

**Numerische Modellierung der Wechselwirkung
zwischen Atmosphäre und Meereis
in der arktischen Eisrandzone**

**Numerical modelling of the interaction
between atmosphere and sea ice
in the Arctic marginal ice zone**

Gerit Birnbaum

Gerit Birnbaum

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Am Handelshafen 12
27515 Bremerhaven

Die vorliegende Arbeit ist die um die Anhänge gekürzte Fassung einer Dissertation zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.), die 1997 dem Fachbereich Physik/Elektrotechnik der Universität Bremen vorgelegt wurde.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	III
Summary	IV
1 Einleitung und Zielsetzung	1
2 Das mesoskalige Atmosphärenmodell METRAS	6
2.1 Grundgleichungen des Modells	6
2.2 Parametrisierung subskaliger Prozesse	10
2.2.1 Die turbulenten Flüsse	10
2.2.2 Die vertikalen Diffusionskoeffizienten	11
2.3 Numerik	14
2.3.1 Das Modellgitter	14
2.3.2 Numerische Verfahren	15
2.4 Randbedingungen	17
2.5 Initialisierung	17
2.6 Vergleich mit anderen Modellen	18
3 Die Erweiterung des Modells METRAS zur Behandlung der turbulenten Flüsse in der Bodenschicht über dem meereisbedeckten Ozean	19
3.1 Die turbulenten Flüsse in der Bodenschicht	19
3.2 Die Rauigkeitslängen für Impuls, Temperatur und Feuchte	20
3.3 Die bodennahen Flüsse über heterogenem Gebiet	21
3.4 Der Impulsaustausch an der meereisbedeckten Ozeanoberfläche	25
4 Die Grenzschicht über der arktischen Eisrandzone - Meß- und Modellergebnisse	29
4.1 Messungen	29
4.2 Modellerte ab- und aufeisige Strömungen	33
4.3 Transferkoeffizienten für Impuls und fühlbare Wärme	44
5 Die Kopplung eines Meereismoduls an das Atmosphärenmodell METRAS	57
5.1 Grundzüge des großskaligen Meereismodells	58
5.2 Ausblick auf das mesoskalige Meereismodul	60

5.3	Die Eisdickenklassen des Meereismoduls	62
5.4	Der dynamische Teil des Meereismoduls	64
5.4.1	Impulsbilanz	64
5.4.2	Numerische Lösung der Bilanzgleichungen	72
5.5	Der thermodynamische Teil des Meereismoduls	77
5.5.1	Die vertikale Temperaturverteilung im Meereis	78
5.5.2	Die Energiebilanz an der Oberseite des Meereises	82
5.5.3	Die Energiebilanz an der Unterseite des Meereises	87
5.5.4	Die Temperatur der ozeanischen Deckschicht	89
5.5.5	Die zeitliche Änderung der Eiskonzentration durch thermodynamische Prozesse	93
5.5.6	Das vertikale Gitter im Meereis	96
5.6	Zeitliche und räumliche Kopplung mit dem Atmosphärenmodell	97
5.7	Initialisierung und Randbedingungen	97
6	Numerische Experimente mit dem gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell	98
6.1	Abeisige Strömung unter Vernachlässigung thermodynamischer Veränderungen des Eises	100
6.2	Aufeisige Strömung unter Vernachlässigung thermodynamischer Veränderungen des Eises	107
6.3	Kaltluftausbruch mit Neueisbildung in der Eisrandzone bei Vernachlässigung der Eisbewegung	112
6.4	Kaltluftausbruch mit Schmelzen in der Eisrandzone bei Vernachlässigung der Eisbewegung	118
6.5	Dynamische und thermodynamische Wechselwirkungen zwischen Meereis und Atmosphäre bei einem Kaltluftausbruch über eine Eisrandzone	121
7	Überströmung einer Polynja	126
7.1	Der Einfluß einer Polynja auf die atmosphärische Strömung	128
7.2	Meereisdrift in der Umgebung einer Polynja	137
7.3	Auswirkungen des Zufrierens einer Polynja	141
8	Zusammenfassung und Ausblick	144
	Literaturverzeichnis	147
	Symbolverzeichnis	154
	Danksagung	161

Zusammenfassung

In polaren Breiten beeinflusst das Meereis nachhaltig die Impuls- und Energietransporte zwischen der Atmosphäre und dem Ozean. Zum Studium mesoskaliger Wechselwirkungsprozesse wird das nichthydrostatische Atmosphärenmodell METRAS mit einem dynamisch-thermodynamischen Meereismodell gekoppelt. Der Anwendungsbereich des Atmosphäre-Meereis-Modells liegt auf einer räumlichen Skala von bis zu 300 km und einer zeitlichen Skala von bis zu einer Woche.

Das Flußmittelungsverfahren im Modell METRAS wird um einen Ansatz zur Berechnung des atmosphärischen Formwiderstands des Meereises erweitert. Anhand eines Vergleichs zwischen aus Messungen und aus Modellergebnissen abgeleiteten Transferkoeffizienten für Impuls und fühlbare Wärme wird nachgewiesen, daß damit die turbulenten Transporte in der Bodenschicht über dem meereisbedeckten Ozean realitätsnah beschrieben werden. Weiterhin werden ausschließlich auf das Meereis und ausschließlich auf die offenen Wasserflächen bezogene Transferkoeffizienten bestimmt, die z.B. in Meereis- oder Ozeanmodellen angewendet werden können.

Das gekoppelte Atmosphäre-Meereis-Modell zeichnet sich im Vergleich zu anderen in Polargebieten angewandten mehrdimensionalen Modellen durch eine detailliertere Berücksichtigung von physikalischen Prozessen aus, die im Zusammenhang mit einer hohen räumlichen und zeitlichen Variabilität der Meereisbedeckung auf dem Ozean auftreten. Das Meereismodell besitzt mehrere Eisdickenklassen, mit denen insbesondere die zeitliche Entwicklung von Neueisflächen und deren Einfluß auf den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre gut wiedergegeben werden können. Das Meereis wird vertikal in mehrere Schichten aufgelöst. Weiterhin enthält das Meereismodell eine Parametrisierung des ozeanischen Formwiderstands des Meereises.

Das gekoppelte Modell wird in der arktischen Eisrandzone und im Bereich einer großflächigen Polynja angewandt. Die Simulationen werden hauptsächlich für die im Winter häufig auftretenden Kaltluftausbrüche aus der Arktis durchgeführt. Es wird gezeigt, daß in Eisrandzonen mit räumlich stark variierenden Eisdicken und Eiskonzentrationen infolge unterschiedlicher Driftgeschwindigkeiten beträchtliche Veränderungen der räumlichen Verteilung des Meereises auftreten können. Weiterhin wird untersucht, wie eine Polynja die atmosphärischen Strömungsfelder beeinflusst. Es stellen sich erheblich reduzierte bodennahe Windgeschwindigkeiten im Lee der Polynja ein. Aufgrund unterschiedlicher Driftgeschwindigkeiten des Meereises in ihrer Umgebung verkleinert sich die Polynja, wodurch sich ihr Einfluß auf die Atmosphäre abschwächt. Friert die Polynja zu, dann ist schon eine geringe Dicke der Neueis-schicht ausreichend, um die atmosphärischen Strömungsfelder in erheblichem Maße zu homogenisieren.

Summary

In polar regions, sea ice strongly influences the momentum and energy transfer between the atmosphere and the ocean. In order to study mesoscale interactions a non-hydrostatic atmospheric model (METRAS) is coupled to a dynamic-thermodynamic sea ice model. The coupled model can be used on spatial and temporal scales up to 300 km and up to 1 week respectively.

In the atmospheric model, the flux averaging method for determining the turbulent surface fluxes is modified by introducing a calculation of the atmospheric form drag of sea ice. With this extension modelled and measured drag and heat transfer coefficients for heterogeneous ice-water-surfaces agree well. Furthermore, drag and heat transfer coefficients for sea ice surfaces and open water surfaces are derived, which can be applied to sea ice or ocean models.

The physical processes in the coupled atmosphere - sea ice - model are described in more detail than in other multi-dimensional models used for polar regions. The sea ice model has several ice thickness classes which are especially designed for simulating the development of thin ice and its influence on the heat exchange between the ocean and the atmosphere. The sea ice is vertically divided in several layers and a parameterization of the oceanic form drag of sea ice is included.

The coupled model is applied to the Arctic marginal ice zone and a large polynya. The simulations are carried out for Arctic cold air outbreaks. It is shown that considerable changes of the spatial distribution of sea ice in marginal ice zones are likely to occur due to spatially varying ice thicknesses and ice concentrations. On the downwind side of the polynya the near surface wind speed is considerably reduced. For different drift velocities of the sea ice surrounding the polynya, its horizontal extension and, consequently, its influence on the atmosphere decreases. In case of freezing, even a thin layer of new ice homogenizes the atmospheric flow fields considerably.

1 Einleitung und Zielsetzung

Atmosphäre und Ozean stehen untereinander durch Impuls- und Energietransporte sowie durch den Austausch von gasförmigen, flüssigen und festen Stoffen in vielfältiger Wechselwirkung. Diese wird in den polaren Regionen nachhaltig durch das Meereis geprägt. Maximal sind etwa 10% der gesamten Ozeanoberfläche mit Meereis bedeckt. Trotz seines regional begrenzten Auftretens spielt es durch seine hohe räumliche und zeitliche Variabilität eine wesentliche Rolle im globalen Klimageschehen. Einerseits regt das Meereis durch seine Bildung, seinen Transport und sein Abschmelzen verschiedene Prozesse im Ozean an, andererseits modifiziert es durch seine Materialeigenschaften und vielfältigen geometrischen Formen den Impuls-, Energie- und Stofftransfer zwischen Atmosphäre und Ozean.

Die Meereisbildung ist von großer Bedeutung für den Antrieb der globalen Ozeanzirkulation. Die starke Abkühlung der ozeanischen Deckschicht und das beim Gefrieren von Meerwasser an den Ozean abgegebene Salz destabilisieren in bestimmten Teilen der Meereisregionen die Dichteschichtung der Wassersäule derart, daß es zur Anregung von Konvektion kommt. Dadurch kann das mit Sauerstoff und anderen Substanzen angereicherte Oberflächenwasser bis in große Tiefen des Ozeans absinken. Durch die Drift des Meereises werden latente Wärme und Spurenstoffen über mehrere Tausend Kilometer transportiert. Schmilzt das Eis ab, dann bewirkt die Verringerung des Salzgehaltes in der Deckschicht eine Stabilisierung der Dichteschichtung, so daß der Vertikalaustausch im Ozean abgeschwächt wird.

Während offene Wasserflächen etwa 10% der einfallenden Solarstrahlung reflektieren, kann dieser Wert bei schneebedecktem Eis bis zu 90% betragen. Somit hängt die Menge der im Klimasystem absorbierten Solarstrahlung in signifikantem Ausmaß von der Meereisausdehnung in den Polargebieten ab.

Weiterhin hemmt das Meereis aufgrund seiner Festkörpereigenschaften den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre. Die isolierende Wirkung hängt nichtlinear von der vertikalen Mächtigkeit des Meereises ab.

Durch das Meereis wird auch der Impulsfluß aus der Atmosphäre in den Ozean wesentlich modifiziert. Die i.a. größere Oberflächenrauigkeit des Meereises gegenüber der offener Wasserflächen sowie die der atmosphärischen und ozeanischen Strömung ausgesetzten Preßeisrücken, Kiele und Schollenseitenflächen bewirken eine intensive dynamische Kopplung zwischen dem meereisbedeckten Ozean und der Atmosphäre.

Zur Erfassung der verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen zwischen Atmosphäre und Ozean ist der Einsatz gekoppelter numerischer Modelle, welche auch das Meereis als interaktive Komponente im Gesamtsystem berücksichtigen, unverzichtbar. Die Beschreibung der einzelnen Systemkomponenten in solchen Modellen ist stark von der räumlichen und zeitlichen Skala der zu untersuchenden Phänomene abhängig. Bisher existieren hauptsächlich gekoppelte Ozean-Meereis-Modelle. Erst in den letzten Jahren wurde auch der Modellierung von Wechselwirkungsprozessen zwischen Atmosphäre und Meereis zunehmend Aufmerksamkeit geschenkt. Einerseits werden eindimensionale Modellstudien zur Bedeutung einzelner Kopplungsgrößen durchgeführt. So untersuchen beispielsweise Ebert und Curry [1993] den Einfluß der Oberflächenalbedo und des Anteils offener Wasserflächen in einem Gebiet auf die Entwicklung des Meereises mit einem thermodynamischen Meereismodell, an das ein detailliertes Strahlungstransfermodell mit Wolkenphysik gekoppelt wurde. Andererseits werden dreidimensionale Klimasystemmodelle für spezielle Gebiete entwickelt (z.B. Lynch et al. [1995] für den Bereich um die Beringstraße), um regionale Phänomene über einen Zeitraum von bis zu mehreren Jahren studieren zu können.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und Anwendung eines gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modells, welches regional begrenzt, jedoch unabhängig von einem ganz speziellen Gebiet, mit einer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung zum Studium kleinskaliger Prozesse eingesetzt werden kann. Sein Anwendungsbe- reich liegt auf einer räumlichen Skala von bis zu 300 km (4 km horizontale Gitterweite) und einer zeitlichen Skala von bis zu einer Woche. Im Vordergrund stehen Modellexperimente in der arktischen Eisrandzone, dem Übergangsbereich zwischen dem nahezu vollständig mit Meereis bedeckten und dem offenen Ozean. Die Grenze zwischen der Eisrandzone und dem vollständig eisfreien Ozean wird als Eisrand bezeichnet.

Die Eisrandzonen zeichnen sich im Vergleich zur zentralen Arktis durch eine komplexere Struktur sowie eine höhere räumliche und zeitliche Variabilität der Meereisdecke aus. Diese hohe Variabilität entsteht durch das Zusammenwirken einer Vielzahl kleinskaliger Phänomene. Dabei erlangen durch den Übergang zum offenen Ozean verschiedene Prozesse, die in der zentralen Arktis nur eine untergeordnete Rolle spielen, eine größere Bedeutung. Ihrer realitätsnahen Erfassung soll in dem zu entwickelnden Modell besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden.

Die Eisrandzonen sind Gebiete mit besonders starken Rauigkeits- und Temperaturinhomogenitäten. Die einzelnen Eisschollen sind relativ klein und von offenen Wasserflächen umgeben. Diese offenen Wasserflächen entstehen sowohl durch dynamische als auch durch thermodynamische Prozesse. Die in die Eisrandzonen und in das Packeis einlaufenden ozeanischen Wellen führen zum Zerbrechen von großen Schollen. Damit werden laterale Schmelzprozesse begünstigt, sobald das Meereis in Gebiete mit Wassertemperaturen über dem Gefrierpunkt driftet. Das laterale Schmelzen und/oder eine Eisbewegung in Richtung des offenen Ozeans verursachen die in Eisrandzonen in der Regel charakteristischen kleinen und mittelgroßen Eiskonzentrationen. Dadurch ergibt sich eine größere Exponiertheit der einzelnen Schollen gegenüber der atmosphärischen und ozeanischen Strömung. Im Vergleich zu einer

geschlossenen Eisdecke werden zusätzlich die Schollenseitenflächen angeströmt, wodurch die Driftgeschwindigkeit des Meereises erheblich beeinflusst wird. Findet ein Transport des Meereises in Gebiete mit Wassertemperaturen deutlich oberhalb des Gefrierpunktes statt, schmilzt es rasch ab. Andererseits wird im Herbst und im Winter durch eine atmosphärisch bedingte Abkühlung der ozeanischen Deckschicht auf offenen Wasserflächen Neueis gebildet und somit eine Ausdehnung der Meereisdecke bewirkt.

Sowohl dynamische Prozesse (Eisdrift, Bildung von Preßeisrücken und Kielen) als auch thermodynamische Prozesse (Gefrieren, Schmelzen) verändern die Ausdehnung und die Mächtigkeit der Eisschollen. Gleichzeitig werden die Flächen offenen Wassers in ihrer Form und Größe beeinflusst. Damit werden die Impuls-, Strahlungs- und Wärmeflüsse zwischen dem meereisbedeckten Ozean und der Atmosphäre modifiziert. Durch Rückwirkung der dadurch veränderten atmosphärischen und ozeanischen Grenzschichtströmungen schließt sich der Wechselwirkungszyklus zwischen Atmosphäre, Meereis und Ozean.

Die Anwendungen des Atmosphäre-Meereis-Modells zum Studium dieser Wechselwirkungen konzentrieren sich im wesentlichen auf im Winterhalbjahr anzutreffende Strömungssituationen. In diesem Zeitraum kommt es häufig zu starken Kaltluftausbrüchen aus der zentralen Arktis, wobei Temperaturdifferenzen zwischen den bodennahen Luftschichten und den offenen Wasserflächen von bis zu über 30 K auftreten können. Unter diesen Bedingungen sind die Veränderungen der atmosphärischen Grenzschichtströmung beim Übergang von einer geschlossenen Eisdecke zum offenen Ozean besonders stark.

Zur Simulation der atmosphärischen Prozesse wird das *ME*soskalige *TR*Ansport und *Str*ömungsmodell METRAS verwendet, welches an der Universität Hamburg entwickelt wurde. Es ist ein prognostisches, nichthydrostatisches, dreidimensionales Atmosphärenmodell. Vollständige Modellbeschreibungen bieten Schlünzen [1988], Schlünzen et al. [1996a], Schlünzen et al. [1996b] und Wosik und Schlünzen [1996]. Gegenüber anderen nichthydrostatischen Modellen ist es besonders gut für Modellrechnungen über komplexem Gelände und inhomogenen Oberflächen geeignet. Es wurde z.B. für die Simulation von Land-Seewindzirkulationen (Schlünzen [1990], Wu und Schlünzen [1992]) und zur Berechnung des Transports und der Deposition von Spurenstoffen im Gebiet der deutschen Bucht (Schlünzen und Pahl [1992], Schlünzen und Krell [1994]) eingesetzt.

Für Modellrechnungen in den Polargebieten wird die Beschreibung der turbulenten Transporte in der Bodenschicht den spezifischen Oberflächeneigenschaften des meereisbedeckten Ozeans angepaßt. Weiterhin wird ein dynamisch-thermodynamisches Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS entwickelt, welches insbesondere auf die Wiedergabe der in Eisrandzonen relevanten Prozesse abgestimmt ist.

Zur Charakterisierung der Meereisdecke in einer Modellgitterzelle wird als grundlegende Größe die Eiskonzentration (der Bedeckungsgrad des Meereises) A eingeführt. Sie ist definiert als horizontales Mittel

$$A = \frac{1}{F_G} \int \int_G \text{Ind}(x, y) dx dy \quad (1.1)$$

über die mit Meereis bedeckten Anteile einer Gitterzelle G der Fläche F_G . Der Eiskindikator $\text{Ind}(x, y)$ ist Eins, wenn der Punkt (x, y) von Meereis bedeckt ist, anderenfalls ist er Null.

Das Meereis wird sowohl im Atmosphärenmodell METRAS als auch im Meereis-Modul als Kontinuum angenähert, d.h., es wird angenommen, daß gemittelte Größen (z.B. die Eiskonzentration) stetige und beliebig oft differenzierbare Funktionen des Ortes und der Zeit sind. Somit wird in einer Gitterzelle, die räumlich wesentlich größer ist als die typische Ausdehnung einer einzelnen Eischolle, die mittlere Wirkung einer großen Anzahl von Eisschollen auf die atmosphärische Strömung und auf die zeitliche Veränderung der Meereisdecke betrachtet.

Aufgrund dieser Kontinuumsannahme muß sich die horizontale Gitterweite des gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modells nach dem mittleren Durchmesser der Eisschollen im Simulationsgebiet richten. Die hier gewählte Gitterweite von 4 km ist in Regionen mit Eisschollen von mehreren Kilometern Durchmesser nicht geeignet. Schollen von solcher Größe treten aber hauptsächlich in der zentralen Arktis auf, seltener in den Eisrandzonen. Soll das gekoppelte Modell in der zentralen Arktis angewendet werden, dann müßten horizontale Gitterweiten von 10 km bis 20 km gewählt werden. Für alle Simulationen im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Schollenlängen so vorgegeben, daß die Kontinuumsannahme näherungsweise erfüllt ist.

Überblick über die Arbeit

Nach der Einleitung und Zielsetzung im Kapitel 1 werden im Kapitel 2 die Grundgleichungen und die Numerik des Atmosphärenmodells METRAS vorgestellt.

Aufbauend auf den im Modell METRAS bereits vorhandenen Ansätzen, wird im Kapitel 3 die Behandlung der turbulenten Flüsse in der Bodenschicht den speziellen Eigenschaften einer meereisbedeckten Ozeanoberfläche angepaßt. Die wichtigste Modellerweiterung ist die Parametrisierung des Formwiderstands des Meereises.

Für bestimmte, die Atmosphäre, die Meereisdecke oder die Ozeanoberfläche beschreibende Größen müssen im Rahmen der Modellrechnungen Anfangsbedingungen vorgegeben werden. Diese im wesentlichen auf flugzeuggestützten Messungen basierenden Werte werden im Kapitel 4 angegeben. Weiterhin werden in diesem Kapitel grundlegende Prozesse in der atmosphärischen Grenzschicht bei ab- und aufeisigen Strömungen über eine Eisrandzone diskutiert. Im letzten Teil des Kapitels 4 werden die im Modell METRAS angewandten Verfahren zur Berechnung der turbulenten bodennahen Flüsse über dem meereisbedeckten Ozean mit Hilfe von aus Messungen abgeleiteten Transferkoeffizienten für Impuls und fühlbare Wärme verifiziert.

Im Kapitel 5 werden das dynamisch-thermodynamische Meereismodul und seine Kopplung an das Atmosphärenmodell beschrieben.

Mit dem gekoppelten Modell werden im Kapitel 6 Wechselwirkungsprozesse zwischen Atmosphäre und Meereis in einer Eisrandzone untersucht. In dynamischer Hinsicht wird zwischen einer ab- und einer aufeisigen Strömung unterschieden. Aus thermodynamischer Sicht werden sowohl die Neueisbildung als auch das rasche Schmelzen des Eises in Eisrandzonen studiert. Es wird die qualitative Übereinstimmung von Modellergebnissen mit Beobachtungen gezeigt.

Im Kapitel 7 wird schließlich die Überströmung einer großflächigen Polynja, eines eisfreien Gebietes, simuliert. Dabei soll gezeigt werden, daß große Temperaturgegensätze zwischen Meereis- und Wasseroberflächen zu deutlichen Veränderungen der atmosphärischen Strömungsfelder führen können. Davon ausgehend wird untersucht, wie ein inhomogenes Windfeld die Drift des die Polynja umgebenden Meereises beeinflusst. Abschließend wird die Homogenisierung der atmosphärischen Strömungsverhältnisse beim Zufrieren der Polynja verfolgt.

Im Kapitel 8 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefaßt.

2 Das mesoskalige Atmosphärenmodell METRAS

2.1 Grundgleichungen des Modells

Das Modell basiert auf sechs Grundgleichungen, welche aus der Erhaltung des Impulses, der Masse und der Energie abgeleitet werden. Dies sind die prognostischen Gleichungen für die Windgeschwindigkeit, die Masse, die potentielle Temperatur und den Wasserdampfgehalt der Luft sowie die Definitionsgleichung für die potentielle Temperatur und die Zustandsgleichung idealer Gase. Damit ergibt sich das folgende Modellgleichungssystem:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}) - \nabla \Phi + \mathbf{R} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \chi = S_\chi \quad (2.3)$$

$$\theta = T_a \left(\frac{p_r}{p} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} \quad (2.4)$$

$$v_j = \frac{R_j T_a}{p} \quad (2.5)$$

Dabei sind \mathbf{u} der dreidimensionale Windgeschwindigkeitsvektor, ρ die Dichte der Luft, p der Luftdruck, p_r ein Referenzdruck ($p_r = 100000 \text{ Pa}$) und t die Zeit. Weiterhin sind $\boldsymbol{\Omega}$ die vektorielle Winkelgeschwindigkeit der Erde, Φ das Geopotential und \mathbf{R} die molekulare Reibungskraft. Zusammenfassend steht χ für die skalaren Größen potentielle Temperatur θ und atmosphärischer Wasserdampfgehalt q , wobei S_χ Quellen und Senken der skalaren Größen sind. Mit v_j wird das spezifische Volumen trockener Luft ($j = 0$) und Wasserdampf ($j = 1$) sowie mit R_j die spezielle Gaskonstante bezeichnet. Schließlich sind R_d die Gaskonstante trockener Luft, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und T_a die Temperatur der Luft. Der Wasserdampfgehalt feuchter Luft wird durch die spezifische Feuchte charakterisiert. Sie ist definiert als das Verhältnis der Masse des Wasserdampfes zur

Gesamtmasse feuchter Luft. Der spezifischen Feuchte wird das Symbol q zugeordnet. Sie wird im weiteren auch abkürzend als Feuchte bezeichnet.

Die Modellgleichungen werden in einer zeitlich und räumlich gemittelten Form gelöst. Dazu werden die Variablen ψ nach

$$\psi = \bar{\psi} + \psi' \quad (2.6)$$

in einen zeitlich und räumlich gemittelten Anteil $\bar{\psi}$ und eine Abweichung ψ' von diesem gemittelten Anteil zerlegt. Der Anteil $\bar{\psi}$ ist das Mittel von ψ über das Zeitintervall Δt und das Volumenelement $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$. Es gilt

$$\bar{\psi} = \frac{\int_t^{t+\Delta t} \int_z^{z+\Delta z} \int_y^{y+\Delta y} \int_x^{x+\Delta x} \psi \, dx \, dy \, dz \, dt}{\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta t} \quad (2.7)$$

In den gemittelten Modellgleichungen werden die Mittelwerte der Dichte, des Drucks, der potentiellen Temperatur und der spezifischen Feuchte in einen mesoskaligen Anteil und einen großskaligen Anteil zerlegt. Ersterer wird mit einer Tilde, letzterer durch den Index Null gekennzeichnet. Für den großskaligen Anteil wird hydrostatisches und geostrophisches Gleichgewicht angenommen. Aus numerischen Gründen wird der mesoskalige Druck \tilde{p} nochmals in einen Anteil p_1 und einen Anteil $p_2 = \tilde{p} - p_1$ zerlegt. Dabei ist p_1 die durch hydrostatische, thermische Effekte hervorgerufene Komponente der Druckstörung und p_2 die durch nichthydrostatische, rein dynamische Effekte bewirkte Komponente des gesamten mesoskaligen Drucks.

Unter Vernachlässigung kleinskaliger Druck- und Dichteveriationen ergeben sich zusammenfassend für die meteorologischen Variablen folgende Zerlegungen:

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ v &= \bar{v} + v' \\ w &= \bar{w} + w' \\ \rho &= \rho_0 + \tilde{\rho} \\ p &= p_0 + p_1 + p_2 \\ \theta &= \theta_0 + \tilde{\theta} + \theta' \\ q &= q_0 + \tilde{q} + q' \end{aligned} \quad (2.8)$$

Das Modell METRAS wird hauptsächlich in den mesoskaligen Bereichen γ und β angewendet. Nach Orlanski [1975] sind diese Bereiche durch eine charakteristische horizontale Skala atmosphärischer Prozesse von 2 km bis 200 km und eine charakteristische zeitliche Skala von wenigen Stunden bis zu einigen Tagen festgelegt.

Diesen Skalen entsprechend, werden folgende Näherungen vorgenommen, um das Modellgleichungssystem zu vereinfachen:

- Anelastische Approximation, d.h. $\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}) = 0$.
Dies dient der Vermeidung von Schallwellen.
- Boussinesq-Approximation, d.h. $\rho = \rho_0$, außer im Auftriebsterm.
Abweichungen von der mittleren Dichte ρ_0 werden in allen Termen außer dem Auftriebsterm vernachlässigt.
- Vernachlässigung der Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters $f = 2\Omega \sin \varphi$ und des Parameters $f' = 2\Omega \cos \varphi$, d.h. $f = f(\varphi_r)$ und $f' = f'(\varphi_r)$ bzgl. einer geographischen Referenzbreite φ_r .
- Vernachlässigung der molekularen Reibungskraft (Term \mathbf{R} in Gl. (2.1)).

Nach Mittelung und Vereinfachung der Gleichungen (2.1) bis (2.5) ergeben sich die folgenden Modellgleichungen in kartesischen Koordinaten¹:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (m_0 \bar{u})}{\partial t} &= -\frac{\partial (\bar{u} m_0 \bar{u})}{\partial x} - \frac{\partial (\bar{v} m_0 \bar{u})}{\partial y} - \frac{\partial (\bar{w} m_0 \bar{u})}{\partial z} \\ &\quad - \frac{m_0}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + f m_0 (\bar{v} - v_g) - f' m_0 \bar{w} - \bar{F}_1 \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (m_0 \bar{v})}{\partial t} &= -\frac{\partial (\bar{u} m_0 \bar{v})}{\partial x} - \frac{\partial (\bar{v} m_0 \bar{v})}{\partial y} - \frac{\partial (\bar{w} m_0 \bar{v})}{\partial z} \\ &\quad - \frac{m_0}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} - f m_0 (\bar{u} - u_g) - \bar{F}_2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (m_0 \bar{w})}{\partial t} &= -\frac{\partial (\bar{u} m_0 \bar{w})}{\partial x} - \frac{\partial (\bar{v} m_0 \bar{w})}{\partial y} - \frac{\partial (\bar{w} m_0 \bar{w})}{\partial z} \\ &\quad - \frac{m_0}{\rho_0} \frac{\partial p_2}{\partial z} - f' m_0 \bar{u} - \bar{F}_3 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Die Beziehungen (2.9) bis (2.11) sind die Impulsbilanzgleichungen. Dabei ist m_0 der großskalige Anteil der mittleren Masse der Luft, und

$$u_g = -\frac{1}{f \rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial y} \quad (2.12)$$

$$v_g = +\frac{1}{f \rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial x} \quad (2.13)$$

sind die Komponenten des großskaligen geostrophischen Windes.

Die Terme \bar{F}_1, \bar{F}_2 und \bar{F}_3 werden durch die Divergenz der subskaligen Impulsflüsse bestimmt.

¹Im Atmosphärenmodell METRAS ist die x-Achse des Koordinatensystems nach Osten, die y-Achse nach Norden und die z-Achse in die Atmosphäre gerichtet.

Es gilt

$$\bar{F}_1 = \frac{\partial(m_0\bar{u}'u')}{\partial x} + \frac{\partial(m_0\bar{u}'v')}{\partial y} + \frac{\partial(m_0\bar{u}'w')}{\partial z} \quad (2.14)$$

$$\bar{F}_2 = \frac{\partial(m_0\bar{v}'u')}{\partial x} + \frac{\partial(m_0\bar{v}'v')}{\partial y} + \frac{\partial(m_0\bar{v}'w')}{\partial z} \quad (2.15)$$

$$\bar{F}_3 = \frac{\partial(m_0\bar{w}'u')}{\partial x} + \frac{\partial(m_0\bar{w}'v')}{\partial y} + \frac{\partial(m_0\bar{w}'w')}{\partial z} \quad (2.16)$$

Die prognostischen Gleichungen für die potentielle Temperatur und die spezifische Feuchte sind durch die nachfolgenden Beziehungen gegeben. Dabei ergeben sich die Terme $\bar{F}_{\bar{\theta}}$ und $\bar{F}_{\bar{q}}$ in Analogie zu den Termen \bar{F}_1, \bar{F}_2 und \bar{F}_3 als Divergenz der subskaligen fühlbaren Wärmeflüsse bzw. der Flüsse spezifischer Feuchte (im weiteren auch abkürzend als Feuchteflüsse oder latente Wärmeflüsse bezeichnet). Die Terme $\bar{S}_{\bar{\theta}}$ und $\bar{S}_{\bar{q}}$ bezeichnen Quellen und Senken. Es sind

$$\frac{\partial(m_0\bar{\theta})}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{u}m_0\bar{\theta})}{\partial x} - \frac{\partial(\bar{v}m_0\bar{\theta})}{\partial y} - \frac{\partial(\bar{w}m_0\bar{\theta})}{\partial z} - \bar{F}_{\bar{\theta}} + m_0\bar{S}_{\bar{\theta}} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial(m_0\bar{q})}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{u}m_0\bar{q})}{\partial x} - \frac{\partial(\bar{v}m_0\bar{q})}{\partial y} - \frac{\partial(\bar{w}m_0\bar{q})}{\partial z} - \bar{F}_{\bar{q}} + m_0\bar{S}_{\bar{q}} \quad (2.18)$$

mit

$$\bar{F}_{\bar{\theta}} = \frac{\partial(m_0\bar{u}'\theta')}{\partial x} + \frac{\partial(m_0\bar{v}'\theta')}{\partial y} + \frac{\partial(m_0\bar{w}'\theta')}{\partial z} \quad (2.19)$$

$$\bar{F}_{\bar{q}} = \frac{\partial(m_0\bar{u}'q')}{\partial x} + \frac{\partial(m_0\bar{v}'q')}{\partial y} + \frac{\partial(m_0\bar{w}'q')}{\partial z} \quad (2.20)$$

Die vereinfachte Kontinuitätsgleichung lautet

$$\frac{\partial m_0\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial m_0\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial m_0\bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (2.21)$$

Der mesoskalige Druckanteil p_1 wird mit Hilfe der hydrostatischen Gleichung

$$\frac{\partial p_1}{\partial z} = -g\tilde{\rho} \quad (2.22)$$

berechnet, wobei g die Erdbeschleunigung ist. Der mesoskalige Druckanteil p_2 wird aus der Poisson-Gleichung

$$\Delta \hat{p}_2 = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot (m_0 \hat{u}) \quad (2.23)$$

gewonnen, wobei \hat{u} eine provisorische Geschwindigkeit darstellt.

Die linearisierte Gasgleichung ergibt sich zu

$$\frac{\tilde{\rho}}{\rho_0} = -\frac{\tilde{\theta}}{\theta_0} + \frac{c_v p_1 + p_2}{c_p p_0} - \left(\frac{R_1}{R_0} - 1\right) \tilde{q} \quad (2.24)$$

2.2 Parametrisierung subskaliger Prozesse

In numerischen Modellen müssen alle Prozesse mit einer räumlichen Skala, die kleiner ist als die gewählte Gitterauflösung, parametrisiert werden. Bei einer Parametrisierung werden die unbekanntes subskaligen Größen durch bekannte an den Gitterpunkten definierte skalige Größen sowie passende Parameter ausgedrückt. Zu solchen unbekanntes Größen zählen die im Abschnitt 2.1 eingeführten subskaligen Flüsse, die alle turbulenten Fluktuationen unterhalb der Gitterweite erfassen. Sie werden deshalb im folgenden als turbulente Flüsse bezeichnet. Aber auch wolkenmikrophysikalische Vorgänge und der Strahlungstransport müssen parametrisiert werden. Bei der Anwendung des Modells METRAS auf polare Gebiete wird gänzlich auf die Behandlung wolkenmikrophysikalischer Prozesse und auf die Berechnung des Strahlungstransfers in der Atmosphäre verzichtet.

2.2.1 Die turbulenten Flüsse

Zur Schließung des Systems der Modellgleichungen (2.9) bis (2.24) müssen die turbulenten Impuls-, Wärme- und Feuchteflüsse berechnet werden. Die hierfür verwendeten Ansätze werden als Turbulenzschließungsverfahren bezeichnet. Bei einem Schließungsverfahren erster Ordnung werden die turbulenten Flüsse diagnostisch bestimmt. Bei sog. Schließungen höherer Ordnung werden prognostische Gleichungen für die turbulenten Flüsse gelöst. In diesen Gleichungen treten aber Mehrfachkorrelationsterme (z.B. $\overline{w'w'\theta'}$) auf, die ihrerseits wiederum parametrisiert werden müssen. Die im Modell METRAS verwendeten Turbulenzschließungsverfahren gehen auf einen Schließungsansatz erster Ordnung zurück. Die turbulenten Flüsse werden proportional den Gradienten der mittleren Größen gesetzt. Damit ergibt sich

$$\rho_0 \overline{u'_i u'_j} = -\rho_0 K_{mij} \left\{ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right\} \quad (2.25)$$

für die turbulenten Impulsflüsse² und

$$\rho_0 \overline{u'_i \theta'} = -\rho_0 K_{hi} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \quad (2.26)$$

$$\rho_0 \overline{u'_i q'} = -\rho_0 K_{qi} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_i} \quad (2.27)$$

für die turbulenten Wärme- und Feuchteflüsse.

Unter der Annahme, daß für den Impuls, die Wärme und die Feuchte eine Identität zwischen den horizontalen bzw. den vertikalen Diffusionskoeffizienten K_m , K_h und K_q besteht, müßten jeweils nur ein horizontaler und ein vertikaler Diffusionskoeffizient bestimmt werden. Tatsächlich wird aber im Modell METRAS die horizontale Diffusion bei Gitterweiten größer als 1000 m nicht explizit berechnet, da sich

²Die Bezeichnung der Ausdrücke $\rho_0 \overline{u'_i u'_j}$ als Flüsse entspricht der in der Meteorologie üblichen Verfahrensweise. Genaugenommen müßten diese Ausdrücke jedoch nicht als Flüsse sondern als Flußdichten bezeichnet werden.

durch die verwendeten numerischen Verfahren zur Berechnung der Advektion und durch eine horizontale Filterung der Lösungen der Bilanzgleichungen implizit eine horizontale Diffusion ergibt. Es wird also nur die vertikale Diffusion berechnet. Dabei wird weiterhin angenommen, daß der vertikale Diffusionskoeffizient für Wärme gleich dem für Feuchte ist, d.h., daß $K_h = K_q$ gilt.

2.2.2 Die vertikalen Diffusionskoeffizienten

Der bodennahe Teil der atmosphärischen Grenzschicht wird als Bodenschicht oder Prandtl-Schicht bezeichnet. Die Obergrenze der Prandtl-Schicht wird im mesoskaligen Atmosphärenmodell METRAS bei einer Höhe $z_p = 10\text{ m}$ festgelegt. In der Bodenschicht werden die vertikalen Flüsse von Impuls, Wärme und Feuchte auf der Grundlage der Monin-Obukhov'schen Ähnlichkeitstheorie parametrisiert. Unter dieser Annahme ergeben sich die vertikalen Diffusionskoeffizienten zu

$$K_m = \frac{\kappa u_* z}{\Phi_m\left(\frac{z}{L}\right)} \quad (2.28)$$

und

$$K_h = \frac{\kappa u_* z}{\Phi_h\left(\frac{z}{L}\right)} \quad (2.29)$$

Dabei ist κ die von Karman-Konstante, für die ein Wert von $\kappa = 0.4$ angenommen wird. Die Geschwindigkeit u_* , definiert durch $u_*^2 = \sqrt{\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}}$, wird als Schubspannungsgeschwindigkeit und das Längenmaß

$$L = \frac{\theta_S u_*^2}{g\kappa[\theta_* + (\frac{R_0}{R_1} - 1)\theta_S q_*]} \quad (2.30)$$

als Monin-Obukhov-Länge bezeichnet. In Analogie zur Schubspannungsgeschwindigkeit u_* stellen θ_* und q_* Skalengrößen für die Temperatur bzw. für die Feuchte in der Prandtl-Schicht dar. Sie sind definiert durch $\theta_* = -(\overline{w'\theta'}/u_*)$ und $q_* = -(\overline{w'q'}/u_*)$. θ_S ist die vertikal über die gesamte Prandtl-Schicht gemittelte potentielle Temperatur. Der Quotient $\frac{z}{L}$ stellt ein Maß für die Stabilität der thermischen Schichtung (im weiteren auch abkürzend als Schichtung bezeichnet) dar.

Φ_m und Φ_h sind universelle Funktionen, für die nach Dyer [1974] die Beziehungen

$$\Phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \begin{cases} \left(1 - 16\frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{4}} & \text{für } \frac{z}{L} \leq 0 \\ 1 + 5\frac{z}{L} & \text{für } \frac{z}{L} > 0 \end{cases} \quad (2.31)$$

und

$$\Phi_h\left(\frac{z}{L}\right) = \begin{cases} \left(1 - 16\frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{2}} & \text{für } \frac{z}{L} \leq 0 \\ 1 + 5\frac{z}{L} & \text{für } \frac{z}{L} > 0 \end{cases} \quad (2.32)$$

verwendet werden. Aus den Φ -Funktionen können die Stabilitätsfunktion $\psi_m\left(\frac{z}{L}\right)$ des Impulses und die Stabilitätsfunktionen $\psi_h\left(\frac{z}{L}\right)$ der Wärme und der Feuchte ab-

geleitet werden. Sie lauten

$$\psi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \begin{cases} 2 \ln \left(\frac{1+\Phi_m^{-1}}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+\Phi_m^{-2}}{2} \right) - 2 \arctan(\Phi_m^{-1}) + \frac{\pi}{2} & \text{für } \frac{z}{L} \leq 0 \\ -5 \frac{z}{L} & \text{für } \frac{z}{L} > 0 \end{cases} \quad (2.33)$$

und

$$\psi_h \left(\frac{z}{L} \right) = \begin{cases} 2 \ln \left[\frac{1+(1-16 \frac{z}{L})^{\frac{1}{2}}}{2} \right] & \text{für } \frac{z}{L} \leq 0 \\ -5 \frac{z}{L} & \text{für } \frac{z}{L} > 0 \end{cases} \quad (2.34)$$

In der atmosphärischen Grenzschicht hängt der turbulente Transport stark von der thermischen Schichtung ab. Zu seiner Beschreibung haben sich bei stabiler Schichtung sog. lokale Turbulenzschließungsverfahren bewährt. Bei einer lokalen Schließung erster Ordnung, wie sie für stabile Schichtung auch im Modell METRAS verwendet wird, werden die turbulenten Flüsse in Analogie zur molekularen Diffusion proportional den lokalen Gradienten der mittleren transportierten Größen angesetzt. In einer konvektiven Grenzschicht wird der turbulente Transport vornehmlich durch eine bodennahe Erwärmung der Luft angetrieben. Die dadurch ausgelösten konvektiven Prozesse können bis zur Obergrenze der Grenzschicht reichen. Demnach besteht in einer gut durchmischten Grenzschicht zwischen den turbulenten Flüssen in einer bestimmten Höhe und den dort vorhandenen mittleren vertikalen Gradienten keine unmittelbare Beziehung mehr, die turbulenten Flüsse werden auch von nicht-lokalen und bodennahen Größen bestimmt. Laborexperimente und Simulationen mit wirbelauflösenden Modellen (large eddy simulations) zum Studium konvektiver Prozesse haben gezeigt, daß überall in der konvektiven Grenzschicht ein beträchtlicher nach oben gerichteter Wärmefluß herrscht, obwohl sehr häufig etwa ab Mitte der Grenzschicht eine leicht stabile Schichtung vorliegt. Mit lokalen Schließungsverfahren können solche gegen die lokalen Gradienten gerichteten Flüsse nicht beschrieben werden. Darum wurden zur Behandlung konvektiver Grenzschichten sog. nichtlokale Schließungen entwickelt, die den Einfluß nichtlokaler (z.B. bodennaher) Größen auf die turbulenten Flüsse berücksichtigen.

Im Modell METRAS wird zur Bestimmung der vertikalen Diffusionskoeffizienten in der freien Atmosphäre und bei stabiler thermischer Schichtung in der Grenzschicht ein Mischungswegansatz nach Herbert und Kramm [1985] benutzt. Darin werden die Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Mischungsweglänge, dem lokalen Gradienten der Windgeschwindigkeit und von der lokalen Gradient-Richardson-Zahl Ri formuliert. Die Ansätze für die vertikalen Diffusionskoeffizienten lauten

$$K_m = \begin{cases} l_n^2 \left| \frac{\partial \mathbf{u}_{hor}}{\partial z} \right| (1 - 5 Ri)^2 & \text{für } 0 \leq Ri \leq 0.2 \\ l_n^2 \left| \frac{\partial \mathbf{u}_{hor}}{\partial z} \right| (1 - 16 Ri)^{1/2} & \text{für } -5 \leq Ri \leq 0 \end{cases} \quad (2.35)$$

und

$$K_h = \begin{cases} K_m & \text{für } 0 \leq Ri \leq 0.2 \\ K_m (1 - 16 Ri)^{1/4} & \text{für } -5 \leq Ri \leq 0 \end{cases} \quad (2.36)$$

Dabei ist

$$l_n = \frac{\kappa z}{1 + \frac{\kappa z}{\lambda}} \quad (2.37)$$

die Mischungsweglänge für neutrale Schichtung nach Blackadar [1962], deren maximaler Wert λ durch

$$\lambda = 0.007 \frac{u_*}{f} \quad (2.38)$$

gegeben ist.

Im Fall einer konvektiven Grenzschicht wird ein von Lüpkes und Schlünzen [1996] entwickeltes nichtlokales Schließungsschema erster Ordnung verwendet. Dieses basiert wesentlich auf Arbeiten von Holtslag und Moeng [1991] sowie Troen und Mahrt [1986]. Der turbulente vertikale Wärmefluß ist nach Priestley und Swinbank [1947], Deardorff [1972] und Holtslag und Moeng [1991] durch

$$\rho_0 \overline{w'\theta'} = -\rho_0 K_h \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \Gamma \right) \quad (2.39)$$

gegeben. Dabei kennzeichnet Γ den vom lokalen Gradienten unabhängigen Anteil des turbulenten Transportes. Zwar wird Γ als gegen den mittleren Gradienten gerichteter Term (countergradient-Term) bezeichnet, er bewirkt aber immer einen aufwärtsgerichteten Wärmefluß, unabhängig vom Vorzeichen des lokalen Gradienten der potentiellen Temperatur. Lüpkes und Schlünzen [1996] verwenden für Γ die Beziehung

$$\Gamma = b \frac{w_f^2 \theta_f}{w'^2 z_b} = b \frac{w_f}{w'^2} \frac{\overline{w'\theta'}|_S}{z_b} \quad (2.40)$$

Hierbei bezeichnen b eine Konstante mit dem Wert $b = 3$, w_f eine charakteristische Vertikalgeschwindigkeit, θ_f eine konvektive Temperaturskalengröße, $\overline{w'^2}$ die Varianz der Vertikalgeschwindigkeit, z_b die Höhe der konvektiven Grenzschicht und $\overline{w'\theta'}|_S$ den turbulenten vertikalen Wärmefluß in der Bodenschicht. Die Größen w_f und θ_f werden aus

$$w_f = \left(\frac{g}{\theta_S} z_b \overline{w'\theta'}|_S \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.41)$$

und

$$\theta_f = \frac{\overline{w'\theta'}|_S}{w_f} \quad (2.42)$$

gewonnen, wobei θ_S wieder die vertikal über die gesamte Prandtl-Schicht gemittelte potentielle Temperatur ist. Nach Holtslag und Moeng [1991] wird $\overline{w'^2}$ aus

$$(\overline{w'^2})^{\frac{3}{2}} = \left[1.6 u_*^2 \left(1 - \frac{z}{z_b} \right) \right]^{\frac{3}{2}} + 1.2 w_f^3 \left(\frac{z}{z_b} \right) \left(1 - 0.9 \frac{z}{z_b} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.43)$$

berechnet. Die Parametrisierungen der vertikalen Diffusionskoeffizienten für Wärme und Feuchte K_h sowie für Impuls K_m sind durch

$$K_h = \frac{\kappa u_* z_p}{\Phi_h - \frac{\kappa z_p}{\theta_*} \Gamma|_{z_p}} \left(\frac{z_b - z}{z_b - z_p} \right)^2 \frac{u_* \kappa z + w_f z_b \left(\frac{z}{z_b} \right)^{\frac{4}{3}}}{u_* \kappa z_p + w_f z_b \left(\frac{z_p}{z_b} \right)^{\frac{4}{3}}} \quad (2.44)$$

und

$$K_m = \left[\frac{\Phi_h|_{z_p}}{\Phi_m|_{z_p}} + b \frac{w_f u_* \kappa z_p}{\Phi_m|_{z_p} \overline{w'^2}|_{z_p, z_b}} \right] K_h \quad (2.45)$$

gegeben.

Die Ableitung der Diffusionskoeffizienten erfolgte erstens unter der Forderung der Stetigkeit der Flüsse am Oberrand der Prandtl-Schicht in der Höhe z_p und zweitens unter der Forderung $K_h/K_m = 1$ für neutrale Schichtung. Die in den Gleichungen (2.44) und (2.45) angegebenen Parametrisierungen für K_m und K_h sind jeweils im Höhenbereich von $z_p \leq z \leq z_b$ gültig. Die hohe vertikale Auflösung des Modells METRAS (siehe Abschnitt 2.3.1) gestattet es, die Höhe der Grenzschicht z_b diagnostisch als die Höhe zu bestimmen, in welcher der turbulente vertikale Wärmefluß zum ersten Mal ein Minimum erreicht. Am oberen Rand einer konvektiven Grenzschicht kombinieren Lüpkes und Schlünzen [1996] ihre Parametrisierung der Diffusionskoeffizienten mit der des Mischungswegansatzes in der freien Atmosphäre, indem sie jeweils den größeren der beiden K-Werte verwenden.

2.3 Numerik

2.3.1 Das Modellgitter

Die Modellgleichungen werden räumlich auf einem dreidimensionalen ARAKAWA-C-Gitter diskretisiert. Die Struktur des Gitters ist in den Abbildungen 2.1 und 2.2 veranschaulicht. Dabei und im weiteren korrespondiert I mit der x-Richtung, J mit der y-Richtung und K mit der z-Richtung.

