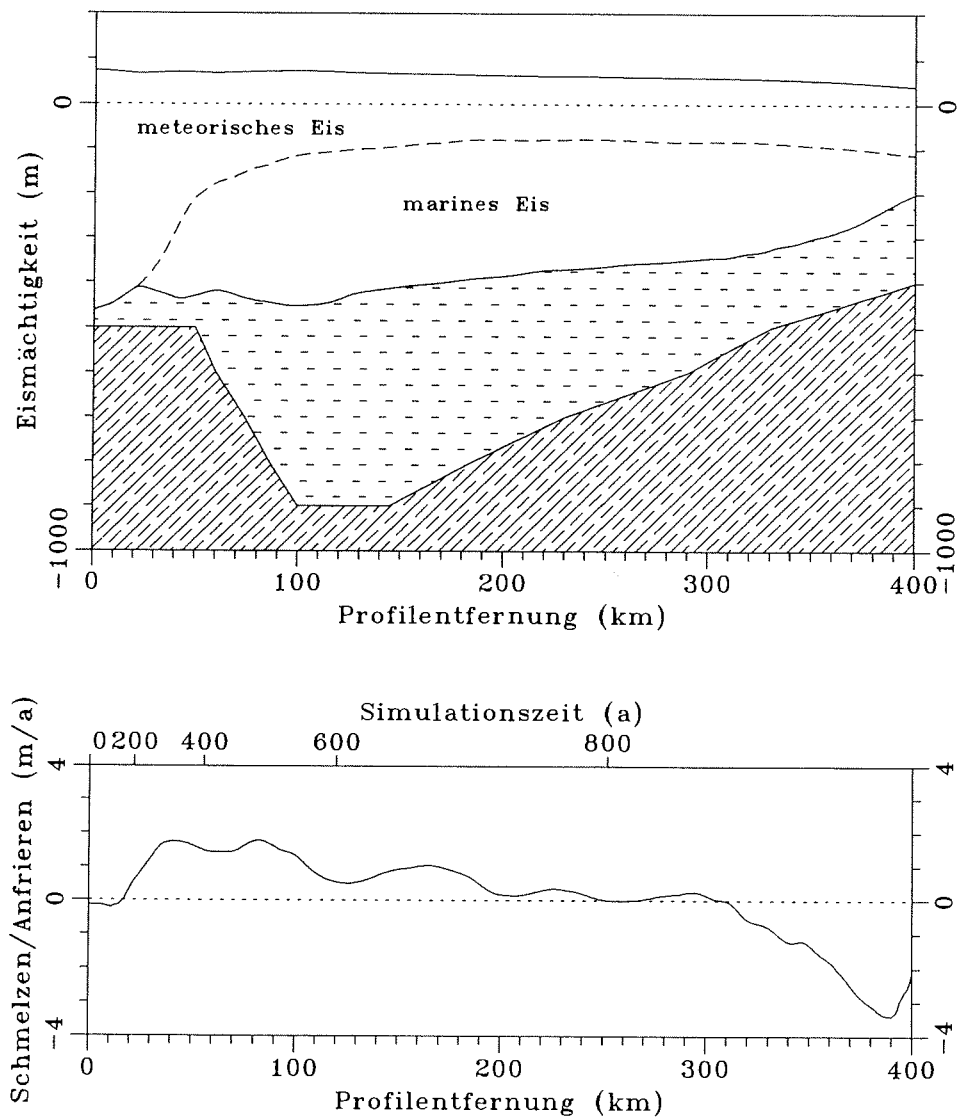


Abbildung 5.7: Eismächtigkeit (oben) und berechnete basale Anfrier- bzw. Schmelzrate (unten) entlang der Fließlinie II. Im Eismächtigkeitsprofil sind die Tiefenlage der Grenze von meteorischem zu marinem Eis (gestrichelte Linie) sowie die Tiefenlage des Meeresbodens nach Pozdejev & Kurinin (1987) (schraffierte Fläche) eingetragen.

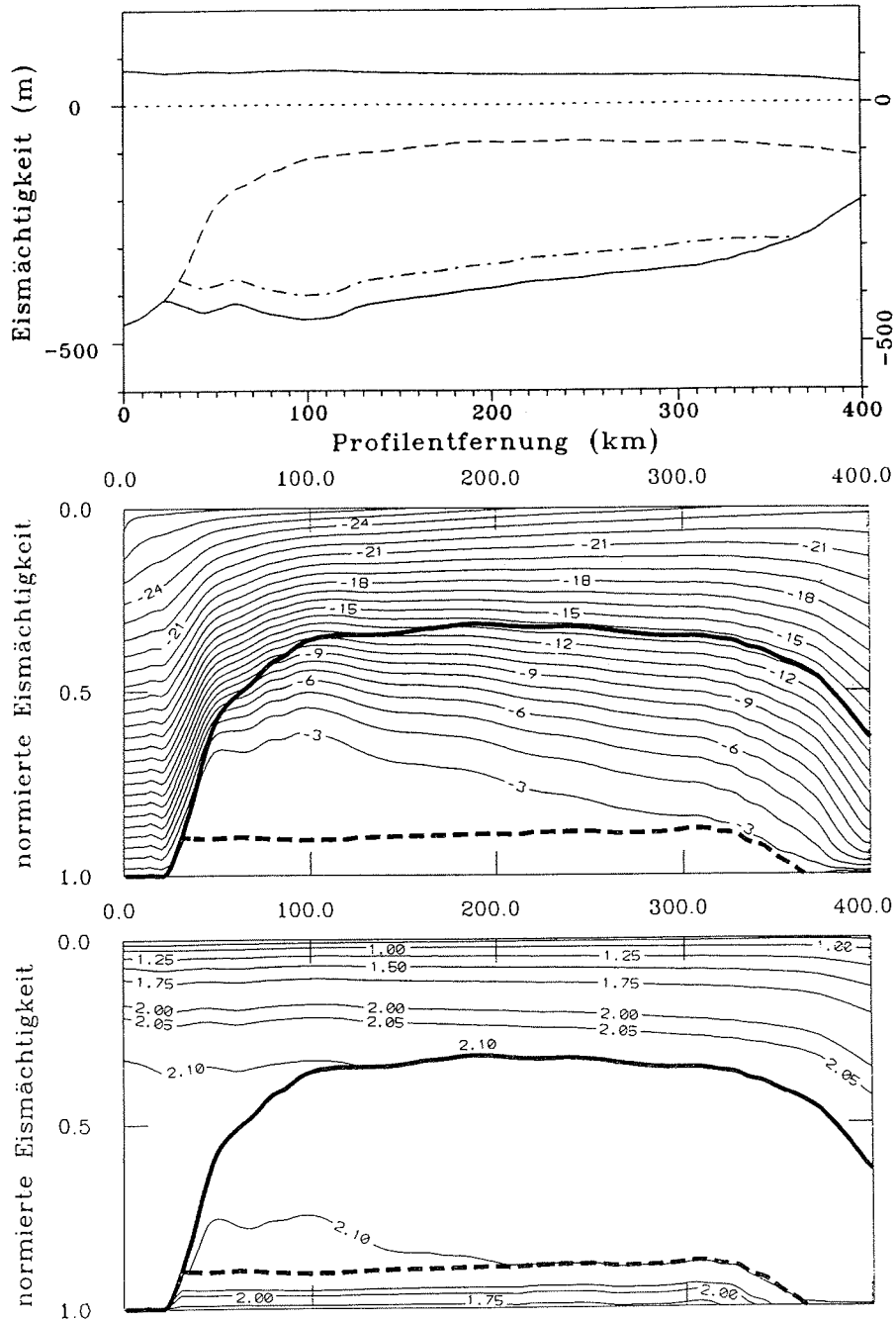


Abbildung 5.8: Ergebnisse des thermischen Modells entlang der Fließlinie II

Oben: Profilschnitt mit Eismächtigkeitsverlauf als Funktion der Profilentfernung

Mitte: Temperatur ( $^{\circ}\text{C}$ ) als Funktion der Profilentfernung und der normierten Eismächtigkeit

Unten: Wärmeleitfähigkeit ( $\text{W}/\text{m}/\text{K}$ ) als Funktion der Profilentfernung und der normierten Eismächtigkeit.

Die Grenze von meteorischem zu marinem Eis sowie die slush-Schicht sind als Linien eingetragen