Die einzelnen Komponenten einer vektoriellen Größe (z.B. die Komponenten u , v und w des Windgeschwindigkeitsvektors) und skalare Größen (z.B. die potentielle Temperatur θ) sind an räumlich voneinander getrennten Punkten des Modellgitters definiert. Diese Gitterkonfiguration erhöht die Genauigkeit bei der Berechnung von Divergenzen, z.B. in Advektionstermen. Der Wert einer Variablen an einem Gitterpunkt ist für das ihn umgebende Volumen $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ repräsentativ. Werden Werte zwischen den Gitterpunkten benötigt, so bestimmen sich diese durch lineare Interpolation. Die Grenze des Modellgebietes (dicke Linien in Abb. 2.1 und Abb. 2.2) verläuft ausschließlich durch vektorielle Gitterpunkte, d.h., die horizontalen Ränder sind bei $I = J = \frac{1}{2}$, $I = NX1 + \frac{1}{2}$ und $J = NX2 + \frac{1}{2}$ definiert, der untere Rand liegt bei $K = \frac{1}{2}$ und der obere Rand bei $K = NX3 + \frac{1}{2}$. Die Randwerte der skalaren Größen sind eine halbe Gitterweite außerhalb des Modellgebietes definiert. Die Randwerte der Komponenten der vektoriellen Größen liegen entweder auf der Modellaußengrenze oder auch eine halbe Gitterweite außerhalb des Modellgebietes. Die Koordinaten der skalaren Gitterpunkte sind durch

$$\begin{aligned} x = I & \quad \text{mit} & \quad I = 0, 1, \dots, NX1 + 1 \\ y = J & \quad \text{mit} & \quad J = 0, 1, \dots, NX2 + 1 \\ z = K & \quad \text{mit} & \quad K = 0, 1, \dots, NX3 + 1 \end{aligned} \quad (2.46)$$

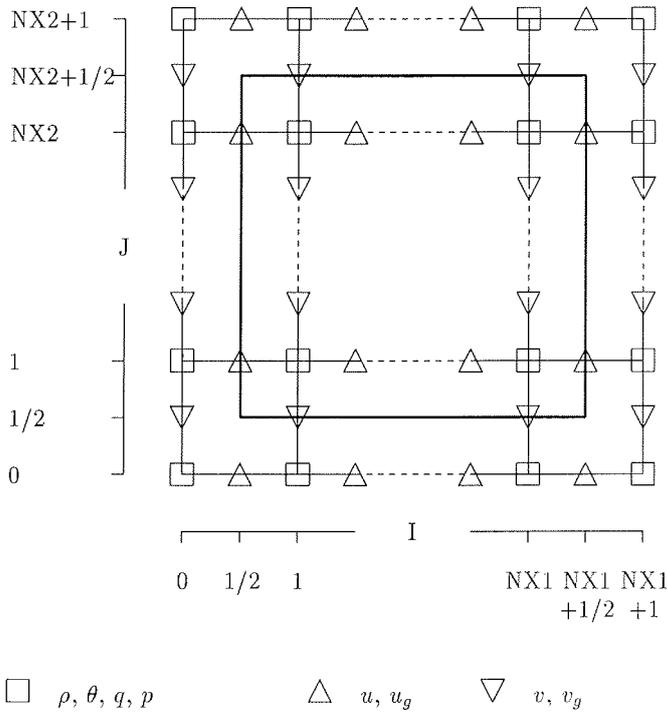


Abbildung 2.1: Struktur des Modellgitters in der x-y-Ebene mit skalaren Gitterpunkten.

festgelegt. Die Koordinaten der vektoriellen Gitterpunkte sind in ähnlicher Weise definiert, so gibt es z.B. $NX1$ u-Gitterpunkte in x-Richtung, aber $NX2 + 1$ in y-Richtung und $NX3 + 1$ in z-Richtung.

Die Modellgleichungen werden auf einem Gitter mit horizontal einheitlicher Gitterweite gelöst, diese beträgt 4 km . Dagegen nimmt die vertikale Auflösung vom Modellunterrand zum Modelloberrand hin ab. Sie liegt unterhalb einer Höhe von 1500 m zwischen 20 m und 50 m . Darüber wächst die Gitterweite mit einem Faktor von 1.15 bis zu einem Maximalwert von 1000 m an. Der erste Gitterpunkt oberhalb der Erdoberfläche liegt in 10 m Höhe. Die Modellobergrenze befindet sich in etwa 11000 m Höhe.

2.3.2 Numerische Verfahren

Die Advektions- und Diffusionsterme der Impulserhaltungsgleichungen werden zeitlich nach dem Adams-Bashforth-Verfahren diskretisiert, räumlich werden zentrale Differenzen verwendet. Um den Zeitschritt zu vergrößern, können diejenigen Teile

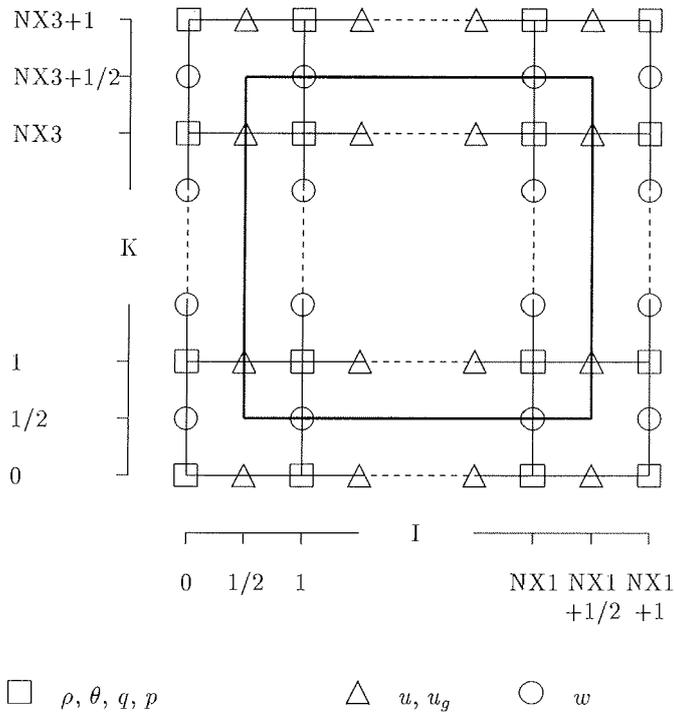


Abbildung 2.2: Struktur des Modellgitters in der x-z-Ebene mit skalaren Gitterpunkten.

der vertikalen Diffusionsterme, welche als proportional zu den mittleren Gradienten vorausgesetzt werden, zeitlich implizit mit dem Crank-Nicholson-Verfahren gelöst werden. Die Druckgradientterme werden zeitlich implizit mit Rückwärtsdifferenzen und räumlich zentriert behandelt. Alle restlichen Terme der Impulserhaltungsgleichungen werden zeitlich vorwärts und räumlich zentriert berechnet. Die Advektionsterme in den Bilanzgleichungen für die skalaren Größen werden zeitlich vorwärts und räumlich mit dem upstream-Schema erster Ordnung gelöst. Für die Terme der vertikalen Diffusion wird das Crank-Nicholson-Verfahren verwendet. Die elliptische Differentialgleichung für den mesoskaligen Druckanteil p_2 wird mit einer iterativen Methode, dem IGCG-Schema (Idealized Generalized Conjugate Gradient) [Kapitza und Eppel, 1987] gelöst. Zur Vermeidung von nichtlinearen numerischen Instabilitäten wird in jedem Zeitschritt ein 7-Punkt-Filter [Shapiro, 1971] angewendet. Die Länge eines Zeitschrittes ist auf 40 Sekunden begrenzt. Die tatsächliche Länge der Zeitschritte während eines Modellaufes wird jedoch modellintern nach der Erfüllung von Stabilitätskriterien für die numerischen Verfahren gesteuert.

2.4 Randbedingungen

Im Modell METRAS sind für die einzelnen Modellränder unterschiedliche Randbedingungen implementiert, um verschiedenen Modellanwendungen speziell gerecht zu werden. Für die Simulationen in polaren Regionen werden folgende Randbedingungen verwendet:

- **Untere Randbedingungen**
Die drei Windkomponenten sind am Modellunterrand Null. Die Oberflächen-temperaturen des Meereises und des Ozeans werden je nach Untersuchungsziel räumlich konstant oder variabel vorgeschrieben³. Für die spezifische Feuchte am Boden wird ihr Sättigungswert über Eis bzw. Wasser verwendet.
- **Obere Randbedingungen**
Für den Windvektor wird angenommen, daß die Gradienten seiner horizontalen Komponenten normal zum Modelloberrand in der Höhe z_t verschwinden. Die vertikale Windkomponente ist in der Höhe z_t ebenfalls Null. Für die Temperatur und die Feuchte wird vorausgesetzt, daß ihre Gradienten normal zum Modelloberrand identisch Null sind.
- **Seitliche Randbedingungen**
Die seitlichen Ränder können sowohl Einström- als auch Ausströmränder sein. Die randnormalen Komponenten des Windgeschwindigkeitsvektors werden, soweit wie möglich, direkt aus den prognostischen Gleichungen abgeleitet. Dabei wird die randnormale Advektion am Einströmrand mit einer Strahlungsrandbedingung, am Ausströmrand dagegen mit einem upstream-Schema behandelt. Für die randparallelen Komponenten des Windgeschwindigkeitsvektors wird eine Gradient-Null-Beziehung verwendet. Die Annahme für die Temperatur und die Feuchte ist, daß der randnormale Gradient verschwindet.

2.5 Initialisierung

Das Modell METRAS kann in einer eindimensionalen und einer dreidimensionalen Version betrieben werden. Die Initialisierung des 1D-Modells erfordert Angaben über die großskalige Strömungssituation. Es werden der großskalige auf das Niveau der Meeresoberfläche bezogene Druck, das Vertikalprofil des geostrophischen Windes, das Vertikalprofil des Gradienten der großskaligen potentiellen Temperatur und das Vertikalprofil der großskaligen relativen Feuchte benötigt. Zu Beginn einer eindimensionalen Modellintegration sind die Windprofile noch nicht an die thermodynamischen Variablen angepaßt. Deshalb werden die dynamischen Gleichungen bei

³Dies gilt nur für die Simulationen ohne Ankopplung des thermodynamischen Teils des Meereismoduls.

einem festen Temperaturprofil integriert bis das Windprofil stationär ist. Dann werden die dynamischen und thermodynamischen Gleichungen gleichzeitig integriert bis alle Profile wieder stationär sind. Zur Initialisierung des 3D-Modells werden die stationären Profile des eindimensionalen Modellaufes auf das gesamte Modellgebiet unter der Annahme horizontaler Homogenität übertragen⁴.

2.6 Vergleich mit anderen Modellen

Schlünzen [1994] gibt einen Überblick über die deutschen mesoskaligen nichthydrostatischen Atmosphärenmodelle, die über komplex gegliedertem Gelände verwendet werden können. Das Modell METRAS ist den anderen Modellen unter vielen Aspekten sehr ähnlich. So benutzen auch die meisten anderen Modelle zur Lösung der prognostischen Gleichungen die anelastische Form der Kontinuitätsgleichung und die Boussinesq-Approximation. Die horizontale Diffusion ist in allen Modellen implizit durch die numerischen Schemata und zusätzliche horizontale Filterungen enthalten. Ein Vorteil des Modells METRAS gegenüber den meisten anderen Modellen besteht darin, daß die vertikale Diffusion für unterschiedliche thermische Schichtungen in der Grenzschicht mit getrennten Ansätzen behandelt wird. Weiterhin besitzt das Modell METRAS im Vergleich zu anderen Modellen ein sehr komplexes Schema zur Berechnung der mittleren turbulenten vertikalen Flüsse über inhomogenen Oberflächen. Mit diesem Verfahren, welches im nächsten Abschnitt vorgestellt wird, können auch die subskaligen bodennahen Flüsse über den einzelnen, homogenen Oberflächenkomponenten berechnet werden.

⁴Die zu Beginn einer Modellrechnung vorgegebene *großskalige* Strömungssituation bleibt während der gesamten Simulationszeit unverändert.

3 Die Erweiterung des Modells METRAS zur Behandlung der turbulenten Flüsse in der Bodenschicht über dem meereisbedeckten Ozean

Neben den in der Basisversion des Modells METRAS zur Verfügung stehenden Verfahren zur Bestimmung der bodennahen Flüsse von Impuls sowie fühlbarer und latenter Wärme werden im folgenden Modellerweiterungen vorgestellt, die speziell für die Berechnung der bodennahen Flüsse über dem meereisbedeckten Ozean geeignet sind.

3.1 Die turbulenten Flüsse in der Bodenschicht

Die turbulenten Flüsse in der Bodenschicht werden durch spezielle Oberflächengrößen sowie die Wind-, Temperatur- und Feuchtefelder in der Prandtl-Schicht bestimmt. Nach der Monin-Obukhov-Theorie ergeben sich über einer homogenen Oberfläche die vertikalen Profile der Windgeschwindigkeit $|\mathbf{u}_{hor}(z)|$, der potentiellen Temperatur $\theta(z)$ und der spezifischen Feuchte $q(z)$ in der Bodenschicht aus

$$|\mathbf{u}_{hor}(z)| = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.1)$$

$$\theta(z) - \theta_{sur} = \frac{\theta_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_\theta} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.2)$$

$$q(z) - q_{sur} = \frac{q_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_q} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (3.3)$$

Dabei repräsentieren θ_{sur} und q_{sur} Werte an der Erdoberfläche. Die Größe z_0 ist die Rauigkeitslänge für Impuls, welche als diejenige Höhe definiert ist, in der die Windgeschwindigkeit nach dem logarithmischen Windgesetz für neutrale thermische Schichtung den Wert Null annehmen würde. Die Rauigkeitslängen für Wärme und Feuchte werden mit z_θ und z_q bezeichnet.

Die turbulenten vertikalen Flüsse in der Prandtl-Schicht, d.h. der Impulsfluß F_{mo} , der fühlbare Wärmefluß F_{se} und der latente Wärmefluß F_{la} können durch

$$F_{mo} = -\rho_0 u_*^2 \quad (3.4)$$

$$F_{se} = -\rho_0 c_p u_* \theta_* \quad (3.5)$$

$$F_{la} = -\rho_0 l_v u_* q_* \quad (3.6)$$

berechnet werden¹. Dabei ist c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und l_v die spezifische latente Verdampfungswärme.

Wie aus den Gleichungen (3.1) bis (3.3) deutlich hervorgeht, sind zur Bestimmung der turbulenten Transporte in der Bodenschicht die Rauigkeitslängen für Impuls, Temperatur und Feuchte von entscheidender Bedeutung.

3.2 Die Rauigkeitslängen für Impuls, Temperatur und Feuchte

Die im Modell METRAS implementierten Verfahren zur Berechnung der bodennahen Flüsse über inhomogenem Gebiet erfordern die Kenntnis der Rauigkeitslängen z_0 , z_θ und z_q für jede einzelne Oberflächenkomponente.

Für den offenen Ozean hat Charnock [1955] eine Abhängigkeit der Rauigkeitslänge für Impuls z_{0w} von der Windgeschwindigkeit in der Form $z_{0w} = k_c u_{*w}^2 / g$ gefunden. Dabei ist k_c die sog. Charnock-Konstante, für die der Wert $k_c = 0.018$ [Wu, 1980] verwendet wird, und u_{*w} ist die Schubspannungsgeschwindigkeit über der Wasseroberfläche. Die Charnock-Beziehung versagt für sehr kleine Windgeschwindigkeiten. Clarke [1970] gibt als untere Grenze für ihren Gültigkeitsbereich den Wert $1.5 \cdot 10^{-5} m$ an. Zusammenfassend gilt

$$z_{0w} = \text{Max} \left(\frac{0.018 u_{*w}^2}{g}, 1.5 \cdot 10^{-5} m \right) \quad (3.7)$$

Andreas und Murphy [1986] leiten aus Messungen des Impulsaustausches über Rinnen und Polynjas einen konstanten Wert der Rauigkeitslänge von $z_{0w} = 3.2 \cdot 10^{-4} m$ ab, sofern die Breite der Rinnen bzw. Polynjas unterhalb von 500 m liegt. Dieser Wert ist zur Charakterisierung der Wasserflächen bei hohen Eiskonzentrationen geeignet, während die Beziehung (3.7) für den offenen Ozean und bei kleinen Eiskonzentrationen gültig ist. Um einen stetigen Übergang zwischen beiden Ansätzen zu gewährleisten, wird im Modell z_{0w} bei partieller Eisbedeckung in einer Gitterzelle durch ein mit dem Gesamtbedeckungsgrad des Meereises A und dem Bedeckungsgrad der offenen Wasserflächen $(1 - A)$ gewichtetes Mittel

$$z_{0w} = (1 - A) \cdot \left(\text{Max} \left(\frac{0.018 u_{*w}^2}{g}, 1.5 \cdot 10^{-5} m \right) \right) + A \cdot (3.2 \cdot 10^{-4} m) \quad (3.8)$$

¹Aufwärtsgerichtete (in die Atmosphäre gerichtete) Flüsse werden positiv gezählt, abwärtsgerichtete (zur Erdoberfläche hin gerichtete) Flüsse werden negativ gezählt.

bestimmt. Für die Meeresoberflächen wird die Rauigkeitslänge konstant mit dem Wert $z_{0i} = 1.0 \cdot 10^{-3} m$ vorgegeben.

Die Rauigkeitslängen $z_{\theta i}$ und $z_{q i}$ für die Meeresoberflächen werden nach dem Ansatz

$$z_{\theta i} = 0.1 z_{0i} \tag{3.9}$$

$$z_{q i} = 0.1 z_{0i} \tag{3.10}$$

von Hicks [1985] bestimmt. Im Fall der Wasseroberflächen ergeben sich die Rauigkeitslängen nach [Brutsaert, 1979] zu

$$z_{\theta w} = \text{Max} \left(\frac{z_{0w}}{442413.0}, z_{0w} \cdot \exp(-\kappa(7.3 \left(\frac{u_{*w} z_{0w}}{\nu} \right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{Pr} - 5)) \right) \tag{3.11}$$

$$z_{q w} = \text{Max} \left(\frac{z_{0w}}{442413.0}, z_{0w} \cdot \exp(-\kappa(7.3 \left(\frac{u_{*w} z_{0w}}{\nu} \right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{Sc} - 5)) \right) . \tag{3.12}$$

Dabei sind ν die kinematische Viskosität der Luft, $Pr = 0.71$ die Prandtl-Zahl und $Sc = 0.60$ die Schmidt-Zahl.

3.3 Die bodennahen Flüsse über heterogenem Gebiet

Zur Bestimmung der flächengemittelten Flüsse von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme in einer horizontal inhomogenen Prandtl-Schicht über heterogenem Gelände stehen in der Basisversion des Modells METRAS zwei unterschiedliche Berechnungsmethoden zur Verfügung. Die konzeptionell einfachere ist die sog. Methode der Parametermittlung. Dabei werden die mittleren Flüsse in einer Gitterzelle unter Verwendung von Flächenmittelwerten der benötigten Bodengrößen bestimmt. Die Rauigkeitslängen z_{0j} , $z_{\theta j}$ und z_{qj} sowie die potentiellen Temperaturen $\theta_{sur,j}$ und die spezifischen Feuchten $q_{sur,j}$ der einzelnen, homogenen Oberflächenanteile werden folgendermaßen gewichtet gemittelt:

$$\begin{aligned} z_0 &= \sum_j A_j z_{0j} \\ z_\theta &= \sum_j A_j z_{\theta j} \\ z_q &= \sum_j A_j z_{qj} \\ \theta_{sur} &= \sum_j A_j \theta_{sur,j} \\ q_{sur} &= \sum_j A_j q_{sur,j} . \end{aligned} \tag{3.13}$$

Dabei ist A_j der Bedeckungsgrad der Oberflächenkomponente j innerhalb einer Gitterzelle. Die Größen z_0 , z_θ , z_q , θ_{sur} und q_{sur} stellen die Flächenmittelwerte dar.

Unter Verwendung dieser Flächenmittelwerte werden die mittleren Skalengrößen u_* , θ_* und q_* aus

$$u_* = \kappa |\mathbf{u}_{hor}(z_p)| \left[\ln \left(\frac{z_p}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z_p}{L} \right) \right]^{-1} \quad (3.14)$$

$$\theta_* = \kappa [\theta(z_p) - \theta_{sur}] \left[\ln \left(\frac{z_p}{z_\theta} \right) - \psi_h \left(\frac{z_p}{L} \right) \right]^{-1} \quad (3.15)$$

$$q_* = \kappa [q(z_p) - q_{sur}] \left[\ln \left(\frac{z_p}{z_q} \right) - \psi_h \left(\frac{z_p}{L} \right) \right]^{-1} \quad (3.16)$$

gewonnen, und anschließend werden die mittleren turbulenten Flüsse in der Bodenschicht mit Hilfe der Gleichungen (3.4) bis (3.6) berechnet. Dabei ist z_p wieder die Höhe der Prandtl-Schicht, also die Höhe des ersten Gitterpunktes über der Erdoberfläche, an dem \mathbf{u}_{hor} , θ und q prognostiziert werden.

Bei Anwendung der Parametermittlungsmethode können einige in der Natur beobachtete Phänomene nicht modelliert werden. Ein Beispiel dafür ist das aus der Literatur bekannte Schmidt'sche Paradoxon [Lettau, 1979], nachdem auch bei im Mittel neutraler oder stabiler thermischer Schichtung ein beachtenswerter aufwärtsgerichteter Wärme fluß vorhanden sein kann. Dies ist u.a. dann gegeben, wenn sich über kleinen warmen Flächen eines Gebietes konvektive Prozesse ausbilden. Solche Prozesse können auch bei labiler Schichtung über heterogenem Untergrund den aufwärtsgerichteten Wärme fluß über den dem mittleren Temperaturgradienten entsprechenden Wert verstärken. Dieser Umstand kann in der Eisrandzone bei großen Unterschieden zwischen den Oberflächentemperaturen des Meereises und des Ozeans eine erhebliche Rolle spielen. Solchen Vorgängen kann in numerischen Modellen durch die Anwendung sog. Flußmittlungsverfahren am besten Rechnung getragen werden.

Bei einer Flußmittlungsmethode werden zuerst die bodennahen Flüsse über den einzelnen Oberflächenkomponenten berechnet und danach der über die gesamte Fläche einer Gitterzelle gemittelte Fluß bestimmt. Das Verfahren, welches im Modell METRAS routinemäßig verwendet wird [Herrmann, 1994], ist das sog. Konzept der Vermischungshöhe (blending height concept) nach Claussen [1990,1991a,1991b]. Dieses basiert auf der Annahme, daß oberhalb einer bestimmten Höhe l_b (Vermischungshöhe) die Oberflächeninhomogenität nicht mehr identifizierbar ist und somit näherungsweise eine horizontal homogene Strömung existiert. Für das vertikale Profil der Windgeschwindigkeit oberhalb dieser Höhe wird ein logarithmischer Verlauf angenommen. Unterhalb der Vermischungshöhe wird vorausgesetzt, daß die Windprofile über den einzelnen Oberflächenanteilen näherungsweise logarithmische Verläufe besitzen, beschreibbar durch die lokalen Rauigkeitslängen. In der Vermischungshöhe gehen die Windprofile ober- und unterhalb von l_b stetig ineinander über.

Am Beispiel der Impulsflüsse bei neutraler thermischer Schichtung sollen nun die wichtigsten Beziehungen des Vermischungshöhenkonzeptes in allg. Form für eine beliebige Oberfläche mit j verschiedenen Komponenten vorgestellt werden.

Der mittlere bodennahe Impulsfluß F_{mo} ergibt sich aus dem mit den Bedeckungsgraden A_j gewichteten Mittel der einzelnen Flüsse. Es gilt

$$F_{mo} = -\rho_0 \left[\sqrt{(\overline{u'w'})_S^2 + (\overline{v'w'})_S^2} \right] = -\rho_0 \sum_j A_j \sqrt{(\overline{u'w'})_j^2 + (\overline{v'w'})_j^2} = -\rho_0 \sum_j A_j u_{*j}^2 \quad (3.17)$$

Aus den zuvor beschriebenen Annahmen ergibt sich

$$-\rho_0 \left[\sqrt{(\overline{u'w'})_S^2 + (\overline{v'w'})_S^2} \right] = -\rho_0 \kappa^2 u_{hor}^2(l_b) \sum_j A_j \frac{1}{\left(\ln \frac{l_b}{z_{0j}}\right)^2} \quad (3.18)$$

Es wird eine effektive Rauigkeitslänge z_{0e} so definiert, daß

$$-\rho_0 \left[\sqrt{(\overline{u'w'})_S^2 + (\overline{v'w'})_S^2} \right] = -\rho_0 \kappa^2 u_{hor}^2(l_b) \frac{1}{\left(\ln \frac{l_b}{z_{0e}}\right)^2} \quad (3.19)$$

gilt. Damit ist

$$\frac{1}{\left(\ln \frac{l_b}{z_{0e}}\right)^2} = \sum_j A_j \frac{1}{\left(\ln \frac{l_b}{z_{0j}}\right)^2} \quad (3.20)$$

Da $u_{hor}(l_b)$ in einem numerischen Modell nicht unmittelbar berechnet wird, muß diese Größe aus dem Gitterzellenmittelwert der horizontalen Windgeschwindigkeit, hier mit $\{u_{hor}\}$ bezeichnet, abgeleitet werden. Unter der Annahme eines logarithmischen Profiles gilt

$$\frac{u_{hor}(l_b)}{\{u_{hor}(z_p)\}} = \frac{\ln \frac{l_b}{z_{0e}}}{\ln \frac{z_p}{z_{0e}}} \quad (3.21)$$

so daß Gleichung (3.18) die Form

$$\begin{aligned} -\rho_0 \left[\sqrt{(\overline{u'w'})_S^2 + (\overline{v'w'})_S^2} \right] &= -\rho_0 \kappa^2 \{u_{hor}(z_p)\}^2 \frac{\left(\ln \frac{l_b}{z_{0e}}\right)^2}{\left(\ln \frac{z_p}{z_{0e}}\right)^2} \sum_j A_j \frac{1}{\left(\ln \frac{l_b}{z_{0j}}\right)^2} \\ &= -\rho_0 \left(\frac{\kappa \{u_{hor}(z_p)\}}{\ln \frac{z_p}{z_{0e}}} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.22)$$

annimmt.

Eine Bestimmungsgleichung für die Vermischungshöhe leitet Claussen [1991a] aus numerischen Simulationen mit einem mikroskaligen Modell ab. Sie wird als das Niveau festgelegt, in dem für den Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit u_{hor}

$$\frac{[|u_{hor}(x, y, z) - u_{hor}(z)|]}{[u_{hor}(z)]} + \frac{[|u_{hor}(x, y, z) - u_{hor,h}(x, y, z)|]}{u_{hor,h}(x, y, z)} \quad (3.23)$$

minimal wird [Claussen, 1990]. Dabei bedeuten

- $u_{hor}(x, y, z)$: tatsächliche Horizontalgeschwindigkeit am Ort (x, y)
in der Höhe z
 $[...]$: Flächenmittel über eine Gitterzelle in der Höhe z
 $[u_{hor}(z)]$: Gitterzellenmittelwert der Horizontalgeschwindigkeit
in der Höhe z
 $u_{hor,h}(x, y, z)$: Horizontalgeschwindigkeit, die in (x, y, z) herrschen würde,
wenn die gesamte Oberfläche homogen
(mit der Eigenschaft am Ort (x, y)) wäre.

Aus den Simulationen von Claussen [1991a] folgt, daß die Vermischungshöhe näherungsweise durch die Beziehung

$$\frac{l_b}{L_c} \left(\ln \frac{l_b}{z_{0e}} \right) = \kappa c_b \quad \text{mit} \quad c_b = 1.75 \quad (3.24)$$

bestimmt werden kann, wobei mit L_c die sog. horizontale Skala der Rauigkeitsänderungen bezeichnet wird. Ist die Ausdehnung von Flächen gleicher Bedeckung klein, so daß sich unterschiedliche Oberflächenarten ständig abwechseln, dann ist auch L_c klein. Die effektive Rauigkeitslänge für den Impuls z_{0e} und die Vermischungshöhe l_b können durch ein iteratives Verfahren aus den Gleichungen (3.20) und (3.24) gewonnen werden.

Bei der Anwendung der Flußmittelungsmethode nach dem Vermischungshöhenkonzept in einem numerischen Modell werden zuerst die effektive Rauigkeitslänge z_{0e} und die Vermischungshöhe l_b iterativ bestimmt. Daran schließt sich die Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeiten u_{*j} für die einzelnen Oberflächenkomponenten einer Gitterzelle an. Im Beispielfall der neutralen thermischen Schichtung werden sie aus der Gleichung

$$u_{*j} = \kappa \{u_{hor}(z_p)\} \frac{\left(\ln \frac{l_b}{z_{0e}} \right)}{\left(\ln \frac{z_p}{z_{0e}} \right)} \frac{1}{\left(\ln \frac{l_b}{z_{0j}} \right)} \quad (3.25)$$

gewonnen. Mit

$$u_* = \sqrt{\sum_j A_j u_{*j}^2} \quad (3.26)$$

ergibt sich die mittlere Schubspannungsgeschwindigkeit. Schließlich wird der mittlere Impulsfluß in der Prandtl-Schicht zu

$$F_{m0} = -\rho_0 u_*^2 \quad (3.27)$$

berechnet.

Für die Berechnung der bodennahen turbulenten Flüsse von fühlbarer und latenter Wärme werden die potentiellen Temperaturen und die spezifischen Feuchten der einzelnen Oberflächenkomponenten explizit berücksichtigt.

Die vorgestellte Flußmittelungsmethode leistet nicht nur die Berechnung der mittleren bodennahen Flüsse über einer inhomogenen Oberfläche sondern auch die Bestimmung der Flüsse über den einzelnen Oberflächenanteilen. Es sind

$$F_{mo,j} = -\rho_0 u_{*j}^2 \quad (3.28)$$

$$F_{se,j} = -\rho_0 c_p u_{*j} \theta_{*j} \quad (3.29)$$

$$F_{la,j} = -\rho_0 l_v u_{*j} q_{*j} \quad (3.30)$$

Im Fall der meereisbedeckten Ozeanoberfläche stellen das Meereis und die offenen Wasserflächen die beiden Komponenten j der inhomogenen Oberfläche dar. Die ausschließlich auf den Meereisanteil oder ausschließlich auf den Wasseranteil bezogenen bodennahen Flüsse werden beispielsweise im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS benötigt.

3.4 Der Impulsaustausch an der meereisbedeckten Ozeanoberfläche

Im gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell wird zur Beschreibung der dynamischen Wirkung der atmosphärischen Strömung auf die Eisschollen die am Meereis angreifende Schubspannung verwendet. Diese ist ein zweidimensionaler Vektor mit Komponenten in x - und y -Richtung. Der Betrag der am Meereis angreifenden Schubspannung entspricht dem Betrag des bodennahen turbulenten Impulsflusses zum Meereis. Die Richtung des Schubspannungsvektors wird zur Berechnung der räumlichen Drift des Meereises benötigt. Im folgenden bezeichnen τ_i den Vektor und τ_i den Betrag der am Meereis angreifenden atmosphärischen Schubspannung.

Für die am Meereis angreifende Schubspannung wird berücksichtigt, daß die von der bodennahen Luftströmung auf die Eisschollen ausgeübte Kraft eine Normalkomponente (Druckkraft) und eine Tangentialkomponente (Reibungskraft) besitzt². Der Gesamtwiderstand des Meereises τ_i , die Schubspannung, die tatsächlich auf die Eisschollen wirkt, ist also die Summe eines Formwiderstandes $F_{d,i}$ und eines Oberflächenwiderstandes $S_{d,i}$. Zur Berechnung des Vektors τ_i wird üblicherweise angenommen, daß die beiden Vektoren $F_{d,i}$ und $S_{d,i}$ die gleiche Richtung haben. Diese wird im Modell METRAS gleich der Richtungen des horizontalen Windes am ersten Modellgitterpunkt oberhalb der Erdoberfläche (Höhe z_p) gesetzt. Damit gilt unmittelbar die Betragsgleichung

$$\tau_i = F_{d,i} + S_{d,i} \quad (3.31)$$

²Nach Prandtl et al. [1990] läßt sich der Widerstand eines umströmten Körpers immer in zwei Teile zerlegen, den Formwiderstand und den Oberflächenwiderstand. Laut Prandtl et al. [1990] kann man nämlich auf jedem Flächenelement die von der Luft auf den Körper übertragene Kraftwirkung in eine Normalkomponente und eine Tangentialkomponente, d.h. in eine Druckkraft und eine Reibungskraft, zerlegen. Die Resultante aller Druckkräfte ist der Formwiderstand, die Resultante aller Reibungskräfte ist der Oberflächenwiderstand.

Im Modell METRAS bezieht sich der Begriff Formwiderstand ausschließlich auf die Anströmung der Schollenseitenflächen. Bei einer geschlossenen Eisdecke ($A = 1$) ist der Formwiderstand somit gleich Null. Im Oberflächenwiderstand sind dagegen der Einfluß der kleinskaligen Rauigkeit der Oberfläche sowie der Einfluß der Preßeisrücken auf den Gesamtwiderstand zusammengefaßt. Die Preßeisrücken können demnach nicht explizit, sondern nur durch eine entsprechende Wahl einer höheren Rauhigkeitslänge z_{0i} berücksichtigt werden.

Die Berechnung des Formwiderstandes erfolgt im Modell METRAS im Rahmen der Flußmittelung nach dem Vermischungshöhenkonzept, da der Formwiderstand mit einem zusätzlichen Impulsfluß zum Meereis und damit zur gesamten heterogenen Meereis-Wasser-Oberfläche verbunden ist.

Zur Bestimmung des Betrags des Formwiderstandes hat sich das Konzept nach Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] bewährt (siehe z.B. Mai [1995]). Entsprechend diesem Ansatz wird die Eisdecke in einem Gebiet (z.B. in einer Gitterzelle) durch die Flächenmittelwerte der Schollenlänge L_i , des Schollenabstandes L_w und der Freibordhöhe H_f charakterisiert. Die Schollen werden als quadratisch und von gleicher Form angenommen, und es wird vorausgesetzt, daß sie frontal angeströmt werden.

Der Betrag des Formwiderstands $F_{d,i}$ des Meereises der Konzentration $A = \frac{L_i}{(L_i + L_w)}$ ist dann durch

$$F_{d,i} = P_a \cdot \left(\frac{H_f}{L_i + L_w} \right) \quad (3.32)$$

gegeben, wobei der Druck P_a der Betrag der Kraft ist, die pro Einheitsfläche aus dem Wasser ragender, dem Wind zugewandter Schollenseitenfläche wirkt. Unter der Annahme, daß die Driftgeschwindigkeit des Meereises gegenüber der Windgeschwindigkeit vernachlässigbar klein ist, wird der mittlere Staudruck auf eine Schollenrandfläche P_a proportional zum mittleren Windgeschwindigkeitsquadrat angesetzt. Damit ergibt sich

$$P_a = k_\alpha \rho_0 \frac{1}{H_f} \int_{z_{0w}}^{H_f} (u_{hor}(z))^2 dz \quad , \quad (3.33)$$

wobei $u_{hor}(z)$ das Windgeschwindigkeitsprofil im Bereich der Schollenzwischenräume (Anströmprofil) ist. Für den Koeffizienten k_α verwenden Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] den Wert 0.5 nach Messungen von Marshall [1971].

Bei geringen Schollenabständen ist die Windgeschwindigkeit in den Schollenzwischenräumen aufgrund von Abschattungseffekten verringert. Die Geschwindigkeitsreduktion wird nach Nægeli [1946] durch

$$u_{hor}(z) = u_{hor,0}(z) \cdot \left(1 - \exp\left(-0.18 \frac{L_w}{H_f}\right) \right) \quad (3.34)$$

berücksichtigt. Für das unbeeinflusste Windprofil $u_{hor,0}(z)$ verwenden Hanssen-Bauer

und Gjessing [1988] stets den nur für neutrale thermische Schichtung gültigen logarithmischen Ansatz

$$u_{hor,0}(z) = \frac{u_{*w,0}}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0w}} \right) \right] . \quad (3.35)$$

An dieser Stelle wird das Konzept von Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] modifiziert. Im Modell METRAS wird das unbeeinflusste Windprofil durch

$$u_{hor,0}(z) = \frac{u_{*w,0}}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0w}} \right) - \psi_{m,w} \right] \quad (3.36)$$

in Abhängigkeit von der tatsächlich vorhandenen thermischen Schichtung bestimmt. Dabei ist $\psi_{m,w}$ die Stabilitätsfunktion des Impulses über den offenen Wasserflächen.

Nach Einsetzen der Gleichungen (3.33), (3.34) und (3.36) in Gl. (3.32) ergibt sich die endgültige Beziehung zur Berechnung des Betrags des Formwiderstandes zu

$$F_{d,i} = 0.5\rho_0 \frac{1}{L_i + L_w} (1 - \exp(-0.18 \frac{L_w}{H_f}))^2 \frac{u_{*w,0}^2}{\kappa^2} \cdot \int_{z_{0w}}^{H_f} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0w}} \right) - \psi_{m,w} \right]^2 dz . \quad (3.37)$$

Im Ansatz von Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] gibt es eine analytische Lösung des zur Bestimmung von $F_{d,i}$ zu berechnenden Integrals. Im Modell METRAS muß es aufgrund der verwendeten Beziehung (3.36) numerisch gelöst werden.

Die mit Hilfe des Vermischungshöhenkonzepts auf Grundlage der Oberflächenrauigkeit des Meereises z_{0i} bestimmte Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*i} (siehe Gl. (3.25) für den Beispielfall neutraler thermischer Schichtung) charakterisiert den Oberflächenwiderstand des Meereises. Sie wird deshalb mit $u_{*i(S_d)}$ bezeichnet. Damit ist der Betrag des Oberflächenwiderstands des Meereises durch

$$S_{d,i} = \rho_0 u_{*i(S_d)}^2 \quad (3.38)$$

gegeben. Nach der Berechnung des Formwiderstands des Meereises wird mit Hilfe von

$$u_{*i(F_d)} = \sqrt{\frac{F_{d,i}}{\rho_0}} \quad (3.39)$$

die dem Formwiderstand entsprechende Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmt. Damit ergibt sich die den Gesamtwiderstand des Meereises charakterisierende Schubspannungsgeschwindigkeit zu

$$u_{*i} = \sqrt{u_{*i(F_d)}^2 + u_{*i(S_d)}^2} . \quad (3.40)$$

Der Betrag der gesamten am Meereis angreifenden Schubspannung folgt schließlich aus

$$\tau_i = \rho_0 u_{*i}^2 . \quad (3.41)$$

Diese Schubspannung dient, wie bereits erwähnt wurde, zum Antrieb des Meerismoduls des Atmosphärenmodells METRAS.

Für den im Atmosphärenmodell benötigten turbulenten Impulsfluß über dem Meereis gilt

$$F_{mo,i} = -\rho_0 u_{*i}^2 = -\rho_0 (u_{*i(F_d)}^2 + u_{*i(S_d)}^2) \quad . \quad (3.42)$$

Der mittlere bodennahe Impulsfluß über der Meereis-Wasser-Oberfläche wird durch die Gleichung

$$F_{mo} = -\rho_0 u_*^2 = -\rho_0 (u_{*i(F_d)}^2 + A u_{*i(S_d)}^2 + (1 - A) u_{*w}^2) \quad (3.43)$$

repräsentiert. Dabei ist u_{*w} die im Rahmen der Flußmittelung bestimmte Schubspannungsgeschwindigkeit über den offenen Wasserflächen. Im Fall einer geschlossenen Eisdecke ($A = 1$) reduzieren sich die Gleichungen (3.42) und (3.43) zu

$$F_{mo} = F_{mo,i} = -\rho_0 u_{*i(S_d)}^2 \quad . \quad (3.44)$$

Für den offenen Ozean ($A = 0$) nimmt Gl. (3.43) die Form

$$F_{mo} = -\rho_0 u_{*w}^2 \quad (3.45)$$

an.

Auch die turbulenten Wärmetransporte zwischen der Atmosphäre und dem Meereis sind von der durch den Formwiderstand des Meereises zusätzlich erzeugten Turbulenz beeinflusst. Somit geht beispielsweise die nach Gl. (3.40) abgeleitete Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*i} ebenfalls in die Berechnung der fühlbaren und latenten Wärmeflüsse über dem Meereis ein.

4 Die Grenzschicht über der arktischen Eisrandzone - Meß- und Modellergebnisse

4.1 Messungen

Die für die Modellrechnungen notwendigen Anfangs- und Randwerte bestimmter Atmosphären- und Oberflächengrößen stützen sich auf Meßdaten der beiden Flugzeugkampagnen REFLEX I und REFLEX II (*Radiation and Eddy FLux EXperiment*), die im Herbst 1991 bzw. im Winter 1993 in der arktischen Eisrandzone nordwestlich von Spitzbergen durchgeführt wurden.

Das Ziel der Meßkampagnen REFLEX I und II war die gleichzeitige Erfassung der atmosphärischen Grenzschichtströmung, insbesondere des turbulenten Vertikalaustausches, sowie des aerodynamischen Widerstandes und der geometrischen Struktur der Meereis- und der Ozeanoberfläche. Dazu wurden im wesentlichen drei unterschiedliche flugzeuggestützte Meßsysteme eingesetzt. Mit der Grundausrüstung des Flugzeugs wurden meteorologische Größen wie Druck, Windvektor, Temperatur und Feuchte gemessen. Zusätzlich registrierte ein Strahlungsthermometer die Temperatur der Oberfläche. Zur Ableitung der turbulenten Impuls-, Wärme- und Feuchteflüsse wurde das Meteopod-Turbulenzmeßsystem eingesetzt. Die Erfassung geometrischer Oberflächencharakteristika erfolgte mit einem Laseraltimeter und mehreren Zeilenrasterkameras. Das Laseraltimeter diente zur Messung der Topographie (Rauigkeiten, Freibordhöhen) des Meereises. Die Zeilenrasterkameras registrierten die räumliche Verteilung des Meereises, und damit die Größe der Schollen und eisfreien Flächen. Detaillierte Informationen über die beiden Flugzeugunternehmungen enthalten die Berichte von Hartmann et al. [1992] und Kottmeier et al. [1994].

Im September und Oktober 1991 konnten die Messungen sowohl bei ab- als auch bei aufeisigen Strömungen durchgeführt werden. Im März 1993 traten dagegen nur abeisige Strömungen auf. Weil dabei die Temperatur der vom Eis abfließenden Luft sehr niedrig war, werden diese abeisigen Strömungen auch als Kaltluftausbrüche bezeichnet.

Aus den Meßtagen der Kampagnen REFLEX I und II wurden zwei ausgewählt, die im weiteren als Referenzfälle für Modellrechnungen herangezogen werden. Dies sind der 21.09.1991 mit aufeisiger und der 10.03.1993 mit abeisiger Strömung. Die Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die großskaligen Druck- und Windverhältnisse sowie über die Oberflächentemperaturen des Meereises. Die Oberflächentemperatur des Ozeans wird im ungekoppelten Atmosphärenmodell räumlich und zeitlich konstant mit $T_{sur,w} = 271.35 K$, d.h. mit der Gefrierpunkttemperatur des Meerwassers bei einem Salzgehalt von ca. 34 ppt, vorgegeben. Die aufeisige Strömung wird mit Meßdaten über dem Wasser, die abeisige Strömung mit Daten über dem Meereis initialisiert. Die dabei verwendeten vertikalen Profile der potentiellen Temperatur und der relativen Feuchte sind in Abb. 4.1 dargestellt.

	21.09.1991	10.03.1993
p_0 in hPa	1014.9	1020.0
u_g in $m s^{-1}$	0.0	0.0
v_g in $m s^{-1}$	10.0	-5.5
$T_{sur,i}$ in K	270.6	239.0

Tabelle 4.1: Der mittlere Bodendruck p_0 , die Komponenten u_g und v_g des mittleren geostrophischen Windes und die Oberflächentemperatur des Meereises $T_{sur,i}$ für zwei ausgewählte Meßfälle der Kampagnen REFLEX I und II. Bei einem positiven (negativen) Wert der Komponente v_g liegt eine aufeisige (abeisige) Strömung vor.

Aus den Meßdaten der Topographie und der räumlichen Ausdehnung von Eisschollen wurden von Mai und Hartmann [persönliche Mitteilungen, 1994] Ansätze für die Freibordhöhen H_f und die Schollenlängen L_i in einer Eisrandzone gewonnen. Diese sind besonders gut für den Einsatz in numerischen Modellen geeignet, da sie nur die Vorgabe der jeweiligen Eiskonzentration A erfordern.

Mai [persönliche Mitteilung, 1994] leitet aus den Oberflächendaten der Kampagne REFLEX II

$$H_f = 0.49 \cdot (1.0 - \exp(-5.9A)) \quad (4.1)$$

für $1 \geq A > 0$ zur Berechnung der Freibordhöhe H_f ab. Aus Meßdaten der Kampagnen REFLEX I und II gewinnt Hartmann [persönliche Mitteilung, 1994] mit

$$L_i = \frac{31H_f}{(1 - A)} \quad (4.2)$$

für $1 > A > 0$ eine Beziehung für die Schollenlänge L_i (siehe Abb. 4.2). Diese ist als Kantenlänge der als quadratisch angenommenen Schollen zu interpretieren.

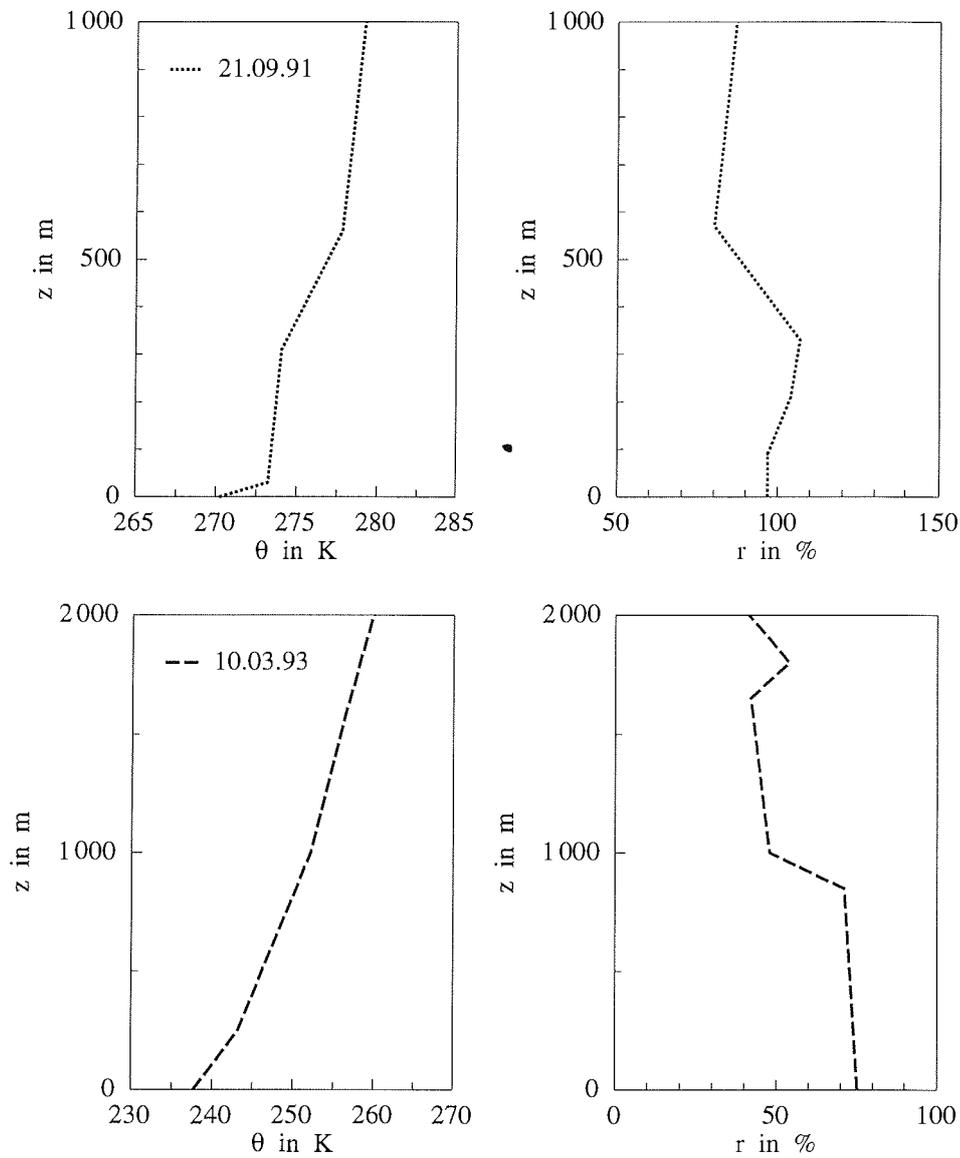


Abbildung 4.1: Vertikale Profile der potentiellen Temperatur θ und der relativen Feuchte r für zwei ausgewählte Meßfälle der Kampagnen REFLEX I und II zur Initialisierung von Modellrechnungen.

Die Ansätze (4.1) und (4.2) beschreiben ausschließlich die in den jeweiligen Meßzeiträumen angetroffenen Oberflächencharakteristika. Ihre Kenntnis ist für den Vergleich von Modellergebnissen mit Meßdaten sehr wichtig, sie besitzen aber keine räumliche und zeitliche Allgemeingültigkeit.

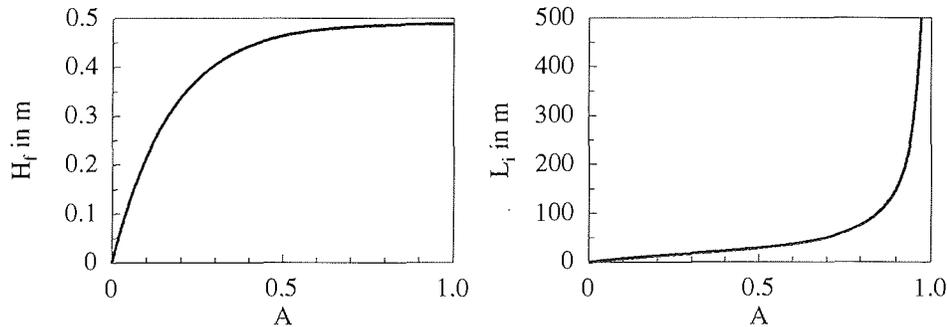


Abbildung 4.2: Die mittlere Freibordhöhe H_f und die mittlere Schollenlänge L_i in Abhängigkeit von der Eiskonzentration A .