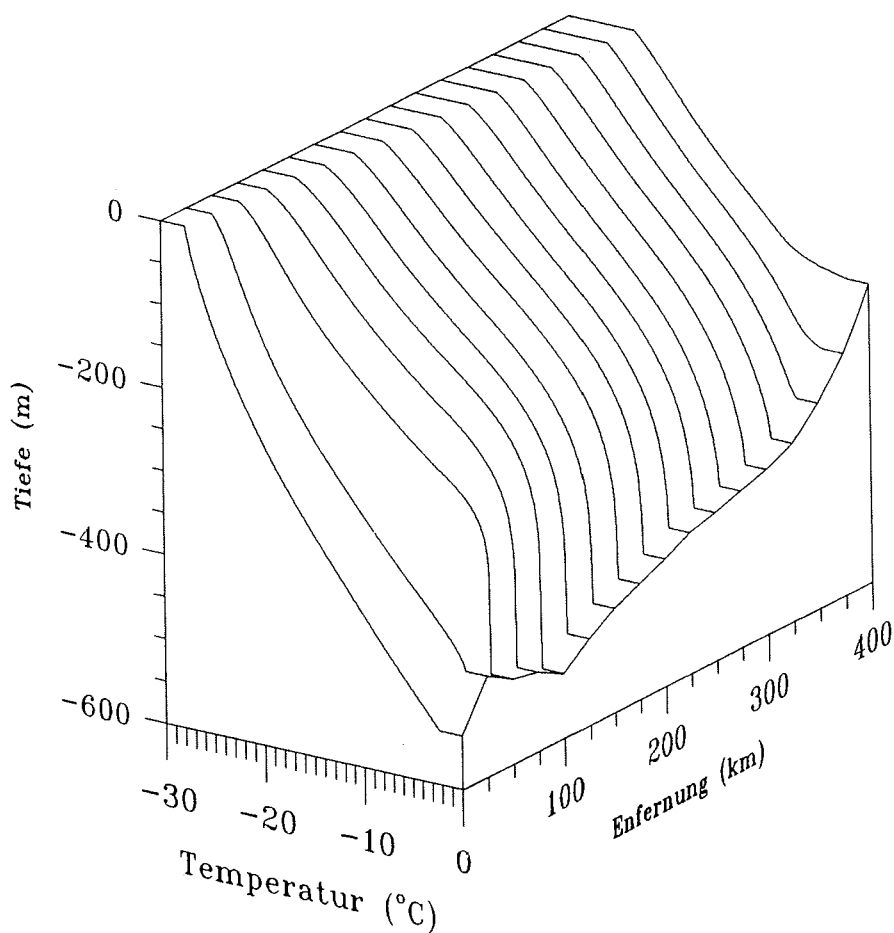


Abbildung 5.9: Berechnete Temperaturprofile entlang der Fließlinie II im Abstand von 25km

der Eissäule. Wie auch bei der Fließlinie I wird die Wärmeleitfähigkeit im alten marinen Eis mit seiner geringen Salinität durch die hohen Temperaturen beeinflusst. Im intermediären Bereich ab 200km Profilentfernung dominieren konduktive Wärmeströme und führen zum Ausgleich des flachen Temperaturgradienten. Aufgrund der geringeren Mächtigkeit der meteorischen Schicht ist die Temperatur an der Grenze von meteorischem zu marinem Eis bei der Fließlinie II um ca.  $1.5^{\circ}\text{C}$  wärmer als bei

der Fließlinie I. Bei Einsetzen basalen Schmelzens ab Profilkilometer 310 wird auch hier die basale, relativ warme Schicht vollständig erodiert. Bedingt durch die hohen Schmelzraten wird ein steiler Temperaturgradient an der Eisunterseite hervorgerufen. Die Péclet-Zahlen für diese Simulation erreichen im Bereich maximaler Anfrieraten in der slush-Schicht Werte bis 2.9. Im übrigen Bereich ist reine Wärmeleitung ( $10^{-7} \leq Pe \leq 0.6$ ) vorherrschend. Die Stefan-Zahl beschreibt auch hier, wie bei Fließlinie I, mit Werten zwischen 0.027 und 0.624 eine rein thermische Ausprägung der Grenzschicht.

### 5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde das thermische Schelfeismodell auf ausgewählte Fließlinien im Zentralteil des FRIS angewendet. Es konnte gezeigt werden, daß das Temperaturregime des Schelfeises durch den Anfrierprozeß marinen Eises sehr stark beeinflusst wird.

Aus den Mächtigkeitsprofilen entlang der Fließlinien konnten die basalen Anfrieraten, die im nördlichen Bereich des Henry Ice Rise ihr Maximum mit  $2m/a$  erreichten, abgeleitet werden. Es konnte eine Unterteilung des Schelfeises in ein Anfrierregime, ein intermediäres Regime und ein Schmelzregime getroffen werden. Das Temperatur-Tiefenprofil ging im Anfrierregime in einem Mächtigkeitsbereich von etwa 200m an der Eisunterseite in einen nahezu isothermalen Verlauf über. Durch einsetzende Schmelzprozesse wurde dieser Temperaturverlauf erst auf den letzten ca. 100km in ein typisches Schmelzprofil überführt. Ein Vergleich mit gemessenen Temperaturprofilen entlang der Fließlinie I konnte im Rahmen möglicher Fehlerursachen eine gute Anpassung der Modellergebnisse an die Meßwerte liefern.

## 6. Konsequenzen des thermischen Schelfeismodells

In diesem Kapitel werden abschließend die Auswirkungen der Simulationsergebnisse des thermischen Schelfeismodells auf weitere Modellrechnungen, z.B. zum Fließverhalten des Schelfeises, und auf Messungen zur Eisdickenbestimmung mit Hilfe des EMR-Verfahrens aufgezeigt.

Die Ergebnisse des thermischen Schelfeismodells machen deutlich, daß das Temperaturregime des Eiskörpers im Zentralteil des FRIS durch den Anfrierprozeß marinen Eises stark verändert wird. Durch die annähernd isothermale Schicht von ungefähr 200m Mächtigkeit in einem Temperaturbereich von  $-3.0$  bis  $-2.25^{\circ}C$  werden die rheologischen und die damit verbundenen dynamischen Eigenschaften des Eises signifikant verändert. Bei bisherigen Modellrechnungen zum Fließverhalten des FRIS wurde von sehr stark vereinfachten Fließeigenschaften des Eises ausgegangen. So wählten Lange & MacAyeal (1986) in einer Modellrechnung eine stationäre Temperatur-Tiefenfunktion mit  $0m/a$  Schmelzen an der Eisunterseite, in einer späteren Veröffentlichung (Lange & MacAyeal, 1988) einen konstanten Fließparameter, der einen Mittelwert für die gesamte Eissäule repräsentiert. In einer neueren Arbeit über das Fließen des Filchner-Ronne-Schelfeises verwendet Determann (1991a) eine mittlere Temperatur von  $-17.0^{\circ}C$ , um die Materialeigenschaften zu beschreiben. Hierdurch wird der Fließparameter des Eises zu  $2.5 \cdot 10^{-16} kPa^{-3} s^{-1}$  festgelegt, der jedoch für eine Temperatur von beispielsweise  $-3.0^{\circ}C$  einen Wert von  $3.1 \cdot 10^{-15} kPa^{-3} s^{-1}$  (Paterson, 1981, Tabelle 3.3) annimmt.

In einer Arbeit von MacAyeal & Thomas (1986) wird der Einfluß basalen Schmelzens auf das Fließverhalten des Ross-Schelfeises untersucht. Wesentliche Erkenntnis ist hier, daß das Abschmelzen warmer Eisschichten an der Eisunterseite und eine damit verbundene Verringerung der mittleren Temperatur des Eises auch eine Ver-

ringerung des Geschwindigkeitsfeldes um ca. 20% zur Folge hat. Übertragen auf die Ergebnisse der Temperaturberechnungen für das FRIS kann auch hier von einer Veränderung des Fließverhaltens ausgegangen werden. Bedingt durch den vertikalen Aufbau des Eises, der einen warmen marinen Teil und einen kalten meteorischen Teil umfaßt, kann es jedoch zusätzlich zu einem veränderten Spannungsfeld kommen. Warmes Eis benötigt im Gegensatz zu kaltem Eis geringere äußere Kräfte, um entsprechende Verzerrungsraten zu zeigen (Determann, 1991b). Diese unterschiedliche Viskosität des Eises ist offensichtlich auch der Grund für die große Bruch- und Spaltenzone nördlich des HIR, die sich in den EMR-Registrierungen als eine sich über die gesamte Eismächtigkeit erstreckende Diffraktionszone abzeichnet. Erst mit Abnahme der basalen Akkumulation und dem damit verbundenen langsamen Ausgleich des Temperaturfeldes heilt diese Spaltenzone soweit aus, daß die Grenze von meteorischem zu marinem Eis mit den EMR-Messungen erfaßt werden kann.

Als weitere wichtige Konsequenz aus den Ergebnissen der Simulationsrechnung ist der Einfluß auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen zur Bestimmung der Eismächtigkeit zu nennen. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen hängt in erster Linie von drei Komponenten ab.

Erstens sind Reflexionsverluste an der Grenzschicht vom Eis zum Meerwasser zu berücksichtigen. Für ein Schmelzregime sind diese Verluste gering, da der Reflexionskoeffizient mit  $-0.9$  eine beinahe vollständige Reflexion der eingestrahlten Energie zeigt. Für ein Regime, in dem Anfrieren dominiert, ist die Schichtgrenze aufgrund der sich ausbildenden slush-Schicht jedoch nicht klar definiert. Wellenausbreitung wird hier durch die erhöhte Leitfähigkeit der brine-Einschlüsse und durch den stetigen Übergang von festem Eisaggregat in ein Meerwasser/Eiskristallgemisch verhindert (Thyssen, 1988).

Zweitens ist der Energieverlust durch die sphärische Wellenausbreitung (Geometrieverlust) ein nicht zu vernachlässigender Faktor.