Im folgenden werden Modellrechnungen mit einer idealisierten räumlichen Verteilung des Meereises in einer Eisrandzone durchgeführt. Aus den vorgegebenen Eiskonzentrationen werden mit Hilfe der Beziehungen (4.1) und (4.2) die mittleren Freibordhöhen und die mittleren Schollenlängen bestimmt¹. Zur vollständigen Beschreibung der Eisdecke wird ferner eine Gleichung für den mittleren Schollenabstand L_w benötigt. Diese wird aus der von Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] für die Eiskonzentration A verwendeten Beziehung

$$A = \frac{L_i}{(L_i + L_w)} \quad (4.3)$$

zu

$$L_w = \frac{(1 - A)}{A} L_i \quad (4.4)$$

für $1 > A > 0$ abgeleitet.

Um die Kontinuumsannahme zu gewährleisten, wird als Anfangsbedingung in den Gitterzellen mit partieller Eisbedeckung die Konzentration A zwischen 5% und 95% gewählt. Damit ergeben sich Werte für die Schollenanzahl N_s , die der Voraussetzung einer genügend großen Anzahl von Schollen in einer Gitterzelle entsprechen. In Tabelle 4.2 sind für die minimale, die mittlere und die maximale partielle Eisbedeckung die Werte der Freibordhöhe, der Schollenlänge und des Schollenabstandes sowie die daraus abgeleitete Schollenanzahl angegeben.

¹Für die Modellrechnungen im Abschnitt 4 ist die Vorgabe mittlerer Freibordhöhen und mittlerer Schollenlängen bei einer geschlossenen Eisdecke in einer Gitterzelle nicht erforderlich.

	$A = 0.05$	$A = 0.50$	$A = 0.95$
H_f in m	0.13	0.46	0.49
L_i in m	4.08	28.79	302.68
L_w in m	77.61	28.79	15.93
N_s	≈ 48058	≈ 9652	≈ 166

Tabelle 4.2: Die mittlere Freibordhöhe H_f , die mittlere Schollenlänge L_i , der mittlere Schollenabstand L_w und die mittlere Schollenanzahl N_s in einer Gitterzelle für drei verschiedene Eiskonzentrationen A .

4.2 Modellierete ab- und aufeisige Strömungen

Lüpkes und Schlünzen [1996] sowie Schmittner [1996] führen insbesondere für abeisige Strömungen detaillierte Vergleiche zwischen Messungen und mit dem Modell METRAS² gewonnenen Ergebnissen durch und zeigen, daß der Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht vom Modell sehr gut wiedergegeben wird. Da ihr Interesse vor allem der Entwicklung der Grenzschicht über dem offenen Ozean bis in etwa 300 km Entfernung vom Eisrand gilt, approximieren sie die Eisrandzone lediglich als abrupten Übergang von einer geschlossenen Eisdecke zum völlig eisfreien Ozean. Das Hauptaugenmerk der nachfolgenden Untersuchungen richtet sich dagegen auf Prozesse, die über der Eisrandzone selbst und über den unmittelbar angrenzenden Bereichen der Packeisregion und des Ozeans stattfinden. Deshalb wird im Gegensatz zu dem einfachen Ansatz von Lüpkes und Schlünzen [1996] sowie Schmittner [1996] die Eisrandzone räumlich aufgelöst und als Gebiet mit partieller Eisbedeckung behandelt. Da es jedoch um das *prinzipielle* Verständnis der Grenzschichtentwicklung geht, ist die Vorgabe einer idealisierten Verteilung der Eiskonzentration in der Eisrandzone am vorteilhaftesten.

Für die folgenden Modellrechnungen wird ein zweidimensionales Gebiet mit einer Nord-Süd-Ausdehnung von 276 km gewählt, in dessen mittleren Teil sich eine 76 km lange Eisrandzone befindet. Diese geht nach Norden in eine geschlossene Eisdecke und nach Süden in den offenen Ozean über. Innerhalb der Eisrandzone nimmt die Eiskonzentration linear um 5% pro Gitterzelle ab. Die Simulationen werden für einen typischen Betrag des geostrophischen Windes von 10 m s^{-1} durchgeführt. Die Oberflächentemperatur des Meereises wird bei abeisiger Strömung mit 239.0 K und bei aufeisiger Strömung mit 270.6 K vorgegeben. Ersterer Wert entspricht dem Kaltausbruch vom 10.03.1993, letzterer dem Meßfall vom 21.09.1991.

²Diese Vergleiche erfolgen mit der auch hier verwendeten Modellversion, bei der Strahlungs-, Wolken- und Niederschlagseffekte vernachlässigt werden.

Das Atmosphärenmodell wird jeweils bis zum Erreichen eines annähernd stationären Strömungszustandes integriert.

Die in den Abschnitten 6 und 7 ausgewerteten Rechnungen mit dem gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell werden ausgehend von solchen stationären atmosphärischen Strömungszuständen gestartet. Der Abschnitt 4.2 dient der ausführlichen Beschreibung des prinzipiellen Aufbaus der atmosphärischen Grenzschicht bei ab- und aufeisigen Strömungen. So kann später die Darstellung der Ausgangssituationen der gekoppelten Simulationen auf die wichtigsten Punkte hinsichtlich der sich ergebenden Wechselwirkung zwischen der Atmosphäre und dem Meereis beschränkt werden.

Abeisige Strömung

Bei einem Kaltluftausbruch strömt Luft, die in Gebieten mit einer geschlossenen Eisdecke stark abgekühlt wurde, über eine Eisrandzone und den offenen Ozean. Die Grenzschicht über der geschlossenen Eisdecke ist nur von geringer vertikaler Mächtigkeit und wird nach oben durch eine Inversion begrenzt (siehe Abb. 4.3). Die thermische Schichtung in der Grenzschicht ist leicht stabil, die zur Meereisoberfläche hin gerichteten turbulenten Wärmeflüsse betragen nur wenige $W m^{-2}$. Beim Einströmen der Luft in die Eisrandzone beträgt die Differenz zwischen der Temperatur der bodennahen Luftschichten und der Temperatur der offenen Wasserflächen im gewählten Beispielfall bis zu über 30 K. Dadurch kommt es zu hohen aufwärtsgerichteten Wärmeflüssen über den offenen Wasserflächen. Die Luft wird vom Boden aus erwärmt. Durch die einsetzende Konvektion entwickelt sich eine gut durchmischte Grenzschicht, deren Höhe mit zunehmender Entfernung von der nördlichen Grenze der Eisrandzone anwächst. Wie Abb. 4.3 zeigt, sind die potentielle Temperatur und die spezifische Feuchte in der Grenzschicht nahezu höhenkonstant, wobei ihr Betrag aber mit voranschreitender Überströmung der offenen Wasserflächen immer weiter anwächst.

Über der geschlossenen Eisdecke ist die bodennahe horizontale Windgeschwindigkeit (in 10 m Höhe) gegenüber dem geostrophischen Wert deutlich reduziert, und der Vektor des bodennahen Windes ist nach links vom geostrophischen Windvektor abgelenkt. Bei der Überströmung der Eisrandzone kommt es oberhalb einer Höhe von etwa 50 m stromabwärts zuerst zu einer Ab- und anschließend zu einer Zunahme der horizontalen Windgeschwindigkeit (siehe Abb. 4.4 und Abb. 4.5). Unterhalb von 50 m findet generell eine Beschleunigung der Strömung statt, obwohl die effektive Rauigkeit der Oberfläche durch die der Strömung ausgesetzten Schollenseitenflächen größer ist als bei einer geschlossenen Eisdecke. Ein solcher Anstieg der bodennahen Windgeschwindigkeit in Strömungsrichtung beruht auf der intensiven turbulenten Durchmischung bei einem Kaltluftausbruch über eine Eisrandzone. Dieser Effekt wurde ebenfalls von Reynolds [1984] und Wefelmeier [1992] in Messungen bzw. Modellergebnissen gefunden.

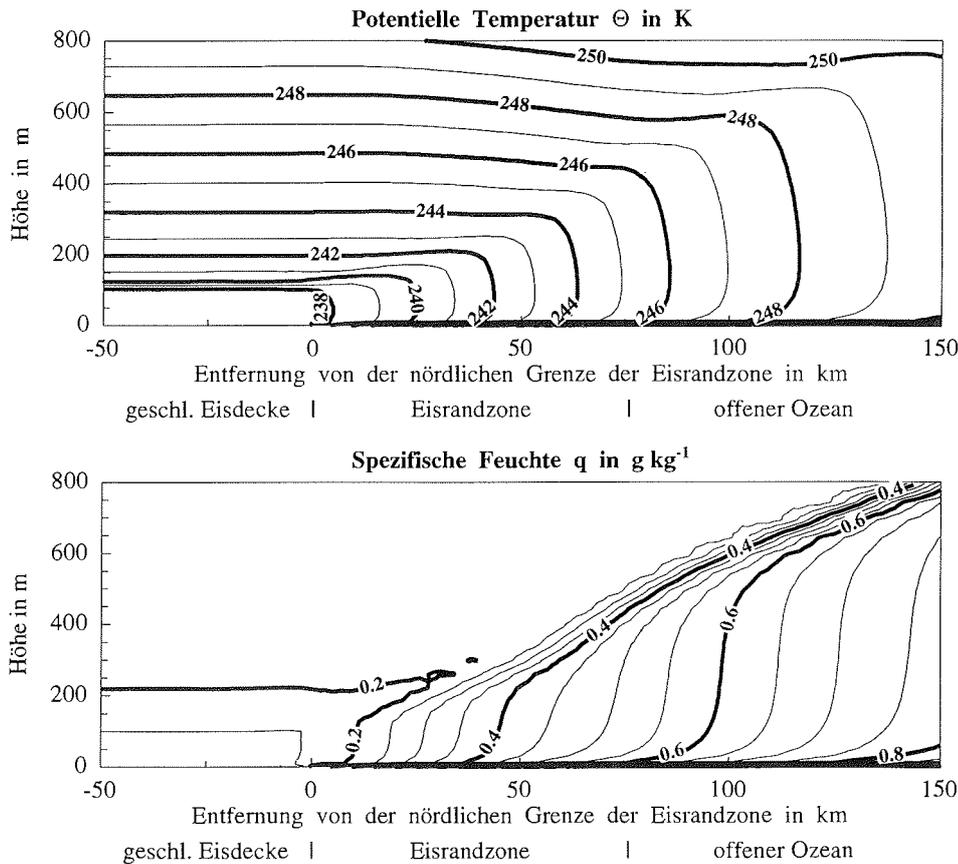


Abbildung 4.3: Vertikale Verteilung der potentiellen Temperatur und der spezifischen Feuchte bei abeisiger Strömung.

Wie in Abb. 4.6 zu erkennen ist, zeigt die Windkomponente parallel zur Eiskante zuerst eine rasche und dann eine immer schwächer werdende Abnahme über der Eisrandzone. Über dem offenen Ozean sind die Vektoren des bodennahen horizontalen Windes und des geostrophischen Windes nahezu identisch. Entsprechend der beschriebenen horizontalen Strömungskonvergenzen und -divergenzen kommt es aus Kontinuitätsgründen zu auf- bzw. abwärtsgerichteten Vertikalbewegungen, welche ebenfalls Abb. 4.6 entnommen werden können. Charakteristisch ist die weiträumige Absinkbewegung der Luft über dem mittleren und südlichen Teil der Eisrandzone. Im nördlichen Teil spiegelt sich die Zunahme der horizontalen Windgeschwindigkeit in Bodennähe und die Abnahme in den darüber liegenden Schichten durch ab- bzw. aufwärtsgerichtete Vertikalbewegungen wieder.

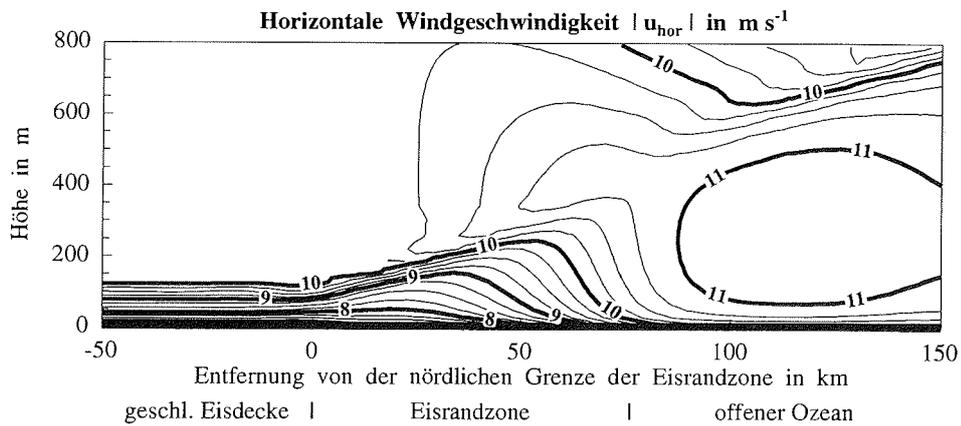


Abbildung 4.4: Vertikale Verteilung des Betrages der horizontalen Windgeschwindigkeit bei abeisiger Strömung.

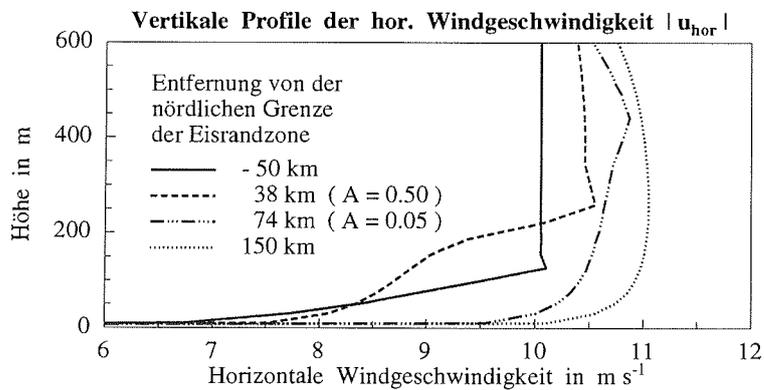


Abbildung 4.5: Vertikale Profile der horizontalen Windgeschwindigkeit in unterschiedlichen Entfernungen von der nördlichen Grenze der Eisrandzone bei abeisiger Strömung.

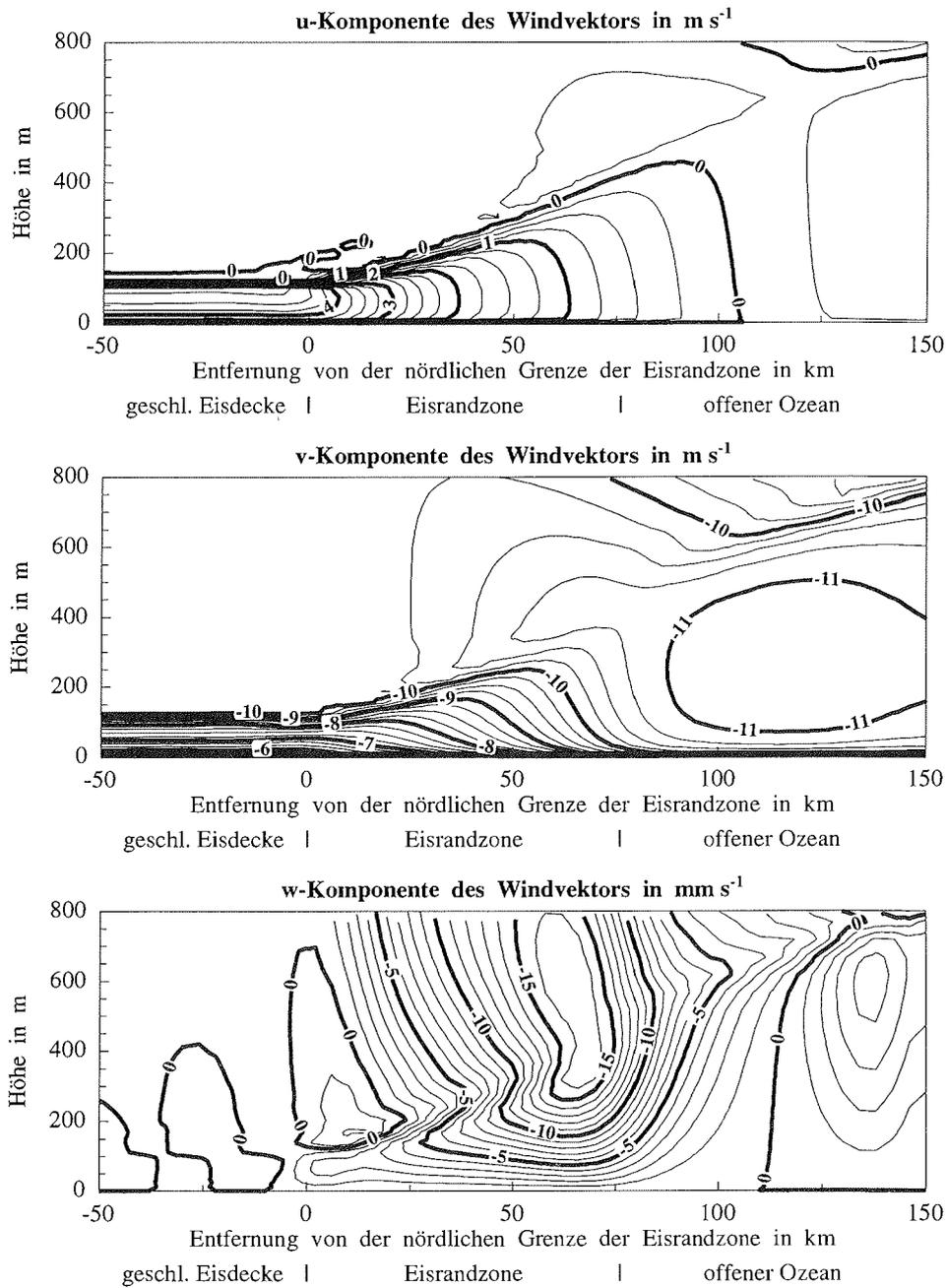


Abbildung 4.6: Vertikale Verteilung der Komponenten des dreidimensionalen Windvektors bei abeisiger Strömung.

Die sich in einer Eisrandzone in Strömungsrichtung ständig verändernden Oberflächeneigenschaften sind untrennbar mit einer Modifikation der turbulenten Flüsse von Impuls sowie fühlbarer und latenter Wärme verbunden. Wie Abb. 4.8 zeigt, spiegeln sich gerade in diesen Flüssen die Übergänge zwischen den Bereichen geschlossene Eisdecke und Eisrandzone sowie Eisrandzone und offener Ozean besonders gut wieder. Der Impulsfluß wächst im Bereich partieller Eisbedeckung deutlich an. Dies wird einerseits durch den zusätzlichen Formwiderstand des Meereises und andererseits durch die in Strömungsrichtung ansteigende Windgeschwindigkeit verursacht. Trotz der kleineren Rauigkeit ist der Impulsfluß über dem offenen Ozean aufgrund der höheren Windgeschwindigkeit und aufgrund von Stabilitätseffekten größer als über der geschlossenen Eisdecke. Sein Betrag erreicht aber nicht mehr die am südlichen Ende der Eisrandzone auftretenden maximalen Werte.

Da die mittleren Oberflächentemperaturen in der Eisrandzone mit abnehmender Eiskonzentration kontinuierlich ansteigen, wachsen auch die flächengemittelten turbulenten Wärmeflüsse in Strömungsrichtung an. Im Gegensatz dazu ist über dem offenen Ozean in den untersten Atmosphärenschichten ein nahezu linearer Abfall der Flüsse zu beobachten. Dieser beruht auf der allmählichen Erwärmung der Grenzschicht bei konstant bleibender Oberflächentemperatur des Ozeans.

Die flächengemittelten bodennahen Flüsse fühlbarer und latenter Wärme in der Eisrandzone ergeben sich aus den Flüssen über dem Meereis und denjenigen über den offenen Wasserflächen. Die bodennahen Luftschichten sind einerseits wesentlich kälter als die offenen Wasserflächen, andererseits steigt aber mit der Erwärmung der Grenzschicht ihre Temperatur über den Wert der Meereisoberflächen an. Damit herrscht über den Wasserflächen eine labile thermische Schichtung mit aufwärtsgerichteten Wärmeflüssen, über den Meereisflächen jedoch eine stabile thermische Schichtung mit abwärtsgerichteten Flüssen (siehe Abb. 4.7). Der Betrag der in die Atmosphäre gerichteten Flüsse ist aber wesentlich größer als der Betrag der zu den Meereisoberflächen gerichteten Flüsse. Somit stellen sich im Mittel aufwärtsgerichtete Flüsse ein, die eine Erwärmung der Grenzschicht bewirken.

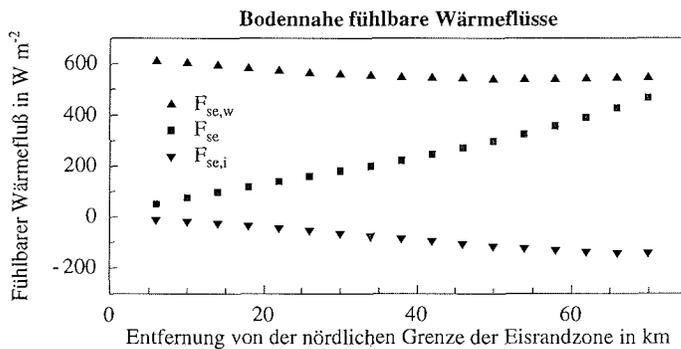


Abbildung 4.7: Bodennahe turbulente Flüsse fühlbarer Wärme über einer Eisrandzone bei abeisiger Strömung. Dargestellt sind die mittleren Flüsse F_{se} , die Flüsse über den Meereisflächen $F_{se,i}$ und die Flüsse über den offenen Wasserflächen $F_{se,w}$.

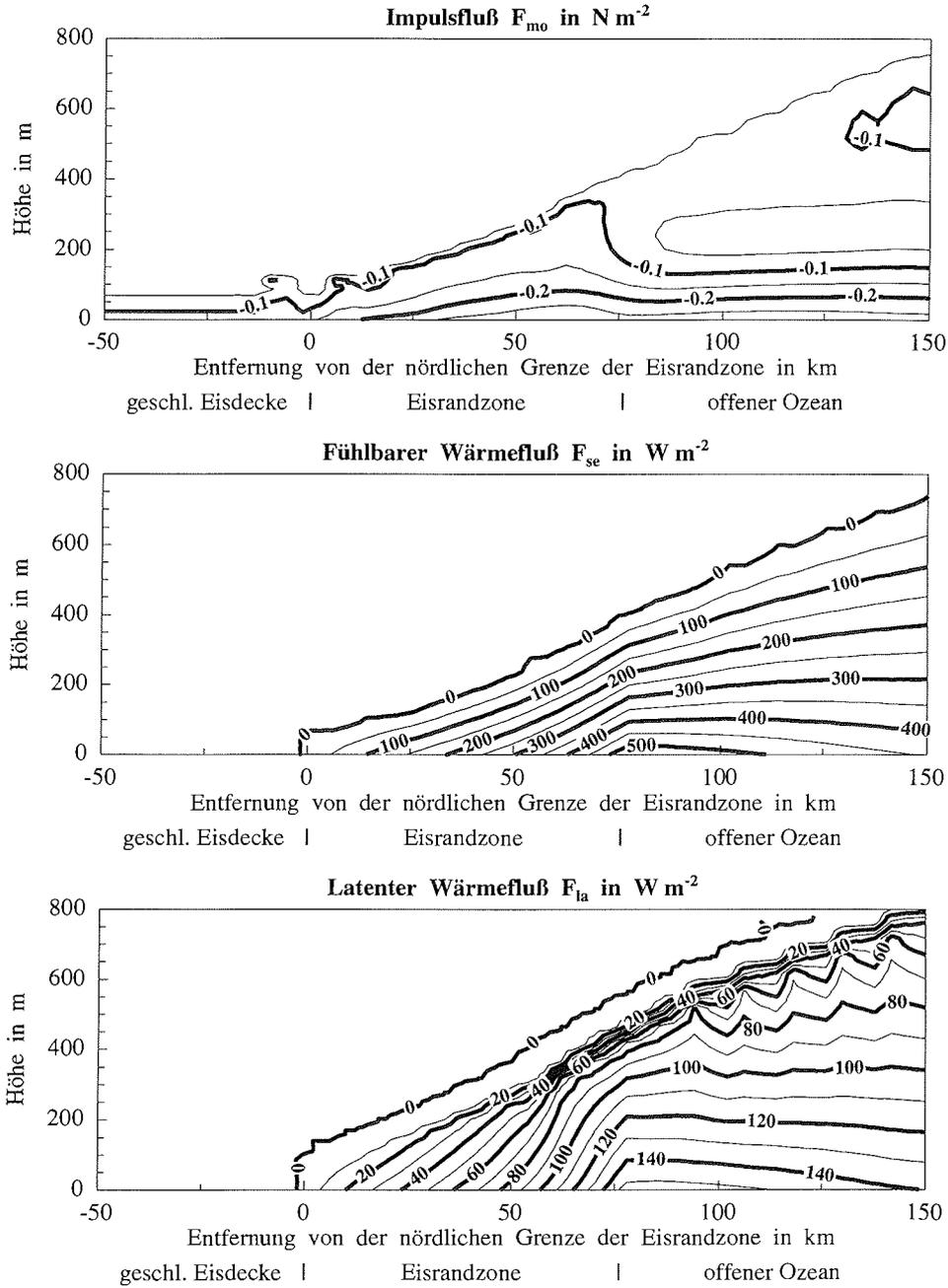


Abbildung 4.8: Vertikale Verteilung turbulenter vertikaler Flüsse bei abeisiger Strömung.

Aufeisige Strömung

Im Gegensatz zum vorher dargestellten Kaltluftausbruch ist die gewählte aufeisige Strömung ein Beispiel dafür, wie gering die Veränderungen der atmosphärischen Grenzschichtströmung über einer Eisrandzone sein können, sofern keine erhebliche Differenz zwischen den Oberflächentemperaturen des Meereises und der offenen Wasserflächen besteht. Diesem thermischen Effekt kommt deshalb eine so große Bedeutung zu, weil der Unterschied zwischen den Rauigkeiten beider Oberflächen vergleichsweise gering ist.

Da die Oberflächentemperatur des Meereises kleiner ist als die bodennahe Temperatur der vom Ozean her in die Eisrandzone einströmenden Luft, sind die turbulenten Wärmeflüsse über der Eisrandzone und der geschlossenen Eisdecke im Mittel abwärts gerichtet (siehe Abb. 4.9). Die Wärmeflüsse entsprechen Werten, die während der Schiffsexpedition ARK XII bei ähnlich geringen Temperaturunterschieden zwischen den Eis- und Wasseroberflächen gemessen wurden [Lüpkes, pers. Mitteilung 1997]. Die abwärtsgerichteten Wärmeflüsse führen zu einer Abkühlung der Grenzschicht. Wie Abb. 4.10 zeigt, ist dieser Effekt im gewählten Beispielfall jedoch sehr klein, da die Differenz zwischen den Oberflächentemperaturen des Meereises und des Ozeans nur 0.75 K beträgt. Auch die Veränderung der spezifischen Feuchte in Strömungsrichtung ist sehr gering, sie nimmt mit steigender Eiskonzentration ab. Aufgrund der schwachen vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur kann das Anwachsen der neuen internen Grenzschicht bei der Überströmung der Eisrandzone besser den in Abb. 4.9 dargestellten Wärmeflüssen entnommen werden als der vertikalen Verteilung der potentiellen Temperatur in Abb. 4.10.

Sowohl über dem offenen Ozean als auch über der Eisrandzone und der geschlossenen Eisdecke ist die horizontale Windgeschwindigkeit in Bodennähe (10 m Höhe) gegenüber dem geostrophischen Wert deutlich reduziert (siehe Abb. 4.10), und der Vektor des bodennahen Windes ist nach links vom geostrophischen Windvektor abgelenkt (siehe Abb. 4.11). Die horizontale Windgeschwindigkeit steigt mit zunehmender Höhe an und erreicht im Bereich der Inversion annähernd den geostrophischen Wert. Stromabwärts gesehen erfährt die Strömung über der Eisrandzone eine Abbremsung, über der geschlossenen Eisdecke findet dann wieder eine Beschleunigung statt. Die erhöhte Rauigkeit der Oberfläche in der Eisrandzone, die dort zur Abnahme der horizontalen Windgeschwindigkeit führt, spiegelt sich auch in einem Maximum des Impulsflusses in diesem Gebiet wieder (siehe Abb. 4.9). Weiterhin ergibt sich aus Kontinuitätsgründen in diesem Bereich konvergenter Strömung eine aufwärtsgerichtete Vertikalbewegung, die aber aufgrund der Zunahme der Windgeschwindigkeit in Strömungsrichtung über der geschlossenen Eisdecke wieder in eine abwärtsgerichtete Vertikalbewegung übergeht (siehe Abb. 4.11).

Da in der verwendeten Version des Atmosphärenmodells METRAS Wolken- und Niederschlagseffekte vernachlässigt werden, wird im weiteren auf die Darstellung der spezifischen Feuchte und des latenten Wärmeflusses verzichtet.

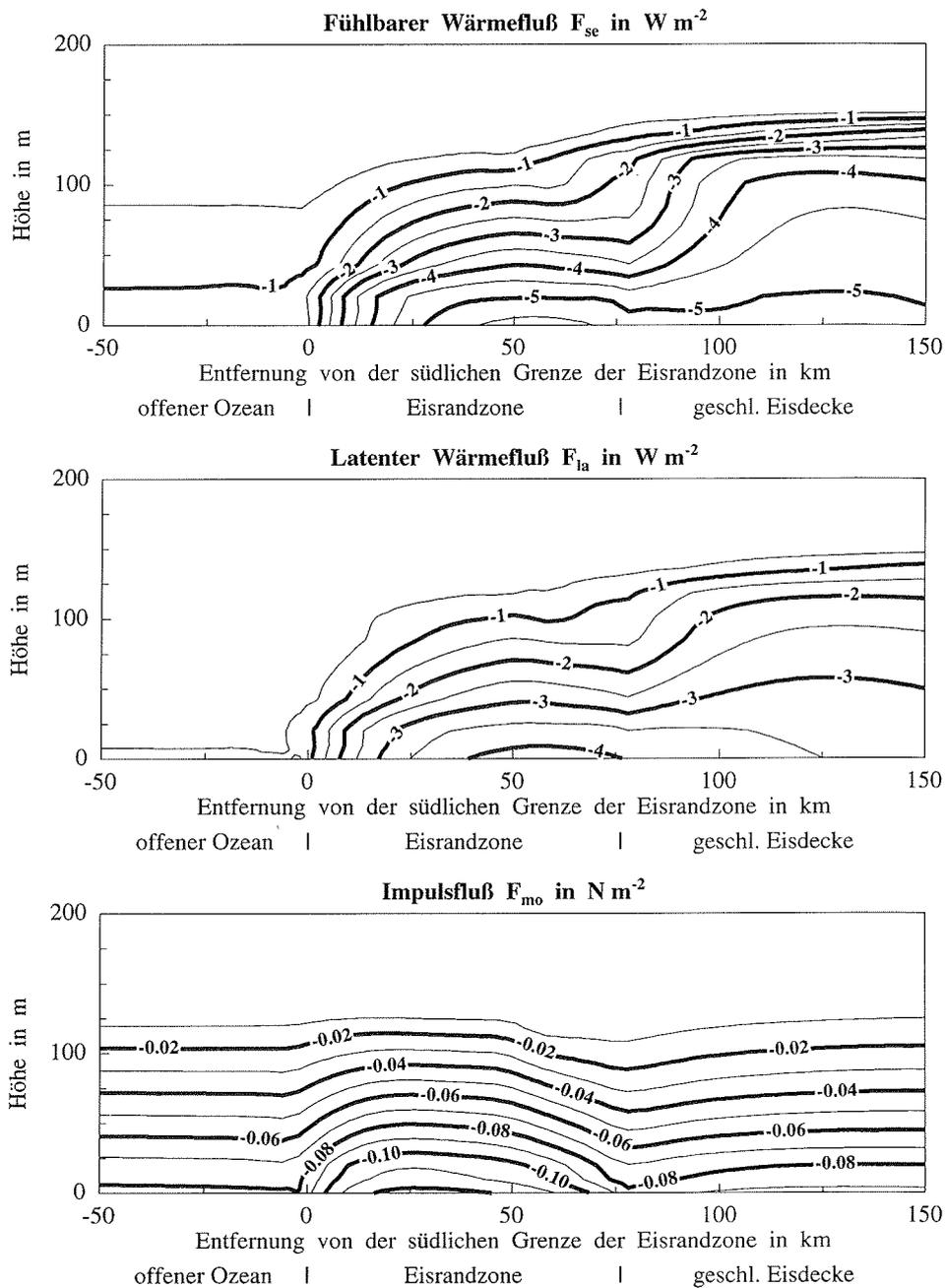


Abbildung 4.9: Vertikale Verteilung turbulenter vertikaler Flüsse bei aufeisiger Strömung.

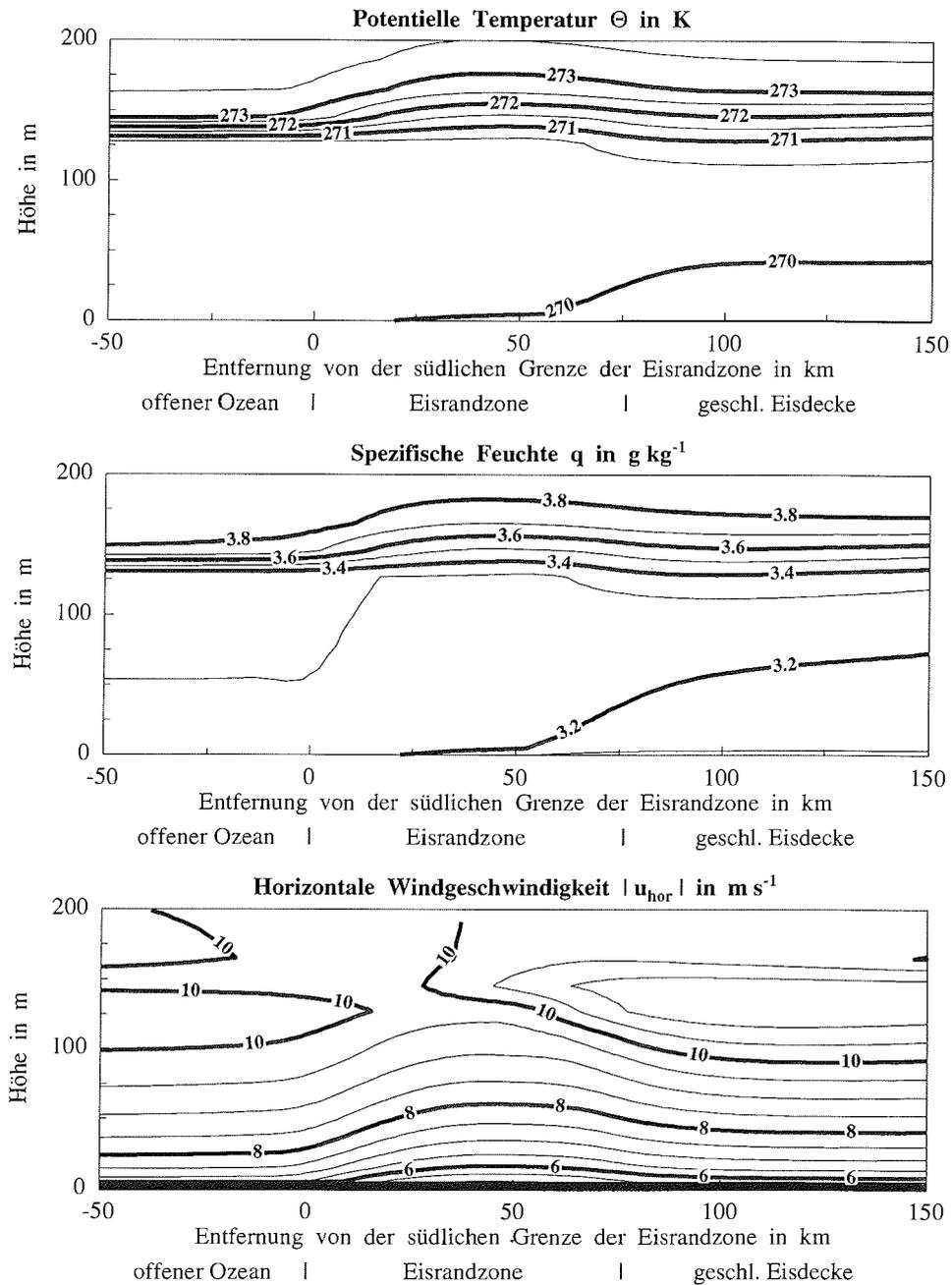


Abbildung 4.10: Vertikale Verteilung der potentiellen Temperatur, der spezifischen Feuchte und des Betrages der horizontalen Windgeschwindigkeit bei aufeisiger Strömung.

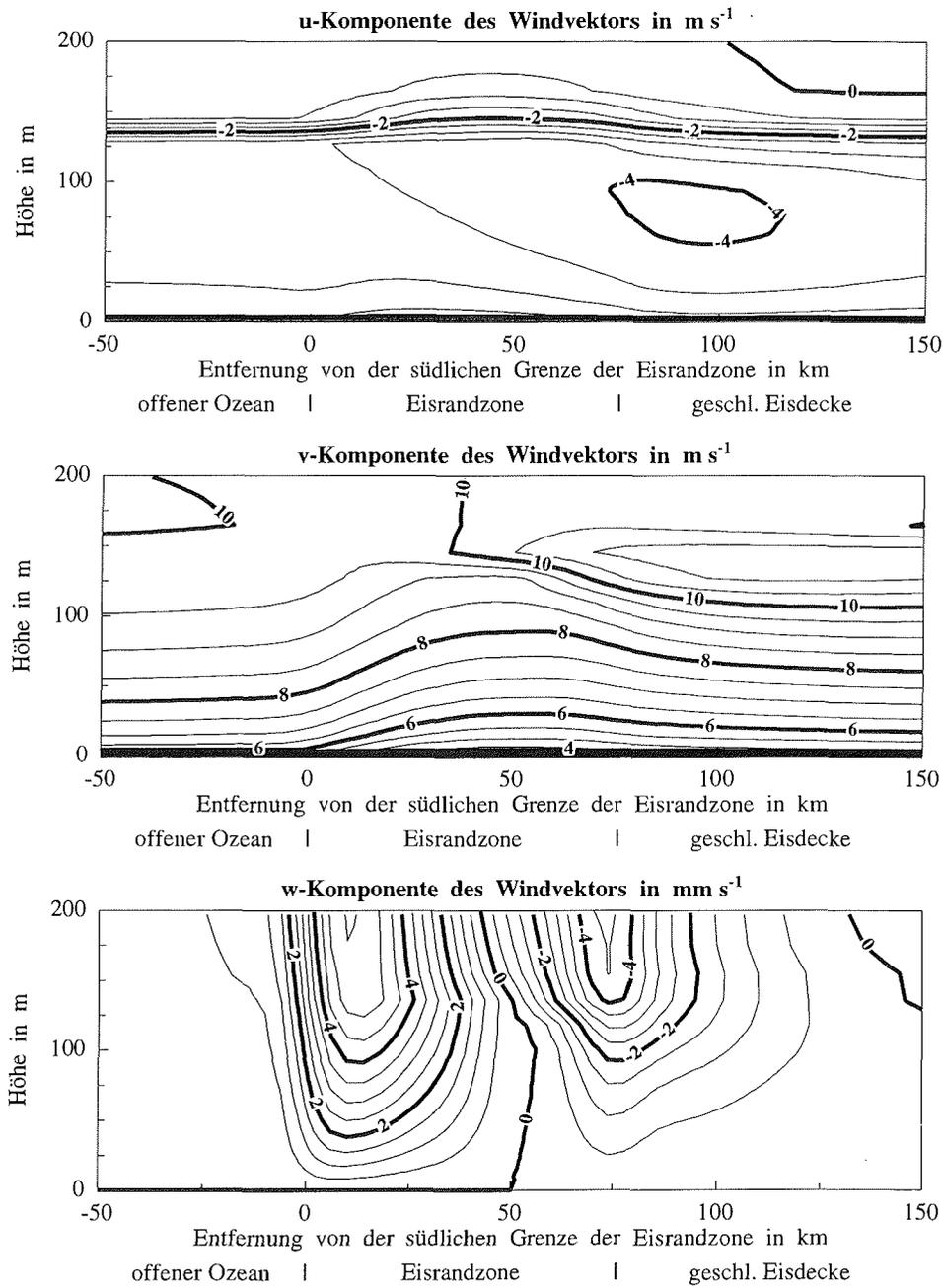


Abbildung 4.11: Vertikale Verteilung der Komponenten des dreidimensionalen Windvektors bei aufeisiger Strömung.

4.3 Transferkoeffizienten für Impuls und fühlbare Wärme

Häufig wird anstelle des im Abschnitt 3.1 (Gl. (3.4) bis (3.6)) beschriebenen Verfahrens eine andere Berechnungsweise der turbulenten Flüsse in der Bodenschicht angewandt. Der Ansatz lautet für eine horizontal homogene Strömung

$$F_{mo} = -\rho_0 c_d |\mathbf{u}_{hor}(z)|^2 \quad (4.5)$$

$$F_{se} = -\rho_0 c_p c_h |\mathbf{u}_{hor}(z)| (\theta(z) - \theta_{sur}) \quad (4.6)$$

$$F_{la} = -\rho_0 l_v c_q |\mathbf{u}_{hor}(z)| (q(z) - q_{sur}) \quad (4.7)$$

Dabei werden c_d als Widerstandskoeffizient, Schubspannungskoeffizient oder Transferkoeffizient für Impuls sowie c_h und c_q als Transferkoeffizienten für fühlbare und latente Wärme bezeichnet. Erfolgt die Bestimmung des Widerstands- und der Wärmetransferkoeffizienten mit Hilfe der Monin-Obukhov'schen Ähnlichkeitstheorie, dann sind diese und die im Abschnitt 3.1 vorgestellte Methode äquivalent. Zur Berechnung der turbulenten Transporte in der Prandtl-Schicht müssen also entweder die Rauigkeitslängen der Oberfläche oder die Schubspannungs- und Wärmetransferkoeffizienten bekannt sein. Letztere sind im Gegensatz zu den Rauigkeitslängen von der Höhe und der thermischen Schichtung abhängig.

Für den turbulenten Vertikalaustausch über dem meereisbedeckten Ozean bestimmt Hartmann [pers. Mitteilung, 1995] auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogene Transferkoeffizienten für Impuls und fühlbare Wärme³ aus Daten der beiden Flugzeugkampagnen REFLEX I und II. Die abgeleiteten Werte stellen *mittlere* Transferkoeffizienten dar, wobei diese Bezeichnung in Analogie zum früher eingeführten Begriff des mittleren Flusses über einer heterogenen Oberfläche steht. Hartmann [pers. Mitteilung, 1995] gibt die mittleren Schubspannungskoeffizienten c_{dn10} und Wärmetransferkoeffizienten c_{hn10} in Abhängigkeit von der Eiskonzentration A an. Wie Abb. 4.12 zeigt, existieren maximale Werte der mittleren Schubspannungskoeffizienten bei Eiskonzentrationen zwischen 40% und 50%. Für die mittleren Wärmetransferkoeffizienten ist keine klare Abhängigkeit von der Eiskonzentration erkennbar.

Die aus Messungen abgeleiteten Transferkoeffizienten werden im folgenden zur Verifikation der im Modell METRAS angewandten Verfahren zur Berechnung der turbulenten bodennahen Flüsse über dem meereisbedeckten Ozean verwendet. Der Vergleich aus Messungen und diagnostisch aus Modellergebnissen abgeleiteter Transferkoeffizienten soll also Aufschluß darüber geben, inwieweit der turbulente Transport durch die vorgegebenen Rauigkeitslängen der Meereis- und Wasseroberflächen, durch die Parametrisierung des Formwiderstands des Meereises und durch die Anwendung der Flußmittelungsmethode nach dem Vermischungshöhenkonzept realitätsnah beschrieben werden kann.

³Der Transferkoeffizient für fühlbare Wärme wird im weiteren abkürzend als Wärmetransferkoeffizient bezeichnet, da Transferkoeffizienten für latente Wärme nicht untersucht werden.

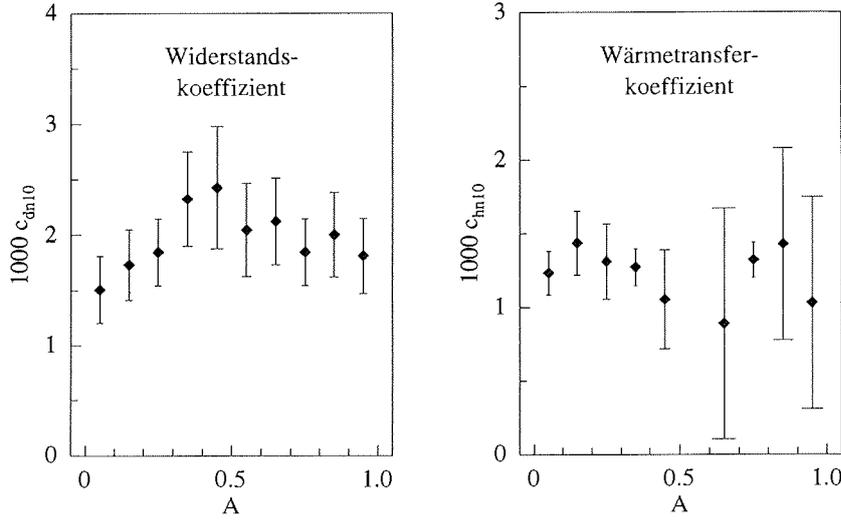


Abbildung 4.12: Aus Messungen abgeleitete, auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogene, mittlere Widerstandskoeffizienten c_{dn10} und Wärmetransferkoeffizienten c_{hn10} und ihre Standardabweichungen in Abhängigkeit von der Eiskonzentration A .

Für eine horizontal homogene Strömung ist der auf die Höhe z bezogene Widerstandskoeffizient c_{dz} durch

$$c_{dz} = \frac{u_*^2}{u_{hor}^2(z)} \quad (4.8)$$

und der auf die Höhe z bezogene Transferkoeffizient für fühlbare Wärme durch

$$c_{hz} = \frac{u_* \theta_*}{u_{hor}(z) (\theta(z) - \theta_{sur})} \quad (4.9)$$

bestimmt. Hartmann [pers. Mitteilung, 1995] benutzt die Gleichungen (4.8) und (4.9) auch im Fall der inhomogenen Oberfläche des meereisbedeckten Ozeans, jedoch verwendet er über horizontale Flugabschnitte von 10 km Länge gemittelte Werte der horizontalen Windgeschwindigkeit $u_{hor}(z)$, der potentiellen Temperatur $\theta(z)$ und der Oberflächentemperatur θ_{sur} des Meereis-Wasser-Gemisches. Die Skalengrößen u_* und θ_* ergeben sich aus den Kovarianzen $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ und $\overline{w'\theta'}$, die ebenfalls Mittel über horizontale Flugabschnitte von 10 km Länge darstellen⁴. Aufgrund dieser räumlichen Mittelungen stellen die aus Messungen abgeleiteten Transferkoeffizienten mittlere Schubspannungs- und Wärmetransferkoeffizienten bzgl. der heterogenen Oberfläche des meereisbedeckten Ozeans dar. Zur Vergleichbarkeit mit in der Literatur angegebenen Transferkoeffizienten reduziert Hartmann [pers. Mitteilung, 1995] die für das Flugniveau berechneten Werte auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe.

⁴Diese räumlichen Mittelungen sind notwendig, um die statistische Sicherheit der abgeleiteten Transferkoeffizienten zu gewährleisten.

Um die aus Messungen abgeleiteten Transferkoeffizienten (im weiteren auch als gemessene Transferkoeffizienten bezeichnet) mit diagnostisch aus Modellergebnissen gewonnenen Transferkoeffizienten vergleichen zu können, muß die Ableitung letzterer auch auf mittleren Größen bzgl. der heterogenen Meereis-Wasser-Oberfläche in den einzelnen Gitterzellen des Modells basieren. Die mittleren turbulenten Impuls- und Wärmeflüsse in der Bodenschicht werden mit dem um einen Ansatz für den Formwiderstand des Meereises erweiterten Flußmittelungsverfahren nach dem Vermischungshöhenkonzept berechnet. Da diese Flüsse in der Höhe $z_p = 10\text{ m}$ explizit berechnet werden, müssen die aus ihnen abgeleiteten Transferkoeffizienten nicht nocheinmal extra, wie bei den Flugzeugmessungen in etwa 30 m Höhe, auf 10 m Höhe bezogen werden. Sie müssen lediglich auf neutrale Schichtung reduziert werden. Dazu wird der nachfolgend dargestellte theoretische Zusammenhang benutzt.