Drittens spielt zusätzlich die Absorption des Eises eine wichtige Rolle, die eine Signalschwächung durch den Dämpfungsfaktor des Dielektrikums selbst in Kombination mit Streuung der elektromagnetischen Welle bewirkt. Der Dämpfungsfaktor des Dielektrikums ist ein aus Materialkonstanten abgeleiteter Parameter und eine tem-

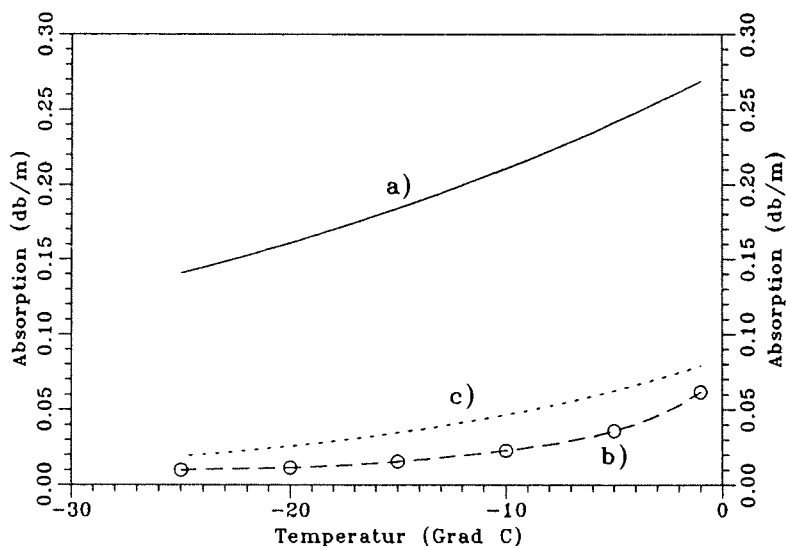


Abbildung 6.1: Absorption elektromagnetischer Wellen als Funktion der Temperatur für verschiedene Eisarten

- a) marines Eis (Gross, 1990)
- b) künstliches, polykristallines Laboreis (Johari & Charette, 1975)
- c) meteorisches Eis (Hoppe, 1991)

peraturabhängige Größe, auf die im folgenden daher näher eingegangen wird.

Nach Untersuchungen der dielektrischen Eigenschaften von Gross (1990) an Proben der Kernbohrung im Bereich des Punktes 61 konnte festgestellt werden, daß das marine Eis eine etwa 10-fach höhere Absorption besitzt als meteorisches Eis. In Abbildung 6.1 sind diese Ergebnisse für den Temperaturbereich von  $-25.0$  bis  $-1.0^{\circ}\text{C}$  im Vergleich zu Labormessungen an künstlichem, polykristallinem Eis (Ih) (Johari & Charette, 1975) und zu einer für meteorisches Eis von Hoppe (1991) abgeleiteten Beziehung dargestellt. Während die Werte von reinem und meteorischem Eis für eine Frequenz von  $35\text{MHz}$  gelten, repräsentiert die Ausgleichskurve von Gross (1990) einen Mittelwert für den Frequenzbereich von  $1 - 32\text{MHz}$ . Allen drei Kurven ist der Anstieg der Absorption zu höheren Temperaturen hin gemein. Die etwas höhere Absorption meteorischen Eises gegenüber künstlichem Eis konnte auch

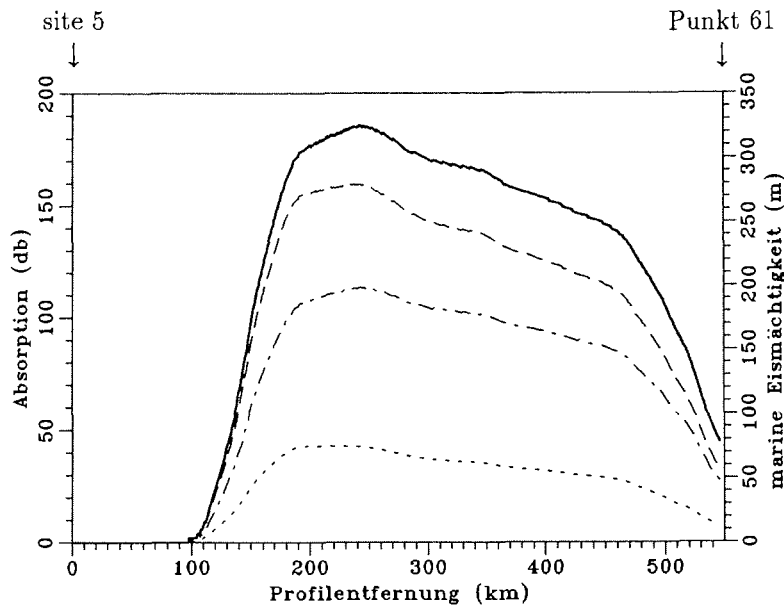


Abbildung 6.2: Integrierte Absorption des marinen Eispaketes entlang der Fließlinie I. Die durchgezogene Linie stellt den Mächtigkeitsverlauf der marinen Eisschicht entlang der Fließlinie I dar. Die gestrichelte Linie und die strichpunktigte Linie repräsentieren die Absorptionswerte, die mit der Formel von Gross (1990) für marines Eis und der aus dem thermischen Modell berechneten Temperatur-Tiefenverteilung bzw. mit einer mittleren Temperatur von  $-17.0^{\circ}\text{C}$  berechnet wurden. Die gepunktete Linie gibt die Gesamtabsorption für meteorisches Eis gleicher Mächtigkeit (Hoppe, 1991) mit der berechneten Temperatur-Tiefenfunktion an.

experimentell von Gross (1990) nachgewiesen werden.

Ursache für die steigende Absorption ist nach einem Modell von Wolff & Paren (1984) eine Zunahme der Gleichstromleitfähigkeit des Eises aufgrund der Säure- und Salzkonzentration in Flüssigkeitsfilmen entlang der Korngrenzen. Die Konzentration der Flüssigkeitsfilme ist durch den Gefrierpunkt der Lösung bestimmt und erhöht sich mit zunehmender Temperatur. Deshalb ist für die Durchdringung großer Eismächtigkeiten mit Hilfe des EMR-Verfahrens neben der Zunahme der Eismächtigkeit auch die Temperatur des Eises ein wichtiger Parameter.

In den EMR-Registrierungen des Filchner-Ronne-Schelfeises ist in einer Eiskantenentfernung von ca. 10 – 50 km ein abruptes Verschwinden des Reflexionssignals



von der Eisunterseite festzustellen. Das meteorische Eis ist in dieser Zone von einer Schicht marinen Eises unterlagert, dessen Mächtigkeit von Ost nach West bei gleichem Kantensabstand ansteigt. Das Verschwinden der Reflexion von der Eisunterseite steht demnach in unmittelbarem Zusammenhang mit dem Anstieg der marinen Eismächtigkeit.

Aus diesem Grunde wurde am Beispiel der Fließlinie I die Gesamtabsorption des marinen Eises in Abhängigkeit des Mächtigkeitsverlaufs und des mit dem thermischen Schelfeismodell ermittelten Temperatur-Tiefenverlaufs berechnet. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt den Mächtigkeitsverlauf der marinen Eisschicht wieder, die ab einer Profilentfernung von  $100\text{km}$  beginnt und bis zur Bohrlokation erhalten bleibt. Die über die Eismächtigkeit integrierte Absorption ist

- mit der von Gross (1990) für die Absorption marinen Eises abgeleiteten Formel und dem aus den Modellrechnungen bestimmten Temperaturverlauf (gestrichelte Linie)
- mit der von Gross (1990) für die Absorption marinen Eises abgeleiteten Formel und einer mittleren Eistemperatur von  $-17^\circ\text{C}$  (strichpunktierte Linie)
- mit der von Hoppe (1991) angegebenen Absorption meteorischen Eises und dem aus den Modellrechnungen bestimmten Temperaturverlauf (punktierte Linie)

dargestellt. Für die vorgegebene Eismächtigkeitsverteilung ist ein deutlicher Unterschied in der integrierten Absorption von meteorischem und marinem Eis zu erkennen. Die Werte sind für marines Eis bei der gegebenen Temperaturverteilung um etwa  $120\text{dB}$  größer als für meteorisches Eis gleicher Mächtigkeit und Temperatur. Auffällig ist, daß das Maximum der integrierten Absorption für marines Eis später (etwa bei  $240\text{km}$  Profilentfernung) erreicht wird als für meteorisches Eis (bei  $190\text{km}$ ), was auf die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit der einzelnen Absorptionskurven (vgl. Abbildung 6.1) zurückzuführen ist. Die Absorptionswerte des marinen Eises nehmen auch für eine angenommene mittlere Eistemperatur von

$-17.0^{\circ}\text{C}$  einen deutlich geringeren Wert an. Zwar ist der Wert immer noch höher als für meteorisches Eis, der Unterschied durch das verschiedenartige Temperaturfeld ist jedoch auch hier klar erkennbar. Dies wirkt sich insbesondere auch nahe der Eiskante aus, wo die im thermischen Modell definierte slush-Schicht ab Profilkilometer 450 auf einer Strecke von  $30\text{km}$  Länge abschmilzt. Ab dieser Entfernung wäre anzunehmen, daß der Reflexionskoeffizient aufgrund eines Abschmelzhorizontes klar definiert ist und die Schichtgrenze ein deutliches Signal reflektiert. Dies ist jedoch nicht der Fall, sondern es tritt, anders als erwartet, die Reflexion der Eisunterseite in den EMR-Registrierungen erst ab einer Profilentfernung von  $530\text{km}$  auf. In diesem Bereich ist die Gesamtabsorption der marinen Eisschicht für das berechnete Temperatur-Tiefenprofil soweit abgeklungen, daß die Schichtgrenze Eis/Meerwasser wieder aufgelöst werden kann. Der Absorptionswert für eine mittlere Temperatur von  $-17.0^{\circ}\text{C}$  liegt um ungefähr  $8\text{dB}$  niedriger. Der Gradient der integrierten Absorption ist mit  $1\text{dB}/\text{km}$  auf den ersten  $60\text{km}$  des Profils von Punkt 61 zum Eisinneren hin für das modellierte Temperaturprofil wesentlich steiler, so daß ein Verschwinden der Reflexion von der Eisunterseite über eine wesentlich kürzere Distanz eintreten kann, als es für kälteres Eis mit einer geringeren Zunahme der Gesamtabsorption ( $0.58\text{dB}/\text{km}$ ) der Fall wäre. Für meteorisches Eis mit der berechneten Temperaturverteilung beträgt der Gradient der integrierten Absorption lediglich  $0.25\text{dB}/\text{km}$ .