Für eine horizontal homogene Oberfläche bzw. Grenzschichtströmung existieren eindeutige Zusammenhänge zwischen den auf neutrale Schichtung bezogenen Transferkoeffizienten c_{dnz} und c_{hnz} und den Rauigkeitslängen z_0 und z_θ . Diese lauten

$$c_{dnz} = \kappa^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \right]^{-2} \quad (4.10)$$

und

$$c_{hnz} = \kappa^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \cdot \ln \left(\frac{z}{z_\theta} \right) \right]^{-1} \quad (4.11)$$

Es ist üblich (siehe z.B. Mai [1995]), diese Ansätze auf die Beschreibung des turbulenten Impuls- und Wärmetransportes über einer horizontal inhomogenen Meereis-Wasser-Oberfläche zu übertragen, indem effektive Werte der Transferkoeffizienten und Rauigkeitslängen eingeführt werden, welche die Beziehungen

$$c_{dnze} = \kappa^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0eff}} \right) \right]^{-2} \quad (4.12)$$

und

$$c_{hnze} = \kappa^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0eff}} \right) \cdot \ln \left(\frac{z}{z_{\theta eff}} \right) \right]^{-1} \quad (4.13)$$

erfüllen. Diese effektiven Rauigkeitslängen z_{0eff} und $z_{\theta eff}$ dürfen nicht mit den effektiven Rauigkeitslängen z_{0e} und $z_{\theta e}$ im Rahmen des Vermischungshöhenkonzepts verwechselt werden.

Die diagnostische Bestimmung der mittleren Transferkoeffizienten im Modell METRAS verläuft in zwei Schritten. Zuerst werden mit Hilfe der Beziehungen

$$z_{0eff} = z_p \cdot \left[\exp \left(\frac{\kappa u_{hor}(z_p)}{u_*} + \psi_m \left(\frac{z_p}{L} \right) \right) \right]^{-1} \quad (4.14)$$

und

$$z_{\theta eff} = z_p \cdot \left[\exp \left(\frac{\kappa(\theta(z_p) - \theta_{sur})}{\theta_*} + \psi_h \left(\frac{z_p}{L} \right) \right) \right]^{-1}, \quad (4.15)$$

die nach denen der Monin-Obukhov-Theorie entsprechenden Gleichungen (3.1) und (3.2) gelten, effektive Rauigkeitslängen bestimmt. Die Höhe z_p des ersten vertikalen Gitterpunktes über der Erdoberfläche im Modell METRAS entspricht der Referenzhöhe von 10 m für den Vergleich mit den gemessenen Transferkoeffizienten. Die in die Beziehungen (4.14) und (4.15) eingehenden mittleren Größen $u_{hor}(z_p)$, $\theta(z_p)$, θ_{sur} , u_* , θ_* und L stellen im Modell Gitterzellenmittelwerte dar, wobei die mittleren Skalengrößen u_* und θ_* mit dem Vermischungshöhenkonzept berechnet werden. Im zweiten Schritt werden entsprechend den Gleichungen (4.12) und (4.13) die auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogenen mittleren Transferkoeffizienten aus

$$c_{dn10} = c_{dn10e} = \kappa^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{z_p}{z_{0eff}} \right) \right]^{-2} \quad (4.16)$$

und

$$c_{hn10} = c_{hn10e} = \kappa^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{z_p}{z_{0eff}} \right) \cdot \ln \left(\frac{z_p}{z_{\theta eff}} \right) \right]^{-1} \quad (4.17)$$

gewonnen.

Die Ableitung der Transferkoeffizienten aus Modellergebnissen erfolgt für den Meßfall des 10.03.1993 (siehe Tabelle 4.1), da die im Modell verwendete Abhängigkeit der mittleren Freibordhöhen von der Eiskonzentration nach Gl. (4.1) ausschließlich auf Daten der Kampagne REFLEX II beruht.

In einem ersten Modellexperiment wird der Formwiderstand des Meereises vernachlässigt. Wie Abb. 4.13a zeigt, weichen unter dieser Voraussetzung die aus Modellergebnissen gewonnenen Schubspannungskoeffizienten deutlich von den gemessenen Werten ab. Insbesondere existiert kein Maximum bei Eiskonzentrationen zwischen 40% und 50%. Die Ursache für dieses Maximum ist die auf die Schollenseitenflächen ausgeübte Druckkraft, die zusätzlich zur Reibungskraft an der Oberfläche der Schollen den Impulsfluß zum Meereis erhöht. Berücksichtigt man in einem zweiten Modellexperiment den Formwiderstand des Meereises, dann besteht eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen und der diagnostisch aus Modellergebnissen abgeleiteten Widerstandskoeffizienten (siehe Abb. 4.13b).

Dieses Ergebnis verdeutlicht die wesentlich verbesserte Beschreibung der turbulenten Transporte in der Bodenschicht über dem teilweise mit Meereis bedeckten Ozean durch die Berücksichtigung des Formwiderstands des Meereises. Die sehr gute Übereinstimmung der gemessenen und der aus Modellergebnissen abgeleiteten Widerstandskoeffizienten rechtfertigt ebenfalls die Wahl der verwendeten Rauigkeitslängen für die Meereis- und Wasseroberflächen sowie die Anwendung des Vermischungshöhenkonzepts.

Der Vergleich der gemessenen und der aus Modellergebnissen abgeleiteten Wärmetransferkoeffizienten zeigt, daß letztere zum größten Teil im Bereich der angegebenen Standardabweichungen der gemessenen Werte liegen, d.h., daß auch die Wärmetransferkoeffizienten vom Modell im wesentlichen richtig wiedergegeben werden.

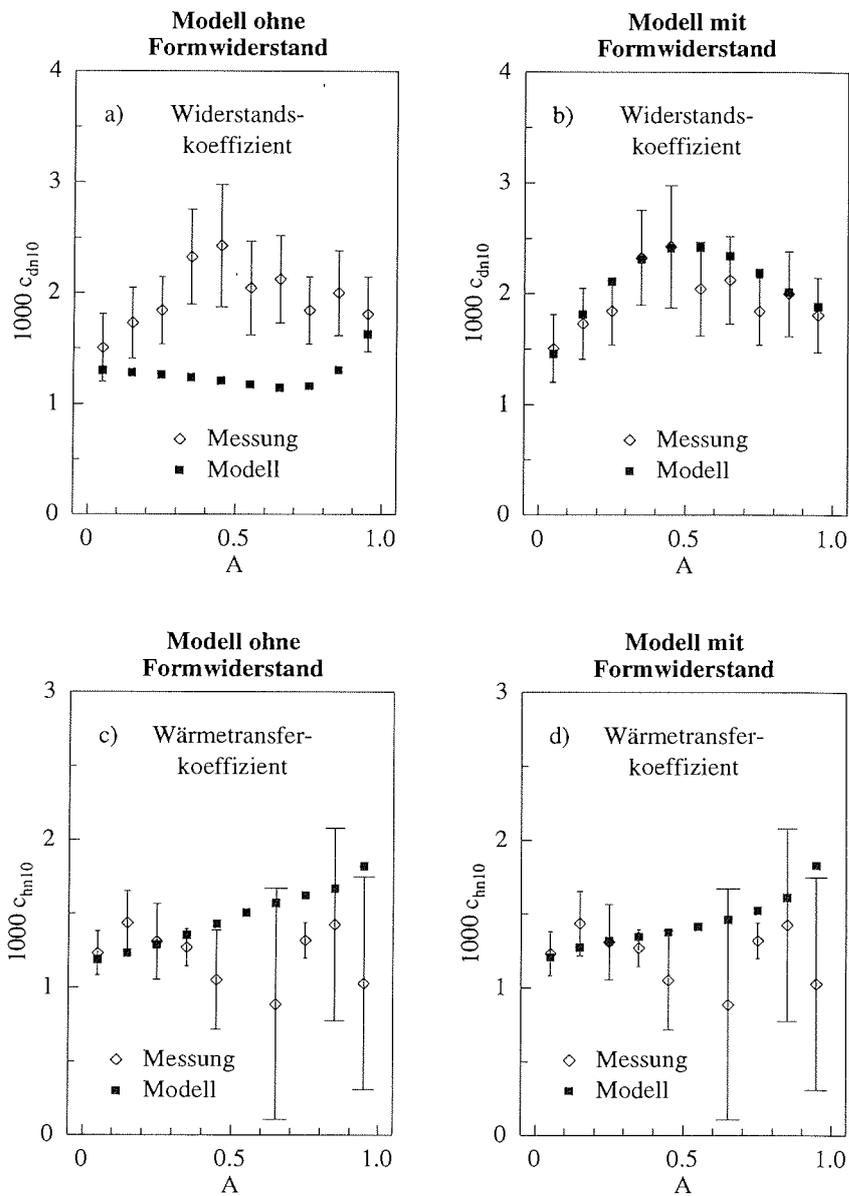


Abbildung 4.13: Gemessene und diagnostisch aus Modellergebnissen abgeleitete mittlere Widerstandskoeffizienten c_{dn10} und Wärmetransferkoeffizienten c_{hn10} in Abhängigkeit von der Eiskonzentration A . Die Modellrechnungen wurden sowohl ohne als auch mit Berücksichtigung des Formwiderstands des Meereises durchgeführt.

Das beschriebene Verfahren zur Ableitung mittlerer Widerstands- und Wärmetransferkoeffizienten aus Modellergebnissen entspricht dem *Prinzip* einer Parametermittlungsmethode zur Bestimmung der mittleren bodennahen Flüsse über heterogenem Untergrund⁵. Trotz der im Abschnitt 3.3 dargestellten Nachteile einer Parametermittlungsmethode gegenüber einer Flußmittlungsmethode gewährleistete nur das gewählte Verfahren (Gl. (4.14) bis Gl. (4.17)) die Vergleichbarkeit der aus Modellergebnissen abgeleiteten Transferkoeffizienten mit den gemessenen Transferkoeffizienten. Der Grund liegt darin, daß die aus Messungen abgeleiteten Transferkoeffizienten auf der Grundlage mittlerer Flüsse und mittlerer Oberflächengrößen gewonnen wurden, ihre Ableitung also dem *Prinzip* einer Parametermittlungsmethode zur Bestimmung der mittleren bodennahen Flüsse über heterogenem Untergrund entspricht.

Nachfolgend wird ein Verfahren zur Ableitung mittlerer Transferkoeffizienten aus Modellergebnissen vorgestellt, welches dem *Prinzip* einer Flußmittlungsmethode zur Bestimmung der mittleren bodennahen Flüsse über heterogenem Untergrund entspricht. Dieses Verfahren beinhaltet gleichzeitig die Bestimmung der ausschließlich auf die einzelnen, homogenen Anteile einer inhomogenen Oberfläche bezogenen Transferkoeffizienten. Das ist von großer Bedeutung, da die Anwendung mittlerer Widerstands- und Wärmetransferkoeffizienten auf Atmosphärenmodelle beschränkt ist, die ausschließlich den mittleren Impuls- und Wärmetransport in einer Gitterzelle berechnen. Für Atmosphärenmodelle mit Flußmittlungsansätzen unter Nutzung von Transferkoeffizienten ist die Kenntnis der Transferkoeffizienten bzgl. jedes einzelnen Oberflächenanteils notwendig. Sowohl die aus Modellergebnissen abgeleiteten mittleren Schubspannungs- und Wärmetransferkoeffizienten als auch die von Hartmann [pers. Mitteilung, 1995] gemessenen Transferkoeffizienten sind ebenfalls nicht für den Einsatz in Meereismodellen geeignet. In diesen Modellen (siehe auch Abschnitt 5) werden nur die am Meereis angreifende Schubspannung und der Wärme fluß zwischen der Meereisoberfläche und der Atmosphäre berechnet. Dazu ist die Kenntnis der ausschließlich auf das Meereis bezogenen Transferkoeffizienten notwendig.

Wie bereits im Abschnitt 3.3 dargestellt wurde, ergibt sich nach dem Vermischungshöhenkonzept von Claussen [1990,1991a,1991b] der mittlere bodennahe Impulsfluß über einem inhomogenen Untergrund aus dem mit den Oberflächenanteilen A_j gewichteten Mittel der Flüsse über den einzelnen Oberflächenkomponenten. Es gilt

$$-\rho_0 u_*^2 = -\rho_0 \sum_j A_j u_{*j}^2 \quad . \quad (4.18)$$

Dies ist nach Claussen [1990,1991a,1991b] äquivalent zu

$$-\rho_0 u_*^2 = -\rho_0 c_{dz} u_{hor}^2(z) = -\rho_0 \sum_j A_j c_{dzj} u_{hor}^2(z) \quad , \quad (4.19)$$

⁵Die turbulenten Flüsse werden zwar mit einem Flußmittlungsverfahren berechnet, der Ansatz zur Ableitung der mittleren Transferkoeffizienten aus den modellierten Flüssen entspricht jedoch dem Prinzip einer Parametermittlungsmethode.

wobei

$$c_{dz} = \sum_j A_j c_{dzj} \quad (4.20)$$

gilt, d.h., Claussen [1990,1991a,1991b] bestimmt den mittleren Widerstandskoeffizienten als das gewichtete Mittel der einzelnen Widerstandskoeffizienten.

Gemäß Ansatz (4.20) und unter spezieller Beachtung der Beziehung (3.43) kann im Modell METRAS ein mittlerer, auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Widerstandskoeffizient für eine partiell mit Meereis bedeckte Ozeanoberfläche zu

$$c_{dn10} = c_{dn10g} = c_{dn10i(F_d)} + A c_{dn10i(S_d)} + (1 - A) c_{dn10w} \quad (4.21)$$

abgeleitet werden. Die einzelnen, in Gl. (4.21) eingehenden Widerstandskoeffizienten können aus

$$c_{dn10j} = \kappa^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{z_p}{z_{0j}} \right) \right]^{-2} \quad (4.22)$$

mit

$$z_{0j} = z_p \cdot \left[\exp \left(\frac{\kappa u_{hor}(z_p)}{u_{*j}} + \psi_m \left(\frac{z_p}{L_j} \right) \right) \right]^{-1} \quad (4.23)$$

gewonnen werden. Diese beiden Gleichungen entsprechen Beziehungen für homogene Oberflächen und gelten unter Annahme der Monin-Obukhov-Theorie. Der Index j steht zusammenfassend für die Indizes $i(F_d)$, $i(S_d)$ und w , wobei jedoch über den Meereisflächen nur eine Monin-Obukhov-Länge berechnet wird, für die der gesamte Impulsfluß zum Meereis entscheidend ist. Die einzelnen Widerstandskoeffizienten werden also aus den Impulsflüssen über dem Meereis bzw. über den offenen Wasserflächen abgeleitet.

Der nach dem Prinzip einer Flußmittelungsmethode bestimmte mittlere Transferkoeffizient für Impuls c_{dn10g} wird im weiteren als *gewichteter* mittlerer Schubspannungskoeffizient bezeichnet. Der mit Hilfe von Gl. (4.16) nach dem Prinzip einer Parametermittlungsmethode gewonnene Transferkoeffizient c_{dn10e} wird dagegen als *effektiver* mittlerer Schubspannungskoeffizient bezeichnet.

Die gewichteten mittleren Widerstandskoeffizienten beschreiben den mittleren turbulenten Impulsfluß über einer heterogenen Oberfläche realitätsnaher als die effektiven mittleren Widerstandskoeffizienten.

Der ausschließlich auf den Meereisanteil einer Meereis-Wasser-Oberfläche in einer Gitterzelle bezogene Widerstandskoeffizient

$$c_{dn10i} = c_{dn10i(F_d)} + c_{dn10i(S_d)} \quad (4.24)$$

kann beispielsweise in einem Meereismodell zur Berechnung der am Meereis angreifenden atmosphärischen Schubspannung verwendet werden, die einen Term der Impulsbilanzgleichung darstellt.

Auch bzgl. des Wärmetransports in der Bodenschicht können in analoger Weise zur Behandlung des Impulstransports aus den Wärmeflüssen über dem Meereis und den offenen Wasserflächen sowie aus den einzelnen Oberflächentemperaturen Wärmetransferkoeffizienten abgeleitet werden, die ausschließlich auf den Meereisanteil bzw. auf den Wasseranteil einer Meereis-Wasser-Oberfläche in einer Gitterzelle bezogen sind. Anwendung finden solche Transferkoeffizienten beispielsweise in Meereis- oder Ozeanmodellen bei der Berechnung der turbulenten Wärmeflüsse, die in die Oberflächenenergiebilanzgleichungen des Meereises oder der ozeanischen Deckschicht eingehen.

Werden die einzelnen Wärmetransferkoeffizienten mit den Bedeckungsgraden des Meereises und der offenen Wasserflächen gewichtet gemittelt, dann ergibt sich der *gewichtete* mittlere Wärmetransferkoeffizient. (Der nach Gl. (4.17) berechnete Wärmetransferkoeffizient wird als *effektiver* mittlerer Wärmetransferkoeffizient bezeichnet.) Anders als beim Impulstransport ist jedoch der gewichtete mittlere Wärmetransferkoeffizient zur Beschreibung des mittleren turbulenten Wärmeflusses um so schlechter geeignet, je größer der Unterschied zwischen den Oberflächentemperaturen des Meereises und der Wasserflächen ist. Der Extremfall des Schmidt'schen Paradoxons (siehe Abschnitt 3.3) kann generell mit mittleren Wärmetransferkoeffizienten nicht adäquat beschrieben werden. Dies ermöglichen nur Flußmittelungsverfahren zur Berechnung des mittleren Wärmeflusses über einer inhomogenen Oberfläche.

Ein Vergleich der gewichteten und der effektiven mittleren Widerstandskoeffizienten, der wieder für den Meßfall des 10.03.1993 durchgeführt wird, zeigt, daß die gewichteten mittleren Schubspannungskoeffizienten bei allen Eiskonzentrationen größer sind als die effektiven Werte, wobei maximale Differenzen bei Eiskonzentrationen um 50% auftreten (siehe Abb. 4.14a).

Der in Abb. 4.15a dargestellte Widerstandskoeffizient für das Meereis verdeutlicht, daß gerade bei Bedeckungsgraden um 50% der Formwiderstand des Meereises besonders hoch ist. Dies läßt sich aus folgender Überlegung schließen. Der berechnete Widerstandskoeffizient für das Meereis charakterisiert den Gesamtwiderstand des Meereises. Da die Oberflächenrauigkeit des Meereises unabhängig von der Eiskonzentration vorgegeben wurde, ist der Anteil des Widerstandskoeffizienten für das Meereis, welcher dem Oberflächenwiderstand entspricht, für alle Eiskonzentrationen gleich. Über der geschlossenen Eiskecke beträgt der Widerstandskoeffizient c_{dn10i} rund $1.9 \cdot 10^{-3} m$. Je mehr dieser Wert bei partieller Eisbedeckung überschritten wird, desto größer ist der Formwiderstand des Meereises. Bei einer Eiskonzentration von 45% beträgt der Anteil des Formwiderstands am Gesamtwiderstand des Meereises etwa 55%. Bei niedrigen und hohen Bedeckungsgraden ist der Anteil des Formwiderstands am Gesamtwiderstand bedeutend kleiner⁶.

Der Vergleich der gewichteten und der effektiven mittleren Widerstandskoeffizienten zeigt also, daß bei der Anwendung von effektiven mittleren Schubspannungskoeffizienten der Impulsfluß zum Meereis unterschätzt wird, insbesondere der Anteil, der durch die auf die Schollenseitenflächen wirkende Druckkraft hervorgerufen wird.

⁶Es ist zu beachten, daß sich die gegebenen Erläuterungen auf Transferkoeffizienten bei *neutraler* Schichtung beziehen.

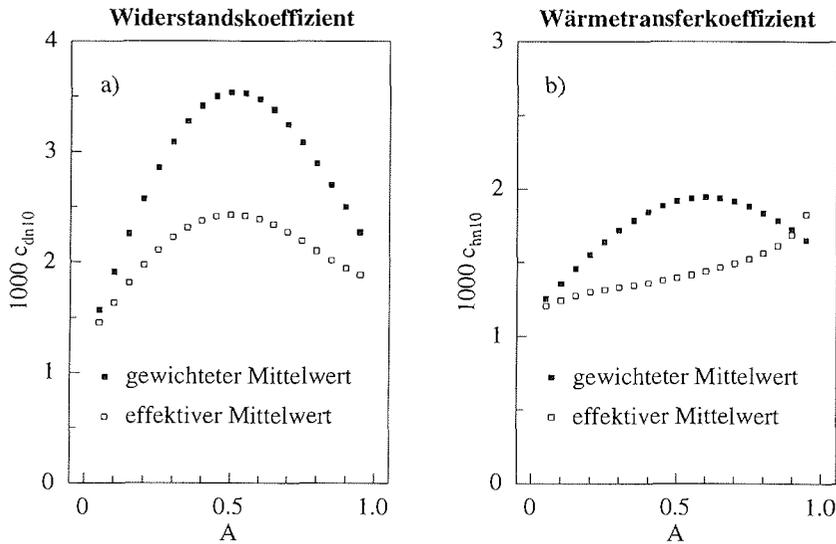


Abbildung 4.14: Gewichtete und effektive mittlere, auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogene, Widerstands- und Wärmetransferkoeffizienten bei partieller Eisbedeckung in Abhängigkeit von der Eiskonzentration A .

Für die gewichteten und die effektiven mittleren Widerstandskoeffizienten ergibt sich nur eine quantitativ unterschiedliche Abhängigkeit von der Eiskonzentration. Dagegen macht der folgende Vergleich der beiden mittleren Wärmetransferkoeffizienten deutlich, daß sich aus ein und demselben modellierten atmosphärischen Strömungszustand durch verschiedene Ableitungsmethoden sogar qualitativ unterschiedliche Abhängigkeiten von Transferkoeffizienten vom Bedeckungsgrad des Meereises ergeben können. Im Gegensatz zu den mit der Eiskonzentration anwachsenden effektiven mittleren Werten fallen die gewichteten mittleren Wärmetransferkoeffizienten nach einem Maximum für Bedeckungsgrade um 60% zu höheren Eiskonzentrationen hin wieder ab (siehe Abb. 4.14b). Die Abhängigkeit der gewichteten mittleren Wärmetransferkoeffizienten entspricht den Erwartungen gemäß der Monin-Obukhov-Theorie, wonach auch die bodennahen turbulenten Wärmeflüsse vom Impulsaustausch an der Erdoberfläche beeinflusst sind. Damit muß sich die durch die Anströmung der Schollenseitenflächen zusätzlich erzeugte Turbulenz in den Wärmeflüssen zwischen Atmosphäre und Meereis widerspiegeln. Die in Abb. 4.15b dargestellten, nur auf das Meereis bezogenen Wärmetransferkoeffizienten bestätigen dies. Sie erreichen ihre maximalen Werte bei Eiskonzentrationen um 45%, also dort, wo auch der der Formwiderstand des Meereises am größten ist. Während auch in den gewichteten mittleren Wärmetransferkoeffizienten der Formwiderstand des Meereises deutlich wird, spiegelt er sich in den effektiven mittleren Wärmetransferkoeffizienten nicht sichtbar wieder.

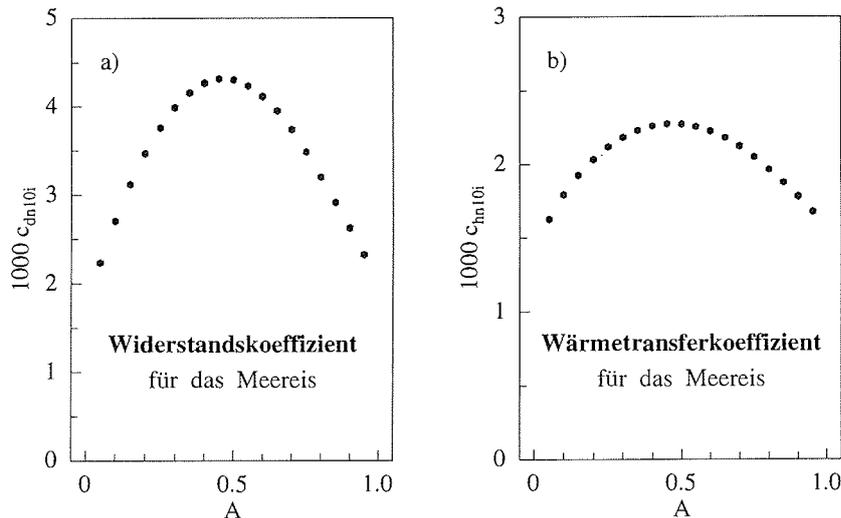


Abbildung 4.15: Auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogene Widerstands- und Wärmetransferkoeffizienten für das Meereis in Abhängigkeit von der Eiskonzentration A .

Die mittleren sowie die auf das Meereis bezogenen Transferkoeffizienten für Impuls und Wärme sind Funktionen verschiedener atmosphärischer und das Meereis charakterisierender Größen. Zu letzteren gehören in erster Linie die Oberflächenrauigkeit sowie die Mächtigkeit und die Ausdehnung der einzelnen Schollen. Die Abhängigkeit der Transferkoeffizienten von den Rauigkeitslängen der Oberfläche ist durch die nach der Monin-Obukhov-Theorie geltenden Zusammenhänge (4.10) und (4.11) gegeben.

In den bisher dargestellten Modelluntersuchungen wurden die Freibordhöhen durch Gl. (4.1) und die Schollenlängen durch Gl. (4.2) beschrieben. Im Fall anderer Freibordhöhen und Schollenlängen würde sich z.B. das Maximum der Transferkoeffizienten zu höheren oder niedrigeren Eiskonzentration verschieben. Bei der durch die Gleichungen (4.1) und (4.2) angenommenen geometrischen Form der Eisschollen, die auf Messungen der Kampagnen REFLEX I und II basiert, sind die Schollenlängen bei niedrigen Eiskonzentrationen am kleinsten. Die Strömung trifft also vergleichsweise auf viele Schollenseitenflächen. Zusätzlich sind die Schollenabstände bei kleinen Eiskonzentrationen so groß, daß es praktisch keine Abschattungseffekte durch stromaufwärts liegende Schollen gibt. Bei kleinen Eiskonzentrationen sind aber die Freibordhöhen sehr klein. Im Fall hoher Eiskonzentrationen sind zwar die Freibordhöhen groß, aber die Schollen sind auch wesentlich länger und ihre Abstände viel geringer. Damit trifft die Strömung auf vergleichsweise wenige Schollenseitenflächen, und es kommt zu Abschattungseffekten. Nur bei Eiskonzentrationen um 50% treten relativ große Freibordhöhen und relativ kleine Schollenlängen gleichzeitig auf. Damit ergibt sich dort der stärkste Impulsfluß zum Meereis.

Zusammenfassend sei noch einmal betont, daß die Transferkoeffizienten für Impuls und fühlbare Wärme nicht ausschließlich nur eine Funktion der Eiskonzentration sind. Sie hängen in vielfältiger Weise von der Struktur der meereisbedeckten Ozeanoberfläche ab. Deshalb sollten in Atmosphären- oder Meereismodellen verwendete Ansätze für die Abhängigkeit der Transferkoeffizienten von der Eiskonzentration auch für die speziell zu untersuchende Region und Jahreszeit abgeleitet sein. Die in dieser Arbeit vorgestellten Meß- und Modellergebnisse können als typisch für die Eisrandzonen im Nordatlantik während des Winters betrachtet werden.

Bisher wurden dimensionslose, auf neutrale Schichtung bezogene Transferkoeffizienten zur Beschreibung des turbulenten Vertikalaustausches in der Bodenschicht untersucht. Abschließend soll dargestellt werden, welchen Effekt die Berücksichtigung des Formwiderstands des Meereises auf die dimensionsbehafteten turbulenten Flüsse in der gesamten Grenzschicht hat. Dies erfolgt als Beispiel für den bereits im Abschnitt 4.2 behandelten Kaltluftausbruch über eine Eisrandzone.

Die mittleren Impulsflüsse sowie die Impulsflüsse zum Meereis werden bei Vernachlässigung der auf die Schollenseitenflächen wirkenden Druckkräfte unterschätzt (siehe Abb. 4.16a und b). Für die mittleren Impulsflüsse beträgt die maximale absolute Differenz $0.077 N m^{-2}$. Bei Eiskonzentrationen von $25\% \leq A \leq 75\%$ wird der mittlere Impulsfluß um mindestens 20% des Wertes mit Berücksichtigung des Formwiderstands zu niedrig berechnet, die maximale Abweichung beträgt 28%. Für die Impulsflüsse zum Meereis, welche für die Eisdrift entscheidend sind, liegt die maximale absolute Differenz bei $0.089 N m^{-2}$, was einer relativen Abweichung von 33% entspricht. Die Impulsflüsse zum Meereis sind bei Vernachlässigung des Formwiderstands für $15\% \leq A \leq 80\%$ um mindestens 20% und für $30\% \leq A \leq 60\%$ um mindestens 30% kleiner als der Wert mit Berücksichtigung des Formwiderstands.

Wie im Abschnitt 4.2 beschrieben, ist bei einem Kaltluftausbruch der fühlbare Wärmefluß an den Meereisoberflächen abwärts, über den offenen Wasserflächen dagegen aufwärts gerichtet. Letzterer Effekt überwiegt, so daß der mittlere turbulente Wärmefluß in die Atmosphäre gerichtet ist und somit eine Erwärmung der Grenzschicht stattfindet. Der zum Meereis hin gerichtete fühlbare Wärmefluß wird ohne Berücksichtigung der durch die Anströmung der Schollenseitenflächen zusätzlich erzeugten Turbulenz unterschätzt. Dies bedeutet gleichzeitig, daß der im Mittel über den Meereis-Wasser-Oberflächen aufwärts gerichtete Fluß überschätzt wird. Bei Eiskonzentrationen von $20\% \leq A \leq 75\%$ wird der mittlere Wärmefluß um mindestens 10% überschätzt. Die zum Meereis hin gerichteten Wärmeflüsse werden bei Vernachlässigung des Formwiderstands bei einer Eiskonzentration von $20\% \leq A \leq 70\%$ um mindestens 10% zu niedrig berechnet.

Die mit der Berücksichtigung des Formwiderstands modifizierte Beschreibung des turbulenten Austausches zwischen der Atmosphäre und dem Meereis beeinflußt nicht nur den bodennahen Bereich, sondern die gesamte Grenzschicht. Wie die Vertikalprofile über einer Oberfläche mit 50% Eiskonzentration in den Abbildungen 4.17a und b zeigen, treten bis zum oberen Rand der Grenzschicht deutliche Differenzen in den turbulenten Impuls- und Wärmeflüssen auf.

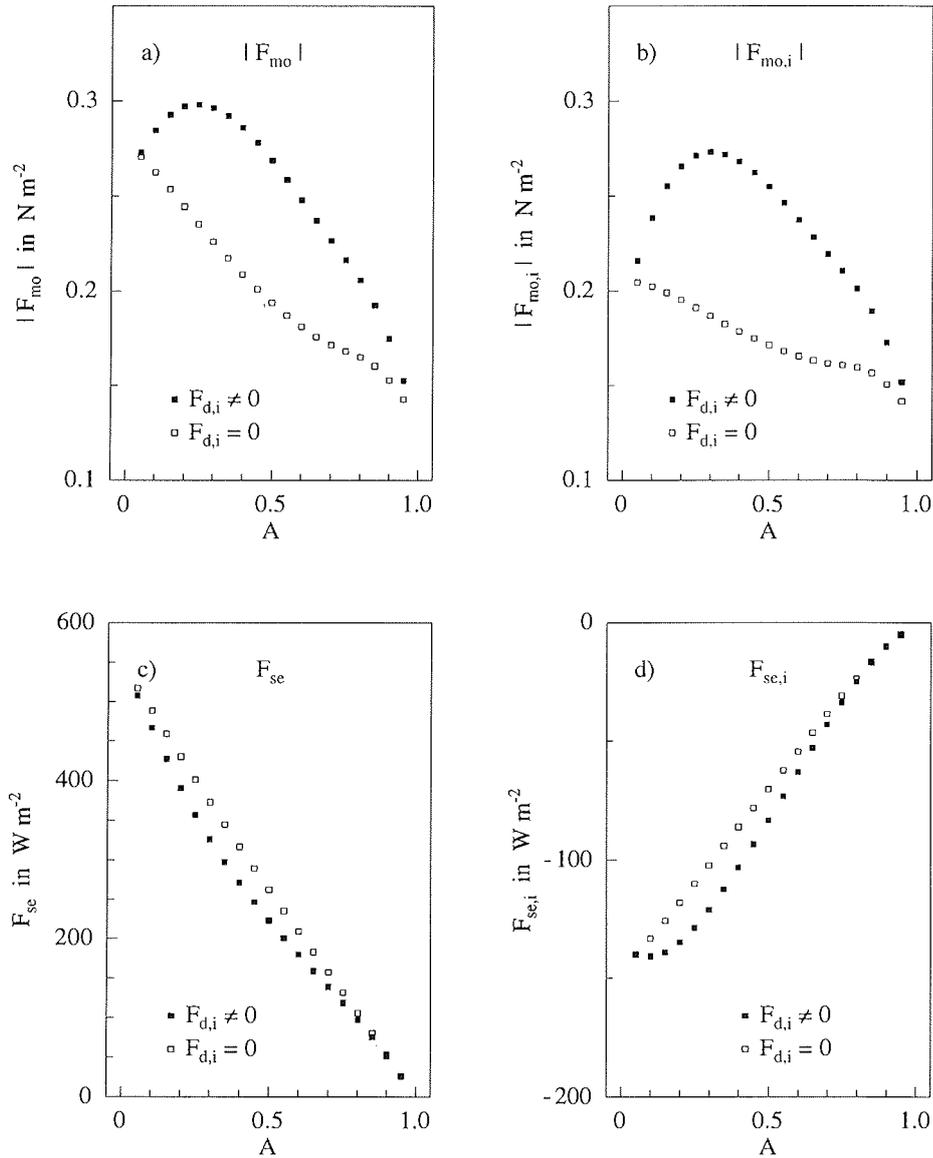


Abbildung 4.16: Der Betrag des mittleren bodennahen Impulsflusses $|F_{mo}|$, der Betrag des Impulsflusses zum Meereis $|F_{mo,i}|$, der mittlere bodennahe fühlbare Wärmefluß F_{se} und der fühlbare Wärmefluß über dem Meereis $F_{se,i}$ in Abhängigkeit von der Eiskonzentration A bei abeisiger Strömung mit der geostrophischen Windgeschwindigkeit $|\mathbf{u}_g| = 10 \text{ m s}^{-1}$ und der Oberflächentemperatur des Meereises $T_{sur,i} = 239 \text{ K}$. Die Modellrechnungen wurden sowohl ohne ($F_{d,i} = 0$) als auch mit ($F_{d,i} \neq 0$) Berücksichtigung des Formwiderstands des Meereises durchgeführt.

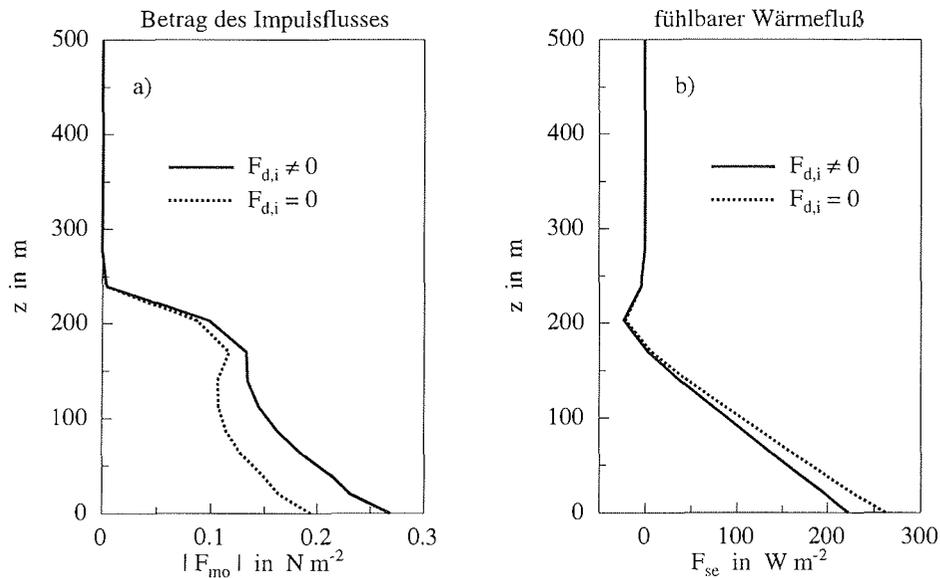


Abbildung 4.17: Vertikale Profile des Impuls- und des fühlbaren Wärmeflusses über einer Oberfläche mit 50% Eiskonzentration bei abeisiger Strömung wie in Abb. 4.16.

In den nachfolgenden Abschnitten wird das gekoppelte Atmosphäre-Meereis-Modell beschrieben und angewendet. Im Abschnitt 4 wurden die dafür notwendigen, auf Messungen beruhenden, Anfangs- und Randwerte bestimmter Atmosphären- und Oberflächengrößen vorgestellt. Weiterhin wurden mit dem ungekoppelten Atmosphärenmodell ab- und aufeisige Strömungen simuliert. Der prinzipielle Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht bei solchen Strömungssituationen wird damit als bekannt vorausgesetzt. Somit kann sich die Diskussion der Ergebnisse des gekoppelten Modells auf durch Wechselwirkungsprozesse zwischen Atmosphäre und Meereis hervorgerufene Phänomene konzentrieren. Anhand eines Vergleichs gemessener und aus Modellergebnissen abgeleiteter Transferkoeffizienten für Impuls und fühlbare Wärme wurde gezeigt, daß das um einen Ansatz für den Formwiderstand des Meereises erweiterte Flußmittelungsverfahren nach dem Vermischungshöhenkonzept die turbulenten Transporte in der Bodenschicht über dem meereisbedeckten Ozean realitätsnah beschreibt.

Zusätzlich wurden ausschließlich auf das Meereis bezogene Transferkoeffizienten bestimmt, die z.B. in Meereismodellen angewendet werden können.

5 Die Kopplung eines Meereismoduls an das Atmosphärenmodell METRAS

Die Entwicklung eines Meereismoduls für das Atmosphärenmodell METRAS erfolgte unter folgenden Gesichtspunkten:

- Das gekoppelte Atmosphäre-Meereis-Modell soll zur Untersuchung von Prozessen in den mesoskaligen Bereichen γ und β in einem Zeitraum von wenigen Stunden bis zu einigen Tagen eingesetzt werden.
- Spezielle Aufmerksamkeit soll der realitätsnahen Erfassung von Prozessen gewidmet werden, die insbesondere in den Eisrandzonen eine große Rolle spielen.
- Der atmosphärische Antrieb des Meereismoduls wird durch das Modell METRAS bestimmt, ozeanische Antriebsgrößen werden vorgegeben oder mit stark vereinfachten Ansätzen berechnet. Das Meereismodul muß alle für das Atmosphärenmodell notwendigen unteren Randbedingungen bereitstellen. Dazu gehören in erster Linie die Oberflächentemperaturen des Meereises und der offenen Wasserflächen sowie Größen, welche die Struktur der Meereisdecke beschreiben (Eiskonzentration, Dicke des Meereises, Schollenlänge und Schollenabstand).

Das Meereismodul kann in drei verschiedenen Modi betrieben werden, als dynamisch-thermodynamisches sowie als rein dynamisches oder rein thermodynamisches Meereismodul. Letztere bieten die Möglichkeit, bestimmte Prozesse im Meereis isoliert zu betrachten.

Das Meereismodul wird im dynamisch-thermodynamischen und im rein thermodynamischen Modus mit dem gleichen Zeitschritt wie das Atmosphärenmodell METRAS gerechnet. Im rein dynamischen Modus kann auch ein größerer Zeitschritt des Meereismoduls gewählt werden.

Den Ausgangspunkt der Entwicklung des Meereismoduls für das Atmosphärenmodell METRAS bildet ein von Fischer [1995] und Harder [1996] übernommenes großskaliges dynamisch-thermodynamisches Meereismodell. Dieses ist, wie die Mehrzahl der heute verwendeten groß- und mesoskaligen Meereismodelle, eine weiterentwickelte Version des prognostischen Meereismodells von Hibler [1979].

5.1 Grundzüge des großskaligen Meereismodells

Das großskalige Meereismodell ist vom Eulerschen Typ. Die wichtigsten prognostischen Variablen sind der Vektor der horizontalen Driftgeschwindigkeit des Meereises \mathbf{u}_i , die Eiskonzentration (Bedeckungsgrad) A sowie das Volumen des Meereises pro Einheitsfläche h . Das Volumen pro Einheitsfläche entspricht der Dicke, die das Meereis einer Gitterzelle besäße, wenn es gleichmäßig über die gesamte horizontale Fläche dieser Zelle verteilt wäre. Aus dem Meereisvolumen pro Einheitsfläche und der Eiskonzentration ergibt sich die tatsächliche mittlere Dicke des Meereises zu $H = h/A$.

Das Modell besteht im wesentlichen aus drei Komponenten:

- Einem System von Bilanzgleichungen, mit denen die lokalen zeitlichen Änderungen der Eiskonzentration sowie des Meereisvolumens pro Einheitsfläche unter Berücksichtigung sowohl dynamischer als auch thermodynamischer Prozesse bestimmt werden.
- Einem dynamischen Teil, in dem eine Impulsbilanzgleichung für das Meereis aufgestellt wird, deren Lösung den Driftgeschwindigkeitsvektor liefert.
- Einem thermodynamischen Teil, wo mit Hilfe von Energiebilanzgleichungen für die Ober- und Unterseite des Meereises und einem Modell für die Wärmediffusion im Eis und im Schnee Gefrier- und Schmelzraten berechnet werden.

Die gesamte lokale zeitliche Änderung der Eiskonzentration A und des Meereisvolumens pro Einheitsfläche h wird durch die prognostischen Gleichungen

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_i A) - Q_A + S_A \quad (5.1)$$

und

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_i h) + S_h \quad (5.2)$$

als Summe der gleichzeitig ablaufenden dynamischen und thermodynamischen Prozesse im Meereis beschrieben [Harder, 1996]. Dabei stellen die Terme $-\nabla \cdot (\mathbf{u}_i A)$ und $-\nabla \cdot (\mathbf{u}_i h)$ die Advektion, also den horizontalen Transport beider Größen dar. Der Term Q_A beschreibt die Entstehung offener Wasserflächen aufgrund von Scherdeformation. Da dieser Prozeß das Volumen des Meereises unverändert läßt, tritt solch ein Term in Gl. (5.2) nicht auf. Die Terme S_A und S_h stehen für die zeitliche Änderung der Eiskonzentration bzw. für die Wachstumsrate des Meereisvolumens pro Einheitsfläche durch thermodynamische Prozesse.

Zur Beschreibung dynamischer Prozesse im Meereis wird subskalig nicht zwischen Eisschollen verschiedener Form und Größe unterschieden. Für die thermodynamischen Berechnungen wird dagegen zur realitätsnäheren Beschreibung des Wärmeaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre eine Dickenverteilung des Meereises

betrachtet. Diese wird zu jedem Zeitschritt entsprechend dem Gesamtbedeckungsgrad A und dem mittleren Meereisvolumen pro Einheitsfläche h neu festgelegt. Nach Hibler [1984] wird angenommen, daß die lokale Meereisdicke maximal das Doppelte der mittleren Dicke h/A in einer Gitterzelle betragen kann, und daß das Meereis zwischen 0 und $2h/A$ in sieben verschiedenen Eisdickenklassen gleicher Intervallbreite gleichverteilt ist. Die einzelnen Klassen umfassen jeweils ein Siebentel der gesamten mit Meereis bedeckten Fläche. Die Summe der Wachstumsraten in jeder einzelnen Eisdickenklasse ergibt die gesamte Wachstumsrate S_h .

Die Berechnung der einzelnen und damit auch der gesamten Wachstumsrate S_h beruht auf dem Prinzip der Energieerhaltung. Dagegen wird zur Bestimmung von S_A nur ein einfacher, empirischer Ansatz verwendet. Dieser lautet nach Hibler [1979]

$$S_A = \frac{1-A}{h_0} \max(S_h, 0) + \frac{A}{2h} \min(S_h, 0) \quad , \quad (5.3)$$

wobei h_0 der sog. Rinnenschließungsparameter ist. Im Fall des Gefrierens ($S_h > 0$) wächst die eisbedeckte Fläche proportional zur Konzentration offener Wasserflächen $(1-A)$, wobei der Rinnenschließungsparameter h_0 die Geschwindigkeit bestimmt, mit der sich die Eisdecke schließt. Im Fall des Schmelzens ($S_h < 0$) nimmt die eisbedeckte Fläche proportional zur Abnahme des Meereisvolumens ab, die durch die Schmelzrate ($\min(S_h, 0)$) beschrieben wird.

Im thermodynamischen Teil des großskaligen Meereismodells wird der in die Energiebilanz der Ober- und Unterseite des Meereises eingehende konduktive Wärmefluß mit einem sehr einfachen Ansatz für die Wärmediffusion im Meereis berechnet. Dieser wird als Nullschichtenmodell von Semtner [1976] bezeichnet. Der konduktive Wärmefluß wird innerhalb des Eises und der Schneeaufgabe als konstant und von gleicher Größe angenommen. Er ist proportional zur Differenz der Temperaturen an der Ober- und Unterseite des Meereises und des mit der Schnee- bzw. Eisdicke gewichteten Mittels der einzelnen Wärmeleitfähigkeiten. Die Wärmeleitfähigkeit sowie die spezifische Wärmekapazität des Eises werden unabhängig von Temperatur und Salzgehalt als Konstanten angesetzt. Es werden also lineare Temperaturprofile im Schnee und im Eis angenommen. Wärmespeichereffekte können nicht erfaßt werden.

Die in die Bilanzgleichungen (5.1) und (5.2) eingehende Driftgeschwindigkeit des Meereises wird aus einer Impulsbilanzgleichung gewonnen. Die Formulierung der Impulsbilanzgleichung nach Hibler [1979] zeichnet sich durch die Berücksichtigung von Kräften durch interne Spannungen im Eis aus, die zu einer Reduktion der Driftgeschwindigkeit führen. Zur Berechnung des atmosphärischen und ozeanischen Antriebs werden räumlich und zeitlich konstante Schubspannungskoeffizienten vorgegeben.

Die Modellgleichungen werden räumlich auf einem zweidimensionalen ARAKAWA-B-Gitter (siehe Abb. 5.1) diskretisiert. Wie beim ARAKAWA-C-Gitter des Atmosphärenmodells METRAS sind auch hier die skalaren und vektoriellen Gitterpunkte räumlich getrennt. Allerdings unterscheidet sich die Lage der vektoriellen Gitterpunkte relativ zu den skalaren Gitterpunkten im B-Gitter von der im C-Gitter.

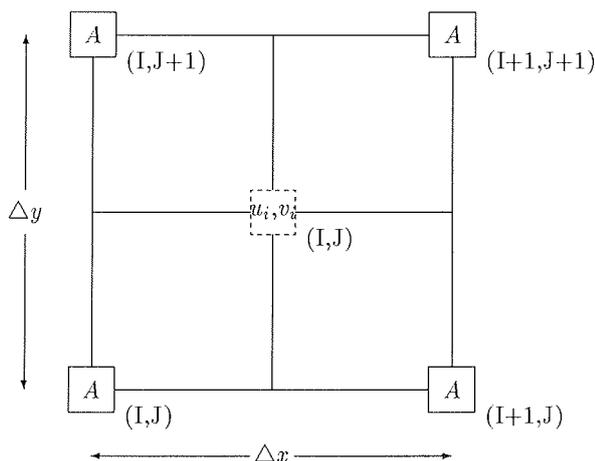


Abbildung 5.1: Gitterzelle eines Arakawa-B-Gitters.

Für die Lösung der Impulsbilanzgleichung wird ein zentrierter Zeitschritt in einem semi-impliziten, iterativen Prädiktor-Korrektor-Verfahren verwendet. Dieser numerische Aufwand ist erforderlich, da die zeitliche Entwicklung der Driftgeschwindigkeit unter anderem von den Kräften durch interne Spannungen im Eis bestimmt wird, die ihrerseits wiederum nichtlinear von der Driftgeschwindigkeit und ihren Ableitungen abhängen [Harder, 1994]. Die Berechnung der Advektion erfolgt im ursprünglichen Modell von Hibler [1979] mit einem Schema zentraler Differenzen. Dabei enthalten die Bilanzgleichungen (5.1) und (5.2) einen expliziten Diffusionsterm, der nur aus Gründen der numerischen Stabilität eingeführt werden mußte, aber keinen physikalischen Prozeß beschreibt. Harder [1996] verwendet dagegen ein modifiziertes upstream-Schema nach Smolarkiewicz [1983], welches positiv definit und numerisch stabil ist. Dadurch entfallen die expliziten Diffusionsterme, und es ergeben sich die Bilanzgleichungen in der angegebenen Form.

Das großskalige Meereismodell wurde von Harder [1996] zur Simulation des Jahresgangs der Meereisbedeckung in der gesamten Arktis angewandt. Dabei wurde das Modell mit einem Zeitschritt von einem Tag und einer räumlichen Auflösung von 1° (ca. 110 km) betrieben. Zum Antrieb des Meereismodells wurden explizit zeitabhängige obere (atmosphärische) und untere (ozeanische) Randbedingungen vorgeschrieben.

5.2 Ausblick auf das mesoskalige Meereismodul

Bevor in den folgenden Abschnitten das Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS im Detail vorgestellt wird, soll zunächst eine Zusammenfassung der

wichtigsten Änderungen gegenüber dem großskaligen Ausgangsmodell erfolgen. Die Veränderungen waren notwendig, um kleinskalige Phänomene, insbesondere in den Eisrandzonen, realitätsnäher zu simulieren, und um das Meereismodul mit dem Atmosphärenmodell METRAS zu koppeln. Die horizontale Gitterweite des Meereismoduls beträgt 4 km , sein Zeitschritt liegt je nach Modellanwendung im Bereich von wenigen Sekunden bis zu einigen Minuten.