Zusammenfassend heißt dies, daß für die Untersuchung der Eismächtigkeitsverteilung des FRIS mit dem EMR-Verfahren sowohl die Mächtigkeit der marinen Schicht als auch die Temperaturverteilung eine wesentliche Rolle für die Auflösung des Reflexionssignals von der Eisunterseite spielt.

## 7. Zusammenfassung

Das Filchner-Ronne-Schelfeis ist das volumenmäßig größte und flächenmäßig zweitgrößte Schelfeis der Antarktis. Große Teile der West- und Ostantarktis entladen ihre Eismassen über dieses Schelfeis ins Meer. In seinem zentralen Teil ist das Filchner-Ronne-Schelfeis durch eine bis zu 400m mächtige Schicht marinen Eises unterlagert, das durch Kristallisationsprozesse aus dem Meerwasser ausfriert und sich an der Schelfeisunterseite anlagert. Infolgedessen trägt diese Schicht wesentlich zum Massenhaushalt des Schelfeises bei und beeinflusst das Temperaturregime in bisher unbeachtetem Maße.

Um zu dieser Problematik weiterführende Aussagen machen zu können, wurde in der vorliegenden Arbeit ein thermisches Schelfeismodell entwickelt, das den aus Massenbilanzbetrachtungen bestimmten Anfrierprozeß im zentralen Teil und den Schmelzprozeß im Kantenbereich des Schelfeises berücksichtigt und unter Vorgabe von Randwerten das Temperaturregime entlang von Fließlinien simuliert. Die Ergebnisse der Modellrechnungen wurden mit experimentellen Untersuchungen zum Temperatur-Tiefenverlauf und zum Abschmelzen im Kantenbereich des Schelfeises verglichen und in ihrer Konsequenz auf weiterführende sowohl theoretische als auch experimentelle Arbeiten diskutiert.

Die für die Modellrechnungen notwendigen Parameter wurden einerseits während der Deutschen Antarktis-Expedition 1989/90 (ANT VIII/5) experimentell ermittelt und andererseits aus vorhandenem Datenmaterial zusammengestellt. Die Untersuchungen fanden im Kantenbereich des FRIS etwa 50km nordwestlich der Filchner-Station statt. Sie umfaßten sowohl Temperaturmessungen zur Bestimmung des Temperatur-Tiefenprofils und des Abschmelzens als auch TDR-Messungen an installierten Sensorleitungen sowie Oberflächenmessungen zur Bestimmung der basalen Schmelzrate. Durch Wiederholungsmessungen während der Antarktis-Expedition 1991/92 konnte

diese letztgenannte wichtige Massenbilanzgröße erstmalig durch drei voneinander unabhängige Methoden bestimmt werden.

Die Ergebnisse der Temperaturmessungen zeigen keinen Unterschied zwischen den thermischen Eigenschaften des meteorischen und des marinen Eises. Die durch den Anfrierprozeß im Zentralteil des FRIS zu erwartende Temperaturstörung ist in Eiskantennähe vollständig abgebaut. Lediglich der basale Temperaturgradient wird durch Schmelzprozesse an der Eisunterseite beeinflusst. Unterhalb des Schelfeises konnte ein starker Gezeiteneffekt in der Meerwassertemperatur festgestellt werden. Bei unterschiedlich starker Ausprägung einzelner Partialtiden differierten die Absolutwerte der Temperatur bis zu  $0.145K$ , was ein deutlicher Hinweis auf die Wechselwirkung zwischen Ozean und Schelfeis ist.

Die Untersuchungen zur direkten und indirekten Bestimmung der basalen Schmelzrate ergaben im Rahmen der Fehlergrenzen einen zuverlässigen Wert dieser Massenbilanzgröße. Die Auswertung des Temperaturgradienten liefert über den Zeitraum von zwei Jahren einen Wert von  $-1.28 \pm 0.24m/a$ . Anhand einer Kurzzeitbeobachtung von  $25Tage$ n im Frühjahr 1992 kann die Schmelzrate jedoch aus der Veränderung des Temperaturgradienten zu  $-2.53 \pm 2.12m/a$  ermittelt werden, was auf eine saisonale Abhängigkeit dieser Größe schließen läßt. Das auf TDR-Messungen der im Eis installierten Sensorleitungen basierende zweite Verfahren zur direkten Bestimmung der basalen Schmelzrate ergibt über den Zeitraum von zwei Jahren einen Wert von  $-1.41 \pm 0.45m/a$ . Dieser Wert wird durch eine dritte durchgeführte Massenbilanzstudie mit geophysikalischen, geodätischen und feldglaziologischen Oberflächmessungen bestätigt, die zu einer Schmelzrate von  $-1.50 \pm 0.15m/a$  führt. Zwar konnte der Wert aus einem Meßintervall von  $25Tage$ n abgeleitet werden, die Größe des Untersuchungsgebietes legt jedoch bei einer Fließgeschwindigkeit des Eises von  $1200m/a$  einen Langzeitmittelwert über  $12Jahre$  zugrunde.

Unter Verwendung dieser Meßergebnisse und weiterer, bereits vorhandener Daten, die mit geophysikalischen, geodätischen und feldglaziologischen Methoden im Meßgebiet stromaufwärts der Bohrlokationen gewonnen worden sind, wurde das thermische Schelfeismodell auf zwei Fließlinien durch den Zentralteil des FRIS angewendet. Auf der Grundlage der Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß konnte die basale

Anfrier- und Abschmelzrate entlang der Fließlinien berechnet werden. Diese Berechnungen ermöglichten eine Unterteilung des Schelfeises in ein Anfrierregime, ein intermediäres Regime und ein Schmelzregime. Die Anfrierrate erreicht im nördlichen Bereich des Henry Ice Rise ihr Maximum mit  $2m/a$ , wobei sich der Bereich der basalen Akkumulation insgesamt über einen Bereich von ca.  $260km$  erstreckt. In einer anschließenden Zone von ungefähr  $90km$  Länge geht das Anfrierregime in ein intermediäres Regime über, in dem weder große Anfrier- noch Schmelzraten vorliegen. Erst etwa  $180km$  vor der Eiskante setzt Schmelzen an der Eisunterseite ein, das einen Wert von maximal  $-3.0m/a$  erreicht. Im Bereich der Bohrlokationen beträgt die Schmelzrate  $-2.0m/a$  und bestätigt im Rahmen der Fehlergrenzen von  $\pm 0.5m/a$  die Meßergebnisse.

Für das Temperaturregime des Schelfeises ist die basale Akkumulation von großer Bedeutung. In der Zone maximalen Anfrierens geht das Temperatur-Tiefenprofil in einem Mächtigkeitbereich von etwa  $200m$  an der Eisunterseite in einen nahezu isothermalen Verlauf über. Etwa  $40\%$  der Eissäule werden durch Temperaturen zwischen  $-2.25^{\circ}C$  und  $-6.0^{\circ}C$  beherrscht. Erst auf den letzten etwa  $100km$  wird der Temperatur-Tiefenverlauf durch einsetzende Schmelzprozesse verändert. Durch Erosion der warmen basalen Schicht wird das typische konvexe Temperaturprofil erreicht. Ein Vergleich mit gemessenen Temperaturprofilen entlang der Fließlinie I (Möller Eisstrom  $\rightarrow$  Punkt 61) konnte im Rahmen möglicher Fehlerursachen eine gute Anpassung der Modellergebnisse an die Meßwerte liefern.

Das veränderte Temperatur-Tiefenprofil des Schelfeises hat starke Konsequenzen auf die Materialeigenschaften des Eises. Am Beispiel des Fließparameters und der Absorption elektromagnetischer Wellen konnte gezeigt werden, daß dieser Prozeß für weiterführende theoretische und experimentelle Arbeiten von großer Wichtigkeit ist. Während der temperaturabhängige Fließparameter in der marinen Schicht gegenüber einer mittleren Temperatur für das gesamte Schelfeis um den Faktor 10 ansteigt und dadurch die dynamischen Eiseigenschaften verändert, ist der für die Eisdickenbestimmung mit dem EMR-Verfahren wichtige Parameter der Absorption durch den Temperaturanstieg derartig erhöht, daß eine Durchdringung der marinen Eisschicht im Anfrierregime nahezu unmöglich und im Schmelzregime erst nach Ero-

sion der isothermalen Schicht möglich ist.

Aus dieser Sichtweise heraus ist es für weitere Arbeiten auf dem Filchner-Ronne-Schelfeis daher sinnvoll und notwendig, die Untersuchungen insbesondere auf den durch den Anfrierprozeß stark beeinflussten Bereich zu konzentrieren, um den komplizierten Aufbau dieses Eiskörpers besser verstehen lernen zu können. Hierzu können sowohl Oberflächenmessungen als auch Kern- und Schmelzbohrungen gleichermaßen ein wichtiges Werkzeug sein.