- Es werden Eisdickenklassen eingeführt, mit denen die zeitliche Entwicklung der Meereisdecke genauer erfaßt werden kann. Zusätzlich werden die offenen Wasserflächen als neue Oberflächenklasse in das Meereismodul aufgenommen.
- Die Konzentration und die Dicke des Meereises werden in jeder einzelnen Eisdickenklasse prognostisch berechnet. Dabei wird allerdings weiterhin einschränkend angenommen, daß sich das gesamte Meereis einer Gitterzelle mit einer einheitlichen Driftgeschwindigkeit bewegt. Zusätzlich wird die Schollenlänge als prognostische Größe eingeführt, um den Formwiderstand des Meereises und die Änderung der Eiskonzentration durch laterale Schmelzprozesse berechnen zu können.
- Die in die Impulsbilanz eingehende atmosphärische Schubspannung wird vom Atmosphärenmodell METRAS berechnet. Damit wird die von der atmosphärischen Strömung auf die Schollenseitenflächen ausgeübte Druckkraft für die Driftgeschwindigkeit des Meereises berücksichtigt. Analog wird die Berechnung der am Meereis angreifenden ozeanischen Schubspannung um einen Ansatz für den Formwiderstand im Ozean erweitert.
- Aufgrund des sehr kleinen Zeitschrittes des Meereismoduls wird das Meereis vertikal in mehrere Schichten aufgelöst. Die Diffusionsgleichung zur Bestimmung des vertikalen Temperaturprofils wird unter Berücksichtigung der Soleinschlüsse im Eis und der in das Eis eindringenden Solarstrahlung gelöst.
- Die in die Energiebilanz der Oberfläche des Meereises eingehenden atmosphärischen Wärmeflüsse werden vom Atmosphärenmodell METRAS berechnet. Die Strahlungsflüsse werden auf der Grundlage atmosphärischer Größen im Meereismodul selbst bestimmt.
- Die Energiebilanzgleichung an der Unterseite des Meereises wird neu formuliert, wobei insbesondere der realitätsnahen Parametrisierung des turbulenten fühlbaren Wärmeflusses aus der ozeanischen Deckschicht große Bedeutung beigemessen wird.
- Die thermodynamisch bedingte Veränderung der Eiskonzentration wird mit einem Schema berechnet, welches laterale Schmelzprozesse und das Zufrieren offener Wasserflächen explizit behandelt.
- Mit Hilfe einer Energiehaushaltsgleichung wird die Temperatur der ozeanischen Deckschicht bestimmt.
- Die horizontale Advektion wird mit einem anderen Verfahren als im großskaligen Meereismodell berechnet, um Effekte der numerischen Diffusion weiter zu verkleinern.

5.3 Die Eisdickenklassen des Meereismoduls

Sowohl in der zentralen Arktis als auch in den Eisrandzonen variiert die Meereisdicke von wenigen Zentimetern für neu gebildetes Eis bis zu einigen Metern für Preßeisrücken. Außerhalb der sommerlichen Schmelzperiode stellen sich z.T. sehr unterschiedliche Oberflächentemperaturen des Meereises verschiedener Dicken ein. Dadurch sind die turbulenten Wärmeflüsse zwischen dem Meereis und der Atmosphäre stark variabel. Sie können über einer Neueisdecke etwa zwei Größenordnungen größer sein als über mehrjährigem Eis von über einem Meter Dicke [Maykut, 1982]. Infolge dessen nehmen auch die Wachstumsraten des Eises mit zunehmender Meereisdicke schnell ab.

Um die Entwicklung des gesamten Meereisvolumens realitätsnah zu erfassen, ist es also notwendig, verschiedene Eisdickenklassen in einem Meereismodell zu betrachten, anstatt nur eine mittlere Meereisdicke anzunehmen. Maykut [1982] weist darauf hin, daß bei der Einführung von Eisdickenklassen in ein Modell auf eine höhere Auflösung im Bereich dünneren Eises zu achten ist, da, wie oben dargestellt, die Wärmeflüsse bis zu einer Dicke von etwa einem Meter recht empfindlich auf die Mächtigkeit des Eises reagieren. Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS werden 9 Eisdickenklassen¹ mit zeitlich unabhängigen, fest gewählten Ober- und Untergrenzen der Meereisdicke unterschieden (siehe Tabelle 5.1). Die tatsächliche, mittlere Meereisdicke in jeder Klasse ist sowohl durch die Wirkung thermodynamischer als auch durch die Wirkung dynamischer Prozesse variabel. Die Eisklassen werden je nach aktueller Konfiguration der Meereisdecke in einer Gitterzelle besetzt. Bei einer völlig homogenen Meereisdecke wäre beispielsweise nur eine Eisklasse belegt. Die einzige zu erfüllende Bedingung bei der Verteilung des Meereises auf die verschiedenen Klassen ist, daß die Summe der einzelnen Bedeckungsgrade dem Gesamtbedeckungsgrad des Eises entspricht.

Die beschriebene Festlegung der Eisdickenklassen im mesoskaligen Meereismodul gewährleistet eine wesentlich genauere Berechnung des Wärmeaustausches zwischen dem Ozean und der Atmosphäre als der im großskaligen Meereismodell gewählte Ansatz. Dort kommt es insbesondere in Regionen mit einer hohen mittleren Eisdicke und einem geringen Prozentsatz dünnen Eises zu großen Fehlern bei der Berechnung des Wärmeaustausches zwischen dem Ozean und der Atmosphäre. Dies soll kurz an einem einfachen Beispiel demonstriert werden. Infolge eines Kaltluftausbruchs bilde sich auf den offenen Wasserflächen einer Eisrandzone Neueis. Der Bedeckungsgrad des alten und neuen Eises sei insgesamt Eins und die mittlere Dicke des gesamten Eises betrage 3.5 m. Damit wäre das Meereis in der niedrigsten Klasse des großskaligen Modells 1 m dick. Über Eis von einem Meter Dicke sind die turbulenten Wärmeflüsse jedoch etwa zwei Größenordnungen kleiner als über Neueis. Deshalb würde mit dem im großskaligen Meereismodell gewählten Ansatz für die Eisdickenklassen die große Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre im Bereich der Neueisflächen überhaupt nicht erfaßt werden.

¹im weiteren auch als Eisklassen oder Klassen bezeichnet

Eisdickenklasse	$(H_{i,icl} + H_{s,icl})$ in m
1	$0.00 < (H_{i,icl} + H_{s,icl}) < 0.10$
2	$0.10 \leq (H_{i,icl} + H_{s,icl}) < 0.20$
3	$0.20 \leq (H_{i,icl} + H_{s,icl}) < 0.40$
4	$0.40 \leq (H_{i,icl} + H_{s,icl}) < 0.70$
5	$0.70 \leq (H_{i,icl} + H_{s,icl}) < 1.00$
6	$1.00 \leq (H_{i,icl} + H_{s,icl}) < 1.50$
7	$1.50 \leq (H_{i,icl} + H_{s,icl}) < 2.00$
8	$2.00 \leq (H_{i,icl} + H_{s,icl}) < 3.00$
9	$3.00 \leq (H_{i,icl} + H_{s,icl})$

Tabelle 5.1: Eisdickenklassen.

Ein zweiter Grund zur Verwendung anderer Eisdickenklassen als im großskaligen Modell liegt darin, daß das Meereis vertikal in mehrere Schichten aufgelöst wird. Die neue Festlegung der Eisdickenklassen ermöglicht die Bestimmung der durch Advektion des Meereises veränderten mittleren Temperaturprofile in den einzelnen Eisdickenklassen einer Gitterzelle.

Das Meereis jeder einzelnen Eisdickenklasse wird durch seinen Bedeckungsgrad A_{icl} , seine mittlere Eisdicke $H_{i,icl}$, seine mittlere Schneedicke $H_{s,icl}$, seine mittlere Schollenlänge $L_{i,icl}$, seinen mittleren Schollenabstand $L_{w,icl}$ sowie durch sein mittleres Temperaturprofil $T_{icl}(z)$ charakterisiert. Da sich die Einteilung des Meereises in Klassen ausschließlich auf die gesamte Dicke des Meereises, also auf die Summe der Eis- und der Schneedicke bezieht, können die anderen Größen in verschiedenen Klassen ggf. auch gleich sein. Bis auf die mittleren Schollenabstände $L_{w,icl}$, die diagnostisch abgeleitet werden, sind alle angegebenen Größen prognostische Modellvariablen².

Wie im großskaligen Meereismodell, so wird auch im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS angenommen, daß sich das gesamte Meereis einer Gitterzelle mit einer einheitlichen Driftgeschwindigkeit, der mittleren Driftgeschwindigkeit \mathbf{u}_i bewegt.

²Die Rauigkeitslänge des Meereises z_{0i} wird in jeder Eisdickenklasse zeitlich konstant mit $z_{0i} = 1.0 \cdot 10^{-3} m$ vorgegeben.

Die gesamte zeitliche Änderung der eine Eisdecke charakterisierenden Größen wird als Summe der gleichzeitig ablaufenden dynamischen und thermodynamischen Prozesse im Meereis beschrieben. Genauso wie im großskaligen Meereismodell erfolgt die numerische Kopplung der Dynamik und der Thermodynamik also durch die abwechselnde Lösung der dynamischen und der thermodynamischen Modellgleichungen. Im folgenden wird zuerst der dynamische und dann der thermodynamische Teil des Meereismoduls vorgestellt.

5.4 Der dynamische Teil des Meereismoduls

Werden rein dynamische Prozesse für die zeitliche Entwicklung der eine Meereisdecke beschreibenden Größen betrachtet, dann reduziert sich die Bilanzgleichung (5.1) zu

$$\left. \frac{\partial A}{\partial t} \right|_{dyn} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_i A) - Q_A \quad . \quad (5.4)$$

Neben Gl. (5.4) werden im dynamischen Teil des Meereismoduls die Bilanzgleichungen

$$\left. \frac{\partial A_{icl}}{\partial t} \right|_{dyn} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_i A_{icl}) - Q_{A,icl} \quad (5.5)$$

$$\left. \frac{\partial (A_{icl} \cdot H_{i,icl})}{\partial t} \right|_{dyn} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_i (A_{icl} \cdot H_{i,icl})) \quad (5.6)$$

$$\left. \frac{\partial (A_{icl} \cdot H_{s,icl})}{\partial t} \right|_{dyn} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_i (A_{icl} \cdot H_{s,icl})) \quad (5.7)$$

$$\left. \frac{\partial (A_{icl} \cdot L_{i,icl})}{\partial t} \right|_{dyn} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_i (A_{icl} \cdot L_{i,icl})) \quad (5.8)$$

gelöst. Die Gl. (5.8) beschreibt die zeitliche Änderung der mittleren Schollenlängen ausschließlich aufgrund von Advektionsprozessen. Weitere Ursachen für Veränderungen der Schollengrößen in den Eisrandzonen können wegen der fehlenden ozeanischen Komponente im Modellsystem nicht erfaßt werden. Dies betrifft die Dünung und die einlaufenden ozeanischen Wellen, welche hauptsächlich zum Zerbrechen von Schollen führen.

Für die Lösung des Systems von Bilanzgleichungen ist die mittlere Driftgeschwindigkeit des Meereises \mathbf{u}_i zu berechnen. Diese ergibt sich als Lösung einer Impulsbilanzgleichung.

5.4.1 Impulsbilanz

Die Impulsbilanzgleichung lautet nach Hibler [1979] in kartesischen Koordinaten

$$m_i \frac{D\mathbf{u}_i}{Dt} = \mathbf{K} \quad . \quad (5.9)$$

Dabei sind $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_i \cdot \nabla$ der Operator der totalen zeitlichen Ableitung, m_i die Masse des Meereises pro Einheitsfläche, $m_i \mathbf{u}_i$ der Impuls des Meereises pro Einheitsfläche und \mathbf{K} die vertikal integrierte Nettokraft pro Einheitsfläche. Der ausschließliche Bezug auf Größen, die pro Einheitsfläche definiert sind, entspricht dem Kontinuumsansatz in der horizontalen Ebene. Durch die Angabe der einzelnen Komponenten der Gesamtkraft \mathbf{K} erhält die Impulsbilanzgleichung die Form

$$m_i \frac{D\mathbf{u}_i}{Dt} = -m_i f \mathbf{k} \times \mathbf{u}_i + \boldsymbol{\tau}_i + \boldsymbol{\tau}_{i,oc} - m_i g \nabla h_{oc} + \mathbf{K}_F \quad (5.10)$$

Die Terme der Impulsbilanzgleichung beschreiben das Gleichgewicht folgender Kräfte pro Einheitsfläche:

$m_i \frac{D\mathbf{u}_i}{Dt}$	Massenträgheit (materielle Beschleunigung),
$-m_i f \mathbf{k} \times \mathbf{u}_i$	Corioliskraft,
$\boldsymbol{\tau}_i$	atmosphärische Schubspannung, die an der Oberfläche des Meereises und an den in die atmosphärische Grenzschicht ragenden Schollenseitenflächen angreift,
$\boldsymbol{\tau}_{i,oc}$	ozeanische Schubspannung, die auf die untere Seite des Meereises und die in die ozeanische Deckschicht ragenden Schollenseitenflächen wirkt,
$-m_i g \nabla h_{oc}$	Kraft durch die Neigung der Ozeanoberfläche,
\mathbf{K}_F	Kraft durch interne Spannungen im Eis.

Hierbei sind f der Coriolisparameter, \mathbf{k} der vertikale Einheitsvektor, normal zur Meereisoberfläche, g die Erdbeschleunigung und h_{oc} die dynamische Höhe der Ozeanoberfläche, die über

$$\nabla h_{oc} = -\frac{f}{g} (\mathbf{k} \times \mathbf{u}_{g,oc}) \quad (5.11)$$

mit dem geostrophischen Ozeanstrom $\mathbf{u}_{g,oc}$ in Beziehung steht [Hibler, 1979]. Der Vektor des geostrophischen Ozeanstromes $\mathbf{u}_{g,oc}$ wird zeitlich konstant vorgeschrieben.

Außer der atmosphärischen und der ozeanischen Schubspannung werden alle anderen Terme in Gl. (5.10) auf der Grundlage mittlerer, die gesamte Meereisdecke einer Gitterzelle beschreibender Größen berechnet.

Die atmosphärische Schubspannung

Die Berechnung der am Meereis angreifenden atmosphärischen Schubspannung wurde im Abschnitt 3.4 für den Fall einer einzigen besetzten Eisdickenklasse ausführlich beschrieben. Der Schubspannungsvektor $\boldsymbol{\tau}_i$ für die Impulsbilanzgleichung (5.10) ergibt sich als flächengewichtetes Mittel der Schubspannungsvektoren für das Meereis der einzelnen Eisdickenklassen.

Die ozeanische Schubspannung

Die Bestimmung der am Meereis angreifenden ozeanischen Schubspannung basiert auf dem Ansatz des großskaligen Meereismodells

$$\boldsymbol{\tau}_{i,oc} = \rho_w c_{d,i,g,oc} |\mathbf{u}_{g,oc} - \mathbf{u}_i| [(\mathbf{u}_{g,oc} - \mathbf{u}_i) \cos \varphi_{g,oc} + \mathbf{k} \times (\mathbf{u}_{g,oc} - \mathbf{u}_i) \sin \varphi_{g,oc}] \quad (5.12)$$

nach McPhee [1979]. Dabei sind ρ_w die Dichte des Meerwassers, $c_{d,i,g,oc}$ der ozeanische Schubspannungskoeffizient, $\mathbf{u}_{g,oc}$ der Geschwindigkeitsvektor des geostrophischen Ozeanstromes und $\varphi_{g,oc}$ der Drehwinkel zwischen dem geostrophischen Ozeanstrom und der ozeanischen Schubspannung. Da die ozeanische Strömungsgeschwindigkeit gegenüber der Driftgeschwindigkeit des Meereises i.a. nicht vernachlässigt werden kann, muß zur Berechnung der ozeanischen Schubspannung die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Meereis und der Ozeanströmung verwendet werden.

Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS wird im Gegensatz zum großskaligen Meereismodell ein räumlich und zeitlich variabler ozeanischer Schubspannungskoeffizient verwendet. Wie die atmosphärische, so übt auch die ozeanische Strömung eine Druckkraft auf die Seitenflächen der Eisschollen aus. Deshalb wird in Analogie zur Charakterisierung des Impulstransfers zwischen Atmosphäre und Meereis der Gesamtwiderstand als Summe eines Oberflächenwiderstandes $S_{d,i,oc}$ und eines Formwiderstandes $F_{d,i,oc}$ beschrieben. Der Anteil des Formwiderstandes kann allerdings nur grob berücksichtigt werden, da aufgrund der fehlenden Ozeankomponente im Modellsystem keine Informationen über das vertikale Geschwindigkeitsprofil der Ozeanströmung zwischen den Schollen zur Verfügung steht.

Die Berechnung des Formwiderstandes folgt einem Ansatz von Hehl [1997], der das im Abschnitt 3.4 für die Atmosphäre eingeführte Konzept nach Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] auf den Ozean überträgt. Experimente mit einem mikroskaligen Ozean-Meereis-Modell, das die Strömung zwischen den Schollen explizit behandelt [Hehl, 1997], zeigen, daß der Ansatz plausible, durch Messungen belegte Ergebnisse liefert, wenn der Abstand der Schollen so groß ist, daß sich zwischen ihnen eine ungestörte Grenzschicht ausbilden kann. Bei sehr geringen Schollenabständen und relativ dicken Schollen sind die Strömungsverhältnisse zwischen den Schollen dagegen recht komplex, so daß sich kaum mehr ein logarithmisches vertikales Anströmprofil, wie im Konzept von Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] angenommen, ausbildet.

Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS wird dennoch generell von einem logarithmischen Anströmprofil ausgegangen, um einen Ausdruck für das Verhältnis von Form- zu Oberflächenwiderstand abzuleiten, der nicht von ozeanischen Strömungsgrößen abhängt.

Entsprechend dem Ansatz für die Atmosphäre wird ein Gebiet, z.B. der zu einer Eisdickenklasse gehörenden Schollen, durch die Mittelwerte der Schollenlänge L_i , des Schollenabstandes L_w und des Tiefgangs der Schollen H_d charakterisiert. Auf die Kennzeichnung mit dem Index *icl* wird im folgenden der Übersichtlichkeit halber

verzichtet. Der Betrag des ozeanischen Formwiderstandes³ $F_{d,i,oc}$ ist dann durch

$$F_{d,i,oc} = P_{oc} \cdot \left(\frac{H_d}{L_i + L_w} \right) \quad (5.13)$$

gegeben, wobei der Druck P_{oc} der Betrag der Kraft ist, die pro Einheitsfläche in die Deckschicht ragender, angeströmter Schollenseitenfläche wirkt. Für P_{oc} gilt

$$P_{oc} = k_\alpha \rho_w \frac{1}{H_d} \int_{z_{0oc}}^{H_d} (u_r(z))^2 dz \quad , \quad (5.14)$$

wobei u_r das Anströmprofil, also die Relativgeschwindigkeit zwischen der Ozeanströmung und der Eisdrift ist. Für die ungestörte Relativgeschwindigkeit $u_{r,0}(z)$ wird nach Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] und Hehl [1997] ein logarithmisches Profil angenommen. Die Reduktion der ungestörten Relativgeschwindigkeit durch Abschattungseffekte wird analog zu Gl. (3.34) behandelt. Es ergibt sich

$$u_r(z) = u_{r,0}(z) \cdot \left(1 - \exp\left(-0.18 \frac{L_w}{H_d}\right) \right) \quad (5.15)$$

mit

$$u_{r,0}(z) = \frac{u_{*r,0}}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_{0oc}}\right) \quad . \quad (5.16)$$

Durch Einsetzen von Gl. (5.15) und Gl. (5.16) in Gl. (5.14) und Lösung des Integrals erhält man

$$P_{oc} = k_\alpha \rho_w \left(\frac{u_{*r,0}}{\kappa} \right)^2 \left[\left(\ln \frac{H_d}{z_{0oc}} - 1 \right)^2 + 1 - 2 \frac{z_{0oc}}{H_d} \right] \left(1 - \exp\left(-0.18 \frac{L_w}{H_d}\right) \right)^2 \quad . \quad (5.17)$$

Die letzten beiden Terme in der eckigen Klammer können für $H_d \gg z_{0oc}$ vernachlässigt werden. Damit ist

$$P_{oc} = k_\alpha \rho_w \left(\left(\frac{u_{*r,0}}{\kappa} \left(\ln \left(\frac{H_d}{\exp(1)} \right) \right) \right) \left(1 - \exp\left(-0.18 \frac{L_w}{H_d}\right) \right) \right)^2 \quad . \quad (5.18)$$

Durch Einsetzen von Gl. (5.18) in Gl. (5.13) und mit $k_\alpha = 0.5$ erhält man für den Formwiderstand

$$F_{d,i,oc} = 0.5 \rho_w \frac{H_d}{L_i + L_w} \left(\left(\frac{u_{*r,0}}{\kappa} \left(\ln \left(\frac{H_d}{\exp(1)} \right) \right) \right) \left(1 - \exp\left(-0.18 \frac{L_w}{H_d}\right) \right) \right)^2 \quad . \quad (5.19)$$

Mit

$$S_{d,i,oc} = \rho_w u_{*r,0}^2 \quad (5.20)$$

³Zu seiner Ableitung wird eine z-Achse eingeführt, die in die ozeanische Deckschicht gerichtet ist.

ergibt sich

$$\frac{F_{d,i,oc}}{S_{d,i,oc}} = 0.5 \frac{H_d}{L_i + L_w} \left(\frac{1}{\kappa} \left(\ln \left(\frac{H_d}{\exp(1)} \right) \right) \left(1 - \exp \left(-0.18 \frac{L_w}{H_d} \right) \right) \right)^2 . \quad (5.21)$$

Dieses Verhältnis von Form- zu Oberflächenwiderstand hängt nur von der Rauigkeitslänge z_{0oc} und geometrischen Schollengrößen ab.

Damit kann die gesamte am Meereis einer Eisdickenklasse angreifende ozeanische Schubspannung durch

$$\begin{aligned} \tau_{i,oc} &= \rho_w \cdot c_{sd,i,g,oc} \\ &\cdot \left[1 + 0.5 \frac{H_d}{L_i + L_w} \left(\frac{1}{\kappa} \left(\ln \left(\frac{H_d}{\exp(1)} \right) \right) \left(1 - \exp \left(-0.18 \frac{L_w}{H_d} \right) \right) \right)^2 \right] \\ &\cdot |\mathbf{u}_{g,oc} - \mathbf{u}_i| \\ &\cdot [(\mathbf{u}_{g,oc} - \mathbf{u}_i) \cos \varphi_{g,oc} + \mathbf{k} \times (\mathbf{u}_{g,oc} - \mathbf{u}_i) \sin \varphi_{g,oc}] \end{aligned} \quad (5.22)$$

parametrisiert werden, wobei $c_{sd,i,g,oc}$ der ozeanische Schubspannungskoeffizient bzgl. des geostrophischen Ozeanstromes ist, der den Oberflächenwiderstand an der Unterseite des Meereises charakterisiert.

Der in Gl. (5.22) eingehende Faktor zur Berücksichtigung des Formwiderstandes enthält Größen, die von der jeweiligen Eisdickenklasse abhängen. Deshalb geht in die Impulsbilanzgleichung (5.10) der flächengewichtete Mittelwert der zunächst für jede Eisdickenklasse einzeln bestimmten ozeanischen Schubspannungsvektoren ein.

Die drei in Gl. (5.22) eingehenden Parameter z_{0oc} , $\varphi_{g,oc}$ und $c_{sd,i,g,oc}$ werden räumlich und zeitlich konstant vorgegeben. Für die Rauigkeitslänge z_{0oc} wird nach Hehl [1997] ein Wert von $1 \cdot 10^{-4} m$ angenommen. Der Drehwinkel $\varphi_{g,oc}$ zwischen dem geostrophischen Ozeanstrom und der ozeanischen Schubspannung wird wie im großskaligen Meereismodell auf 25° festgelegt. Der den Oberflächenwiderstand charakterisierende ozeanische Schubspannungskoeffizient wird mit $c_{sd,i,g,oc} = 4 \cdot 10^{-3}$ angesetzt. Diese Annahme wird sowohl durch Meß- als auch durch Modellergebnisse gestützt. Fischer [1995] und Harder [1996] weisen darauf hin, daß für die realitätsnahe Modellierung der großskaligen Meereisdrift das Verhältnis zwischen der atmosphärischen und der ozeanischen Schubspannung bedeutender ist, als deren absolute Werte. Sie erzielen die beste Anpassung ihrer Modellergebnisse an Beobachtungen mit $c_{dn10i}/c_{d,i,g,oc} = 0.44$. McPhee [1980] gibt nach Messungen das Verhältnis des atmosphärischen Schubspannungskoeffizienten zum auf den geostrophischen Ozeanstrom bezogenen Widerstandskoeffizienten mit $c_{dn10i}/c_{d,i,g,oc} = 0.5$ an. Die beiden in diese Verhältnisse eingehenden Schubspannungskoeffizienten können als charakteristisch für den Oberflächenwiderstand an der Ober- bzw. Unterseite des

Meereises interpretiert werden, da sie bei sehr hohen Eiskonzentrationen abgeleitet wurden, wo der Form- gegenüber dem Oberflächenwiderstand vernachlässigbar klein ist. Gemäß den Untersuchungen mit dem Atmosphärenmodell METRAS im Abschnitt 4.3 beträgt der atmosphärische Schubspannungskoeffizient c_{dn10i} bei einer Eiskonzentration von 100% etwa $2 \cdot 10^{-3}$. Entsprechend den obigen Ausführungen wird nach McPhee [1980] der ozeanische Schubspannungskoeffizient $c_{sd,i,g,oc}$ doppelt so groß gewählt.

Kräfte durch interne Spannungen im Eis

Bei kleinen und mittelgroßen Eiskonzentrationen wird die Driftgeschwindigkeit des Meereises im wesentlichen durch den atmosphärischen und den ozeanischen Antrieb kontrolliert. Aufgrund des großen Anteils offener Wasserflächen ist die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung zwischen den Schollen einer Eisdecke gering. Dagegen kommt es bei hohen Eiskonzentrationen vor allem bei konvergenter Eisdrift oder horizontalen Scherungen in der Driftgeschwindigkeit zu Kollisionen und zum Zerbrechen von Schollen. Häufig schieben sich einzelne Schollen übereinander, oder es bilden sich Preßeisrücken. Die dabei durch interne Spannungen im Eis hervorgerufenen Kräfte führen zu einer Verringerung der Driftgeschwindigkeit. Der verwendete Ansatz zur Beschreibung der Kräfte durch interne Spannungen im Eis entspricht demjenigen großskaliger Meereismodelle nach Hibler [1979], welcher von Budgell [pers. Mitteilung, 1994] auch in den mesoskaligen Bereichen γ und β bereits erfolgreich angewendet wurde.

Die internen Kräfte \mathbf{K}_F werden mit

$$K_{F_j} = \sum_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} \quad (5.23)$$

durch die Divergenz des Tensors σ der internen Spannungen bestimmt. Der Spannungstensor σ ist eine Funktion des Tensors der Deformationsraten $\dot{\epsilon}$. Dieser enthält die räumlichen Ableitungen der Driftgeschwindigkeit des Meereises. Es gilt

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) , \quad (5.24)$$

wobei ausschließlich in dieser Formel, der Übersichtlichkeit halber, für die Driftgeschwindigkeit u_i das Symbol u benutzt wird. Der als Rheologiegesetz bezeichnete Zusammenhang $\sigma = \sigma(\dot{\epsilon})$ zwischen der internen Spannung σ und der Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ lautet in Komponentenschreibweise

$$\sigma_{ij} = 2\eta \dot{\epsilon}_{ij} + ((\zeta - \eta) \dot{\epsilon}_{kk} - P/2) \delta_{ij} . \quad (5.25)$$

Dabei sind η die Viskosität für Scherdeformation, ζ die Viskosität für Volumenkompression, P die Eishärte und δ_{ij} das Kroneckersymbol.

Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS wird das Meereis als plastisches Medium behandelt. Nur für sehr kleine Deformationsraten wird es als linearviskoses, kompressibles Material approximiert. Dieses durch ein viskos-plastisches

Rheologiegesez nach Hibler [1979] und Harder [1996] beschriebene Verhalten steht in guter Übereinstimmung mit beobachteten Eigenschaften des Meereises. Bei konvergenter Drift oder horizontaler Scherung können erhebliche Spannungen im Eis auftreten. Sind diese von den Deformationsraten nahezu unabhängig, dann hat das Eis den Grenzwert (maximalen Wert) der internen Spannungen erreicht, bei dem es bricht und durch plastische Verformung nachgibt. Der maximale Wert wird durch die Härte des Eises bestimmt. Nur bei sehr kleinen Deformationsraten, bei denen der Grenzwert der internen Spannungen für plastisches Verhalten nicht erreicht wird, verhält sich das Eis als linear-viskoses, kompressibles Material. Divergente Eisbewegungen erfahren keinen Widerstand.

Der Spannungstensor σ und der Deformationsratentensor $\dot{\epsilon}$ sind symmetrische Tensoren (siehe Harder [1996]), so daß sie durch eine Hauptachsentransformation in die Normalform gebracht werden können. Die Richtungen der Hauptachsen von σ und $\dot{\epsilon}$ stimmen überein. σ wird durch die beiden Invarianten

$$\sigma_I = 0.5(\sigma_{11} + \sigma_{22}) \quad (5.26)$$

$$\sigma_{II} = \sqrt{-\det \sigma'} \quad (5.27)$$

charakterisiert, wobei der Deviator σ' des Spannungstensors σ

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - 0.5(\sigma_{11} + \sigma_{22})\delta_{ij} \quad (5.28)$$

ist. σ_I ist ein Maß für die Spannungen durch Volumenkompression bei konvergenter Eisdrift, während σ_{II} die Stärke der Scherspannungen angibt. σ_I und σ_{II} spannen einen zweidimensionalen Raum der Spannungszustände auf. Für plastisch verformbare Medien können die internen Spannungen einen maximalen Wert nicht überschreiten, der durch eine Bruchkurve im Spannungsraum beschrieben wird. Im Fall plastischer Verformung wird ein Zustand auf der Bruchkurve, bei Spannungen unterhalb der Bruchgrenze innerhalb der Kurve eingenommen. Zustände außerhalb der Bruchkurve können nicht auftreten. Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS wird die elliptische Bruchkurve

$$\left(2\frac{\sigma_I}{P} + 1\right)^2 + \left(2e\frac{\sigma_{II}}{P}\right)^2 - 1 = 0 \quad (5.29)$$

nach Hibler [1979] verwendet (siehe Abb. 5.2). Die Exzentrizität e der Ellipse ist ein empirischer Parameter, der nach Hibler [1979] mit dem Wert 2 angesetzt wird. Durch den Zusammenhang $e = \sqrt{\zeta/\eta}$ bestimmt die Exzentrizität das Verhältnis der Viskositäten für Volumenkompression ζ und für Scherdeformation η . Mit der Annahme einer elliptischen Bruchkurve sind die Viskositäten durch

$$\zeta = \frac{P}{2\Delta} \quad (5.30)$$

und

$$\eta = \frac{\zeta}{e^2} \quad (5.31)$$

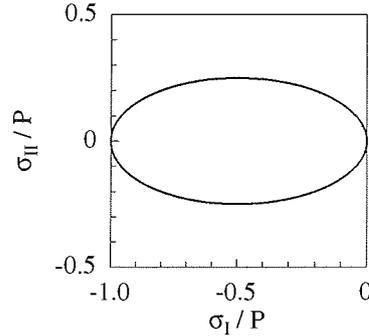


Abbildung 5.2: Elliptische Bruchkurve.

festgelegt. Der darin auftretende Ausdruck

$$\Delta = \Delta(\dot{\epsilon}) = \sqrt{(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2)(1 + e^{-2}) + 4\dot{\epsilon}_{12}^2 e^{-2} + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22}(1 - e^{-2})} \quad (5.32)$$

ist ein Maß für die gesamte Deformation der Eisdecke. Δ verknüpft also die Deformation des Meereises mit den räumlichen Ableitungen der Driftgeschwindigkeit.

Beim Verlassen des plastischen Regimes geht der Ausdruck $\Delta(\dot{\epsilon})$ gegen Null, so daß die Viskositäten ζ und η unendlich groß werden. Zur Behandlung dieses Grenzfalles verwendet Harder [1996] die Annahme, daß bei sehr kleinen Deformationsraten auch die internen Spannungen verschwinden. Neben den Viskositäten ζ und η wird auch der Druckterm $-P/2$ im Spannungstensor modifiziert. Er strebt im viskosen Fall gegen Null. Dies wird durch eine Regimefunktion r_p mit

$$r_p(\Delta) = \frac{\Delta}{\Delta + \Delta_{min}} \quad (5.33)$$

erreicht, die den Zusammenhang zwischen der tatsächlichen Eishärte P und der Eishärte P_p des idealplastischen Falls vermittelt. Die Regimefunktion ist eine stetige, monoton wachsende Funktion, die einen gleitenden Übergang zwischen dem idealplastischen ($r_p = 1$) und dem linear-viskosen Verhalten ($r_p = 0$) gewährleistet. Physikalisch wird das Materialverhalten des Eises durch die Wahl des Grenzwertes Δ_{min} bestimmt, der den Übergangsbereich zwischen beiden Regimen festlegt. Nach Harder [1996] wird $\Delta_{min} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ verwendet. Somit lauten die Bestimmungsgleichungen für die Eishärte und die Viskositäten

$$P = \frac{P_p \Delta}{(\Delta + \Delta_{min})} \quad (5.34)$$

$$\zeta = \frac{P_p}{2(\Delta + \Delta_{min})} \quad (5.35)$$

$$\eta = \frac{P_p}{2e^2(\Delta + \Delta_{min})} \quad (5.36)$$

Die Eishärte im idealplastischen Fall wird nach Hibler [1979] zu

$$P_p = P^* h C(A) \quad (5.37)$$

mit

$$C(A) = \exp(-C^*(1 - A)) \quad (5.38)$$

bestimmt. Dabei sind A der Bedeckungsgrad und h das Volumen pro Einheitsfläche des gesamten Meereises einer Gitterzelle. Für den Eishärteparameter P^* und den Eiskonzentrationsparameter C^* werden die Werte $P^* = 20000 \text{ N m}^{-2}$ und $C^* = 20$ verwendet. Der Ausdruck $C(A)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit von Wechselwirkungen der Eisschollen untereinander bei Konvergenz oder Scherung. Er ist nach Hibler [1979] so gewählt, daß erst bei hohen Eiskonzentrationen bedeutende interne Kräfte auftreten.

Die Beschreibung der Entstehung offener Wasserflächen aufgrund von Scherdeformation ist eng an die Rheologie gebunden. Der Term Q_A in der Bilanzgleichung für den Gesamtbedeckungsgrad A wird durch

$$Q_A = \Psi_s(\dot{\epsilon}) C(A) \quad (5.39)$$

parametrisiert [Hibler, 1984]. Nach Harder [1994] wird für $C(A)$ die Beziehung (5.38) verwendet. Der Ausdruck $\Psi_s(\dot{\epsilon})$ ist eine Funktion des Tensors der Deformationsraten $\dot{\epsilon}$. Er lautet

$$\Psi_s(\dot{\epsilon}) = 0.5 \cdot (\Delta(\dot{\epsilon}) - |\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}|) = 0.5 \cdot (\Delta - |\nabla \cdot \mathbf{u}_i|) \quad (5.40)$$

Da $\Delta(\dot{\epsilon})$ ein Maß für die gesamte Deformation der Meereisdecke darstellt, ergibt sich nach Subtraktion des Anteils durch Konvergenz die reine Scherdeformation.

5.4.2 Numerische Lösung der Bilanzgleichungen

Die zeitliche Änderung der prognostischen Größen durch Advektion kann in allgemeiner Form durch die Gleichung

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial t} \right|_{dyn,adv} = - \nabla \cdot (\mathbf{u}_i \psi) \quad (5.41)$$

beschrieben werden, wobei \mathbf{u}_i die Advektionsgeschwindigkeit (Driftgeschwindigkeit) ist und ψ eine beliebige, zu transportierende Größe bezeichnet. Das numerische Verfahren zur Lösung dieser Gleichung sollte positiv definit und monoton sein sowie möglichst wenige numerische Diffusions- und Dispersionseffekte zeigen. Es wurden drei Advektionsverfahren getestet, das von Harder [1996] in das großskalige Meereismodell implementierte Schema nach Smolarkiewicz [1983], das Verfahren nach Bott [1989] und das NIC_E -Schema nach Emde [1992] (monotone Version nach Emde, pers. Mitteilung [1995]). Letzteres wurde schließlich zum Einsatz im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS ausgewählt, da es die geringsten numerischen

Diffusionseffekte zeigt und auch noch unter anderen speziellen Gesichtspunkten besonders gut für das mesoskalige Meereismodul geeignet ist.

Zur Behandlung des zweidimensionalen Transportes wird das für die eindimensionale Advektion entwickelte NIC_E -Schema mit Hilfe einer Methode zur Aufspaltung von Operatoren nach Strang [1968] angewandt.

Es seien L^{adv} der zweidimensionale Operator für die Advektion sowie L_x und L_y die eindimensionalen Operatoren (Advektionsschemata) für die x- bzw. y-Richtung. Dann wird die zweidimensionale Advektion, alternierend mit jedem Zeitschritt, durch

$$L^{adv} = (L_x^{\Delta t/2} (L_y^{\Delta t} (L_x^{\Delta t/2}))) \quad (5.42)$$

oder

$$L^{adv} = (L_y^{\Delta t/2} (L_x^{\Delta t} (L_y^{\Delta t/2}))) \quad (5.43)$$

berechnet. Dabei bedeuten die hochgestellten Indizes $\Delta t/2$ und Δt die Anwendung des jeweiligen Operators (Advektionsverfahrens) für einen halben bzw. ganzen Zeitschritt. Nach Gl. (5.42) wird die Advektion beispielsweise zuerst für den halben Zeitschritt in x-Richtung, dann für den ganzen Zeitschritt in y-Richtung und abschließend noch einmal für den halben Zeitschritt in x-Richtung durchgeführt.

Der NIC_E -Algorithmus ist zweiter Ordnung in der Zeit und dritter Ordnung im Raum. Statt der ursprünglichen Bilanzgleichung (5.41) für die eindimensionale Advektion wird eine integrale Form der Art

$$\Phi_I^n = \Phi_I^{n-1} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_I - F_{I-1}) \quad (5.44)$$

gelöst. Darin ist

$$\Phi_I^n = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{I-1}}^{x_I} \psi(x, t) dx = \frac{1}{\Delta x} [\Psi(x_I) - \Psi(x_{I-1})] \quad (5.45)$$

der Mittelwert von $\psi(x, t)$ über das Gitterintervall Δx zum Zeitschritt n . Ψ ist die Stammfunktion von ψ und x_{I-1} und x_I sind die Gitterintervallgrenzen. Mit F wird der Fluß durch die Gitterintervallgrenzen bezeichnet⁴. Es wird angenommen, daß die lokale Größe ψ durch eine Parabel innerhalb eines Gitterintervalls Δx repräsentiert werden kann. Dementsprechend wird die Stammfunktion mit Hilfe von kubischen Splines⁵ interpoliert. Das Verfahren verwendet die Advektionsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $\Delta t/2$.

Den Ausgangspunkt zur Bestimmung der prognostischen Variablen im Meereismodul bildet die Bilanzgleichung

$$\left. \frac{\partial A}{\partial t} \right|_{dyn} = - \nabla \cdot (\mathbf{u}_i A) - Q_A \quad (5.46)$$

⁴Die Berechnung des Flusses durch die Gitterintervallgrenzen kann im Detail Emde [1992] entnommen werden.

⁵siehe Bronstein und Semendjajew [1989]

für den Gesamtbedeckungsgrad des Meereises A . Entsprechend dem Ablauf im großskaligen Meereismodell wird zuerst die reine Advektion

$$\left. \frac{\partial A}{\partial t} \right|_{dyn,adv} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_i A) \quad (5.47)$$

und anschließend die Entstehung offener Wasserflächen durch Scherdeformation

$$\left. \frac{\partial A}{\partial t} \right|_{dyn,sdef} = -Q_A \quad (5.48)$$

berechnet.

Entsprechend den Gleichungen (5.42) und (5.43) wird die zweidimensionale Advektion pro Zeitschritt numerisch in drei Schritten gelöst. Zur Kennzeichnung wird ein zeitschrittinterner Index m mit $m = 1, 2, 3$ eingeführt.

Die Bestimmung der prognostischen Größen wird nun exemplarisch für einen der drei internen Schritte zur Berechnung der gesamten Advektion dargestellt. Dieser sei eine Advektion in x-Richtung mit dem Zeitschritt Δt_{adv} , welcher entweder $\Delta t/2$ oder Δt betragen kann. Wird mit F wieder der Fluß durch die Gitterzellengrenzen bezeichnet (siehe Abb. 5.3), dann gilt für den Gesamtbedeckungsgrad des Meereises an einem Gitterpunkt mit der x-Koordinate I

$$A^m(I) = A^{m-1}(I) - \frac{\Delta t_{adv}}{\Delta x} (F(I) - F(I-1)) \quad (5.49)$$

Die y-Koordinate J wird der Übersichtlichkeit halber nicht explizit mit angegeben. Falls $m = 1$ ist, dann entspricht A^{m-1} dem Gesamtbedeckungsgrad zum vorherigen Zeitschritt $n - 1$.

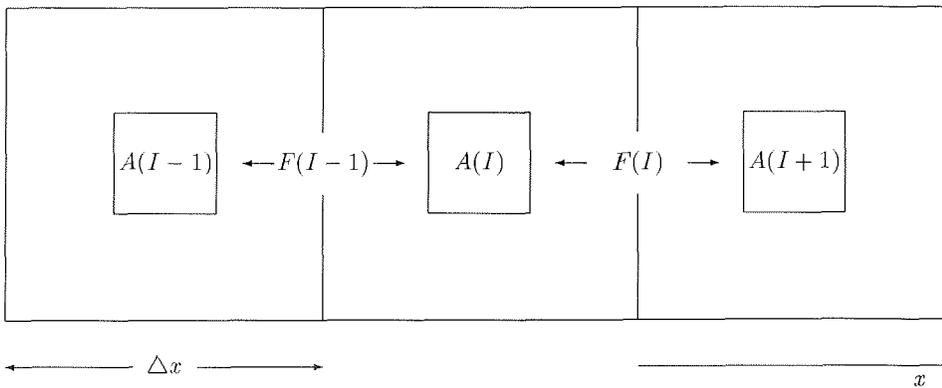


Abbildung 5.3: Schema der eindimensionalen Advektion.

Die Bestimmung der Bedeckungsgrade in den einzelnen Eisdickenklassen beruht auf der Annahme, daß sich das gesamte Meereis in einer Gitterzelle mit der gleichen mittleren Driftgeschwindigkeit u_i bewegt. Die einzelnen Bedeckungsgrade werden nicht durch nochmalige Anwendung des numerischen Advektionsverfahrens, sondern durch

$$\begin{aligned}
A_{icl}^m(I) &= A_{icl}^{m-1}(I) \\
&- \max\left(\frac{F(I)}{|F(I)|}, 0\right) \cdot \left(\frac{\Delta t_{adv}}{\Delta x} F(I)\right) \cdot \left(\frac{A_{icl}^{m-1}(I)}{A^{m-1}(I)}\right) \\
&+ \max\left(\frac{-F(I-1)}{|F(I-1)|}, 0\right) \cdot \left(\frac{\Delta t_{adv}}{\Delta x} F(I-1)\right) \cdot \left(\frac{A_{icl}^{m-1}(I)}{A^{m-1}(I)}\right) \\
&- \max\left(\frac{F(I)}{|F(I)|}, 0\right) \cdot \left(\frac{\Delta t_{adv}}{\Delta x} F(I)\right) \cdot \left(\frac{A_{icl}^{m-1}(I+1)}{A^{m-1}(I+1)}\right) \\
&+ \max\left(\frac{F(I-1)}{|F(I-1)|}, 0\right) \cdot \left(\frac{\Delta t_{adv}}{\Delta x} F(I-1)\right) \cdot \left(\frac{A_{icl}^{m-1}(I-1)}{A^{m-1}(I-1)}\right)
\end{aligned} \tag{5.50}$$

gewonnen, wobei die Flüsse durch die Gitterzellengrenzen F diejenigen sind, die bei der Berechnung des Gesamtbedeckungsgrades nach Gl. (5.49) mit dem NIC_E -Advektionschema bestimmt wurden.

Nach Berechnung der zeitlichen Änderung des Gesamtbedeckungsgrades A erfolgt im großskaligen Meereismodell auch die Bestimmung der zeitlichen Änderung des Meereisvolumens pro Einheitsfläche $h = (A \cdot H)$ mit Hilfe des numerischen Advektionsverfahrens. Dieser Ablauf wurde auch für das mesoskalige Meereismodell getestet, und es wurde anschließend diagnostisch aus dem nunmehr bekannten Bedeckungsgrad A und dem Volumen h die tatsächliche Dicke des Meereises $H = (A \cdot H)/A$ abgeleitet. Es zeigte sich, daß durch diese Vorgehensweise einerseits sinnlose Werte der tatsächlichen Meereisdicke entstehen können, und daß andererseits physikalische Prozesse vorgetäuscht werden können (z.B. eine Meereisdickenzunahme oder -abnahme, obwohl keine Deformations-, Schmelz- oder Gefriervorgänge stattgefunden haben). Diese Phänomene wurden in den Testrechnungen besonders deutlich bei kleinen Eiskonzentrationen registriert, also z.B. im Bereich des Eisrandes oder im Zusammenhang mit großflächigen Polynjas. Diese Probleme, welche dem Lösungsablauf der Bilanzgleichungen im großskaligen Meereismodell inherent sind, ergeben sich in Folge numerischer Diffusionseffekte, mit denen die beiden Größen A und $h = (A \cdot H)$ unterschiedlich behaftet sind.

Im mesoskaligen Meereismodell werden die beschriebenen Probleme dadurch vermieden, daß die schon zur Lösung der Advektionsgleichung für den Gesamtbedeckungsgrad A berechneten Flüsse durch die Gitterzellengrenzen F auch zur Bestimmung der Eis- und Schneedicken sowie der Schollenlängen benutzt werden. Diese Methode erspart außerdem die wiederholte Anwendung des Advektionsverfahrens. Im Meereismodell für das Atmosphärenmodell METRAS werden die Eisdicken $H_{i,icl}^m$, die Schneedicken $H_{s,icl}^m$ und die Schollenlängen $L_{i,icl}^m$ zum Advektionsschritt m über

eine Beziehung der Art

$$\begin{aligned}
H_{i,icl}^m(I) = & \left[\begin{aligned}
& A_{icl}^{m-1}(I) \quad \cdot \quad H_{i,icl}^{m-1}(I) \\
& - \quad \max\left(\frac{F(I)}{|F(I)|}, 0\right) \quad \cdot \quad \left(\frac{\Delta^t_{adv} F(I)}{\Delta x}\right) \\
& \quad \cdot \quad \left(\frac{A_{icl}^{m-1}(I)}{A^{m-1}(I)}\right) \quad \cdot \quad H_{i,icl}^{m-1}(I) \\
& + \quad \max\left(\frac{-F(I-1)}{|F(I-1)|}, 0\right) \quad \cdot \quad \left(\frac{\Delta^t_{adv} F(I-1)}{\Delta x}\right) \\
& \quad \cdot \quad \left(\frac{A_{icl}^{m-1}(I)}{A^{m-1}(I)}\right) \quad \cdot \quad H_{i,icl}^{m-1}(I) \\
& - \quad \max\left(\frac{-F(I)}{|F(I)|}, 0\right) \quad \cdot \quad \left(\frac{\Delta^t_{adv} F(I)}{\Delta x}\right) \\
& \quad \cdot \quad \left(\frac{A_{icl}^{m-1}(I+1)}{A^{m-1}(I+1)}\right) \quad \cdot \quad H_{i,icl}^{m-1}(I+1) \\
& + \quad \max\left(\frac{F(I-1)}{|F(I-1)|}, 0\right) \quad \cdot \quad \left(\frac{\Delta^t_{adv} F(I-1)}{\Delta x}\right) \\
& \quad \cdot \quad \left(\frac{A_{icl}^{m-1}(I-1)}{A^{m-1}(I-1)}\right) \quad \cdot \quad H_{i,icl}^{m-1}(I-1) \quad] \\
& / \quad \left[\quad A_{icl}^m(I) \quad \right]
\end{aligned} \right. \tag{5.51}
\end{aligned}$$

gewonnen, wobei hier die Eisdicke $H_{i,icl}$ als Beispielvariable dient. Die in Gl. (5.51) eingehenden Flüsse durch die Gitterzellengrenzen F entsprechen genau denjenigen, die bei der Berechnung des Gesamtbedeckungsgrades nach Gl. (5.49) mit dem NIC_E -Advektionschema bestimmt wurden und auch schon zur Berechnung der einzelnen Bedeckungsgrade $A_{icl}^m(I)$ verwendet wurden.

Wird das Meereismodul im dynamisch-thermodynamischen Modus betrieben, dann werden zusätzlich noch die durch den Advektionsschritt veränderten mittleren Temperaturprofile im Meereis der einzelnen Eisdickenklassen in einer Gitterzelle bestimmt.

Trotz der angegebenen Vorgehensweise kann jedoch nicht vermieden werden, daß Meereis durch numerische Diffusionseffekte in Gitterzellen gelangt, wo es entsprechend seiner Driftgeschwindigkeit nicht auftreten dürfte. Dies wird dadurch verursacht, daß die zeitliche Änderung des Gesamtbedeckungsgrades durch Advektion auch weiterhin mit Hilfe eines numerischen Advektionsverfahrens berechnet werden muß.