## 8. Literaturverzeichnis

- Adams, E. E. and R. L. Brown:** Metamorphism of dry snow as a result of temperature gradient and vapor density difference. *Annals of Glaciology*, **4**, 3-9, 1983.
- Alberts, F. G.:** *Geographic names of the Antarctic*, National Science Foundation, Washington DC 20550, 1981.
- Anderson, D. L. and L. S. Benson:** The densification and diagenesis of snow. - In Kingery, W. D. (ed.): *Ice and Snow*, The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1963.
- Arpaci, V. S. and P. S. Larson:** *Convection Heat Transfer*, Prentice Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
- Behrendt, J. C.:** The structure of the Filchner Ice Shelf and its relation to bottom melting. *IASH*, **86**, 488-496, 1970.
- Blindow, N.:** Bestimmung der Mächtigkeit und des inneren Aufbaus von Schelfeis und temperierten Gletschern mit dem hochauflösenden elektromagnetischen Reflexionsverfahren. *Dissertation, Institut für Geophysik*, Westf. Wilhelms-Universität, Münster, 164pp, 1986.
- Blindow, N.:** Structural features in the central part of the FRIS.- In Miller, H. and H. Oerter (eds.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. **5**, 12, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1991.
- Blindow, N. and F. Thyssen:** Continuous profiling of groundwater elevations by EMR method (electromagnetic reflection) in southern Egypt. *Berliner Geowissenschaftliche Abhandlungen. A* (72), 98-108, 1986.
- Blindow, N., L. Hempel und K. Grosfeld:** Hochauflösende EMR-Messungen im Bereich der Bohrungen und im zentralen Teil des Filchner-Ronne-Schelfeises.- In Miller, H. und H. Oerter (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90*, **86**, 72-76, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1991.
- Blindow, N., P. Ergenzinger, H. Pahls, H. Scholz and F. Thyssen:** Continuous profiling of subsurface structures and groundwater surface by EMR

- methods in southern Egypt. *Berliner Geowissenschaftliche Abhandlungen. A* (75.2), 575-628, 1987.
- Boldt, G.:** Aufbau und Erprobung eines Eisstreamers. *Diplomarbeit, Institut für Geophysik*, Westf. Wilhelms-Universität, Münster, 1989 (unveröffentlicht).
- Buynitzkiy, V. Kh.:** Structure principal properties and strength of Antarctic sea ice. *Soviet Antarctic Expedition Information Bulletin*, 6(6), 504-510, 1967.
- Carslaw, H. S. and J. C. Jaeger:** *Conduction of Heat in Solids*, Second Edition, Clarendon Press, Oxford, 1959.
- Carmack, E. C. and T. D. Forster:** On the flow of water out of the Weddell Sea. *Deep-Sea Research*, 22, 711-744, 1975.
- Clever, R.:** Numerische Behandlung hydrodynamischer Fließbewegungen und Instabilitäten. *Vorlesungsmanskript*, Westf. Wilhelms-Universität, Münster, 1985.
- Clough, J. W. and B. L. Hansen:** The Ross Ice Shelf Project. *Science*, 230, 433-444, 1979.
- Crabtree, R. D. and C.S.M. Doake:** Radio-echo investigations of Ronne Ice Shelf. *Annals of Glaciology*, 8, 37-41, 1986.
- Crary, A.P.:** Glaciological regime at Little America Station, Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, 66(3), 871-878, 1961.
- Crary, A.P., E.S. Robinson, H.F. Bennett and W.W. Boyd jr.:** Glaciological regime of the Ross Ice Shelf. *Journal of Geophysical Research*, 67(7), 2791-2807, 1962.
- Dayton, P. K., G. A. Robilliard and A. L. DeVries:** Anchor ice formation in McMurdo Sound, Antarctica, and its biological effects. *Science*, 163, 273-274, 1969.
- Defant, A.:** *Ebbe und Flut der Atmosphäre und der Erd feste*, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1973.
- Degussa:** Degussa Messtechnik, *Katalog*, Nr. 8123, 1987a.
- Degussa:** Degussa Messtechnik, *Sonderdruck*, Nr. 8215, 1987b.
- Degutsch, M., G. Boldt, H. Kreutzer und S. Lintker:** Reflexionsseismische Untersuchungen auf dem Ekström Schelfeis.- In Fütterer, D. K. (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VI mit FS 'Polarstern' 1987/88*, 58, 148-154, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1989.



- Determann, J.:** Numerical modelling of ice shelf dynamics. *Antarctic Science*, **3**(2), 187-195, 1991a.
- Determann, J.:** Das Fließen von Schelfeisen - numerische Simulationen mit der Methode der finiten Differenzen. *Berichte zur Polarforschung*, **83**, 82 pp, 1991b.
- Determann, J., F. Thyssen and H. Engelhardt:** Ice thickness and sea depth derived from reflection-seismic measurements on the central part of Filchner-Ronne Ice Shelf, Antarctica. *Annals of Glaciology*, **11**, 14-18, 1988.
- Determann, J., K. Grosfeld and B. Ritter:** Melting rates at the bottom of Filchner-Ronne Ice Shelf, Antarctica, from short-term mass-balance studies. *Polarforschung*, **60**(1), 25-32, 1990 (erschienen 1991).
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss und G. Siedler:** *Allgemeine Meereskunde*, 3. Auflage, Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart, 1975.
- Doake, C. S. M.:** Thermodynamics of the interface between ice shelves and the sea. *Polar Record*, **18**(112), 37-41, 1976.
- Drewry, D. J.:** *Antarctica: glaciological and geophysical folio*, Scott Polar Research Institute, Cambridge, 1983.
- Drewry, D. J., S. R. Jordan and E. Jankowski:** Measured properties of the Antarctic Ice Sheet: surface configuration, ice thickness, volume and bedrock characteristics. *Annals of Glaciology*, **3**, 83-91, 1982.
- Eckstaller, A. und H. Miller:** Gezeiten-Vertikalbewegungen des Filchner-Schelfeises.- In Kohnen, H. (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-II mit FS 'Polarstern' 1983/84*, **19**, 82-97, Alfred-Wegener-Institut für Polarforschung, Bremerhaven, 1984.
- Engelhardt, H. and J. Determann:** Borehole evidence for a thick layer of basal ice in the central Ronne Ice Shelf. *Nature*, **327**(6120), 318-319, 1987.
- Farbach, E., M. Knoche and G. Rohardt:** An estimate of water mass transformation in the southern Weddell Sea. *Marine Chemistry*, **35**, 25-44, 1991.
- Foldvik, A. and T. Kvinge:** Conditional instability of sea water at the freezing point. *Deep-Sea Research*, **21**, 169-174, 1974.
- Foldvik, A. and F. Thyssen:** Three-hole measurements under the ice shelf.- In Miller, H. and H. Oerter (eds.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. **5**, 65-66, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1991.
- Foldvik, A., T. Gammelsrød and T. Tørresen:** Circulation and water masses on the southern Weddell Sea Shelf.- In Jacobs, S. S. (ed.): *Oceanology of the*

*Antarctic Continental Shelf, Antarctic Research Series*, **43**, AGU Washington DC, 5-20, 1985a.

**Foldvik, A., T. Gammelsrød, N. Slotsvik and T. Tørresen:** Oceanographic conditions on the Weddell Sea Shelf during the German Antarctic Expedition 1979/80. *Polar Research*, **3 n.s.(2)**, 209-226, 1985b.

**Gammelsrød, T. and N. Slotsvik:** Hydrographic and current measurements in the southern Weddell Sea 1979/80. *Polarforschung*, **51(1)**, 101-111, 1981.

**Glen, J. W.:** The creep of polycrystalline ice. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, **228**, 519-538, 1955.

**Graf, W., H. Moser, H. Oerter, O. Reinwarth and W. Stichler:** Akkumulation and ice-core studies on Filchner-Ronne Ice Shelf, Antarctica. *Annals of Glaciology*, **11**, 23-31, 1988.

**Graf, W., O. Reinwarth, H. Moser, A. Minikin, D. Wagenbach, J. Kipfstuhl and H. Oerter:** Isotopic and chemical investigations of 10m firn cores from the eastern part of Ronne Ice Shelf, Antarctica.- In Miller, H. and H. Oerter (eds.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. **5**, 45-53, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1991.

**Grosfeld, K.:** Temperature profiles and investigation of the ice-shelf/ocean boundary using hot water drilled holes: report of field work on FRIS 1989/90. - In Miller, H. (ed.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. **4**, 109-111, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1990.

**Grosfeld, K.:** Bottom melting near the ice edge of FRIS from energy and mass balance calculation.- In Miller, H. and H. Oerter (eds.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. **5**, 25-26, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1991.

**Grosfeld, K. und L. Hempel:** Untersuchung des Filchner-Ronne-Schelfeises mit Hilfe von Heißwasserbohrungen.- In Miller, H. und H. Oerter (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90*, **86**, 67-69, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1991.

**Grosfeld, K. and N. Blindow:** Determination of ice shelf bottom melting by time domain reflectometry. *Journal of Glaciology*, 1992 (in press).

**Grosfeld, K., N. Blindow and F. Thyssen:** Bottom melting on FRIS: Results from different methods. - In Miller, H. (ed.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. **6**, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1992 (in press).