Die numerische Lösung der Advektionsgleichung für den Gesamtbedeckungsgrad kann bei konvergenter Drift des Meereises einen Wert von $A > 1$ liefern. Da aber nicht mehr als die gesamte Fläche einer Gitterzelle mit Meereis bedeckt sein kann, wird A in diesem Fall künstlich auf den Wert 1 gesetzt. Gleichzeitig wird der Bedeckungsgrad in der niedrigsten besetzten Eisklasse entsprechend reduziert, und die

Dicke des Meereises in dieser Klasse wird unter Erhaltung des Meereisvolumens erhöht⁶. Überschreitet sie dabei die Obergrenze für die Summe der Schnee- und Eisdicke ihrer Eisklasse, dann geht das gesamte Meereis der niedrigsten besetzten Eisklasse in die nächsthöhere Eisdickenklasse über. Ist diese schon belegt, dann werden die beiden Bedeckungsgrade addiert und die Schnee- und Eisdicken sowie die Schollenlängen flächengewichtet gemittelt. Im dynamisch-thermodynamischen Modus werden zusätzlich noch die Temperaturprofile volumengewichtet gemittelt.

Damit ist ein Teilschritt der Advektion in drei Schritten abgeschlossen. Die beiden anderen erfolgen analog.

Nach Behandlung aller Advektionsprozesse wird noch die zeitliche Änderung des Gesamtbedeckungsgrades A durch Scherdeformation (Q_A -Term in Gl. (5.46)) berechnet. Der Wert von Q_A wird dabei nach Gl. (5.39) bestimmt. Aufgrund von Scherdeformation entstehen offene Wasserflächen, der Gesamtbedeckungsgrad A des Meereises in einer Gitterzelle nimmt also ab. Da das gesamte Volumen des Meereises in einer Gitterzelle bei Deformationsprozessen aber erhalten bleibt, muß sich die mittlere Dicke erhöhen. Auch hierbei wird wieder angenommen, daß die dünnsten Schollen der Eisdecke diesen Deformationsprozessen den geringsten Widerstand entgegensetzen. Der Bedeckungsgrad in der niedrigsten besetzten Eisdickenklasse wird um den Betrag des Bedeckungsgrades der sich bildenden offenen Wasserflächen reduziert. Gleichzeitig wird die Dicke des Meereises in dieser Klasse wieder konsistent erhöht, und ggf. findet ein Übergang in die nächsthöhere Eisdickenklasse statt.

Abschließend werden der Bedeckungsgrad der offenen Wasserflächen und die Schollenabstände für die einzelnen Eisdickenklassen $L_{w,icl}$ diagnostisch bestimmt.

5.5 Der thermodynamische Teil des Meereismoduls

Die Mehrzahl der heute verwendeten Ansätze zur Beschreibung der thermodynamischen Entwicklung des Meereises basiert auf dem von Maykut und Untersteiner [1971] vorgestellten eindimensionalen thermodynamischen Meereismodell (im weiteren als M&U-Modell bezeichnet). Dieses ist ein Mehrschichtenmodell, in dem das vertikale Temperaturprofil im Schnee und im Eis durch Lösung einer Diffusionsgleichung unter Berücksichtigung der Soleinschlüsse im Eis und der in das Eis eindringenden Solarstrahlung bestimmt wird.

Eine sehr stark vereinfachte Version des M&U-Modells stellt das im großskaligen Meereismodell verwendete Nullschichtenmodell von Semtner [1976] dar. Da großskalige Meereismodelle größtenteils mit Zeitschritten im Bereich von mehreren Stunden, Tagen oder gar Wochen rechnen, scheinen die in Abschnitt 5.1 beschriebenen Vereinfachungen zur Berechnung der Wärmediffusion im Meereis (z.B. die Annahme

⁶Dies basiert auf der Annahme, daß die dünnsten Schollen einer Eisdecke Deformationsprozessen durch Kollisionen bei konvergenter Drift den geringsten Widerstand entgegensetzen und sich übereinander schieben oder zwischen dickeren Schollen zusammengeschoben werden.

eines linearen Temperaturprofils) jedoch gerechtfertigt. Für die zu untersuchenden kleinskaligen Prozesse sind sie allerdings nicht mehr vertretbar. Deshalb basiert der thermodynamische Teil des Meereismoduls für das Atmosphärenmodell METRAS wieder auf den ursprünglichen Ansätzen von Maykut und Untersteiner [1971]. Somit können nichtlineare Temperaturprofile modelliert und Wärmespeichereffekte erfaßt werden. Eine schematische Darstellung des eindimensionalen thermodynamischen Meereismodells nach Maykut und Untersteiner [1971] ist in Abb. 5.4 gegeben. Der thermodynamische Teil des Meereismoduls für das Atmosphärenmodell METRAS geht jedoch über die streng eindimensionale Konzeption des M&U-Modells hinaus, indem es die offenen Wasserflächen als eine Oberflächenklasse einschließt und die thermodynamische Entwicklung des gesamten Meereises mit Hilfe der in Abschnitt 5.3 eingeführten Eisdickenklassen bestimmt. Horizontale Wärmeleitungsprozesse im Meereis bleiben allerdings auch weiterhin unberücksichtigt. Wie eingangs erwähnt, wird der thermodynamische Teil des Meereismoduls mit dem gleichen Zeitschritt wie das Atmosphärenmodell gerechnet. Um die Formulierung der Modellgleichungen nicht unnötig zu verkomplizieren, wird im thermodynamischen Teil des Meereismoduls eine separate Vertikalkoordinate z eingeführt, die nicht an der Wasseroberfläche, sondern an der Oberseite des Meereises gleich Null ist, und die in das Meereis gerichtet ist (siehe Abb. 5.4).

Das in den nachfolgenden Abschnitten beschriebene Verfahren zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Schnee- und Eisdicke sowie des vertikalen Temperaturprofils im Meereis wird in jeder einzelnen Eisdickenklasse angewendet. Deshalb wird der Übersichtlichkeit halber wieder auf eine Kennzeichnung mit dem Index icl verzichtet. Gefrier- und Schmelzprozesse werden zunächst getrennt für die Ober- und die Unterseite des Meereises berechnet. In der Summe ergibt sich anschließend die gesamte Änderung der Meereisdicke. Da in der für die Kopplung mit dem Meereismodul verwendeten Version des Atmosphärenmodells METRAS kein Niederschlag simuliert werden kann, werden an der Oberseite des Meereises nur Schmelzprozesse modelliert. Eine Dickenzunahme durch Akkumulation von Schnee oder Anfrieren von Regen wird dagegen nicht betrachtet.

5.5.1 Die vertikale Temperaturverteilung im Meereis

Die vertikale Temperaturverteilung einschließlich ihrer Randwerte an der Ober- und Unterseite des Meereises bestimmt eine Vielzahl von Wechselwirkungsprozessen zwischen der Atmosphäre, dem Meereis und dem Ozean. So werden die Wärme- und die Strahlungsflüsse zwischen der Atmosphäre und dem Meereis entscheidend durch dessen Oberflächentemperatur geprägt. Der konduktive Wärmefluß im Meereis und damit der Wärmetransport zwischen dem Ozean und der Atmosphäre hängt dagegen vom gesamten vertikalen Temperaturprofil im Schnee und im Eis ab. Andererseits bestimmen wiederum die atmosphärischen Strahlungs- und Wärmeflüsse sowie der konduktive Wärmefluß wesentlich über Gefrier- und Schmelzprozesse an der Ober- und Unterseite des Meereises.

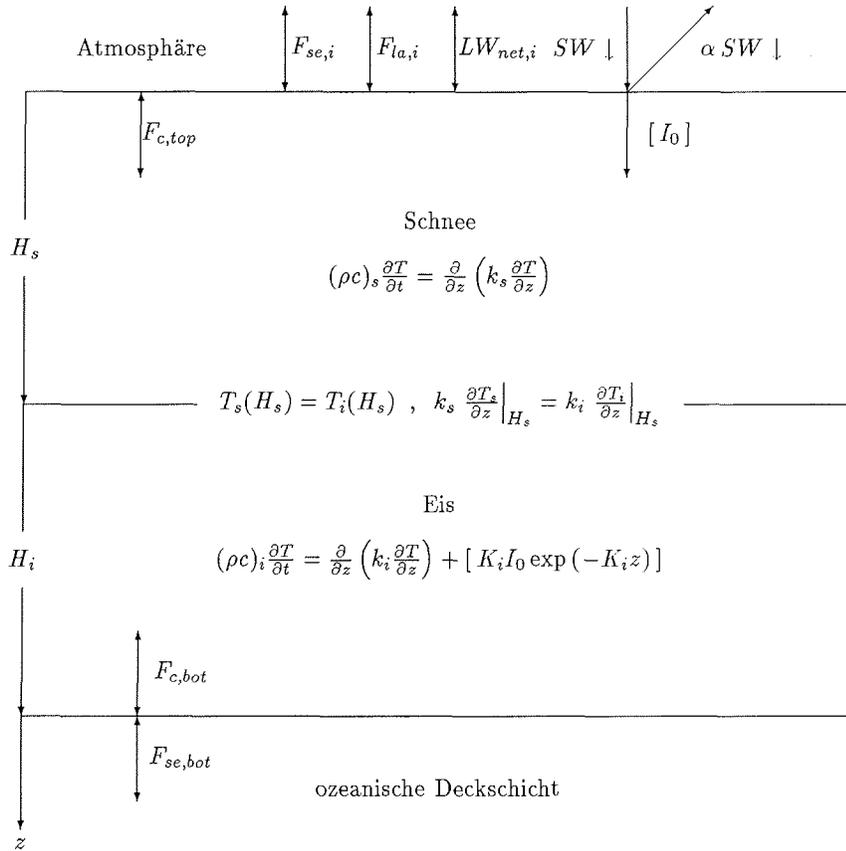


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des eindimensionalen thermodynamischen Meereismodells nach Maykut und Untersteiner [1971].

Die vertikale Temperaturverteilung $T(z)$ wird mit Hilfe einer Diffusionsgleichung berechnet. Für schneebedecktes Eis lautet diese Gleichung

$$(\rho c)_{(s,i)} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_{(s,i)} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (5.52)$$

Der Index s bezeichnet Schnee, i steht für Eis. Weiterhin bedeuten (ρc) die volumetrische Wärmekapazität und k die Wärmeleitfähigkeit. Für schneebedecktes Eis gelten an der Grenzfläche zwischen Schnee und Eis ($z = H_s$) folgende Bedingungen

$$T_s(H_s) = T_i(H_s) \quad (5.53)$$

$$k_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \Big|_{H_s} = k_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \Big|_{H_s} \quad (5.54)$$

Die numerische Lösung der Gl. (5.52) erfolgt im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS mit dem Crank-Nicholson-Verfahren.

Bei fehlender Schneeeauflage wird die Erwärmung des Eises durch Absorption kurzwelliger Strahlung im Inneren des Eises berücksichtigt. Damit nimmt Gl. (5.52) die Form

$$(\rho c)_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_i \frac{\partial T}{\partial z} \right) + K_i I_0 \exp(-K_i z) \quad (5.55)$$

an. Dabei ist I_0 die bei $z=0$ in das Eis eindringende kurzwellige Strahlung und K_i bezeichnet den Absorptionskoeffizienten des Eises. Es wird der spektral integrierte kurzwellige Strahlungsfluß betrachtet, dessen Absorption im Eis durch das Lambert-Bouguer'sche Gesetz angenähert wird.

Der beim Gefrieren von Meerwasser im Eis verbleibende Anteil des Salzes wird in sog. Soletaschen konzentriert. Die Sole besitzt Gefrierpunkttemperatur und steht im Phasengleichgewicht mit dem umgebenden Eis. Dieses Gleichgewicht wird durch Volumenänderungen der Soletaschen, also durch Gefrieren (bei abfallender Temperatur) oder Schmelzen (bei ansteigender Temperatur) des die Taschen umgebenden Eises aufrecht erhalten. Die Soletaschen verzögern somit die Erwärmung und Abkühlung des Eises.

Salzhaltiges Eis hat gegenüber reinem Eis eine verringerte Wärmeleitfähigkeit und eine höhere Wärmekapazität. Dies berücksichtigen Maykut und Untersteiner [1971], indem die volumetrische Wärmekapazität $(\rho c)_i$ und die Wärmeleitfähigkeit k_i als Summe der Größen für reines Eis und einem von der Temperatur und dem Salzgehalt abhängigen Korrekturterm angesetzt werden. Die Beziehungen lauten

$$(\rho c)_i(z) = (\rho c)_{i,f} + \frac{\gamma S(z)}{(T_i(z) - T_{melt,i})^2} \quad (5.56)$$

und

$$k_i(z) = k_{i,f} + \frac{\beta S(z)}{T_i(z) - T_{melt,i}} \quad (5.57)$$

Dabei werden mit dem Index f die Größen für reines Eis gekennzeichnet. Es sind $(\rho c)_{i,f} = 1.884 \cdot 10^6 J m^{-3} K^{-1}$ und $k_{i,f} = 2.035 W m^{-1} K^{-1}$. Die Konstanten β und γ haben die Werte $\beta = 0.1172 W m^{-1} ppt^{-1}$ und $\gamma = 1.715 \cdot 10^7 J K m^{-3} ppt^{-1}$. Mit $S(z)$ wird die vertikale Salzgehaltsverteilung bezeichnet, und die Schmelztemperatur des Eises wird mit $T_{melt,i} = 273.05 K$ angesetzt. Zur Vermeidung von Singularitäten und unrealistischen Werten für $(\rho c)_i$ und k_i in der Nähe des Schmelzpunktes wird nach Maykut und Untersteiner [1971] immer $(T_i(z) - T_{melt,i}) \leq -0.1 K$ angenommen, unabhängig vom tatsächlichen Wert von $T_i(z)$.

Die Salzgehaltsverteilung im Eis hängt von seinen Entstehungsbedingungen und von seinem Alter ab. Insbesondere muß zwischen ein- und mehrjährigem Eis unterschieden werden. Ersteres hat noch keine, letzteres mindestens eine sommerliche Schmelzperiode erlebt. Das dabei entstehende Schmelzwasser dringt von oben her in das Eis ein, und in einem Ausspülprozeß fließt die Sole durch verbundene Hohlräume im Eis schließlich ins Meerwasser. Das Ausspülen in den Sommermonaten ist für die

wesentlich kleineren Salzgehalte mehrjährigen gegenüber einjährigen Eises verantwortlich, insbesondere für die geringen Gehalte in den oberen Eisschichten. Im Mittel zeigen die Salzgehaltsprofile von mehrjährigem Eis einen linearen Anstieg bis zur Eisunterseite hin. Die Werte an der Oberfläche liegen fast bei 0‰ und in 1 m Tiefe etwa bei 2‰ . Typische Salzgehalte des einjährigen arktischen Eises liegen dagegen zwischen 5‰ und 15‰ [Eicken et al., 1995]. Das Salzgehaltsprofil zeigt einen symmetrischen Anstieg der Salinität zur Ober- und Unterseite des Eises hin und wird deshalb als sog. C-Profil bezeichnet. Nach Eicken [1992] wird das Salzgehaltsprofil für einjähriges Eis durch

$$S(Z) = 11.63 - 18.46Z - 1.53Z^2 + 18.78Z^3 \quad (5.58)$$

angenähert. Der Salzgehalt mehrjährigen Eises wird nach Jin et al. [1994] durch

$$S(Z) = 2.785Z + 1.984Z^4 \quad (5.59)$$

beschrieben. Hierbei ist Z die dimensionslose Tiefe $Z = \frac{z}{H_i}$ im Eis.

Die volumetrische Wärmekapazität $(\rho c)_s$ und die Wärmeleitfähigkeit k_s des Schnees werden nach Ebert und Curry [1993] mit

$$(\rho c)_s(z) = \rho_s(z) (92.88 + 7.364 T_s(z)) \quad (5.60)$$

bzw.

$$k_s(z) = 2.845 \cdot 10^{-6} \rho_s^2(z) + 2.7 \cdot 10^{-4} 2^{(T_s(z)-233)/5} \quad (5.61)$$

berechnet. Die Schmelztemperatur des Schnees beträgt $T_{melt,s} = 273.15\text{ K}$. Für die Dichte des Schnees wird $\rho_s(z) = 330\text{ kg m}^{-3}$ für $T_s(z) < T_{melt,s}$ und $\rho_s(z) = 450\text{ kg m}^{-3}$ für $T_s(z) = T_{melt,s}$ verwendet. Der Ansatz (5.61) für k_s berücksichtigt sowohl die molekulare Wärmeleitung als auch den Transfer latenter Wärme durch Wasserdampfdiffusion im Schnee. Letzterer Transport erhöht die effektive Leitfähigkeit um etwa 25%.

Zur Lösung der Gl. (5.52) oder der Gl. (5.55) müssen noch eine obere und eine untere Randbedingung formuliert werden. Die Temperatur an der Unterseite des Eises beträgt 271.35 K , dies entspricht der Gefrierpunkttemperatur T_f des Meerwassers bei einem Salzgehalt von ca. 34 ppt . Es gilt also die zeitunabhängige untere Randbedingung

$$T_{bot} = T_f = 271.35\text{ K} \quad (5.62)$$

An der Oberseite des Eises wird dagegen eine zeitabhängige Neumann'sche Randbedingung der Art

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{H=0} = f(t) \quad (5.63)$$

verwendet. Die Bestimmung des Temperaturgradienten $\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{H=0}$ wird im nächsten Abschnitt erläutert.

5.5.2 Die Energiebilanz an der Oberseite des Meereises

Die Oberflächentemperatur des Meereises $T_{sur,(s,i)}$ wird durch die Bilanz der Strahlungs- und Wärmeflüsse an seiner Oberfläche festgelegt. Erreicht die Oberflächentemperatur den Schmelzpunkt des Eises oder ggf. der Schneeauflage, dann beginnt das Meereis unter Aufrechterhaltung dieser Temperatur zu schmelzen. Die Energiebilanzgleichung an der Oberseite des Meereises lautet

$$SW_{net,i} + LW_{net,i} - F_{se,i} - F_{la,i} + F_{c,top} = \begin{cases} 0 & \text{für } T_{sur,(s,i)} < T_{melt,(s,i)} \\ -(\rho L)_{(s,i)} \frac{\partial(H_t + H_s)}{\partial t} & \text{für } T_{sur,(s,i)} = T_{melt,(s,i)} \end{cases} \quad (5.64)$$

In die Energiebilanz an der Oberseite des Schnees oder des Eises⁷ gehen folgende Flüsse pro Einheitsfläche⁸ ein : die Nettoflüsse kurzwelliger und langwelliger Strahlung $SW_{net,i}$ und $LW_{net,i}$, der atmosphärische Fluß fühlbarer Wärme $F_{se,i}$, der atmosphärische Fluß latenter Wärme $F_{la,i}$ und der konduktive Wärmefluß an der Oberseite des Meereises $F_{c,top}$. Der Term für $T_{sur,(s,i)} = T_{melt,(s,i)}$ auf der rechten Seite von Gl. (5.64) beschreibt den Energieüberschuß zum oberseitigen Schmelzen bei Erreichen oder Beibehalten der Schmelztemperatur an der Oberfläche. Dabei ist $(\rho L)_{(s,i)}$ die volumetrische Umwandlungswärme des Schnees oder des Eises. (Die Abgabe latenter Wärme an das Eis beim Zufrieren von Schmelztümpeln an der Oberfläche wird vernachlässigt.)

Die Gl. (5.64) folgt der üblichen Formulierung der Oberflächenenergiebilanzgleichung in thermodynamischen Meereismodellen, d.h., Flüsse, die zur Meereisoberfläche hin gerichtet sind, werden positiv gezählt. Da die Vorzeichen der atmosphärischen Wärmeflüsse bereits durch das Atmosphärenmodell genau umgekehrt festgelegt sind, erscheinen sie in Gl. (5.64) mit einem negativen Vorzeichen. Der konduktive Wärmefluß und die Strahlungsflüsse, die nur ein Hilfsmittel zur Bestimmung der Oberflächentemperatur darstellen, aber nicht in die Gleichungen des Atmosphärenmodells eingehen, werden dagegen im Meereismodul selbst berechnet. Somit werden sie positiv gezählt, wenn sie zur Oberfläche hin gerichtet sind, und sie werden negativ gezählt, wenn sie von der Oberfläche weg gerichtet sind.

Die im folgenden dargestellte Berechnung der atmosphärischen Strahlungs- und Wärmeflüsse bezieht sich nicht nur auf das Meereis als untere Randbedingung für die Atmosphäre, sondern auch auf die offenen Wasserflächen, da die ozeanische Deckschichttemperatur ebenfalls mit Hilfe einer Energiehaushaltsbetrachtung (siehe Abschnitt 5.5.4) bestimmt wird. Die Berechnung der atmosphärischen Flüsse ist speziell auf die Kopplung des Meereismoduls mit dem Atmosphärenmodell METRAS abgestimmt.

⁷Bei den in die Energiebilanz an der Oberseite des Meereises eingehenden atmosphärischen Strahlungs- und Wärmeflüssen kennzeichnet der Index i sowohl Eis als auch Schnee an der Oberseite des Meereises.

⁸Diese Flußdichten werden im weiteren wieder als Flüsse bezeichnet.

Die fühlbaren und latenten Wärmeflüsse

Die Bestimmung der fühlbaren und latenten Wärmeflüsse wurde ausführlich im Abschnitt 3 beschrieben. Sie ergeben sich zu

$$F_{se,(i,w)} = -\rho_0 c_p u_{*(i,w)} \theta_{*(i,w)} \quad (5.65)$$

und

$$F_{la,(i,w)} = -\rho_0 l_v u_{*(i,w)} q_{*(i,w)} \quad (5.66)$$

Die kurzwellige Strahlung

Der Strahlungstransfer in der Atmosphäre hängt wesentlich von der Bewölkung ab. Im gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell kann in der Luftsäule mit der horizontalen Ausdehnung einer Gitterzelle nur zwischen wolkenlosem und vollständig bedecktem Himmel unterschieden werden. Dies wird durch einen Wolkenbedeckungsgrad $c = 0$ bzw. $c = 1$ gekennzeichnet. Die Festlegung des Wolkenbedeckungsgrades erfolgt anhand der gesamten optischen Dicke der Wolken in der Luftsäule. Wird in einer Gitterzelle in einem bestimmten Höhenbereich durch Vergleich des aktuellen Dampfdruckes und des Sättigungsdampfdruckes Übersättigung festgestellt, dann wird diese Schicht, deren Mächtigkeit der vertikalen Ausdehnung der Gitterzelle entspricht, als Stratuswolkendecke interpretiert. Die gesamte optische Dicke der Wolken τ_c ergibt sich aus dem Produkt

$$\tau_c = K_c \cdot H_c \quad (5.67)$$

des mittleren Extinktionskoeffizienten $K_c = 42 \text{ km}^{-1}$ [Feigelson, 1984] und der gesamten vertikalen Mächtigkeit der Stratusbewölkung H_c . Ist die optische Dicke in einer Luftsäule gleich Null, dann wird auch der Wolkenbedeckungsgrad c zu Null gesetzt. Für eine optische Dicke größer als Null ist der Bedeckungsgrad gleich Eins.

Die kurzwellige Nettostrahlung an der Oberfläche des meereisbedeckten Ozeans wird aus den Beziehungen

$$\begin{aligned} SW_{net,i} &= (1 - \alpha_s) SW \downarrow && \text{für Schnee} \\ SW_{net,i} &= (1 - i_0) (1 - \alpha_i) SW \downarrow && \text{für Eis} \\ SW_{net,w} &= (1 - \alpha_w) SW \downarrow && \text{für Wasser} \end{aligned} \quad (5.68)$$

gewonnen. Dabei ist $SW \downarrow$ die Globalstrahlung an der Schnee-, Eis- oder Wasseroberfläche, mit α wird die Oberflächenalbedo bezeichnet, und der Parameter i_0 charakterisiert den Anteil der in das Eis eindringenden kurzwelligen Strahlung $I_0 = i_0(1 - \alpha_i)SW \downarrow$.

Die Globalstrahlung wird durch

$$SW \downarrow = \frac{1368.0(\cos \vartheta)^2}{1.2 \cos \vartheta + (1.0 + \cos \vartheta)e_{2m} 10^{-5} + 0.0455} \quad \text{für } c = 0 \quad (5.69)$$

und

$$SW \downarrow = \frac{(53.5 + 1274.5 \cos \vartheta) \sqrt{\cos \vartheta}}{1.0 + 0.139(1.0 - 0.9435\alpha)\tau_c} \quad \text{für } c = 1 \quad (5.70)$$

bestimmt. Dabei sind ϑ der Zenitdistanzwinkel der Sonne und e_{2m} der atmosphärische Dampfdruck in $2m$ Höhe. Die verwendeten Beziehungen haben Zillman [1972] für den unbewölkten Himmel und Shine [1984] für den bedeckten Fall abgeleitet. Der Ansatz für den bedeckten Himmel berücksichtigt die Mehrfachstreuung zwischen der Meereis- oder Ozeanoberfläche und den Wolken sowie die Schwächung der Solarstrahlung durch die Wolken (Abhängigkeit der Globalstrahlung von der Oberflächenalbedo und der optischen Dicke der Wolken). Nach Freese [1994] werden sowohl durch Gl. (5.69) als auch durch Gl. (5.70) die integralen Effekte der Strahlungstransportprozesse in polaren Gebieten sehr gut erfaßt.

Eine große Bedeutung für die Beschreibung der Strahlungswechselwirkung zwischen der Atmosphäre und dem meereisbedeckten Ozean hat die Festlegung der Oberflächenalbedo. Diese basiert für die Schnee- und Eisoberflächen auf einem Ansatz von Shine und Henderson-Sellers [1985], in dem die Albedo vom Oberflächenzustand, von der Schnee- und Eisdicke sowie von der Wolkenbedeckung abhängt. Die Wolken beeinflussen sowohl die spektrale Verteilung der einfallenden Strahlung als auch das Verhältnis von direkter zu diffuser Strahlung. Sie schwächen die Solarstrahlung vor allem im Bereich des nahen Infrarots. Da die spektrale Albedo von Schnee und Eis im sichtbaren Bereich hoch und im nahen Infrarot niedrig ist, verursachen die Wolken effektiv eine Zunahme der spektral gemittelten Albedo. Für Oberflächen wie dünnes, schmelzendes Eis oder Wasser ist die Albedo unabhängig von der Wellenlänge klein, somit ist auch der Wolkeneinfluß gering. In der Arktis bilden sich im Sommer Schmelzwassertümpel auf dem Eis. Dies führt zu einer erheblichen Reduktion der Oberflächenalbedo und damit zur verstärkten Absorption solarer Strahlung. Dieser Effekt wird durch eine Albedo für dickes schmelzendes Eis approximiert, die für Eisoberflächen mit Schmelztümpeln charakteristisch ist. Die Albedo der Wasseroberflächen wird nach Freese [pers. Mitteilung, 1995] angesetzt. Zusammenfassend können alle verwendeten Albedowerte Tabelle 5.2 entnommen werden.

Der Anteil der Solarstrahlung, der bei fehlender Schneeauflage in das Eis eindringt, ist ebenfalls von der Bewölkung abhängig. So ist I_0 bei bedecktem Himmel größer als im wolkenfreien Fall, da die in das Eis eindringende Solarstrahlung vom Verhältnis von direkter zu diffuser Strahlung abhängt. Dies wird bei der Berechnung des Parameters i_0 mit Hilfe der Beziehung

$$i_0 = 0.18(1 - c) + 0.35c \quad (5.71)$$

nach Grenfell und Maykut [1977] berücksichtigt.

Die langwellige Strahlung

Die langwellige Nettostrahlung $LW_{net,(i,w)}$ ergibt sich als Summe

$$LW_{net,(i,w)} = LW \downarrow + LW \uparrow \quad (5.72)$$

der abwärts- und der aufwärtsgerichteten langwelligen Strahlung an der Oberfläche des Meereises oder der offenen Wasserflächen.

Schmelzendes Eis	
$\alpha_{mi} = 0.53$; ($H_i > 1.5m$)
$\alpha_{mi} = 0.472 + 0.116(H_i - 1.0)$; ($1.0m < H_i \leq 1.5m$)
$\alpha_{mi} = 0.2467 + 0.7049H_i - 0.8608H_i^2 + 0.3812H_i^3$; ($0.05m < H_i \leq 1.0m$)
$\alpha_{mi} = 0.1 + 3.6H_i$; ($H_i \leq 0.05m$)
Schmelzender Schnee	
$\alpha_{ms} = 0.65$; ($H_s > 0.1m$)
$\alpha_{ms} = 0.53 + 1.2H_s$; ($H_s \leq 0.1m$)
Blankes gefrorenes Eis	
$\alpha_i = 0.72$; ($H_i > 1.5m$)
$\alpha_i = 0.472 + 0.496(H_i - 1.0)$; ($1.0m < H_i \leq 1.5m$)
$\alpha_i = \alpha_{mi}$; ($H_i \leq 1.0m$)
Trockener Schnee auf gefrorenem Eis	
$\alpha_s = 0.8$; ($H_s > 0.05m$)
$\alpha_s = \alpha_i + H_s(0.8 - \alpha_i)/0.05$; ($H_s \leq 0.05m$)
Wasser	
$\alpha_w = 0.06$; ($\tau_c > 0$)
$\alpha_w = 0.06$; ($\tau_c = 0, \vartheta \leq 75^\circ$)
$\alpha_w = 0.255 - 0.74 \cos \vartheta$; ($\tau_c = 0, \vartheta > 75^\circ$)

Tabelle 5.2: Oberflächenalbedo bei unbewölktem Himmel.

Bei bewölkten Verhältnissen ist die Albedo für alle angegebenen

Werte größer als 0.28 um 0.07 zu erhöhen.

Nach Messungen über Eisrandzonen von Freese [pers. Mitteilung, 1995] kann die langwellige Gegenstrahlung bei unbewölktem Himmel sehr gut durch

$$LW \downarrow = \varepsilon_a \sigma_b T_{a,2m}^4 \quad (\text{für } c = 0) \quad (5.73)$$

mit dem Ansatz

$$\varepsilon_a = 0.67 + 0.05 \sqrt{e_{2m} \cdot 10^{-2}} \quad (5.74)$$

für das effektive atmosphärische Emissionsvermögen nach Marshunova [1961] approximiert werden. Die Temperatur $T_{a,2m}$ ist die Lufttemperatur in 2 m Höhe, und σ_b ist die Stefan-Boltzmann-Konstante. Bei vollständig bedecktem Himmel emittieren sowohl die Wolkenschicht, als auch die darunter liegenden Atmosphärenschichten langwellige Strahlung. Bei Stratusbewölkung kann ebenfalls nach Messungen von Freese [pers. Mitteilung, 1995] die gesamte langwellige Gegenstrahlung an der Ober-

fläche in einfacher Weise durch

$$LW \downarrow = \varepsilon_c \sigma_b T_c^4 \quad (\text{für } c = 1) \quad (5.75)$$

berechnet werden. Dabei ist T_c die Wolkenunterseitentemperatur, und das Emissionsvermögen der Wolke wird mit $\varepsilon_c = 1$ angesetzt.

Die aufwärtsgerichtete langwellige Strahlung folgt dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$LW \uparrow = -\varepsilon_{sur,(s,i,w)} \sigma_b T_{sur,(s,i,w)}^4, \quad (5.76)$$

wobei das Emissionsvermögen der Oberfläche mit $\varepsilon_{sur,s} = 0.99$ für Schnee und mit $\varepsilon_{sur,(i,w)} = 0.97$ für Eis und Wasser festgelegt wird.

Zur Bestimmung der vertikalen Temperaturverteilung im Meereis

In mesoskaligen Atmosphärenmodellen wie dem Modell METRAS ist es aufgrund der sehr kleinen Zeitschritte⁹ üblich, die in die Energiebilanz der Oberfläche eingehenden atmosphärischen Flüsse unter Verwendung der Oberflächentemperatur des vorherigen Zeitschrittes zu berechnen [Schlünzen et al., 1996a]. Dementsprechend wird auch im gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell verfahren. Die in die Energiebilanz der Meereisoberfläche eingehenden atmosphärischen Strahlungs- und Wärmeflüsse werden also mit Hilfe der Oberflächentemperatur des Meereises zum vorherigen Zeitschritt bestimmt.

Nach Gl. (5.64) muß die Gesamtbilanz der atmosphärischen Flüsse und des konduktiven Wärmeflusses für eine Oberflächentemperatur unterhalb des Schmelzpunktes ausgeglichen sein. Demnach gilt für den konduktiven Wärmefluß

$$F_{c,top} = -(SW_{net,i} + LW_{net,i} - F_{se,i} - F_{la,i}) . \quad (5.77)$$

Somit ist der Temperaturgradient an der Schnee- oder Eisoberfläche zum aktuellen Zeitschritt bekannt. Es ist

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{H=0} = \frac{F_{c,top}}{k_{(s,i)}} . \quad (5.78)$$

Mit Kenntnis dieser oberen Randbedingung kann nun Gl. (5.52) oder Gl. (5.55) zur Bestimmung des vertikalen Temperaturprofils $T(z)$ im Schnee und im Eis zum aktuellen Zeitschritt gelöst werden. Damit ist gleichzeitig die aktuelle Oberflächentemperatur $T_{sur,(s,i)}$ bekannt. Liegt diese über oder am Schmelzpunkt, dann wird die Oberflächentemperatur gleich der Schmelztemperatur gesetzt, die korrespondierende Temperaturverteilung im Meereis bestimmt und oberseitiges Schmelzen nach Gl. (5.64) berechnet.

⁹In der verwendeten Version des Modells METRAS ist er auf 40 s begrenzt (siehe Abschnitt 2.3.2).

5.5.3 Die Energiebilanz an der Unterseite des Meereises

Die südliche Grenze der Eisrandzonen in der Arktis wird sowohl im Sommer als auch im Winter entscheidend durch das Schmelzen des Meereises an seiner Unterseite kontrolliert. Hauptursache dafür ist eine Advektion des Meereises in Gebiete mit einer Temperatur der ozeanischen Deckschicht über dem Gefrierpunkt. Umgekehrt kann aber auch durch Zirkulationsprozesse im Ozean wärmeres Meerwasser unter das Eis transportiert werden. In den Sommermonaten spielt zusätzlich die Absorption kurzwelliger Strahlung im Ozean eine große Rolle für die Erwärmung der ozeanischen Deckschicht und somit für die Massenbilanz des Meereises.

Der Energieaustausch zwischen Ozean und Meereis wurde bisher nur in wenigen Meßkampagnen verlässlich bestimmt. Danach beträgt der Wärmefluß vom Ozean zum Meereis im Jahresmittel etwa 5 Wm^{-2} . Er unterliegt aber starken saisonalen Schwankungen, wobei maximale Werte im Sommer mit bis zu 60 Wm^{-2} [Maykut und McPhee, 1995] erreicht werden. Die größten Wärmeflüsse vom Ozean zum Meereis mit Werten bis zu 200 Wm^{-2} wurden jedoch in den Eisrandzonen gemessen [McPhee et al., 1987]. Diese bedeutenden Wärmeflüsse aufgrund relativ hoher Deckschichttemperaturen führen zu sehr großen Schmelzraten. So registrierte Josberger [1987] Schmelzraten zwischen 0.4 m d^{-1} und 0.7 m d^{-1} bei der Drift des Meereises in einem Gebiet mit einer Wassertemperatur von etwa 276 K .

Um die starke Abhängigkeit des unterseitigen Schmelzens von der ozeanischen Deckschichttemperatur möglichst realitätsnah zu erfassen, wird die Energiebilanz an der Unterseite des Eises neu formuliert. Sie lautet

$$F_{se,bot} - F_{c,bot} = -(\rho L)_i \left. \frac{\partial(H_s + H_i)}{\partial t} \right|_{H=H_s+H_i} \quad (5.79)$$

Dabei sind $F_{c,bot}$ der konduktive Wärmefluß im Eis und $F_{se,bot}$ der turbulente fühlbare ozeanische Wärmefluß an der Unterseite des Eises. Auch diese Wärmeflüsse sind wieder pro Einheitsfläche definiert. Die Gl. (5.79) gibt an, daß das Eis bei einer positiven Bilanz der beiden Wärmeflüsse schmilzt, bei einer negativen Bilanz jedoch Gefrieren von Meerwasser an der Unterseite des Eises stattfindet. Letzteres tritt bei einem in das Meereis gerichteten konduktiven Wärmefluß auf, der nicht mehr nur allein durch den ozeanischen Wärmefluß ausbalanciert werden kann. Hauptursache dafür ist eine starke Abkühlung der Meereisoberfläche, die z.B. strahlungsbedingt sein kann oder durch eine labile thermische Schichtung in der Prandtl-Schicht hervorgerufen wird.

Der konduktive Wärmefluß im Eis wird an der Grenzfläche zum Wasser durch

$$F_{c,bot} = k_i \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{H=H_s+H_i} \quad (5.80)$$

bestimmt, und der turbulente fühlbare ozeanische Wärmefluß an der Unterseite des Eises wird nach Morison et al. [1987] mit

$$F_{se,bot} = \rho_w c_{p,w} c_{h,i,g,oc} u_{*i,g,oc} (T_w - T_f) \quad (5.81)$$

parametrisiert. Wie üblich bezeichnen in diesem Ansatz ρ_w die Dichte des Meerwassers und $c_{p,w}$ die spezifische Wärmekapazität des Meerwassers bei konstantem Druck. Analog zu den Betrachtungen in der Atmosphäre stellt $c_{h,i,g,oc}$ einen Transferkoeffizient für fühlbare Wärme dar. Weiterhin ist $u_{*i,g,oc}$ die Schubspannungsgeschwindigkeit unter dem Eis für die Relativbewegung gegenüber dem geostrophischen Ozeanstrom, und $(T_w - T_f)$ ist die Differenz zwischen der die gesamte ozeanische Deckschicht charakterisierenden Temperatur T_w und der Gefrierpunktstemperatur an der Unterseite des Eises T_f .

Der Ansatz (5.81) entspricht Beobachtungen [Josberger, 1987], wonach mit größer werdender Differenz zwischen dem Gefrierpunkt und der tatsächlichen Wassertemperatur sowie mit steigender Driftgeschwindigkeit des Eises relativ zur Ozeanströmungsgeschwindigkeit die Schmelzrate des Eises rasch anwächst.

Bei Messungen der turbulenten fühlbaren ozeanischen Wärmeflüsse blieb der Transferkoeffizient $c_{h,i,g,oc}$ für einen weiten Variationsbereich von Einflußfaktoren wie z.B. der Schmelzrate, der relativen Driftgeschwindigkeit des Meereises gegenüber dem geostrophischen Ozeanstrom und der Deckschichttemperatur nahezu konstant [Josberger, 1987]. Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS ergab sich mit $c_{h,i,g,oc} = 0.006$ [Maykut und McPhee, 1995] die beste Übereinstimmung von modellierten und in der Literatur angegebenen Schmelzraten. Die Schubspannungsgeschwindigkeit $u_{*i,g,oc}$ wird iterativ aus der komplexen geostrophischen Beziehung

$$|\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{g,oc}| = \left| \frac{u_{*i,g,oc}}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{u_{*i,g,oc}}{f z_{0i,bot}} \right) - B_1 - i B_2 \right] \right| \quad (5.82)$$

nach Morison et al. [1987] gewonnen. Dabei sind \mathbf{u}_i wieder der Driftgeschwindigkeitsvektor des Meereises, $\mathbf{u}_{g,oc}$ der Vektor des geostrophischen Ozeanstromes, κ die von Karman Konstante und f der Coriolisparameter. Für die Rauigkeitslänge der Eisunterseite wird ein Wert von $z_{0i,bot} = 0.1 \text{ m}$ nach Maykut und McPhee [1995] verwendet. B_1 und B_2 sind Ähnlichkeitsparameter, die nach Morison et al. [1987] mit $B_1 = B_2 = 2.0$ angesetzt werden.

Der Flutungseffekt

Ist die Schneelast auf dem Eis so mächtig, daß die Grenzfläche zwischen Schnee und Eis unter die Wasseroberfläche gedrückt wird, dann setzt das sog. Fluten ein. Dabei gefriert das in den Schnee einströmende Wasser und bewirkt somit die Umwandlung eines Teils der Schneedecke in Eis. Die Zunahme der Eisdicke und die entsprechende Abnahme der Schneedicke werden so berechnet, daß die neu entstehende Grenzfläche zwischen Schnee und Eis mit der Wasseroberfläche identisch ist. Für die Änderung der Schnee- bzw. der Eisdicke gilt

$$\Delta H_s^{fl} = -\Delta H_i^{fl} = H_i - \left(\frac{\rho_i H_i + \rho_s H_s}{\rho_w} \right) . \quad (5.83)$$

In der Arktis tritt der Flutungseffekt hauptsächlich nur in den Eisrandzonen auf. Wird das im Winter schneebedeckte Eis in Gebiete mit einer Deckschichttemperatur

über dem Gefrierpunkt advehiert, dann schmilzt das Eis von seiner Unterseite her ab. Durch die sich ständig verringernde Eisdicke tritt schließlich die Flutung der Eisschollen ein.

5.5.4 Die Temperatur der ozeanischen Deckschicht

Von der Temperatur der ozeanischen Deckschicht hängen einerseits die Strahlungs- und Wärmeflüsse zwischen Atmosphäre und Ozean und andererseits Schmelz- und Gefriervorgänge des Meereises ab. Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS wird die ozeanische Deckschicht, deren Tiefe H_{ml} auf 30 m [Lemke und Manley, 1984] festgelegt ist, vertikal nicht aufgelöst. Die gesamte Deckschicht wird durch die Temperatur T_w charakterisiert, d.h., innerhalb einer Gitterzelle wird vollständige Durchmischung des Deckschichtwassers vorausgesetzt. In der Natur wird die oberflächennahe Durchmischung des Ozeans vor allem durch die Relativbewegung des Meereises gegenüber dem Wasser hervorgerufen. So gelangt durch Wärmezufuhr aus der Atmosphäre oder durch die Absorption kurzwelliger Strahlung in eisfreien Gebieten erwärmtes Wasser auch an die Unterseite der Eisschollen, wo es Schmelzen verursachen kann. Die Annahme vollständiger Durchmischung wird auch durch Messungen gerechtfertigt, die zeigen, daß horizontale und vertikale Temperaturgradienten im Deckschichtwasser i.a. klein sind, sofern die offenen Wasserflächen zwischen dem Meereis eine Breite von mehreren Kilometern nicht überschreiten [Maykut und Perovich, 1987].

Der Energiehaushalt der Deckschicht wird im wesentlichen durch den Energieaustausch mit der Atmosphäre, den Gefrier- und Schmelzvorgängen des Meereises und dem Wärmeaustausch mit dem tieferen Ozean bestimmt.

Im Meereismodul wird die für eine Gitterzelle repräsentative Fläche als idealisiertes System von Eisschollen und offenen Wasserflächen angenommen, wobei alle Schollen einer Eisdickenklasse den gleichen Abstand haben.

Die Berechnung der Deckschichttemperatur basiert auf Energiehaushaltsbetrachtungen für drei Wasservolumina pro Eisdickenklasse, dem Wasser zwischen den Eisschollen bis zu deren Tiefgang H_d , dem darunter befindlichen Wasser bis zur Tiefe der Deckschicht H_{ml} und dem Wasser unter dem Eis. Die separat für jedes dieser Wasservolumina bestimmten Temperaturen (siehe Abb. 5.5) ergeben als volumengewichtetes Mittel über alle Eisdickenklassen die Deckschichttemperatur T_w . Auch in diesem Abschnitt wird wieder auf die Kennzeichnung einer Abhängigkeit von der Eisdickenklasse durch den Index *icl* verzichtet. Die Energiehaushaltsgleichungen für die drei beschriebenen Wasservolumina werden exemplarisch für eine Eisdickenklasse angegeben.

Entsprechend den beiden Teilvolumina unter den eisfreien Flächen muß die in der gesamten Wassersäule absorbierte Solarstrahlung in zwei Teile aufgespalten werden. Nach Maykut und Perovich [1987] wird dazu ein Parameter $i_w(H_d)$ eingeführt, der den Anteil der an der Wasseroberfläche nicht reflektierten Solarstrahlung beschreibt, der durch die Wasserschicht der Dicke H_d transmittiert wird. Der Betrag von i_w

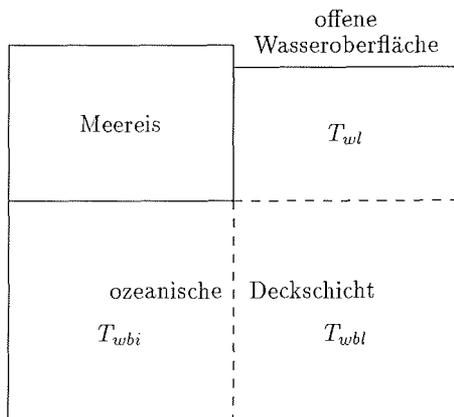


Abbildung 5.5: Hilfsgrößen zur Bestimmung der Deckschichttemperatur T_w .

hängt von der spektralen Verteilung der Solarstrahlung (Einfluß der Bewölkung) und den absorbierenden Eigenschaften des Wassers ab. Maykut und Perovich [1987] bestimmen i_w für klares arktisches Wasser und einfallende solare Spektren sowohl bei unbewölktem als auch bei bewölktem Himmel. Für den bis zum Tiefgang der Schollen absorbierten Anteil der Solarstrahlung ergibt sich

$$(1 - i_w)(1 - \alpha_w)SW \downarrow = a_1 + a_2 H_d SW \downarrow \quad . \quad (5.84)$$

Bei unbewölktem Himmel gelten für die Parameter a_1 und a_2 die Werte $a_1 = 0.5676$ und $a_2 = 0.1046$. Bei bedecktem Himmel sind $a_1 = 0.3938$ und $a_2 = 0.1208$. Der Anteil $i_w(1 - \alpha_w)SW \downarrow$ wird im Wasser unterhalb des Tiefgangs der die offenen Wasserflächen umgebenden Eisschollen absorbiert.

Damit lautet die Energiehaushaltsgleichung für das Wasser zwischen den Eisschollen bis zu deren Tiefgang

$$Q_{wl}^{net} = (1 - i_w)(1 - \alpha_w)SW \downarrow + LW_{net,w} - F_{se,w} - F_{la,w} - ((\rho L)_i H_i + (\rho L)_s H_s) \frac{1}{L_w} \frac{\partial L_w}{\partial t} \quad , \quad (5.85)$$

wobei wieder alle Flüsse, die diesem Wasservolumen Energie zuführen, positiv gezählt werden. Der letzte Term auf der rechten Seite von Gl.(5.85) beschreibt den Energieverlust des Wassers durch laterales Schmelzen an den Schollenrändern bei einer Wassertemperatur über dem Gefrierpunkt. Dabei ist $\frac{\partial L_w}{\partial t}$ die zeitliche Änderung des Schollenabstandes durch laterales Schmelzen. Auf die Berechnung der vertikal über die gesamte Schnee- und Eisdicke gemittelten lateralen Schmelzrate wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Die Temperatur des Wassers zwischen den Schollen bis zur Tiefe H_d ergibt sich aus der Temperatur der Deckschicht zum vorherigen Zeitschritt T_w^{n-1} mit Hilfe von

$$T'_{wl} = T_w^{n-1} + \left(\frac{Q_{wl}^{net} \Delta t}{(\rho c)_w H_d} \right) . \quad (5.86)$$

Dabei sind $(\rho c)_w$ die volumetrische Wärmekapazität des Meerwassers und Δt die Länge des aktuellen Zeitschrittes. Falls die nach Gl. (5.86) berechnete Temperatur kleiner als die Gefrierpunkttemperatur T_f ist, dann wird die Bildung von Neueis auf den offenen Wasserflächen modelliert (siehe Abschnitt 5.5.5) und dem verbleibenden Wasser zwischen den Schollen bis zu deren Tiefgang wird die Temperatur T_{wl} zugeordnet, welche dem Gefrierpunkt T_f entspricht. Weiterhin wird angenommen, daß sich bei oberseitigem oder lateralem Schmelzen des Meereises das entstehende Schmelzwasser mit dem Wasser zwischen den Schollen bis zu deren Tiefgang vermischt. Mit Hilfe einer volumengewichteten Mittelung der Temperatur T'_{wl} und der Schmelztemperatur des Schnees oder des Eises ergibt sich in diesem Fall die Temperatur T_{wl} für das Wasser zwischen den Schollen bis zu deren Tiefgang. Liegt weder Gefrieren noch Schmelzen vor, dann wird $T_{wl} = T'_{wl}$ gesetzt.

Für das Wasser unter den eisfreien Flächen zwischen dem Tiefgang der Schollen H_d und der Tiefe der gesamten Deckschicht H_{ml} gilt die Energiehaushaltsgleichung

$$Q_{wbl}^{net} = i_w(1 - \alpha_w)SW \downarrow + F_{oc} , \quad (5.87)$$

wobei F_{oc} den Wärmefluß aus dem tieferen Ozean bezeichnet. Dieser Fluß wird räumlich und zeitlich konstant vorgeschrieben. Die entsprechende Temperatur des Wasservolumens folgt aus

$$T_{wbl} = T_w^{n-1} + \left(\frac{Q_{wbl}^{net} \Delta t}{(\rho c)_w (H_{ml} - H_d)} \right) . \quad (5.88)$$

Für das Wasser unter den Eisschollen gilt schließlich die Energiehaushaltsgleichung

$$Q_{wbi}^{net} = \begin{cases} -F_{se,bot} + F_{oc} & \text{für } H_s > 0 \\ -F_{se,bot} + F_{oc} + i_0(1 - \alpha_i)SW \downarrow \exp(-K_i H_i) & \text{für } H_s = 0 \end{cases} . \quad (5.89)$$

Damit kann auch die Temperatur für das dritte Teilvolumen des einer Eisdickenklasse zugeordneten Deckschichtwassers bestimmt werden. Es gilt

$$T'_{wbi} = T_w^{n-1} + \left(\frac{Q_{wbi}^{net} \Delta t}{(\rho c)_w (H_{ml} - H_d)} \right) . \quad (5.90)$$

Falls das Eis unterseitig schmilzt, dann wird das entstehende Schmelzwasser mit dem Wasser unter den Eisschollen vermischt. Mit Hilfe einer volumengewichteten Mittelung der Temperatur T'_{wbi} und der Schmelztemperatur des Eises wird die Temperatur T_{wbi} für das Wasser unter den Eisschollen bestimmt. Findet kein unterseitiges Schmelzen statt, dann wird $T_{wbi} = T'_{wbi}$ gesetzt.

Nun werden die für jede Eisdickenklasse separat berechneten Temperaturen T_{wl} , T_{wbl} und T_{wbi} volumengewichtet gemittelt. Daraus ergeben sich die Temperaturen des jeder einzelnen Eisdickenklasse zugeordneten Deckschichtwassers. Diese Temperaturen werden abschließend aufgrund der Annahme der vollständigen Vermischung des gesamten ozeanischen Deckschichtwassers in einer Gitterzelle nocheinmal volumengewichtet gemittelt. Damit liegt die Wassertemperatur T_w^n für den aktuellen Zeitschritt vor.

Für die beiden Grenzfälle des offenen Ozeans und einer vollständig mit Meereis bedeckten ozeanischen Deckschicht vereinfacht sich das oben angegebene Verfahren zur Berechnung der Deckschichttemperatur.

So wird der Energiehaushalt einer ozeanischen Deckschicht ohne Meereisbedeckung durch die Strahlungs- und Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche und dem Wärmefluß aus dem tieferen Ozean F_{oc} bestimmt. Es gilt

$$Q_w^{net} = (1 - \alpha_w)SW \downarrow + LW_{net,w} - F_{se,w} - F_{la,w} + F_{oc} \quad (5.91)$$

Die Temperatur des Deckschichtwassers zum aktuellen Zeitschritt T_w^n ergibt sich zu

$$T_w^n = T_w^{n-1} + \left(\frac{Q_w^{net} \Delta t}{(\rho c)_w H_{ml}} \right) \quad (5.92)$$

Falls die nach Gl. (5.92) berechnete Temperatur kleiner als die Gefrierpunkttemperatur T_f ist, dann wird auch hier die Bildung von Neueis modelliert und die Deckschichttemperatur wird auf den Gefrierpunkt T_f gesetzt.

Im Fall der vollständig mit Meereis bedeckten ozeanischen Deckschicht wird nur das oben beschriebene Verfahren zur Berechnung der Temperatur T_{wbi} angewendet. Dann wird die ozeanische Deckschichttemperatur zum aktuellen Zeitschritt T_w^n nach dem Konzept der vollständigen Durchmischung als volumengewichtetes Mittel der einzelnen eisdickenklassenspezifischen Deckschichttemperaturen T_{wbi} bestimmt.

Das angegebene Verfahren berücksichtigt keinen Austausch von Deckschichtwasser zwischen den einzelnen Gitterzellen. Es ist damit gut zur Bestimmung der Deckschichttemperatur geeignet, wenn der Wärmeaustausch mit der Atmosphäre und dem tiefen Ozean die entscheidende Rolle bei der Erwärmung oder Abkühlung des Wassers spielt. Falls die Deckschicht in einer Region jedoch sehr stark durch eine Advektion von Wassermassen in dieses Gebiet geprägt ist, und der Energieaustausch mit der Atmosphäre die Temperatur dieser Meeresströmung über einen kurzen Zeitraum nur geringfügig verändert, dann sollte die Deckschichttemperatur im Meereismodul zeitlich konstant vorgegeben werden.

5.5.5 Die zeitliche Änderung der Eiskonzentration durch thermodynamische Prozesse

Innerhalb des Meereismoduls für das Atmosphärenmodell METRAS werden drei thermodynamische Prozesse behandelt, die zu einer Änderung der Eiskonzentration führen. Dies sind:

- die Entstehung offener Wasserflächen durch vollständiges vertikales Schmelzen von Schollen,
- das laterale Schmelzen an den Seitenflächen der Schollen,
- die Neueisbildung auf offenen Wasserflächen.

Entstehung offener Wasserflächen durch vollständiges vertikales Schmelzen

Hierbei ändert sich nur der Bedeckungsgrad in der Eisdickenklasse 1. Schmilzt das Meereis dieser Klasse nach Gl. (5.64) oder Gl. (5.79) vollständig ab, dann wird der Bedeckungsgrad in der Eisdickenklasse 1 gleich Null gesetzt.

Laterales Schmelzen

Sofern die Meereisdecke auf dem Ozean nicht vollständig geschlossen ist, tritt bei Wassertemperaturen über dem Gefrierpunkt laterales Schmelzen an den Seitenflächen der Eisschollen auf. Dies führt zu einer Abnahme der Eiskonzentration.

Aus Laboruntersuchungen bei turbulenter Strömung an Schollenseitenflächen leitet Josberger [1979] den Ansatz

$$M_r = m_1(T_w - T_f)^{m_2} \quad (5.93)$$

zur Berechnung der vertikal gemittelten lateralen Schmelzrate M_r ab, die nach Maykut und Perovich [1987] $\frac{1}{2} \frac{\partial L_w}{\partial t}$ entspricht. Messungen von Perovich [1983] zeigen, daß die Parameter m_1 und m_2 , ähnlich wie Transferkoeffizienten mit denen der Wärmeaustausch an der Ober- und Unterseite des Meereises beschrieben werden kann, von verschiedenen Einflußfaktoren abhängig sind. Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS werden die beiden Parameter mit $m_1 = 2.85 \cdot 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$ und $m_2 = 1.36$ nach Josberger [1979] festgelegt, da mit diesen Werten die realistischsten lateralen Schmelzraten bestimmt werden konnten.

Die Beziehungen zur Berechnung der zeitlichen Änderung der Schollenlänge bzw. des Schollenabstandes durch laterales Schmelzen lauten somit

$$\left. \frac{\partial L_{i,icl}}{\partial t} \right|_{ther,lm} = -2m_1(T_w - T_f)^{m_2} \quad (5.94)$$

und

$$\left. \frac{\partial L_{w,icl}}{\partial t} \right|_{ther,lm} = 2m_1(T_w - T_f)^{m_2} \quad (5.95)$$

wobei $m_1 = 2.85 \cdot 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$ und $m_2 = 1.36$ sind. Damit werden die Änderungen der Schollenlänge und des Schollenabstandes durch laterales Schmelzen als von der Meereisdicke unabhängig behandelt. Der Ansatz (5.94) gewährleistet, daß ein Ensemble kleinerer Schollen eine größere Änderung der Eiskonzentration zur Folge hat, als ein Ensemble größerer Schollen, bezogen auf die gleiche Fläche. Mit Hilfe der Bestimmungsgleichung für die Eiskonzentration aus der Schollenlänge und dem Schollenabstand nach Hanssen-Bauer und Gjessing [1988], die in der allg. Form $A = \frac{L_i}{(L_i + L_w)}$ lautet, kann der durch laterale Schmelzprozesse veränderte Bedeckungsgrad des Meereises in jeder einzelnen Eisdickenklasse berechnet werden.

Neueisbildung

Ist die Bilanz der Strahlungs- und Wärmeflüsse an der Oberfläche einer bereits bis auf den Gefrierpunkt abgekühlten ozeanischen Deckschicht negativ, dann kommt es zur Bildung von Neueis, dessen Volumen aus dem Energiedefizit berechnet werden kann. Da offene Wasserflächen i.a. nicht sofort flächendeckend zufrieren, versucht man auch in Meereismodellen, das neu gebildete Eis nur einem bestimmten Anteil der offenen Wasserflächen zuzuordnen (siehe z.B. Gl. (5.3) im Abschnitt 5.1). Im Meereismodul für das Atmosphärenmodell METRAS soll das Zufrieren offener Wasserflächen unter möglichst detaillierter Erfassung der tatsächlich ablaufenden Prozesse behandelt werden.

Nach Beobachtungen bildet sich auf einer offenen Wasserfläche nur unter nahezu windstillen Bedingungen eine gleichförmige Haut von Eiskristallen, welche dann vertikal nach unten wächst. Schon bei schwachen Winden verdriften die neu entstandenen Eiskristalle. Sobald sie auf die umgebenden Eisschollen treffen, sammeln sie sich bis zu einer bestimmten Tiefe, der sog. Sammlungstiefe, an deren Rändern an. Somit bleibt anfänglich der größte Teil der offenen Wasserfläche eisfrei und weiter der kalten Luftströmung ausgesetzt. Es finden also gleichzeitig Eisbildungs- und Eisadvektionsprozesse statt. Die mit Neueis bedeckte Fläche vergrößert sich fortlaufend, bis schließlich die gesamte ehemals offene Wasserfläche eisbedeckt ist. Durch solch ein typischerweise vorwiegend horizontales Wachsen der Neueisschicht entsteht mehr Eis als durch rein vertikales Wachstum unter nahezu windstillen Bedingungen, wie auch Bauer und Martin [1983] anhand von Modellrechnungen zeigen.

Bauer und Martin [1983] untersuchen das Zufrieren offener Wasserflächen, deren Ausdehnung etwa der Größe subskaliger Wasserflächen ohne Eisbedeckung im gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell entspricht. Bauer und Martin [1983] geben die Sammlungstiefe des Neueises sowie die Zeitspanne (Schließzeit) bis zur vollständigen Bedeckung ehemals offener Wasserflächen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit, der Lufttemperatur und des Abstandes der die offenen Wasserflächen, z.B. eine Rinne, begrenzenden Eisschollen an. Für Lufttemperaturen zwischen 263 K und 233 K und eine Windgeschwindigkeit von 10 m s^{-1} ergeben sich Sammlungstiefen von 0.07 m und 0.15 m für eine 50 m bzw. 500 m breite Rinne. Die entsprechenden Schließzeiten betragen wenige Stunden bzw. bis zu etwa anderthalb Tagen, je nach herrschender Lufttemperatur.

Ist die nach Gl. (5.86) berechnete Temperatur T'_{wl} des Wassers zwischen den Schollen einer bestimmten Eisdickenklasse bis zu deren Tiefgang H_d , dessen Temperatur zum vorherigen Zeitschritt noch über dem Gefrierpunkt gelägen haben kann, niedriger als die Gefrierpunktstemperatur T_f , dann entspricht der Anteil

$$Q_{wl}^{net'} = Q_{wl}^{net} - (\rho c)_w H_d \frac{(T_f - T_w^{n-1})}{\Delta t} \quad (5.96)$$

der nach Gl. (5.85) berechneten Energie Q_{wl}^{net} dem Energiedefizit des oberflächennahen Wassers, das durch die bei der Bildung von Neueis freiwerdenden Erstarungswärme ausgeglichen wird¹⁰.

Mit Hilfe von $Q_{wl}^{net'}$ wird die Dicke H'_{ni} des Neueises berechnet, die einer vollständigen, homogenen Bedeckung der einer Eisklasse zugeordneten offenen Wasserflächen entsprechen würde. Sie ergibt sich zu

$$H'_{ni} = - \frac{Q_{wl}^{net'} \Delta t}{(\rho L)_i} \quad (5.97)$$

In ähnlicher Weise wird verfahren, wenn nach Gl. (5.92) für eine Deckschicht ohne Meereisbedeckung in einer Gitterzelle eine Temperatur unterhalb des Gefrierpunktes bestimmt wird.

Es wird angenommen, daß das neu gebildete Eis so verdriftet, daß es sich an den Rändern umgebender Eisschollen ansammelt. Diese Drift, relativ zu den älteren Schollen, kommt zum Stillstand, wenn das Neueis seine Sammlungstiefe erreicht. Aufgrund der oben beschriebenen Ergebnisse von Bauer und Martin [1983] wird die Sammlungstiefe auf 0.1 m festgelegt. Dies entspricht der Grenze zwischen der ersten und der zweiten Eisdickenklasse. Überschreitet die Dicke des Neueises 0.1 m, dann geht das Eis in die Eisdickenklasse 2 über. Für das gesamte Meereis ab der Eisdickenklasse 2 wird im rein thermodynamischen Modus des Meereismoduls keine Drift mehr zugelassen, so daß ein allmähliches Schließen der offenen Wasserflächen eintritt¹¹.

Die Driftgeschwindigkeit u_i^{icl1} des Neueises in der Eisdickenklasse 1 wird sowohl im rein thermodynamischen Modus als auch im dynamisch-thermodynamischen Modus aus der Beziehung

$$|u_{g,oc} - u_i^{icl1}| = \sqrt{\frac{\tau_i^{icl1}}{\rho_w c_{sd,i,g,oc}}} \quad (5.98)$$

gewonnen. Diese basiert auf der Annahme freier Drift, wobei für das dünne Neueis mit sehr kleiner Masse der Einfluß der Corioliskraft und der Formwiderstand im Ozean vernachlässigt werden.

¹⁰ Q_{wl}^{net} und T'_{wl} müssen auch berechnet werden, wenn die Deckschichttemperatur konstant vorgegeben wird. Liegt diese am Gefrierpunkt, dann kann es je nach Bilanz der Strahlungs- und Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche zur Neueisbildung kommen.

¹¹Im rein thermodynamischen Modus kann das Neueis in der Eisdickenklasse 1 nicht über die Gitterzellengrenzen hinweg verdriften.

Im dynamisch-thermodynamischen Modus ist zu beachten, daß im dynamischen Teil des Meereismoduls schon ein Transport (Advektion) des Meereises aller Eisdickenklassen, also auch der Klasse 1, berechnet wurde. Wie in Abschnitt 5.4 dargestellt, wird durch die für das Meereis aller Eisdickenklassen gleich große Advektionsgeschwindigkeit u_i die mittlere Bewegung der gesamten Eisdecke approximiert. Übersteigt die aus Beziehung (5.98) gewonnene Driftgeschwindigkeit des Neueises in der Eisdickenklasse 1 die mittlere Advektionsgeschwindigkeit, dann verdriftet das Neueis in Klasse 1 im thermodynamischen Teil der gesamten Meereismodulrechnung innerhalb eines Zeitschrittes noch einmal mit der Differenzgeschwindigkeit zwischen u_i^{isl} und u_i .

Unter Kenntnis der bei der Drift zurückgelegten Strecke kann abschließend die Dicke des Meereises in der Eisdickenklasse 1 und der dazugehörige Bedeckungsgrad zum aktuellen Zeitschritt berechnet werden.

Sind nach Berücksichtigung aller drei angegebenen Prozesse, die zu einer zeitlichen Änderung der Eiskonzentration führen können, die Bedeckungsgrade in den einzelnen Eisdickenklassen bekannt, dann ist der Gesamtbedeckungsgrad des Meereises aus der Summe der Einzelbedeckungsgrade berechenbar. Damit ist auch die Konzentration der offenen Wasserflächen festgelegt. Abschließend werden die Schollenabstände für die einzelnen Eisdickenklassen diagnostisch bestimmt.

Am Ende der thermodynamischen Berechnungen wird geprüft, ob das Meereis durch Schmelz- oder Gefriervorgänge die Unter- bzw. Obergrenze der Meereisdicke seiner jeweiligen Eisklasse unter- bzw. überschritten hat. Ist dies der Fall, dann geht es in die nächsttiefere bzw. -höhere Eisdickenklasse über. Sind diese Eisdickenklassen schon besetzt, dann werden die Bedeckungsgrade addiert, die Schnee- und Eisdicken sowie die Schollenlängen flächengewichtet gemittelt, die Temperaturprofile im Schnee und im Eis volumengewichtet gemittelt und diagnostisch neue Schollenabstände bestimmt.

5.5.6 Das vertikale Gitter im Meereis

Das vertikale Gitter im Meereis besitzt eine quasi-feste Gitterweite, die für die Schichten 1 bis N-1 fest und für die Schichten 0 und N variabel ist. Dabei unterliegen die Gitterweiten der Schichten 0 und N der Beschränkung $0.5 \cdot \Delta z \leq \Delta z_{0,N} < 1.5 \cdot \Delta z$, wobei Δz die feste Gitterweite der Schichten 1 bis N-1 ist. Diese feste Gitterweite beträgt im Schnee 1 cm und im Eis 10 cm. Nur in der Eisdickenklasse 1 beträgt die feste Gitterweite im Eis ebenfalls 1 cm. Durch Schmelz- oder Gefriervorgänge kann pro Zeitschritt jeweils ein Gitterpunkt an der Ober- und Unterseite des Meereises wegfallen oder neu hinzu kommen. Durch die Wahl variabler Gitterweiten der Schichten 0 und N müssen nur die Temperaturen an den neuen Gitterpunkten festgelegt werden. Eine Umkonfiguration des gesamten Vertikalgitters wird jedoch vermieden.

5.6 Zeitliche und räumliche Kopplung mit dem Atmosphärenmodell

Wie eingangs beschrieben, kann das Meereismodul im rein dynamischen Modus mit einem größeren Zeitschritt als das Atmosphärenmodell METRAS betrieben werden. Die Verwendung des maximal möglichen Zeitschritts, welcher durch das Stabilitätskriterium für die numerische Berechnung der Advektion begrenzt wird und im Bereich von einigen Stunden liegt, würde zu einer abrupten, starken Änderung der unteren Randbedingungen für das Atmosphärenmodell führen. Deshalb wird aufgrund einer Reihe von Testrechnungen der Zeitschritt des Meereismoduls im rein dynamischen Modus so festgelegt, daß sich der Gesamtbedeckungsgrad des Meereises in einer Gitterzelle während dieses Zeitschrittes um nicht mehr als 1% bis 2% verändern kann. Für die Modellexperimente dieser Arbeit beträgt er 5 Minuten.

Durch die unterschiedlichen Modellgitter des Atmosphärenmodells (ARAKAWA-C-Gitter) und des Meereismoduls (ARAKAWA-B-Gitter) werden bei ihrer Kopplung bestimmte räumliche Interpolationen und Mittelungen notwendig, die jedoch nicht im Detail vorgestellt werden sollen.

5.7 Initialisierung und Randbedingungen

Unter konstanter Vorgabe der Oberflächentemperatur der offenen Wasserflächen sowie des Bedeckungsgrades, der Dicke des Schnees und des Eises, der Schollenlänge, des Schollenabstandes und der Oberflächentemperatur des Meereises jeder einzelnen Eisdickenklasse wird zunächst das Atmosphärenmodell ohne das Meereismodul bis zum Erreichen eines annähernd stationären Strömungszustandes integriert. Dann beginnt die gekoppelte Modellrechnung, wobei für die Driftgeschwindigkeit des Meereises zwischen zwei Anfangsbedingungen gewählt werden kann. Zum einen ist dies $|\mathbf{u}_i| = 0 \text{ m s}^{-1}$, zum anderen kann ein den stationären atmosphärischen Strömungsverhältnissen entsprechendes stationäres Feld der Driftgeschwindigkeit des Meereises berechnet werden. Die Temperaturprofile im Schnee und im Eis werden anfänglich linear vorgegeben.

Für den Bedeckungsgrad, die Dicke des Schnees und des Eises, die Schollenlänge, den Schollenabstand und für das vertikale Temperaturprofil des Meereises jeder einzelnen Eisdickenklasse wird die gleiche seitliche Randbedingung wie für die skalaren Größen im Atmosphärenmodell METRAS (siehe Abschnitt 1.4) verwendet, d.h., der randnormale Gradient dieser Größen verschwindet.

6 Numerische Experimente mit dem gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell

Im folgenden werden zunächst rein dynamisch und rein thermodynamisch bedingte Veränderungen des Meereises und deren Wirkung auf die atmosphärische Grenzschichtströmung getrennt voneinander untersucht. Der Einfluß der Meereisbewegung wird für die beiden über Eisrandzonen typischen Situationen einer ab- und einer aufeisigen Strömung studiert. In den Experimenten mit dem rein thermodynamischen Teil des Meereismoduls werden Kaltluftausbrüche über Eisrandzonen mit Wassertemperaturen am und deutlich über dem Gefrierpunkt simuliert, so daß schon kurzfristig durch Neueisbildung bzw. rasches Schmelzen des Meereises erhebliche Modifikationen der Eisdecke und der atmosphärischen Grenzschichtströmung auftreten. Abschließend wird ein Kaltluftausbruch über eine Eisrandzone mit einer ozeanischen Deckschichttemperatur oberhalb des Gefrierpunktes untersucht, wobei das vollständige dynamisch-thermodynamische Meereismodul an das Atmosphärenmodell gekoppelt wird.

Das Atmosphärenmodell wird bei allen Experimenten zunächst ohne das Meereismodul bis zum Erreichen eines annähernd stationären Strömungszustandes integriert. Dieser wurde für die vorgegebenen Strömungssituationen bereits im Abschnitt 4.2 ausführlich diskutiert. Die gekoppelten Simulationen werden für den Zeitraum von einer Woche durchgeführt. Wie bei den vorhergehenden Experimenten mit dem ungekoppelten Atmosphärenmodell, bleibt die großskalige atmosphärische Strömungssituation während der gesamten Simulationszeit unverändert. Solch eine langandauernde Stationarität ist in der Natur eher selten gegeben. Phänomene der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Meereis aufgrund instationärer großskaliger atmosphärischer Strömungssituation können jedoch mit der derzeitigen Version des Atmosphärenmodells nicht erfaßt werden.

Die Modellrechnungen sind wie die Experimente mit dem ungekoppelten Atmosphärenmodell im Abschnitt 4.2 zweidimensional. Das Modellgebiet hat eine Nord-Süd-Ausdehnung von 276 km^1 . Zu Beginn der gekoppelten Simulationen ist

¹Nur zur Behandlung der rein dynamisch bedingten Veränderungen des Meereises bei abeisiger Strömung (Abschnitt 6.1) erstreckt es sich über 300 km , da das Meereis in diesem Experiment bei seiner Drift nicht schmilzt und somit besonders weit nach Süden vorankommt.

das Modellgebiet durch eine 76 km lange Eisrandzone charakterisiert, die nach Norden in eine geschlossene Eisdecke und nach Süden in den offenen Ozean übergeht. Innerhalb der Eisrandzone nimmt die Eiskonzentration in Richtung Süden linear um 5% pro Gitterzelle ab.

Zu Beginn der gekoppelten Simulationen besitzen die Oberflächentemperaturen des Meereises im gesamten Modellgebiet einen einheitlichen Wert. Wie bei den im Abschnitt 4.2 durchgeführten Modellrechnungen beträgt dieser nach Meßdaten der Flugzeugkampagnen REFLEX I und II für den Kaltluftausbruch $T_{sur,i} = 239.0 \text{ K}$ und für die aufeisige Strömung $T_{sur,i} = 270.6 \text{ K}$. Der Betrag des geostrophischen Windes wird wieder mit $|\mathbf{u}_g| = 10 \text{ m s}^{-1}$ vorgegeben. Die Anfangswerte der mittleren Freibordhöhen und Schollenlängen werden mit Hilfe der Gleichungen (4.1) und (4.2) aufgrund gemessener Oberflächendaten berechnet². Die im Meereismodul verwendeten Eisdicken ergeben sich daraus zu

$$H_i = \frac{1}{1 - \frac{\rho_i}{\rho_w}} H_f \quad . \quad (6.1)$$

Eine Schneeauflage auf dem Eis wird nicht angenommen. Da Gl. (4.2) für $A = 1$ eine Singularität besitzt, wird bei geschlossener Eisdecke in einer Gitterzelle der Anfangswert der mittleren Schollenlänge gleich dem Anfangswert bei einer Eiskonzentration von 95% gesetzt.

Die Geschwindigkeit des geostrophischen Ozeanstroms wird zeitlich unabhängig im gesamten Modellgebiet mit $|\mathbf{u}_{g,oc}| = 0 \text{ m s}^{-1}$ angesetzt. Die Temperaturen der ozeanischen Deckschicht werden ebenfalls zeitlich konstant vorgeschrieben. Zum Studium der rein dynamisch bedingten Veränderungen des Meereises wird die Deckschichttemperatur auf den Gefrierpunkt gesetzt.

Am Anfang der gekoppelten Simulationen befindet sich das Meereis in Ruhe ($|\mathbf{u}_i| = 0 \text{ m s}^{-1}$). Beginnt es zu driften, dann wird bei abeisiger Strömung vorausgesetzt, daß während der gesamten Simulationszeit am Einströmrand eine geschlossene Eisdecke in das Modellgebiet advehiert wird. Diese wird bis 40 km südlich des Einströmrandes künstlich geschlossen gehalten.

²Dies bedeutet, daß zu Beginn der gekoppelten Modellrechnungen jeweils nur eine Eisdickenklasse in den einzelnen Gitterzellen besetzt ist.

6.1 Abeisige Strömung unter Vernachlässigung thermodynamischer Veränderungen des Eises

Wie Abb. 6.1 zeigt, driftet das Meereis im Zuge eines Kaltluftausbruchs nach Süden, wobei sich gleichzeitig die Eiskonzentrationsverteilung innerhalb der Eisrandzone deutlich verändert. Es entstehen drei charakteristische Bereiche des Bedeckungsgrades in der Eisrandzone. Im nördlichen Teil, an der Grenze zur als geschlossen vorgeschriebenen Eisdecke, und im südlichen Teil, an der Grenze zum offenen Ozean, bilden sich Zonen mit geringen horizontalen Gradienten der Eiskonzentration. Dazwischen entsteht ein Bereich sehr starker Gradienten. Nach 7 Tagen Simulationszeit fällt die Eiskonzentration auf einer Strecke von 12 km von 82% auf 11% ab. Südlich dieses Streifens erstreckt sich ein 56 km langes Gebiet mit Eiskonzentrationen zwischen 10% und 1%. Insgesamt hat sich im Vergleich zum Anfangszustand die Zone mit Eiskonzentrationen kleiner als 99% etwa verdoppelt. Solch eine Verbreiterung der Eisrandzone bei abeisiger Strömung ist mit einer Vielzahl von Beobachtungen konsistent. Es sei allerdings darauf hingewiesen, daß es aufgrund der Vernachlässigung thermodynamischer Veränderungen des Meereises, z.B. des Abschmelzens, im Rahmen dieser Simulation keinen Prozeß gibt, der das kontinuierliche Voranschreiten des Eisrandes nach Süden unterbindet.

Eine dem berechneten Fall ähnliche Verteilung der Eiskonzentration in einer Eisrandzone wurde während der Flugzeugkampagne REFLEX II nordwestlich von Spitzbergen beobachtet. Am 25.03.1993 registrierten Kottmeier et al. [1994] den Bedeckungsgrad des Meereises in einem $100 \cdot 100 \text{ km}^2$ großen Gebiet, welches über mehrere Tage unter dem Einfluß von Kaltluftausbrüchen stand. Die Eiskonzentration nahm innerhalb von etwa 10 km von 85% auf 30% ab. Südwärts dieser schmalen Zone existierte ein ausgedehntes Gebiet mit Eiskonzentrationen unter 5%.

Die zeitliche Entwicklung der Meereisverteilung ergibt sich aus den Driftgeschwindigkeiten des Meereises, welche in Abb. 6.2 dargestellt sind. In den beiden äußeren Bereichen der Eisrandzone mit hoher bzw. niedriger Eiskonzentration nimmt die Driftgeschwindigkeit in Strömungsrichtung zu, im zentralen Teil der Eisrandzone nimmt sie dagegen in Strömungsrichtung ab. Diese Zone konvergenter Eisbewegung verschiebt sich im Laufe der Simulationszeit mit dem Gebiet mittelgroßer Eiskonzentrationen nach Süden und wird dabei, wie dieser Bereich selbst, immer schmaler. Die Zunahme der Driftgeschwindigkeit in Strömungsrichtung im Bereich der ursprünglich geschlossenen Eisdecke führt zu deren Aufreißen. Die Schollen driften in das Gebiet anfänglich mittelgroßer Eiskonzentrationen, in dem sich das Eis langsamer bewegt. Damit wird der Gradient des Bedeckungsgrades im zentralen Teil der Eisrandzone vergrößert. Die divergente Eisbewegung im südlichsten Teil der Eisrandzone führt zu einer raschen Verbreiterung des Bereiches kleiner Eiskonzentrationen.

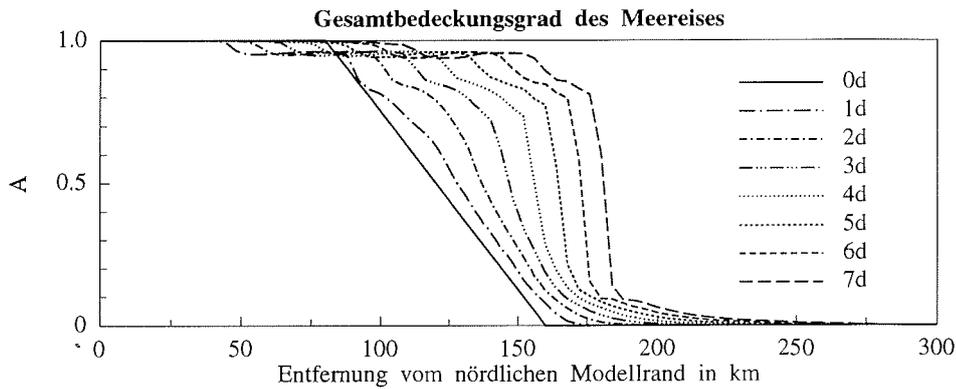


Abbildung 6.1: Zeitliche Entwicklung des Gesamtbedeckungsgrades des Meereises. Die Einheit d steht für Tag.

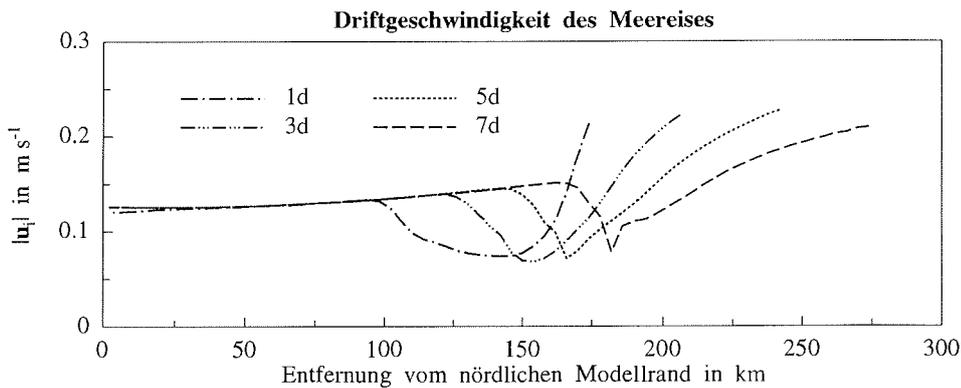


Abbildung 6.2: Zeitliche Entwicklung der Driftgeschwindigkeit des Meereises.

Die Drift wird durch die Impulsbilanz des Meereises bestimmt. Obwohl in der Anfangsphase der gekoppelten Simulation die am Meereis angreifende atmosphärische Schubspannung in Strömungsrichtung bis zu einer Eiskonzentration von etwa 30% zunimmt, beginnt die Driftgeschwindigkeit schon bei einem Bedeckungsgrad von etwa 80% abzusinken. Da bei Eiskonzentrationen zwischen 30% und 80% die Kräfte durch interne Spannungen im Eis vernachlässigbar klein sind, ist die Hauptursache für die Reduktion der Driftgeschwindigkeiten die ebenfalls am Meereis angreifende ozeanische Schubspannung. Weil die Geschwindigkeit des geostrophischen Ozeanstromes mit $|\mathbf{u}_{g,oc}| = 0 \text{ m s}^{-1}$ vorgegeben wird, wirkt die ozeanische Schubspannung abbremsend auf die Eisbewegung, wobei ihr Betrag nach Gl. (5.22) proportional zum Quadrat der Driftgeschwindigkeit des Meereises ist. Mit steigender atmosphärischer Schubspannung, die die Eisbewegung antreibt, wächst also gleichzeitig auch die ozeanische Schubspannung, die die Eisbewegung wiederum abbremst. Der tatsächliche

Betrag der ozeanischen Schubspannung hängt sehr stark vom Formwiderstand des Meereises ab. Dieser ist sowohl vom Bedeckungsgrad als auch von der Dicke des Meereises abhängig. Der ozeanische Formwiderstand ist in der Anfangsphase der gekoppelten Simulation für hohe Eiskonzentrationen um 95% etwa genau so groß wie der ozeanische Oberflächenwiderstand. Mit abnehmendem Bedeckungsgrad wächst das Verhältnis von Form- zu Oberflächenwiderstand rasch an. Bei einer Eiskonzentration um 35% beträgt der Formwiderstand etwa das 11-fache des Oberflächenwiderstandes. Bei weiter abnehmendem Bedeckungsgrad fällt das Verhältnis dann wieder bis auf einen Wert von etwa 2 für Eiskonzentrationen um 5% ab. Damit ist die Bedeutung des Formwiderstandes im Ozean wesentlich größer als in der Atmosphäre, wo der Formwiderstand maximal etwa den gleichen Betrag wie der Oberflächenwiderstand erreicht (siehe Abschnitt 4.3). Die Ursache für die reduzierten Driftgeschwindigkeiten im Bereich mittelgroßer Eiskonzentrationen ist also der große Formwiderstand des Meereises im Ozean.

Da die Eisbewegung im Bereich hoher Bedeckungsgrade divergent ist, kommt es zu keiner nennenswerten Erhöhung der Meereisdicke durch Deformationsvorgänge. In der Zone konvergenter Eisbewegung ist die Eiskonzentration bereits so klein, daß sich ebenfalls kaum noch Schollen übereinander schieben oder sich Preßeisrücken bilden. Unter Vernachlässigung thermodynamischer Veränderungen des Meereises werden die mittleren Eisdicken also fast ausschließlich durch den horizontalen Transport des Meereises bestimmt. Wie Abb. 6.3 zeigt, kommt es durch die räumlich inhomogene Driftgeschwindigkeit zur Vermischung von Schollen unterschiedlicher Dicke in den einzelnen Gitterzellen. Weiterhin ist deutlich die Advektion des dicken Meereises aus dem nördlichen Teil des Modellgebietes in Richtung Süden erkennbar.

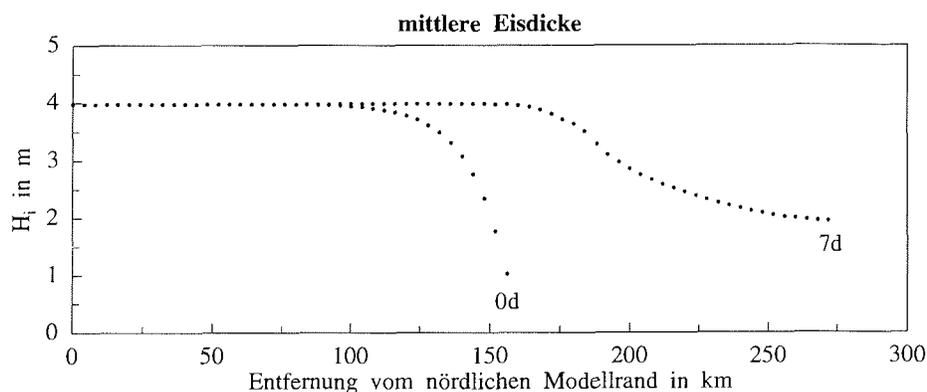


Abbildung 6.3: Mittlere Eisdicke zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

Der horizontale Transport des Meereises und die modifizierte Eiskonzentrationsverteilung innerhalb der Eisrandzone haben auch die atmosphärische Strömung im Modellgebiet verändert. Wie Abb. 6.4 entnommen werden kann, hat sich nach 7 Tagen Simulationszeit die Temperaturinversion, welche die Grenzschicht von der freien Atmosphäre trennt, über dem Gebiet mit vollständig oder nahezu geschlossener Eisdecke etwas verstärkt. Da sich dieses Gebiet am Ende der Modellrechnung deutlich weiter nach Süden erstreckt als am Anfang, hat sich der starke Anstieg der Höhe der durchmischten Grenzschicht stromabwärts verlagert. Das starke Wachstum der Grenzschichthöhe am Ende der Simulationszeit setzt ein, wenn die Strömung den Bereich mit Eiskonzentrationen unterhalb von 10% erreicht. Andererseits zeigt ein Vergleich des Wachstums der Grenzschichthöhen, daß der Anstieg der Grenzschichthöhe über dem nahezu und völlig eisfreien Ozean im Endzustand der gekoppelten Simulation annähernd gleich dem im Anfangszustand ist. In diesem Bereich gilt also $(\frac{\Delta z_k}{\Delta y}) \approx const.$ Sehr deutlich ist das starke Wachstum der Grenzschichthöhe beim Übergang zum nahezu eisfreien Ozean am Ende der gekoppelten Simulation auch an den fühlbaren Wärmeflüssen in Abb. 6.5 zu erkennen. Außerdem spiegelt sich in den Wärmeflüssen besonders klar der durch die Eisbewegung entstandene abrupte Übergang von hohen zu niedrigen Eiskonzentrationen innerhalb weniger Kilometer wieder.

Durch die Drift des Meereises ergeben sich auch Veränderungen im Windfeld (siehe Abb. 6.6 und Abb. 6.7). Über der nahezu geschlossenen Eisdecke hat sich im Vertikalprofil der horizontalen Windgeschwindigkeit an der Unterseite der leicht verstärkten Temperaturinversion ein lokales Maximum der Windgeschwindigkeit gebildet. Andererseits erreicht die horizontale Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe am Ende der gekoppelten Simulation den geostrophischen Wert von 10 m s^{-1} erst deutlich weiter südlich als zu Beginn. Dies geschieht beim Übergang zu Eiskonzentrationen kleiner als 10%. Mit der größeren Ausdehnung des Bereiches hoher Bedeckungsgrade des Meereises stromabwärts erfolgt auch die Winddrehung in der Grenzschicht in die geostrophische Richtung weiter südlich als im Anfangszustand (siehe u-Komponente des Windes in Abb. 6.7). Eine weitere Folge der größeren Ausdehnung der nahezu geschlossenen Eisdecke in Strömungsrichtung ist die, ebenfalls in Abb. 6.7 gezeigte, stromabwärtige Verlagerung der Gebiete auf- und abwärtsgerichteter Vertikalbewegungen.

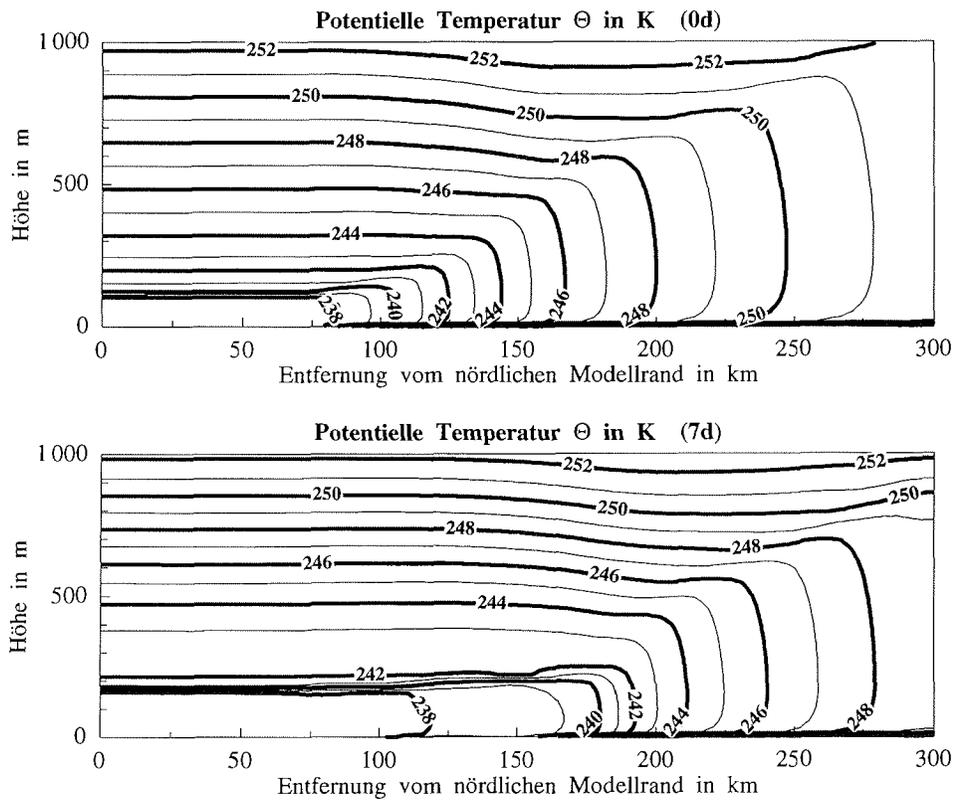


Abbildung 6.4: Vertikale Verteilung der potentiellen Temperatur zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

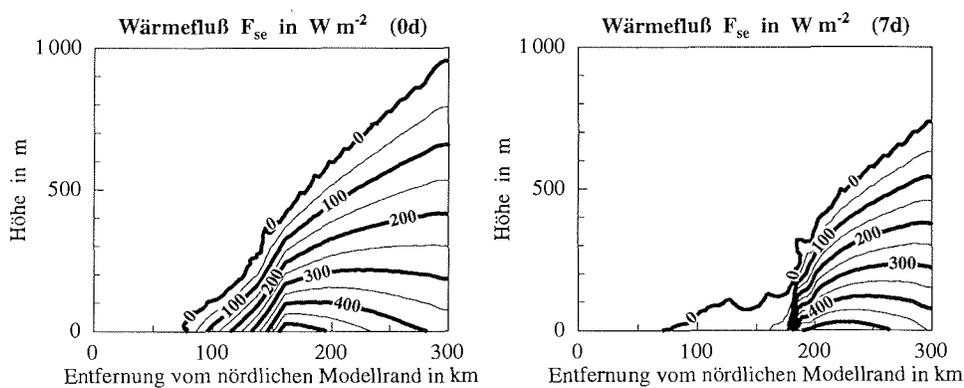


Abbildung 6.5: Vertikale Verteilung der turbulenten vertikalen Flüsse fühlbarer Wärme zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

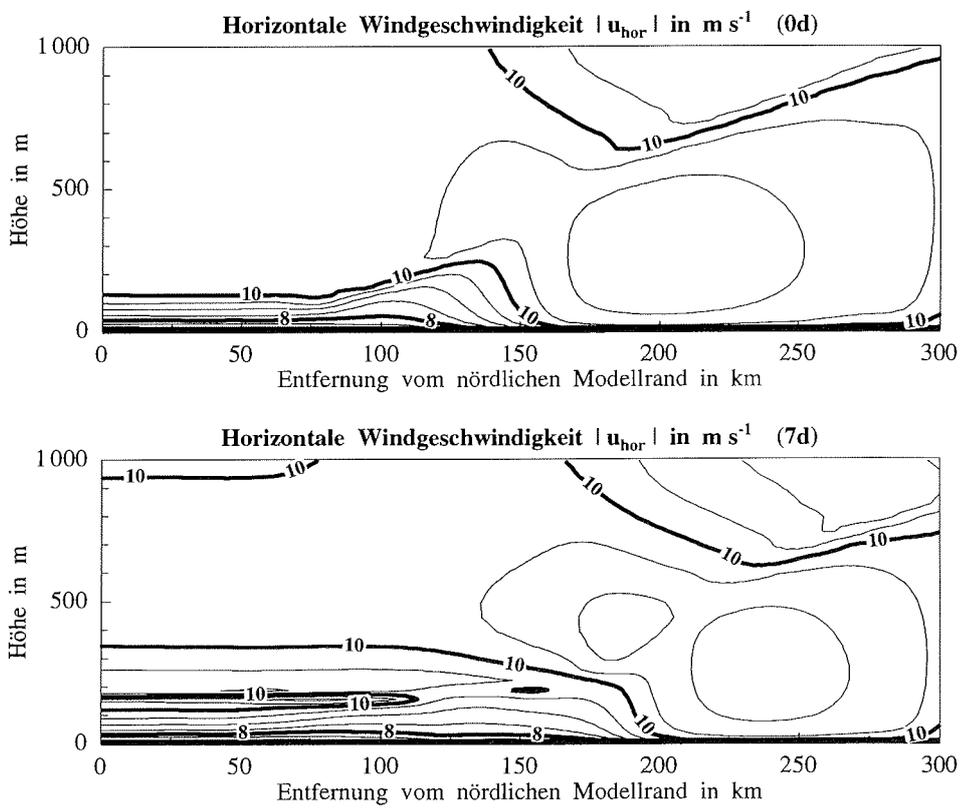


Abbildung 6.6: Vertikale Verteilung des Betrages der horizontalen Windgeschwindigkeit zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

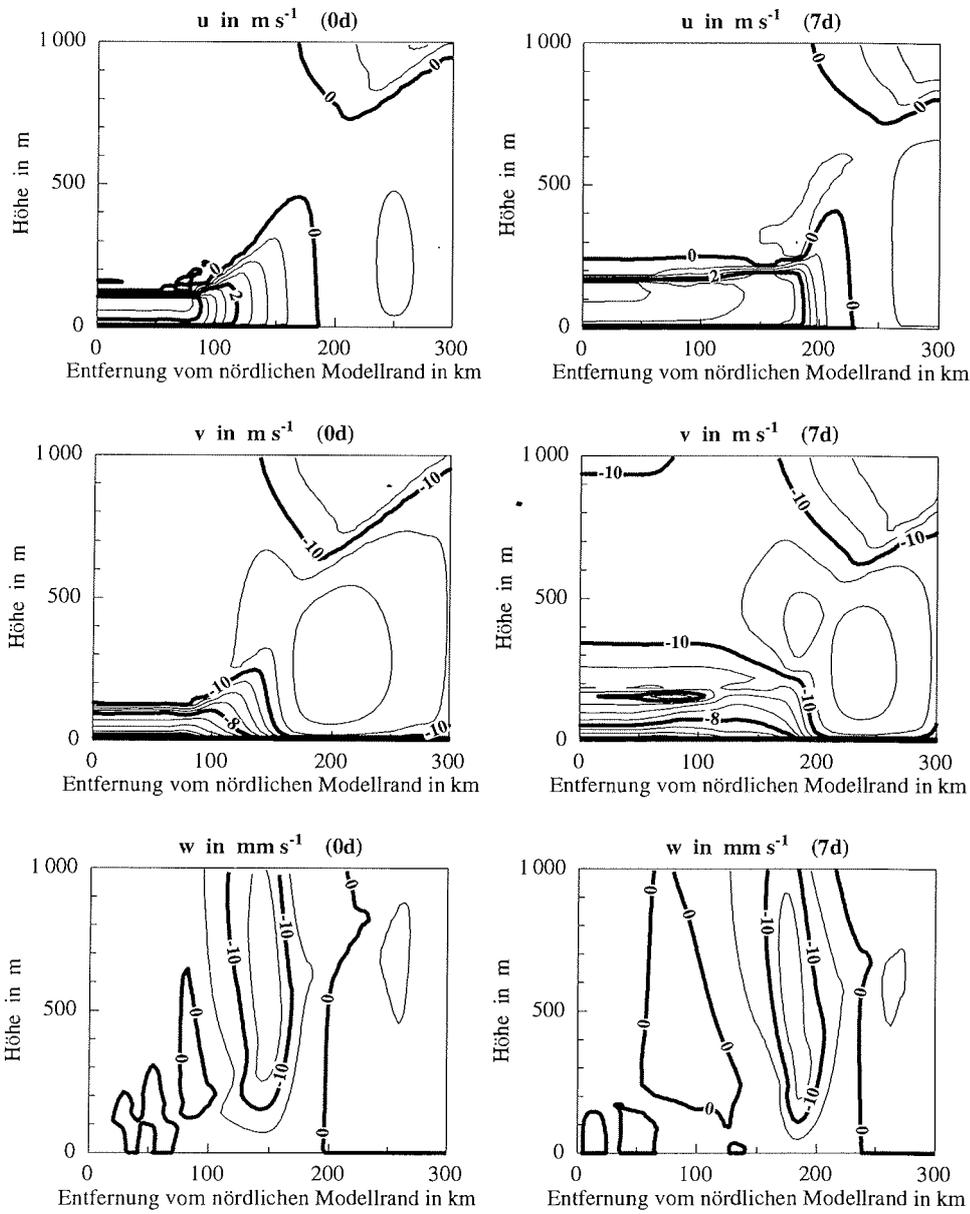


Abbildung 6.7: Vertikale Verteilung der Komponenten des dreidimensionalen Windvektors zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

6.2 Aufeisige Strömung unter Vernachlässigung thermodynamischer Veränderungen des Eises

Bei der Behandlung des aufeisigen Falls wird das vorgegebene Modellgebiet von Süden her durchströmt, wodurch das Meereis nach Norden driftet. Am Ausströmrand wird der Bewegung des Meereises kein künstlicher Widerstand entgegengesetzt.

Auch eine aufeisige Strömung führt zu einer deutlichen Veränderung der Eiskonzentrationsverteilung innerhalb der Eisrandzone. Wie Abb. 6.8 zeigt, hat sich die ursprünglich vollständig geschlossene Eisdecke im nördlichen Teil des Modellgebietes nach 3 Tagen Simulationszeit nicht erkennbar verlagert. Gleichzeitig ist sie kaum aufgerissen. Dagegen ist der Bereich zwischen dieser immer noch nahezu geschlossenen Eisdecke und dem offenen Ozean deutlich schmaler geworden. Im Vergleich zum Anfangszustand hat die Strecke, auf der die Eiskonzentration von 5% auf 95% ansteigt, um ein Viertel abgenommen. Innerhalb eines Zeitraums von bis zu 3 Tagen ist die Voraussetzung einer konstanten großskaligen atmosphärischen Strömungssituation häufig gegeben. Die eingetretene Verkleinerung der Eisrandzone entspricht zahlreichen Beobachtungen bei aufeisigen Strömungen.

Da aber auch längere Persistenzabschnitte der großskaligen atmosphärischen Strömungssituation auftreten können, wird die Simulation bis zur Gesamtdauer von einer Woche fortgesetzt. Wäre am nördlichen Ausströmrand eine künstliche Barriere für das Meereis vorgegeben worden, um z.B. die Packeisregion zu simulieren, die in der Regel eine schnelle Nordwärtsdrift des Eises unterbindet, dann wäre die Eisrandzone lediglich noch schmaler geworden. Zu weiteren, interessanten Prozessen kommt es dagegen, wenn das Meereis, wie in der durchgeführten Modellrechnung, den Ausströmrand ungehindert passieren kann. Dieser Fall würde in der Natur z.B. auftreten, wenn sich nördlich des Modellgebietes eine nahezu eisfreie Region befände.