- Gross, S.:** Programmgesteuerte Messung dielektrischer Eigenschaften von marinem und meteorischem Eis im Frequenzbereich von 10Hz bis 100MHz. *Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Westf. Wilhelms-Universität, Münster, 1991* (unveröffentlicht).
- Hellmer, H. H.:** Ein zweidimensionales Modell zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis. *Berichte zur Polarforschung*, **60**, 86pp, 1989.
- Hellmer, H. H. and D. J. Olbers:** A two-dimensional model for the thermohaline circulation under an ice shelf. *Antarctic Science*, **1**(4), 325-336, 1989.
- Hellmer, H. H. and D. J. Olbers:** On the thermohaline circulation beneath the Filchner-Ronne Ice Shelf. *Antarctic Science*, **3**(4), 433-442, 1991.
- Herron, M. M. and C. C. Langway:** Firn densification: An empirical model. *Journal of Glaciology*, **25**(93), 373-385, 1980.
- Hippel, A.R. von:** *Dielectric materials and applications*, The Technology Press, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1954.
- Hoppe, H.:** Ein hochauflösendes elektromagnetisches Reflexionsverfahren: Einsatz, Analyse und Interpretation. *Dissertation, Institut für Geophysik, Westf. Wilhelms-Universität, Münster, 1990*.
- Jacobs, S. S., A. L. Gordon and J. L. Adrai:** Circulation and melting beneath the Ross Ice Shelf. *Science*, **203**, 439-443, 1979.
- Jacobs, S. S., H. H. Hellmer, C.S.M. Doake, A. Jenkins and R. Frolich:** Melting of ice shelves and the mass balance of Antarctica. *Journal of Glaciology*, 1992 (in press).
- Jaeger, J. C.:** *Elasticity, fracture and flow*, 3rd Edition, London, Methuen, 1969.
- Jenkins, A.:** A one-dimensional model of Ice Shelf-Ocean Interaction. *Journal of Geophysical Research*, **96**(C11), 20671-20677, 1991.
- Jenkins, A. and C. S. M. Doake:** Ice-Ocean Interaction on Ronne Ice Shelf, Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, **96**(C1), 791-813, 1991.
- Jezek, K.C.:** Radar investigation of the Ross Ice Shelf, Antarctica. *PH.D. Thesis, University of Wisconsin-Madison, 1980*.
- Johari, G. P. and P. A. Charette:** The permittivity and attenuation in polycrystalline and single crystal ice Ih at 35 and 60 Mhz. *Journal of Glaciology*, **14**(71), 293-303, 1975.

- Kipfstuhl, J.:** Zur Entstehung von Unterwassereis und das Wachstum und die Energiebilanz des Meereises in der Atkabucht, Antarktis. *Berichte zur Polarforschung*, **85**, 88 pp, 1991.
- Kipfstuhl, J. und H. Oerter:** Feldglaziologische Arbeiten.- In Miller, H. und H. Oerter (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90*, **86**, 69-71, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1991.
- Koci, B. R.:** Hot water drilling in Antarctic firn, and freezing rates in water-filled boreholes.- In Holdsworth, G., K. C. Kuivinen and J. H. Rand (eds.): *Ice Drilling Technology, CRREL Special Report*, **84-34**, 101-103, 1984.
- Köhler, M.:** Ein geodätischer Beitrag zur Erfassung und Darstellung des Verzerrungsverhaltens von Eisflächen unter Anwendung der Kollokationsmethode. *Deutsche Geodätische Kommission*, **318(C)**, 1986.
- Kohnen, H.:** Glaciological Investigation in the frontal zone of the Filchner and Ronne ice shelves. *Annals of Glaciology*, **3**, 160-165, 1982.
- Lake, R. A. and E. L. Lewis:** Salt rejection by sea ice during growth. *Journal of Geophysical Research*, **75(3)**, 583-597, 1970.
- Lange, M. A. and D. R. MacAyeal:** Numerical models of the Filchner-Ronne Ice Shelf: an assessment of reinterpreted ice thickness distribution. *Journal of Geophysical Research*, **91(B10)**, 10457-10462, 1986.
- Lange, M. A. and D. R. MacAyeal:** Numerical models of steady-state thickness and basal ice configurations of the central Ronne Ice Shelf, Antarctica. *Annals of Glaciology*, **11**, 64-70, 1988.
- Lewis, E. L. and R. G. Perkin:** Ice pumps and their rates. *Journal of Geophysical Research*, **91(C10)**, 11756-11762, 1986.
- MacAyeal, D. R.:** Thermohaline circulation below the Ross Ice Shelf: A consequence of tidally induced vertical mixing and bottom melting. *Journal of Geophysical Research*, **89(C1)**, 597-606, 1984.
- MacAyeal, D. R.:** Evolution of tidally triggered meltwater plumes below ice shelves.- In Jacobs, S. S. (ed.): *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf, Antarctic Research Series*, **43**, AGU Washington DC, 133-143, 1985.
- MacAyeal, D. R.:** Irregular oscillations of the West Antarctic ice sheet. *Nature*, **359**, 29-32, 1992.
- MacAyeal, D. R. and R. H. Thomas:** Ross Ice Shelf temperatures support a history of ice-shelf thickening. *Nature*, **282**, 703-705, 1979.

- MacAyeal, D. R. and R. H. Thomas:** The effects of basal melting on the present flow of the Ross Ice Shelf, Antarctica. *Journal of Glaciology*, **32**(110), 72-86, 1986.
- Malmgren, F.:** On the properties of sea ice. *Scientific Results, Norwegian North Polar Expedition with the 'Maud', 1918 - 1925*, **1**(5), 1927.
- Marsal, D.:** *Die numerische Lösung partieller Differentialgleichungen*, B.I.- Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, Zürich, 1976.
- Maykut, G. A. and N. Untersteiner:** Some results from a time-dependent thermodynamic model of sea ice. *Journal of Geophysical Research*, **76**(6), 1550-1575, 1971.
- Meinke, H. F. und W. Gundlach:** *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1968.
- Mercer, J. H.:** West Antarctic ice sheet and CO<sub>2</sub> greenhouse effekt: A Threat of disaster. *Nature*, **272**, 321-325, 1978.
- Mitchell, A. R. and D. F. Griffiths:** *The Finite Difference Method in Partial Differential Equations*, John Wiley & Sons, Chichester, New York, Brisbane, Toronto, 1980.
- Morey, R. M., A. Kovacs and G.F.N. Cox:** Electromagnetic properties of sea ice. *CRREL Report*, **84-2**, 1984.
- Morgan, V. I.:** Oxygen isotope evidence for bottom freezing on the Amery Ice Shelf. *Nature*, **238**(5364), 393-394, 1972.
- Morris, E. M. and D. G. Vaughan:** Glaciological measurements on the southern Ronne Ice Shelf. - In Miller, H. and H. Oerter (eds.): *Filchner-Ronne-Ice-Schelf-Programme*, Report No. **5**, 37-44, Alfred-Wegener-Institut für Polar Research, Bremerhaven, 1991.
- Nicholls, K. W., K. Makinson and A. V. Robinson:** Ocean circulation beneath the Ronne Ice Shelf. *Nature*, **354**, 221-223, 1991.
- Oerter, H.:** Übersicht über die Landprogramme der Filchner-IIIa-Kampagne.- In Miller, H. und H. Oerter (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90*, **86**, 46-50, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1991.
- Oerter, H. und K.-H. BäSSLer:** Dichte, Temperatur und elektrolytische Leitfähigkeit.- In Miller, H. und H. Oerter (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90*. **86**, 62-63, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1991.

- Oerter, H., J. Kipfstuhl, H. Miller, A. Minikin, D. Wagenbach, W. Graf and O. Reinwarth: Glaciological work at Filchner-Ronne Ice Shelves during the 1989/1990 field season. - In Miller, H. (ed.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. 4, 98-103, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1990.
- Oerter, H., J. Kipfstuhl, J. Determann, H. Miller, D. Wagenbach, A. Minikin and W. Graf: Evidence for basal marine ice in the Filchner-Ronne Ice Shelf. *Nature*, **358**, 399-401, 1992.
- Paterson, W. S. B.: *The Physics of Glaciers*, Pergamon Press, 2nd Edition, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt, 1981.
- Pozdeyev, V. S. and R. G. Kurinin: New data on the morphology of the ice cover and relief of the subglacial bed and sea bottom in the southern part of the Weddell Sea basin (West Antarctica) (in Russisch). *Antarctica*, **26**, 66-71, 1987.
- Reinwarth, O. und W. Graf: Neuere Untersuchungen zur Akkumulation auf dem Filchner/Ronne-Schelfeis.- In Kohnen, H. (ed.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. 2, 7-17, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1985.
- Ritter, B. und A. Karsten: Geodäsie.- In Miller, H. und H. Oerter (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90*, **86**, 50-57, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1991.
- Robin, G. de Q.: Ice movement and temperature distribution in glaciers and ice sheets. *Journal of Glaciology*, **2**, 523-533, 1955.
- Robin, G. de Q.: Glaciology III, Seismic shooting and related investigations, Norwegian-British-Swedish Antarctic Expedition, 1949-52. *Scientific Results*, **5**, Norsk Polarinstitut, Oslo, 1958.
- Robin, G. de Q.: Ice shelves and ice flow. *Nature*, **253**, 168-173, 1975.
- Robin, G. de Q.: Formation, flow and desintegration of ice shelves. *Journal of Glaciology*, **24**(90), 259-271, 1979.
- Robin, G. de Q. and Ch. Swithinbank: Fifty years of progress in understanding ice sheets. *Journal of Glaciology, Special Issue*, 33-47, 1987.
- Robin, G. de Q., C. S. M. Doake, H. Kohnen, R. D. Crabtree, S. R. Jordan and D. Möller: Regime of Filchner-Ronne Ice Shelves, Antarctica. *Nature*, **302**, 582-586, 1983.

- Sanderson, T. J. O. and C. S. M. Doake:** Is vertical shear in an ice shelf negligible? *Journal of Glaciology*, **22**(87), 285-292, 1979.
- Scheduikat, M. and D. J. Olbers:** A one-dimensional mixed layer model beneath the Ross Ice Shelf with tidally induced vertical mixing. *Antarctic Science*, **2**(1), 29-42, 1990.
- Schwerdtfeger, P.:** Theoretical derivation of the thermal conductivity and diffusivity of snow. *IASH*, **61**, 75-81, 1963a.
- Schwerdtfeger, P.:** The thermal properties of sea ice. *Journal of Glaciology*, **4**(36), 789-807, 1963b.
- Späth, H.:** *Spline-Algorithmen zur Konstruktion glatter Kurven und Flächen*, R. Oldenbrough Verlag, München, 1973.
- Stepke, N.:** Numerische Simulation der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in inhomogenen und quellenfreien Medien, *Diplomarbeit, Institut für Geophysik*, Westf. Wilhelms-Universität, Münster, 1989 (unveröffentlicht).
- Swithinbank, Ch., K. Brunk and J. Sievers:** A glaciological map of Filchner-Ronne Ice Shelf, Antarctica. *Annals of Glaciology*, **11**, 150-155, 1988.
- Thomas, R. H.:** The dynamics of marine ice sheets. *Journal of Glaciology*, **24**(90), 167-177, 1979.
- Thomas, R. H., T. J. O. Sanderson and K. E. Rose:** Effect of climatic warming on the West Antarctic Ice Sheet. *Nature*, **277**, 355-358, 1979.
- Thyssen, F.:** Erkundung oberflächennaher Strukturen und Eigenschaften mit dem elektromagnetischen Reflexionsverfahren.- In Heitfeld, K. H. (Hrsg.): *Ingenieurgeologische Probleme zwischen Locker- und Festgestein*, 597-609, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1985.
- Thyssen, F.:** The central part of the Filchner/Ronne Ice Shelf.- In Kohnen, H. (ed.): *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme*, Report No. **3**, 81-83, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, Bremerhaven, 1986.
- Thyssen, F.:** Special aspects of the central part of Filchner-Ronne Ice Shelf, Antarctica. *Annals of Glaciology*, **11**, 173-179, 1988.
- Thyssen, F.:** Flugprogramm auf dem Filchner/Ronne-Schelfeis und Berkner Island. In Miller, H. und H. Oerter (Hrsg.): *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90*, **86**, 77-79, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1991.
- Thyssen, F. and K. Grosfeld:** Ekström Ice Shelf, Antarctica. *Annals of Glaciology*, **11**, 180-183, 1988.

- Thyssen, F., A. Bombosch and H. Sandhäger:** Elevation, ice thickness and structural maps of the central part of FRIS. 1992 (in preparation).
- Topp, G.C., J.L. Davis and A.P. Annan:** Electromagnetic determination of soil water content using TDR: I. Applications to wetting fronts and steep gradients. *Soil Science Society of America Journal*, **46**, 672-678, 1982a.
- Topp, G.C., J.L. Davis and A.P. Annan:** Electromagnetic determination of soil water content using TDR: II. Evaluation of installation and configuration of parallel transmission lines. *Soil Science Society of America Journal*, **46**, 678-684, 1982b.
- Turcotte D. L. and G. Schubert:** *Geodynamics*, John Wiley & Sons, Chichester, New York, Brisbane, Toronto, 1982.
- Untersteiner, N.:** Calculations of temperature regime and heat budget of sea ice in the central Arctic. *Journal of Geophysical Research*, **69**(22), 4755-4766, 1964.
- Untersteiner, N.:** Natural desalination and equilibrium salinity profile of old sea ice.- In Ôura, H. (ed.): *Physics of snow and ice*, **1**(1), Sapporo, Japan, 569-577, 1967.
- Van der Veen, C. J.:** The West Antarctic Ice Sheet: the need to understanding its dynamics. - In Van der Veen C. J. and J. Oerlemans (eds.): *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Boston, Lancaster, Tokyo, 1985.
- Van Dusen, M. S.:** Thermal conductivity of non-metallic solids. - In Washburn, E. W. (ed.): *International Critical Tables of Numerical Data; Physics, Chemistry and Technology*, **5**, 216-217, MacGraw Hill, New York, 1929.
- Weertmann, J.:** Stability of the junction of an ice sheet and an ice shelf. *Journal of Glaciology*, **13**, 3-11, 1974.
- Welander, P.:** Thermal oscillations in a fluid heated from below and cooled to freezing from above. *Dynamics of Atmosphere and Oceans*, **1**, 215-223, 1977.
- Wexler, H.:** Heating and melting of floating ice shelves. *Journal of Glaciology*, **3**(27), 626-645, 1960.
- Whillans, I. M.:** Ice movement.- In Robin, G. de Q. (ed.): *The climatic record in polar ice sheets*, 70-77, Cambridge University Press, Cambridge, London, New York, New Rochelle, Melbourne, Sydney, 1983.
- Wolff, E. W. and J. G. Paren:** A two-phase model of electrical conduction in polar ice sheets. *Journal of Geophysical Research*, **89**, 9433-9438, 1984.



- Yen, Y. Ch.:** Review of thermal properties of snow, ice and sea ice. *CRREL*, **81-10**, Hanover, New Hampshire, U.S.A., 1981.
- Zienkiewics, O. L. and K. Morgan:** *Finite Element and Approximation*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1983.
- Zotikov, I. A., V. S. Zagorodnov and J. V. Raikovsky:** Core drilling through the Ross Ice Shelf (Antarctica) confirm basal freezing. *Science*, **207**, 1463-1465, 1980.

## 9. Anhang

### Liste der verwendeten Symbole

$A$	Fließparameter	$kPa^{-3} s^{-1}$
$H$	Eismächtigkeit	$m$
$H_{sl}$	Mächtigkeit der slush-Schicht	$m$
$L$	latente Schmelzwärme	$kJ kg^{-1}$
$L_s$	latente Schmelzwärme von marinem Eis	$kJ kg^{-1}$
$La$	geographische Breite	$^{\circ}$
$Lo$	geographische Länge	$^{\circ}$
$P$	Druck	$Pa$
$Pe$	Péclet-Zahl	
$Q$	Wärmeproduktionsrate	$Jm^{-3}s^{-1}$
$R$	allgemeine Gaskonstante	$Jmol^{-1}K^{-1}$
$R_T$	temperaturabhängiger Widerstand	$\Omega$
$S$	Salzgehalt von Eis	$kg m^{-3}$
$S_b$	Salinität an der Grenzschicht Eis/Meerwasser	$^{\circ}/\infty$
$S_0$	Salinität von mehrjährigem marinem Eis	$^{\circ}/\infty$
$St$	Stefan-Zahl	
$T$	Temperatur	$^{\circ}C, K$
$T_b$	Temperatur an der Eisunterseite	$^{\circ}C$
$T_f$	Gefrierpunkt von Meerwasser	$^{\circ}C$
$T_m$	mittlere Jahrestemperatur	$^{\circ}C$
$T_s$	Ampitude der jahreszeitl. Temperaturschwankung	$^{\circ}C$
$T_w$	Temperatur des Meerwassers	$^{\circ}C$
$T_0$	Oberflächentemperatur des Eises	$^{\circ}C$
$T_{10m}$	10m-Temperatur des Eises	$^{\circ}C$
$V_e$	Einheitsvolumen	$m^3$

$\dot{a}$	Akkumulationsrate	$kg\ m^{-2}\ a^{-1}$
$\dot{a}_i$	Akkumulationsrate	$m\ a^{-1}$
$c$	Lichtgeschwindigkeit	$m\ \mu s^{-1}$
$c_p$	spezifische Wärmekapazität von Eis	$Jkg^{-1}K^{-1}$
$c_{pw}$	spezifische Wärmekapazität von Meerwasser	$Jkg^{-1}K^{-1}$
$k$	Wärmeleitfähigkeit	$Wm^{-1}K^{-1}$
$k_i$	Wärmeleitfähigkeit von reinem Eis	$Wm^{-1}K^{-1}$
$k_s$	Wärmeleitfähigkeit von marinem Eis	$Wm^{-1}K^{-1}$
$m$	basale Schmelz- bzw. Anfrierrate	$m\ a^{-1}$
$q$	Wärmefluß	$Wm^{-2}$
$q_w^T$	Wärmefluß aus dem Ozean	$Wm^{-2}$
$q_i^T$	Wärmefluß ins Eis	$Wm^{-2}$
$q_b^T$	Wärmeumsatz an der Grenzfläche Eis/Meerwasser	$Wm^{-2}$
$q_w^S$	Salzfluß aus dem Ozean	$Wm^{-2}$
$q_b^S$	Salzfluß in der Grenzfläche Eis/Meerwasser	$Wm^{-2}$
$r$	Amplituden-Reflexionskoeffizient elektromagn. Wellen	
$t$	Zeit	$s$
$\Delta t$	Zeitinkrement	$s$
$t_j$	diskreter Zeitpunkt	$s$
$t^*$	normierte Zeit	
$\vec{u} = (u, v, w)$	Fließgeschwindigkeit des Eises	$m\ a^{-1}$
$v_1, v_2$	Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagn. Wellen in den Medien 1 und 2	$m\ \mu s^{-1}$
$(x, y, z)$	Ortskoordinaten	$m$
$z$	Tiefe	$m$
$\Delta z$	Ortsinkrement	$m$
$z_i$	diskreter Ortspunkt	$m$
$z_{met/mar}$	Tiefe der Grenzschicht meteorisch/marines Eis	$m$
$z_{mar/sl}$	Tiefe der Grenzschicht marines Eis/slush-Schicht	$m$
$z^*$	normierte Tiefe	

$\alpha$	Luftgehalt des marinen Eises	%
$\beta$	Konstante für Wärmeleitfähigkeit des marinen Eises	$W m^2 kg^{-1}$
$\gamma$	Konstante für Volumenwärme des marinen Eises	$J K kg^{-1}$
$\gamma_S$	turbulenter Salzaustauschkoeffizient	$m s^{-1}$
$\gamma_T$	turbulenter Wärmeaustauschkoeffizient	$m s^{-1}$
$\dot{\epsilon}_{ii}$	Strainrate	$s^{-1}$
$\epsilon_a$	scheinbare relative Dielektrizitätskonstante	
$\epsilon_r$	komplexe relative Dielektrizitätskonstante	
$\kappa$	thermische Diffusivität	$m^2 s^{-1}$
$\rho$	Dichte	$kg m^{-3}$
$\rho_i$	Dichte von reinem Eis	$kg m^{-3}$
$\rho_s$	Dichte von marinem Eis	$kg m^{-3}$
$\rho_w$	Dichte von Meerwasser	$kg m^{-3}$
$\rho_0$	Anfangsdichte von Firn	$kg m^{-3}$
$\sigma_{ij}$	Normalspannung	$kg m^{-1} s^{-2}$
$\tau_{ij}$	Scherspannung	$kg m^{-1} s^{-2}$
$\tau'_{ij}$	Spannungsdeviator	$kg m^{-1} s^{-2}$

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Geophysik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster angefertigt.

Herrn Prof. Dr. F. Thyssen danke ich für die Anregung und Übertragung dieser Arbeit. Er ermöglichte mir eine selbständige Ausarbeitung dieses Themas und betreute die Arbeit mit vielen Anregungen und Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. J. Untiedt danke ich für die Übernahme des zweiten Gutachtens und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Die experimentellen Untersuchungen wurden während der Antarktis-Expedition ANT VIII/5 1989/90 auf dem Filchner-Ronne-Schelfeis durchgeführt. Das Gelingen solcher Unternehmungen hängt in erster Linie von der guten Zusammenarbeit der Expeditionsteilnehmer ab. Stellvertretend hierfür möchte ich die Mitglieder des Filchner-Bohrcamps nennen, die die Schmelzbohrarbeiten mit tatkräftiger und moralischer Hilfe unterstützt haben: Karl-Heinz Bässler, Norbert Blindow, Jürgen Determann, Cord Drücker, Sepp Kipfstuhl, Achim Karsten, Andreas Minikin, Hans Oerter, Norbert Raedlein, Bernt Ritter und Willi Stadler. Insbesondere möchte ich mich ganz herzlich bei meinem Kollegen Ludwig Hempel für seinen unermüdlichen Einsatz und seine aufmunternde Art während der harten Feldarbeiten bedanken.

Herr Dr. J. Kipfstuhl hat die Nachmessungen der installierten Meßketten im Südsommer 1992 durchgeführt. Hierfür möchte ich mich ganz besonders bedanken.

Für die logistische Unterstützung der Projekte danke ich dem Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven.

Herr Dr. N. Blindow war mir ein steter Ansprech- und Diskussionspartner. Seine Unterstützung und Ermutigung in allen Phasen der Arbeit haben mir sehr geholfen.

Ohne die Mitwirkung der Institutswerkstätten bei der Vorbereitung der Feldkampagnen wären viele Experimente nicht durchführbar gewesen. Hierfür sei stellvertretend den Leitern Herrn H. Dornseif und Herrn Ing. Grad. U. Wilting herzlich gedankt. Besonders möchte ich mich auch bei J. Witt für seinen Einsatz beim Bau des Datenloggers bedanken.

Herrn A. Buntenkötter danke ich für die Anfertigung einzelner Abbildungen.

Mein Dank gilt darüber hinaus allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern am Institut für Geophysik, insbesondere der Forschungsstelle für physikalische Glaziologie, sowie allen Kommilitonen, die durch Gespräche und Diskussionen zur Lösung von Problemen beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt nicht zuletzt meiner Frau Lucie für ihre Unterstützung insbesondere in der letzten Phase der Arbeit.

Diese Arbeit wurde durch das Land Nordrhein-Westfalen und die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen der Sachbeihilfen Th168/20-2 und BL307/1-1 finanziell unterstützt.

**Folgende Hefte der Reihe „Berichte zur Polarforschung“  
sind bisher erschienen:**

Verkaufspreis/D

- **Sonderheft Nr. 1/1981** – „Die Antarktis und ihr Lebensraum“  
Eine Einführung für Besucher – Herausgegeben im Auftrag von SCAR
- Heft Nr. 1/1982** – „Die Filchner-Schelfeis-Expedition 1980/81“  
zusammengestellt von Heinz Kohnen 11,€
- Heft Nr. 2/1982** – „Deutsche Antarktis-Expedition 1980/81 mit FS ‚Meteor‘“  
First International BIOMASS Experiment (FIBEX) – Liste der Zooplankton- und Mikronektonnetzfüge  
zusammengestellt von Norbert Klages 10,-
- Heft Nr. 3/1982** – „Digitale und analoge Krill-Echolot-Rohdatenerfassung an Bord des Forschungs-  
schiffes ‚Meteor‘“ (im Rahmen von FIBEX 1980/81, Fahrtabschnitt ANT II), von Bodo Morgenstern 19,5
- Heft Nr. 4/1982** – „Filchner-Schelfeis-Expedition 1980/81“  
Liste der Planktonfänge und Lichtstärkemessungen  
zusammengestellt von Gerd Hubold und H. Eberhard Drescher 12,5
- \* **Heft Nr. 5/1982** – „Joint Biological Expedition on RRS ‚John Biscoe‘, February 1982“  
by G. Hempel and R. B. Heywood
- \* **Heft Nr. 6/1982** – „Antarktis-Expedition 1981/82 (Unternehmen ‚Eiswarte‘)“  
zusammengestellt von Gode Gravenhorst
- Heft Nr. 7/1982** – „Marin-Biologisches Begleitprogramm zur Standorterkundung 1979/80 mit MS ‚Polar-  
sirkel‘ (Pre-Site Survey)“ – Stationslisten der Mikronekton- und Zooplanktonfänge sowie der Bodenfischerei  
zusammengestellt von R. Schneppenheim 13,-
- Heft Nr. 8/1983** – „The Post-Fibex Data Interpretation Workshop“  
by D. L. Cram and J.-C. Freytag with the collaboration of J. W. Schmidt, M. Mall, R. Kresse, T. Schwinghammer 10,-
- Heft Nr. 9/1983** – „Distribution of some groups of zooplankton in the inner Weddell Sea in summer 1979/80“  
by I. Hempel, G. Hubold, B. Kaczmaruk, R. Keller, R. Weigmann-Haass 15,-
- Heft Nr. 10/1983** – „Fluor im antarktischen Ökosystem“ – DFG-Symposium November 1982  
zusammengestellt von Dieter Adelung 23,-
- Heft Nr. 11/1983** – „Joint Biological Expedition on RRS ‚John Biscoe‘, February 1982 (II)“  
Data of micronekton and zooplankton hauls, by Uwe Piatkowski 16,-
- Heft Nr. 12/1983** – „Das biologische Programm der ANTARKTIS-I-Expedition 1983 mit FS ‚Polarstern‘“  
Stationslisten der Plankton-, Benthos- und Grundschieppnetzfüge und Liste der Probenahme an Robben  
und Vögeln, von H. E. Drescher, G. Hubold, U. Piatkowski, J. Plötz und J. Voß 14,-
- **Heft Nr. 13/1983** – „Die Antarktis-Expedition von MS ‚Polarbjörn‘ 1982/83“ (Sommerkampagne zur  
Atka-Bucht und zu den Kraul-Bergen), zusammengestellt von Heinz Kohnen
- \* **Sonderheft Nr. 2/1983** – „Die erste Antarktis-Expedition von FS ‚Polarstern‘ (Kapstadt, 20. Januar 1983 –  
Rio de Janeiro, 25. März 1983)“, Bericht des Fahrtleiters Prof. Dr. Gotthilf Hempel
- Sonderheft Nr. 3/1983** – „Sicherheit und Überleben bei Polarexpeditionen“  
zusammengestellt von Heinz Kohnen
- Heft Nr. 14/1983** – „Die erste Antarktis-Expedition (ANTARKTIS I) von FS ‚Polarstern‘ 1982/83“  
herausgegeben von Gotthilf Hempel 40,-
- Sonderheft Nr. 4/1983** – „On the Biology of Krill *Euphausia superba*“ – Proceedings of the Seminar  
and Report of the Krill Ecology Group, Bremerhaven 12.–16. May 1983, edited by S. B. Schnack 75,-
- Heft Nr. 15/1983** – „German Antarctic Expedition 1980/81 with FRV ‚Walther Herwig‘ and RV ‚Meteor‘“ –  
First International BIOMASS Experiment (FIBEX) – Data of micronekton and zooplankton hauls  
by Uwe Piatkowski and Norbert Klages 22,5
- Sonderheft Nr. 5/1984** – „The observatories of the Georg von Neumayer Station“, by Ernst Augstein 8,-
- Heft Nr. 16/1984** – „FIBEX cruise zooplankton data“  
by U. Piatkowski, I. Hempel and S. Rakusa-Suszczewski 19,-
- Heft Nr. 17/1984** – „Fahrtbericht (cruise report) der ‚Polarstern‘-Reise ARKTIS I, 1983“  
von E. Augstein, G. Hempel und J. Thiede 29,-
- Heft Nr. 18/1984** – „Die Expedition ANTARKTIS II mit FS ‚Polarstern‘ 1983/84“,  
Bericht von den Fahrtabschnitten 1, 2 und 3, herausgegeben von D. Fütterer 25,-
- Heft Nr. 19/1984** – „Die Expedition ANTARKTIS II mit FS ‚Polarstern‘ 1983/84“,  
Bericht vom Fahrtabschnitt 4, Punta Arenas–Kapstadt (Ant-II/4), herausgegeben von H. Kohnen 41,-
- Heft Nr. 20/1984** – „Die Expedition ARKTIS II des FS ‚Polarstern‘ 1984, mit Beiträgen des FS ‚Valdivia‘  
und des Forschungsflugzeuges ‚Falcon 20‘ zum Marginal Ice Zone Experiment 1984 (MIZEX)“  
von E. Augstein, G. Hempel, J. Schwarz, J. Thiede und W. Weigel 42,-