Im Verlauf der restlichen 4 Simulationstage verschiebt sich die südliche Grenze der Eisrandzone immer weiter nach Norden. Gleichzeitig reißt die ursprünglich geschlossene Eisdecke im nördlichen Teil des Modellgebietes weiter auf. Nach 7 Tagen Simulationszeit beträgt die Eiskonzentration am Ausströmrand 93%. Weiterhin hat sich im mittleren Teil der Eisrandzone ein Band erhöhter Eiskonzentration formiert. Der maximale Bedeckungsgrad liegt bei 78%. Zwischen diesem Band und der nahezu geschlossenen Eisdecke im Norden sinkt der Bedeckungsgrad deutlich ab und erreicht mit etwa 60% seinen minimalen Wert.

Die sich ausbildende Eiskonzentrationsverteilung kann wieder mit Hilfe der Driftgeschwindigkeiten des Meereises (siehe Abb. 6.9) erklärt werden. Die sich aus der vorgegebenen Anfangsbedingung ruhenden Eises heraus entwickelnden Driftgeschwindigkeiten nehmen nach einem Tag Simulationszeit mit zunehmender Eiskonzentration sehr schnell ab. Beträgt die Driftgeschwindigkeit am Eisrand noch etwa 0.17 m s^{-1} , so sinkt sie bis zu einer Eiskonzentration von 60% auf etwa 0.05 m s^{-1} . Danach erfolgt

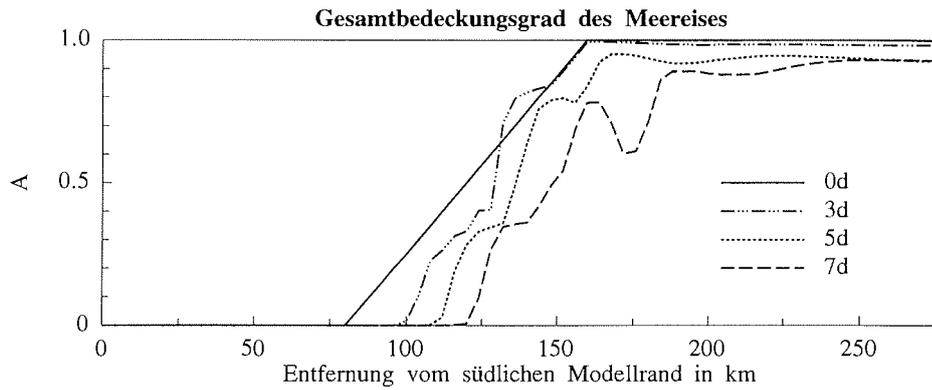


Abbildung 6.8: Zeitliche Entwicklung des Gesamtbedeckungsgrades des Meereises.

ein drastischer Abfall. Während die Eiskonzentration auf einer Strecke von 12 km von 60% auf 80% ansteigt, wird die Driftgeschwindigkeit um eine ganze Größenordnung kleiner. Ihr absolutes Minimum erreicht sie an der ursprünglichen nördlichen Grenze der Eisrandzone. Weiter stromabwärts, also im Bereich der anfänglich geschlossenen Eisdecke, nimmt die Driftgeschwindigkeit in Strömungsrichtung wieder leicht zu. Dadurch reißt die Eisdecke etwas auf. Ihre Driftgeschwindigkeit ist jedoch so extrem klein, daß sie sich in der Anfangsphase der gekoppelten Simulation kaum verlagert. Nach 3 Tagen zeigt das Driftgeschwindigkeitsfeld im wesentlichen noch die gleichen Charakteristika wie nach einem Tag. Die Driftgeschwindigkeit im Bereich der nahezu geschlossenen Eisdecke ist jedoch angewachsen.

Die bis zur ursprünglich geschlossenen Eisdecke in Strömungsrichtung stark abnehmenden Driftgeschwindigkeiten sind die Ursache für die Verkleinerung der Eisrandzone innerhalb der ersten drei Simulationstage.

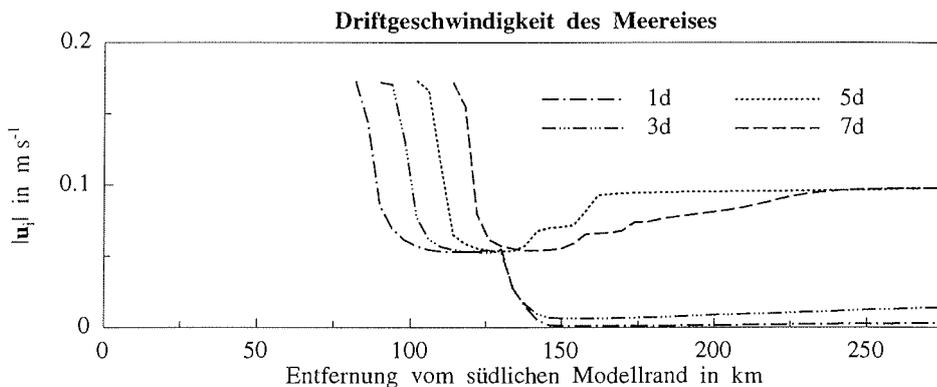


Abbildung 6.9: Zeitliche Entwicklung der Driftgeschwindigkeit des Meereises.

Die am Meereis angreifende atmosphärische Schubspannung nimmt zu Beginn der gekoppelten Simulation bis zur nördlichen Grenze der Eisrandzone ab. Über der geschlossenen Eisdecke im Norden des Modellgebietes nimmt sie dagegen in Strömungsrichtung wieder leicht zu. Letzteres verursacht die stromabwärts bis zum Ausströmrand geringfügig zunehmenden Driftgeschwindigkeiten, die zum allmählichen Aufreißen der ursprünglich geschlossenen Eisdecke führen. Die in der Eisrandzone in Strömungsrichtung abnehmende atmosphärische Schubspannung führt dagegen zu einer konvergenten Drift des Meereises. Bis zu einer Eiskonzentration von etwa 80% können sich die Eisschollen trotz dieser Konvergenz relativ frei bewegen. Die beträchtlichen Driftgeschwindigkeiten im südlichen Teil der Eisrandzone führen somit zur schnellen Verlagerung des Eisrandes nach Norden. Im Bereich höherer Bedeckungsgrade als 80% steigt jedoch die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung der Schollen untereinander stark an. Die dabei auftretenden Kräfte durch interne Spannungen im Eis bewirken eine äußerst langsame Zunahme der Driftgeschwindigkeit im nördlichsten Teil der Eisrandzone innerhalb der ersten 3 Tage der gekoppelten Modellrechnung.

Zwischen dem dritten und fünften Simulationstag entwickelt sich im nördlichen Teil des Modellgebietes parallel zum immer weiteren Aufreißen der Eisdecke in dieser Region eine relativ hohe Driftgeschwindigkeit, die in Strömungsrichtung zunimmt. Dadurch wird sehr effektiv Eis aus dem Modellgebiet heraustransportiert, so daß die Eiskonzentration am Ausströmrand nach 7 Tagen Simulationszeit nur noch 93% beträgt.

In der letzten Phase der gekoppelten Simulation treten in keinem Abschnitt der Eisdecke bedeutende Kräfte durch interne Spannungen im Eis auf, welche die Driftgeschwindigkeiten wesentlich reduzieren könnten. Damit driftet die weitgehend geschlossene Eisdecke relativ schnell nach Norden, während sich für Eiskonzentrationen unter 80% aufgrund des bedeutend größeren Formwiderstands des Meereises im Ozean eine geringere Driftgeschwindigkeit einstellt. In der Endphase der gekoppelten Simulation ist die Driftgeschwindigkeit nur für Eiskonzentrationen kleiner als 10% höher als am Ausströmrand. Dadurch entsteht ein lokales Minimum der Eiskonzentration südlich der weitgehend geschlossenen Eisdecke, und stromaufwärts dieses Minimums formiert sich ein Band erhöhter Eiskonzentration.

Aufgrund der in Strömungsrichtung zunehmenden Driftgeschwindigkeit im Bereich der nahezu geschlossenen Eisdecke wird das Übereinanderschieben von Schollen oder die Bildung von Preßeisrücken weitgehend verhindert. Somit bleibt im nördlichsten Teil des Modellgebietes die mittlere Eisdicke erhalten (siehe Abb. 6.10). Am Eisrand, welcher die südliche Grenze der Eisrandzone markiert, hat die mittlere Eisdicke nach 7 Tagen Simulationszeit dagegen deutlich zugenommen. Dies resultiert daraus, daß sich zu Beginn des gekoppelten Modellaufs am Eisrand ausschließlich die dünnsten Schollen der gesamten Eisdecke befanden. Diese vermischen sich mit dickeren Schollen, da die Driftgeschwindigkeit des Meereises in Strömungsrichtung abnimmt. Somit ist die mittlere Eisdicke am Eisrand am Ende der Simulationszeit größer als am Anfang.

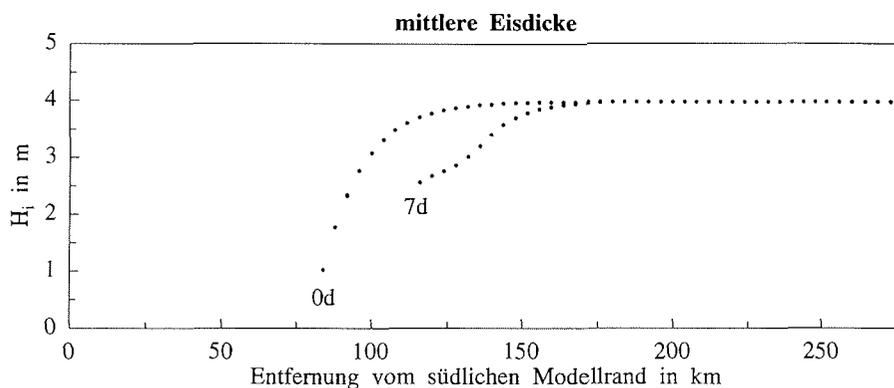


Abbildung 6.10: Mittlere Eisdicke zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

Wie im Abschnitt 4.2 erläutert, treten bei der modellierten aufeisigen Strömung nur geringe Veränderungen der atmosphärischen Grenzschicht in Strömungsrichtung auf, da sich die Oberflächentemperaturen des Ozeans und des Meereises kaum unterscheiden. Aus dem gleichen Grund ergeben sich auch in Folge der Eisbewegung nur geringe Detailveränderungen der Grenzschichtströmung. So weisen die Verteilungen der horizontalen Windgeschwindigkeiten zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation sehr ähnliche Vertikalstrukturen auf (siehe Abb. 6.11). Dennoch ist die Verschiebung des Eisrandes an einer Nordwärtsverlagerung des Bereiches in Strömungsrichtung abnehmender horizontaler Windgeschwindigkeiten deutlich sichtbar. Weiterhin treten aufwärtsgerichtete Vertikalbewegungen im Endzustand über einem schmaleren Gebiet auf als im Anfangszustand. Dies resultiert aus der im südlichsten Teil der Eisrandzone relativ abrupt auf 35% ansteigenden Eiskonzentration und ist somit die Folge eines größeren Rauigkeits- und Temperatursprunges der Oberfläche am Eisrand. Dieser verursacht auch den etwas steileren Anstieg der sich über der Eisrandzone neu ausbildenden internen Grenzschicht am Ende der gekoppelten Simulation. Dies wird am deutlichsten anhand der vertikalen Verteilungen der turbulenten fühlbaren Wärmeflüsse in Abb. 6.12.

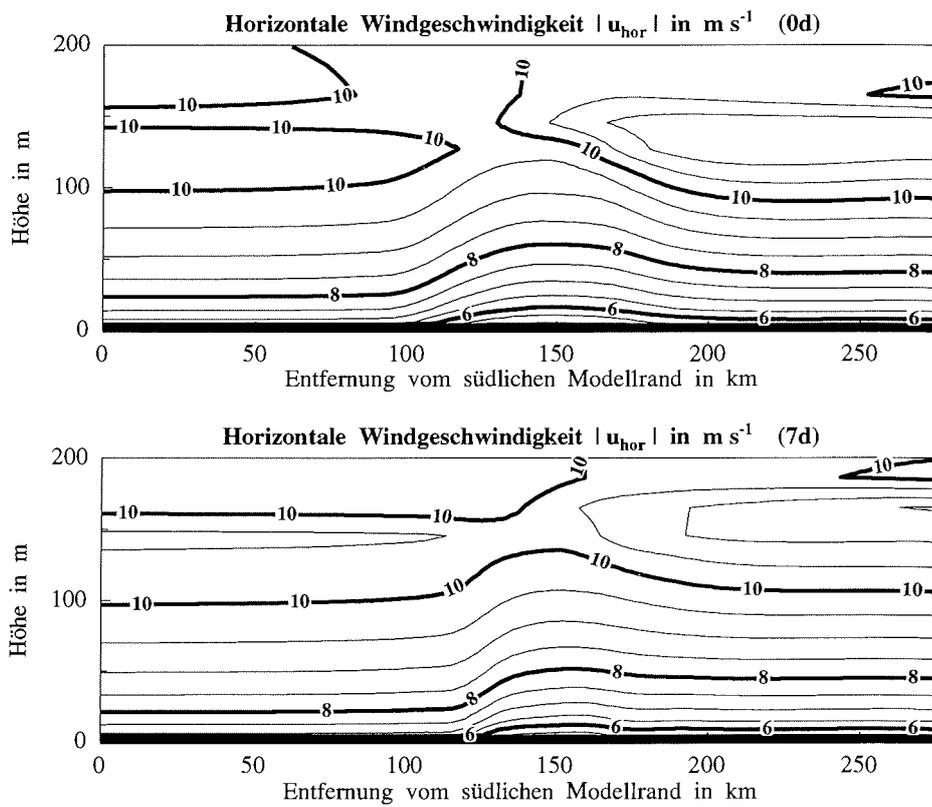


Abbildung 6.11: Vertikale Verteilung des Betrages der horizontalen Windgeschwindigkeit zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

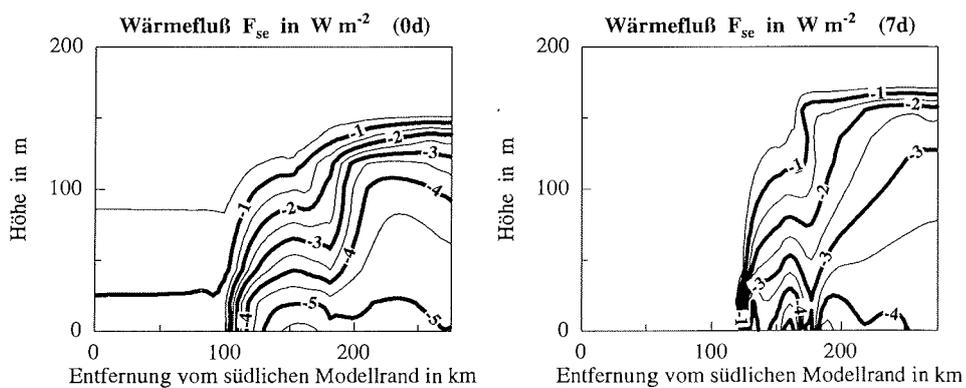


Abbildung 6.12: Vertikale Verteilung der turbulenten vertikalen Flüsse fühlbarer Wärme zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

6.3 Kaltluftausbruch mit Neueisbildung in der Eisrandzone bei Vernachlässigung der Eisbewegung

In diesem und im folgenden Abschnitt werden dynamisch bedingte Veränderungen der Eisdecke vernachlässigt und ausschließlich die thermodynamische Entwicklung des Meereises bei einem Kaltluftausbruch untersucht. Diese hängt entscheidend von der ozeanischen Deckschichttemperatur ab. Liegt sie am Gefrierpunkt, dann bildet sich Neueis auf den offenen Wasserflächen. Häufig wird das Meereis bei abeisigen Strömungen aber auch in den Bereich von Wassermassenfronten advehiert, so daß die ozeanischen Deckschichttemperaturen weiter stromabwärts deutlich zunehmen. Durch die dabei auftretenden starken Schmelzvorgänge bleibt die Ausdehnung der Eisrandzonen nach Süden begrenzt. Um solche Effekte zu simulieren, werden im Modell in Strömungsrichtung linear ansteigende Temperaturen der ozeanischen Deckschicht vorgegeben. Im Sinne einer Frontalzone mit kontinuierlicher Zufuhr von relativ warmen Wassermassen werden diese Temperaturwerte zeitlich konstant gehalten. Die Deckschichttemperaturen werden anhand von Beobachtungen vorgegeben. Für den 01.03.1993 existieren Angaben von Brümmer [1993] über die Meeresoberflächentemperaturen im Nordatlantischen Raum. Dieser Zeitpunkt liegt in der Anfangsphase der Flugzeugkampagne REFLEX II, die nordwestlich von Spitzbergen im Einflußgebiet einer warmen Meeresströmung, des nordwärts setzenden Westspitzbergenstroms, stattfand. Der Nord-Süd-Gradient der Meeresoberflächentemperatur war den Beobachtungen zufolge stark variabel. Der über eine Strecke von etwa 200 km südlich des Packeises gemittelte Gradient betrug im Mittel 1.65 K pro 100 km. In einem Bereich von weniger als 100 km um den Eisrand traten aber auch höhere Werte bis zu maximal 0.25 K pro 10 km auf.

Für das Experiment mit Neueisbildung wird angenommen, daß sich die Eisrandzone, die wieder mit einer Breite von 76 km vorgegeben wird, noch nicht im Einflußbereich der warmen Meeresströmung befindet. Somit werden die ozeanischen Deckschichttemperaturen in den Gitterzellen mit Eisbedeckung auf den Gefrierpunkt gesetzt. Unmittelbar im Anschluß an die Eisrandzone wird die Deckschichttemperatur des offenen Ozeans bis zum südlichen Modellrand linear um 0.1 K pro 4 km (horizontale Gitterweite) erhöht.

Es treten keine lateralen Schmelzvorgänge an den Eischollen auf. Damit bleibt der Bedeckungsgrad des schon zu Beginn der gekoppelten Simulation vorhandenen Eises, im weiteren als altes Eis bezeichnet, während der gesamten Simulationszeit von einer Woche unverändert. Der Gesamtbedeckungsgrad des Meereises in der Eisrandzone nimmt jedoch zu, da sich auf den offenen Wasserflächen Neueis bildet. Diese Neueisbildung wird durch die bei einem Kaltluftausbruch stark negative Bilanz der atmosphärischen Strahlungs- und Wärmeflüsse an den offenen Wasseroberflächen verursacht. Da eine Absenkung der Deckschichttemperatur unter den Gefrierpunkt nicht möglich ist, wird diese negative Bilanz durch Erstarrungswärme ausgeglichen, die beim Gefrieren von Meerwasser frei wird.

In der ursprünglichen Eisrandzone entsteht eine geschlossene Eisdecke, die sich aus dickeren alten Schollen und dünneren jungen Schollen zusammensetzt. Die offenen Wasserflächen im Bereich hoher Konzentrationen des alten Eises überfrieren wesentlich schneller als die offenen Wasserflächen im südlichen Teil der Eisrandzone. Während sich erstere bereits nach wenigen Stunden vollständig mit einer Neueisdecke überzogen haben, dauert dies am Eisrand bis zu anderthalb Tagen.

Die Dicke der Neueisschicht wächst innerhalb der gesamten Simulationszeit beträchtlich an. Wie Abb. 6.13 zeigt, hat das Neueis nach 7 Tagen, bei geringen Unterschieden zwischen dem nördlichen und südlichen Bereich der ursprünglichen Eisrandzone, eine Mächtigkeit von über 40 cm erreicht. In der Anfangsphase wird das Neueis zunächst durch Verdriften³ zusammengeschoben, so daß sich auf den verbleibenden offenen Wasserflächen weiterhin Eis bilden kann. Erst nach dem vollständigen Schließen der offenen Wasserflächen verdickt sich das Eis ausschließlich durch Gefrieren an seiner Unterseite. Somit ergibt sich die stärkste Zunahme der mittleren Dicke des Neueises innerhalb weniger Stunden nach Beginn der gekoppelten Modellrechnung.

Das alte Eis erhöht seine Mächtigkeit im gesamten Modellgebiet nur in geringem Umfang. Die Zunahme ist umgekehrt proportional zur ursprünglichen Dicke des Eises (siehe Abb. 6.14). In diesem Ergebnis spiegeln sich die gewählten Anfangsbedingungen für die Oberflächentemperaturen und die vertikalen Temperaturprofile des alten Eises wieder. Erstere wurden räumlich konstant, unabhängig von der Eisdicke, vorgegeben und letztere als linear angenommen. Damit ist der in das Eis gerichtete konduktive Wärmefluß an der Eisunterseite der dünnsten alten Schollen am größten. Da dieses Energiedefizit nur durch das Gefrieren von Meerwasser an der Eisunterseite ausgeglichen werden kann, nimmt die Mächtigkeit des dünneren alten Eises stärker zu als die des dickeren alten Eises.

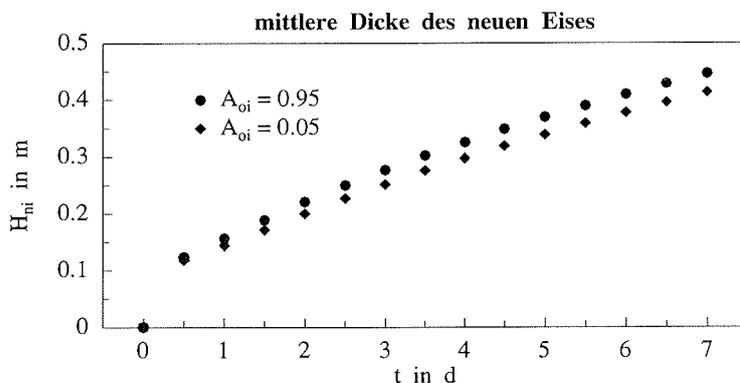


Abbildung 6.13: Zeitliche Entwicklung der mittleren Dicke H_{ni} des neuen Eises bei einem Bedeckungsgrad A_{oi} des alten Eises von 0.95 bzw. 0.05 .

³Gemäß Abschnitt 5.5.5 wird bei Neueisbildung im thermodynamischen Teil des Meereismoduls eine Drift des Eises in der Eisdickenklasse 1 berechnet.

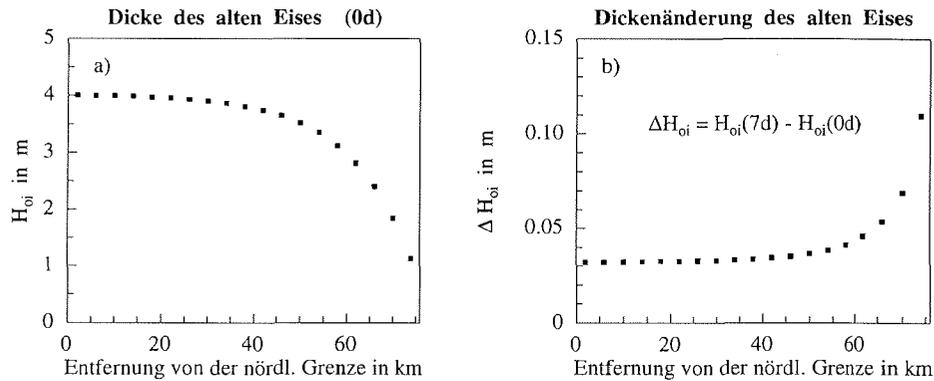


Abbildung 6.14: a) Anfangswerte der Dicke H_{oi} des alten Eises in Abhängigkeit von der Entfernung von der nördlichen Grenze der Eisrandzone. b) Zunahme ΔH_{oi} der Dicke des alten Eises innerhalb der Simulationszeit von 7 Tagen.

Wie Abb. 6.15 entnommen werden kann, sinkt die Oberflächentemperatur des neuen Eises im Laufe der Simulationszeit drastisch ab, wobei sich nur ein schwacher Gradient zwischen dem Eis im nördlichen und im südlichen Teil der ursprünglichen Eisrandzone einstellt. Die Abkühlung der Neueisoberflächen schwächt sich mit zunehmender Eisdicke stark ab. Sie ist innerhalb der ersten 24 Stunden größer als in den verbleibenden 6 Tagen. Am Ende der gekoppelten Modellrechnung unterscheiden sich die Oberflächentemperaturen des neuen und des alten Eises nur noch geringfügig um etwa 3 K bis 6 K.

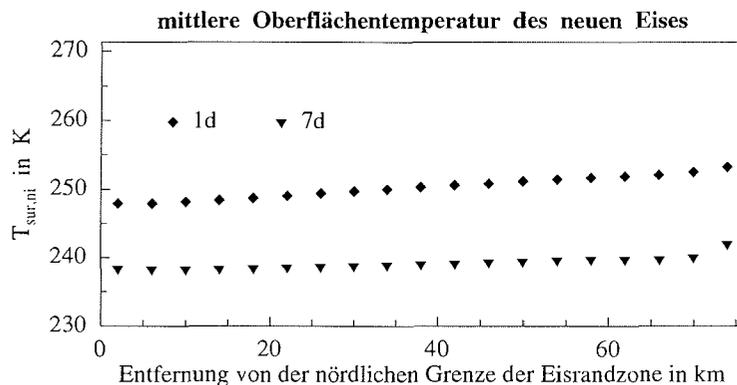


Abbildung 6.15: Mittlere Oberflächentemperatur $T_{sur,ni}$ des neuen Eises in Abhängigkeit von der Entfernung von der nördlichen Grenze der ursprünglichen Eisrandzone nach einem Tag und am Ende der gekoppelten Simulation.

Die Oberflächentemperaturen des alten Eises durchlaufen ebenfalls eine spezielle zeitliche Entwicklung. Diese unterscheidet sich jedoch für das Eis der schon zu Beginn der gekoppelten Simulation geschlossenen Eisdecke im nördlichsten Teil des Modellgebietes und für das alte Eis in der ursprünglichen Eisrandzone.

Wie Abb. 6.16 zeigt, strebt die Oberflächentemperatur nördlich der ursprünglichen Eisrandzone einem Gleichgewichtswert entgegen, der unterhalb der vorgegebenen Anfangstemperatur liegt. Die deutlich erkennbare Schwingung in der zeitlichen Entwicklung der Oberflächentemperatur wird durch den Tagesgang der Solarstrahlung hervorgerufen. Die Amplitude ist jedoch sehr klein, da im Modellgebiet bei 80°N die Sonne innerhalb des betrachteten Zeitraums vom 10.03. bis 16.03. nur sehr flach und nur für wenige Stunden am Tag über dem Horizont steht. Innerhalb der Simulationszeit von einer Woche ist die Oberflächentemperatur um etwa 7 K gesunken. Diese Abkühlung der Meereisoberfläche ist mit einer bedeutenden Verstärkung der Grenzschichtinversion über der geschlossenen Eisdecke verbunden.

Da die fühlbaren und latenten Wärmeflüsse über der geschlossenen Eisdecke sehr klein sind, wird die beschriebene zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur im wesentlichen durch die Strahlungsflüsse bestimmt. Häufig wird bei einem Kaltluftausbruch beobachtet [Lüpkes, persönliche Mitteilung 1995], daß in einem Streifen nördlich der Eisrandzone der Himmel nahezu wolkenlos ist. Diese Verhältnisse können mit dem gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell reproduziert werden. Aufgrund der fehlenden Bewölkung ist über der geschlossenen Eisdecke, insbesondere nachts, die langwellige Strahlungsbilanz negativ. Dies verursacht die beschriebene Abkühlung der schon zu Beginn der gekoppelten Simulation geschlossenen Eisdecke.

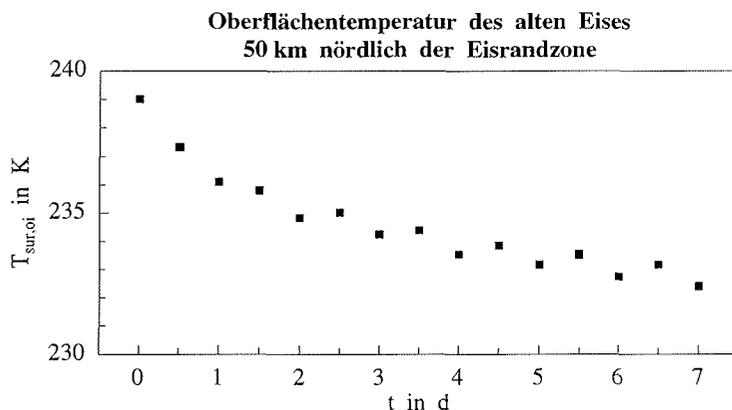


Abbildung 6.16: Zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur $T_{sur,oi}$ des alten Eises 50 km nördlich der ursprünglichen Eisrandzone.

Für die zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperaturen des alten Eises in der ursprünglichen Eisrandzone (siehe Abb. 6.17) haben neben den Strahlungsflüssen auch die turbulenten atmosphärischen Wärmeflüsse eine große Bedeutung. In der

Anfangsphase der gekoppelten Simulation wird die Luft bei der Überströmung der offenen Wasserflächen stark erwärmt. Dadurch sind die turbulenten Wärmeflüsse über den Meereisflächen abwärts gerichtet. Ihr Betrag steigt mit zunehmender Erwärmung der Grenzschicht, also mit wachsender Entfernung von der nördlichen Grenze der Eisrandzone an. Dies führt zu einer räumlichen Inhomogenität der Oberflächentemperaturen. Innerhalb der ersten 24 Stunden ist die Oberflächentemperatur des alten Eises am Eisrand um etwa 7 K gegenüber ihrem Anfangswert gestiegen. Am Ende der gesamten Simulationszeit von 7 Tagen liegen die Oberflächentemperaturen des alten Eises jedoch generell unter ihren Anfangswerten. Dies ist eine Folge der bodennahen Abkühlung der Luft über der schon anfänglich geschlossenen Eisdecke. Nach dem Einströmen in die ursprüngliche Eisrandzone wird sie kaum erwärmt, da dort die nach etwa einem Tag nahezu geschlossene Neueisdecke den Wärmeaustausch zwischen dem Ozean und der Atmosphäre stark einschränkt, und sie bewirkt somit eine Abkühlung der Meereisoberflächen.

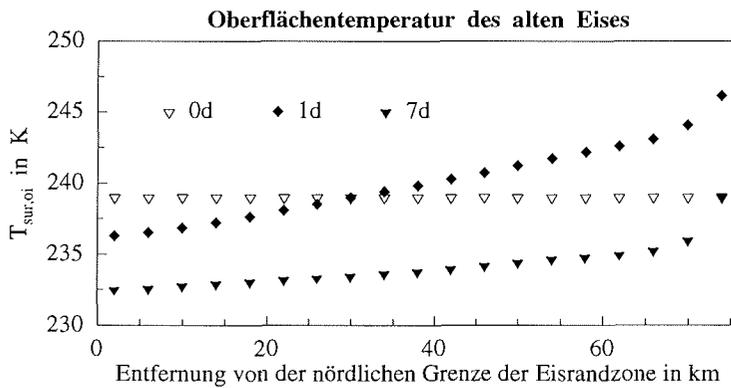


Abbildung 6.17: Oberflächentemperatur $T_{sur,oi}$ des alten Eises in Abhängigkeit von der Entfernung von der nördlichen Grenze der ursprünglichen Eisrandzone zu Beginn, nach einem Tag und am Ende der gekoppelten Simulation.

Veränderungen in der Bilanz der atmosphärischen Strahlungs- und Wärmeflüsse ziehen eine Änderung des konduktiven Wärmeflusses an der Eisoberfläche nach sich. Da die Diffusion von Wärme im Eis relativ langsam abläuft, verursachen solche Störungen an den Rändern zeitweilig nichtlineare Temperaturprofile im Eis (siehe Abb. 6.18). Sobald die Störung abklingt, stellt sich wieder ein annähernd linearer Temperaturverlauf im Eis ein (Abb. 6.18b).

Durch die Neueisbildung ist es im wesentlichen nur zu einer größeren Ausdehnung der vollständig mit Meereis bedeckten Ozeanoberfläche in Richtung Süden gekommen. Damit haben sich auch die Hauptcharakteristika einer atmosphärischen Grenzschicht beim Übergang von einer geschlossenen Eisdecke zum offenen Ozean nur in Strömungsrichtung verlagert. Am deutlichsten wird diese räumliche Modifikation der atmosphärischen Strömung anhand der turbulenten Wärmeflüsse in Abb. 6.19.

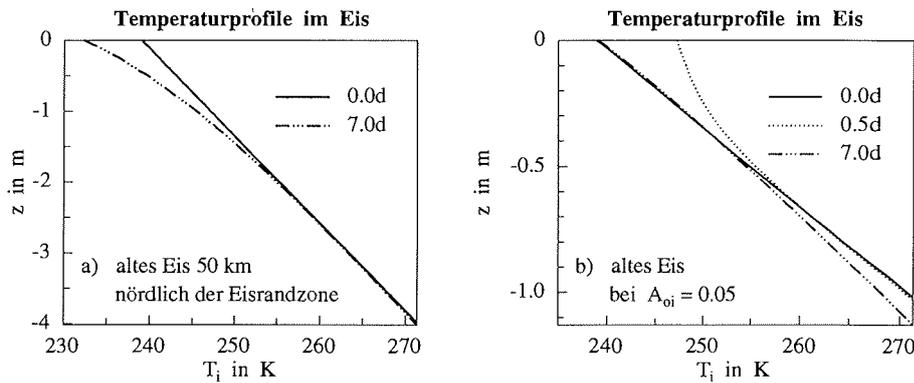


Abbildung 6.18: Zeitliche Entwicklung von Temperaturprofilen im Eis.

Aufgrund der geringen Temperaturgegensätze zwischen dem alten und dem neuen Eis innerhalb der ursprünglichen Eisrandzone setzt die Entwicklung einer hochreichenden durchmischten Grenzschicht erst mit dem Übergang zum offenen Ozean ein, wo große aufwärtsgerichtete Wärmeflässe existieren. Ein Vergleich wie in Abschnitt 6.1 ergibt, daß die Steigungen der Grenzschichthöhe über dem völlig eisfreien Ozean zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation wieder nahezu identisch sind. Die Veränderungen im Windfeld, hier nicht gezeigt, sind ebenfalls typisch für eine weiter nach Süden ausgedehnte geschlossene Eisdecke. So erreicht die horizontale Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe den geostrophischen Wert erst deutlich weiter stromabwärts. Auch die Drehung des Windes in der Grenzschicht in die geostrophische Richtung erfolgt weiter südlich als am Anfang der gekoppelten Modellrechnung. Schließlich haben sich auch die Gebiete abwärts- und aufwärtsgerichteter Vertikalbewegungen in Strömungsrichtung verlagert.

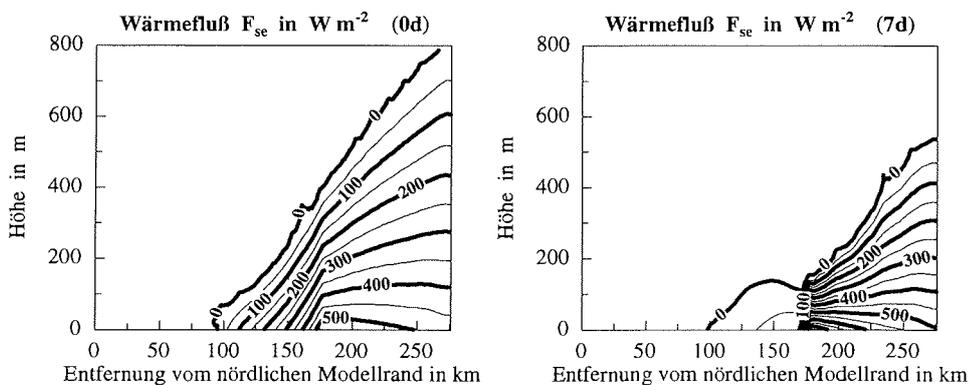


Abbildung 6.19: Vertikale Verteilung der turbulenten vertikalen Flüsse fühlbarer Wärme zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

6.4 Kaltluftausbruch mit Schmelzen in der Eisrandzone bei Vernachlässigung der Eisbewegung

Es wird angenommen, daß sich die gesamte Eisrandzone im Einflußbereich einer warmen Meeresströmung befindet. Die Temperatur der ozeanischen Deckschicht im Bereich der vollständig geschlossenen Eisdecke liegt dagegen auch in diesem Experiment am Gefrierpunkt. Im Anschluß an die geschlossene Eisdecke wird die Deckschichttemperatur bis zum Ausströmrand linear um 0.1 K pro 4 km (horizontale Gitterweite) erhöht, d.h., an der südlichen Grenze der Eisrandzone beträgt sie 273.25 K .

Auf die zeitliche Entwicklung der geschlossenen Eisdecke (Dicke, Oberflächentemperatur, vertikales Temperaturprofil im Eis) wird nicht eingegangen. Sie verläuft wie in der zuvor dargestellten Modellrechnung, da sich beide Experimente nur bzgl. der ozeanischen Deckschichttemperaturen südlich der geschlossenen Eisdecke unterscheiden.

Durch laterales Schmelzen der Schollen verringert sich der Bedeckungsgrad des Meereseises in der Eisrandzone (siehe Abb. 6.20a)⁴. Wie Abb. 6.20b zeigt, beträgt die relative Änderung der Eiskonzentration nach 7 Tagen Simulationszeit maximal etwa 20%.

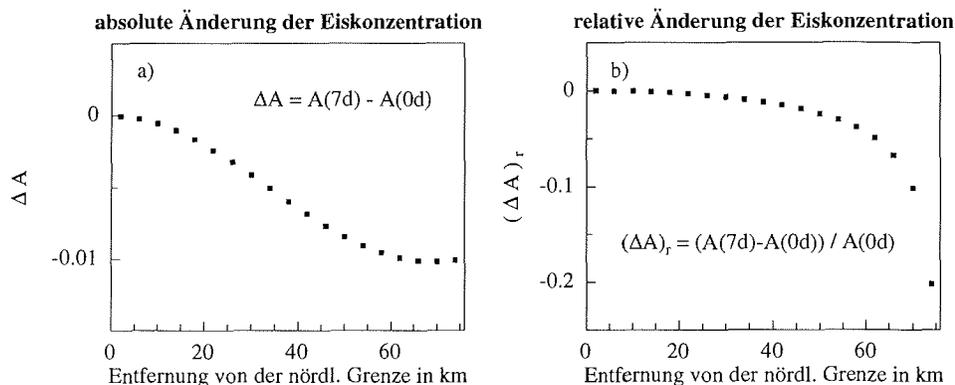


Abbildung 6.20: a) absolute und b) relative Änderung der Eiskonzentration in Abhängigkeit von der Entfernung von der nördlichen Grenze der Eisrandzone innerhalb der Simulationszeit von 7 Tagen.

⁴Bei der Interpretation der Abb. 6.20 ist zu beachten, daß die Schollenlängen mit sinkender Eiskonzentration stark abnehmen.

Die Verringerung der Eisdicke durch Schmelzen an der Unterseite des Eises kann Abb. 6.21 entnommen werden⁵. Die Schmelzraten liegen bei maximal 0.28 cm h^{-1} (6.75 cm d^{-1}). Diese modellierten Schmelzraten⁶ entsprechen den von Josberger [1987] während der Kampagne MIZEX 83 gemessenen Werten bei ähnlichen Deckschichttemperaturen.

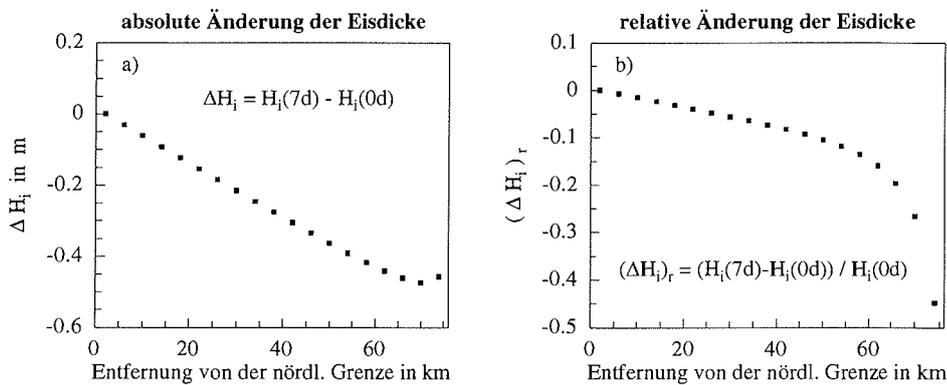


Abbildung 6.21: a) absolute und b) relative Änderung der Eisdicke in Abhängigkeit von der Entfernung von der nördlichen Grenze der Eisrandzone innerhalb der Simulationszeit von 7 Tagen.

Im Laufe der gekoppelten Modellrechnung stellt sich eine inhomogene Verteilung der Oberflächentemperatur des Eises in der Eisrandzone ein. Am Ende der Simulationszeit steigt die Oberflächentemperatur innerhalb der Eisrandzone um etwa 17 K an, wobei die Temperatur im nördlichen Teil der Eisrandzone unter und im südlichen Teil über ihrem Anfangswert liegt (siehe Abb. 6.22). Diese Verteilung entsteht im wesentlichen durch die Überlagerung von zwei Prozessen. Zum einen verhindern die über dem Gefrierpunkt liegenden Deckschichttemperaturen ein Zufrieren der offenen Wasserflächen. Damit herrschen während der gesamten Simulationszeit über den offenen Wasserflächen hohe aufwärtsgerichtete Wärmeflüsse, so daß sich die atmosphärische Grenzschicht in Strömungsrichtung stark erwärmt. Dies bedingt wiederum abwärtsgerichtete turbulente Wärmeflüsse über den Meereisoberflächen. Dementsprechend steigen die Eisoberflächentemperaturen mit zunehmender Entfernung von der geschlossenen Eisdecke deutlich an. Dieser Effekt ist schon nach den ersten 12 Stunden der gekoppelten Simulation sichtbar. Der Gradient der Eisoberflächentemperatur in der Eisrandzone wächst aber bis zum Ende der Modellrechnung noch weiter an, da sich die Oberflächentemperaturen im südlichsten Teil der Eisrandzone nicht mehr wesentlich ändern, stromaufwärts jedoch zeitlich immer weiter

⁵Die Nichtlinearität der in Abb. 6.21a dargestellten Kurve ist eine Folge der einheitlichen Oberflächentemperatur und des linearen vertikalen Temperaturprofils im Meereis unterschiedlicher Dicke in der Eisrandzone zu Beginn der gekoppelten Simulation.

⁶Zur Anwendbarkeit der Gleichungen (5.81) und (5.82) wurde eine räumlich und zeitlich konstante Driftgeschwindigkeit des Meereises von 12.5 cm s^{-1} vorgegeben. Dies entspricht der mittleren Eisbewegung bei der im Abschnitt 6.1 modellierten abeisigen Strömung.

abnehmen. Diese Abkühlung wird durch die im Verlauf der Simulationszeit absinkende Temperatur der bodennahen, von der geschlossenen Eisdecke her einströmenden Luft hervorgerufen (siehe Abschnitt 6.3).

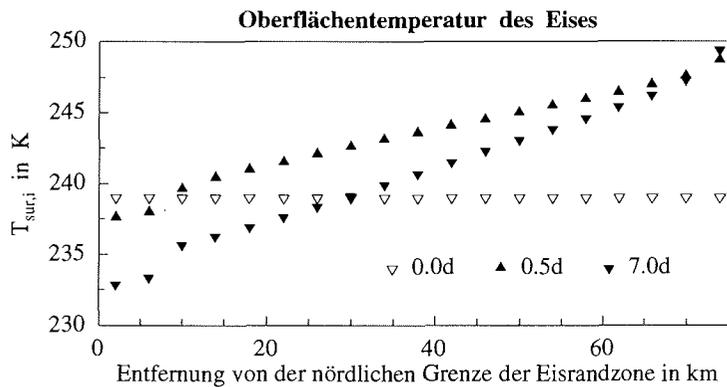


Abbildung 6.22: Oberflächentemperatur des Eises in Abhängigkeit von der Entfernung von der nördlichen Grenze der Eisrandzone zu Beginn, nach 12 Stunden und am Ende der gekoppelten Simulation.

Wie im vorangegangenen Abschnitt dargestellt, verursachen Temperaturstörungen an der Oberfläche zeitweilig nichtlineare Temperaturprofile im Eis. Sobald sich jedoch eine annähernd konstante Oberflächentemperatur einstellt, linearisiert sich auch der Temperaturverlauf im Eis wieder. Dies wird in diesem Experiment besonders an der zeitlichen Entwicklung des vertikalen Temperaturprofils im Eis am Eisrand deutlich (siehe Abb. 6.23)⁷.

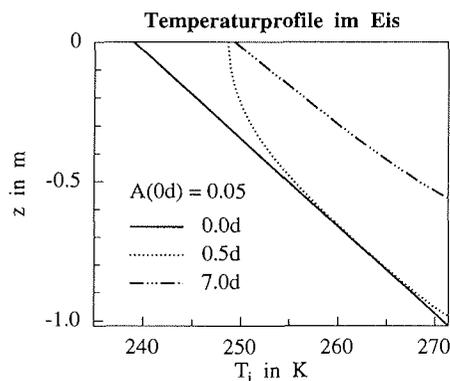


Abbildung 6.23: Zeitliche Entwicklung von Temperaturprofilen im Eis.

⁷In Abb. 6.23 ist zu beachten, daß die Mächtigkeit des Eises durch Schmelzvorgänge an seiner Unterseite während der Simulationszeit bedeutend abnimmt.

6.5 Dynamische und thermodynamische Wechselwirkungen zwischen Meereis und Atmosphäre bei einem Kaltluftausbruch über eine Eisrandzone

Abschließend wird der Kaltluftausbruch über eine Eisrandzone mit ozeanischen Deckschichttemperaturen oberhalb des Gefrierpunktes nocheinmal unter Kopplung des vollständigen dynamisch-thermodynamischen Meereismoduls an das Atmosphärenmodell untersucht.

Es wird wieder angenommen, daß sich der offene Ozean und die gesamte Eisrandzone im Einflußbereich einer warmen Meeresströmung befinden, die Temperatur der ozeanischen Deckschicht im Bereich der vollständig geschlossenen Eisdecke jedoch am Gefrierpunkt liegt. Da es in diesem Experiment zu einer Drift des Meereises bis in die Nähe des südlichen Ausströmrandes kommt, wird die Deckschichttemperatur im Anschluß an die geschlossene Eisdecke nur um 0.066 K pro Gitterzelle (siehe Einleitung zu Abschnitt 6.3) erhöht. Sie beträgt am Ausströmrand rund 275.24 K .

Die sich ergebenden Veränderungen der Meereisdecke und der atmosphärischen Grenzschichtströmung entstehen durch die Überlagerung der in den vorhergehenden Abschnitten getrennt betrachteten dynamischen und thermodynamischen Prozesse. Somit kann weitgehend auf die Diskussion ihrer Ursachen verzichtet werden.

Die Drift des Meereises nach Süden und die Veränderung der Eiskonzentrationsverteilung innerhalb der Eisrandzone (siehe Abb. 6.24) entsprechen im wesentlichen den in Abschnitt 6.1 dargestellten Ergebnissen. Im mittleren Teil der Eisrandzone entsteht also wieder ein schmaler Bereich sehr starker Gradienten des Bedeckungsgrades, welcher in nördliche und südliche Richtung jeweils in ein ausgedehntes Gebiet sehr hoher bzw. sehr niedriger Eiskonzentrationen übergeht.

Die anfänglich bei einer Eiskonzentration von 5% mit etwa einem Meter Dicke vorgegebenen dünnsten Schollen der Eisdecke schmelzen zwischen dem sechsten und siebenten Tag der gekoppelten Simulation vollständig ab (siehe Abb. 6.25a). Die mittlere Dicke der geschlossenen Eisdecke im nördlichsten Teil des Modellgebietes hat sich dagegen durch Gefrieren von Meerwasser an ihrer Unterseite, nicht jedoch aufgrund dynamischer Prozesse, geringfügig erhöht. Durch die in der Eisrandzone räumlich stark inhomogene Driftgeschwindigkeit des Meereises vermischen sich wieder Schollen unterschiedlicher Dicke in den einzelnen Gitterzellen. Gleichzeitig werden die Schollen durch Schmelzprozesse an ihrer Unterseite dünner. Dies wird z.B. anhand eines Vergleichs der Abbildungen 6.25b und 6.3 (Kaltluftausbruch unter Vernachlässigung von Schmelzvorgängen) deutlich.

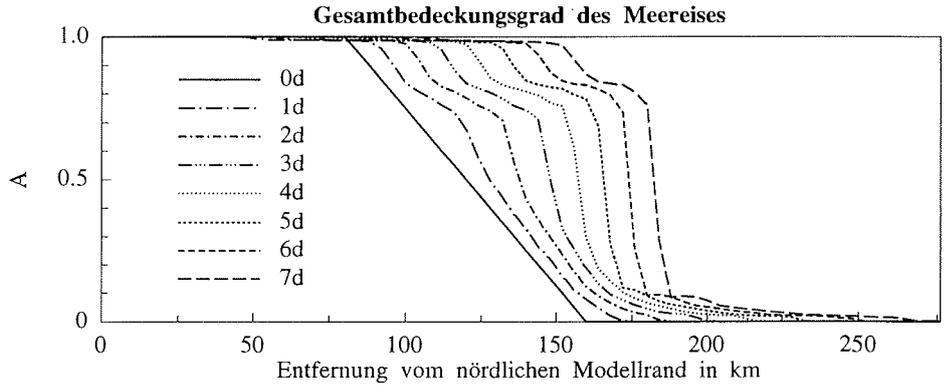


Abbildung 6.24: Zeitliche Entwicklung des Gesamtbedeckungsgrades des Meereises.

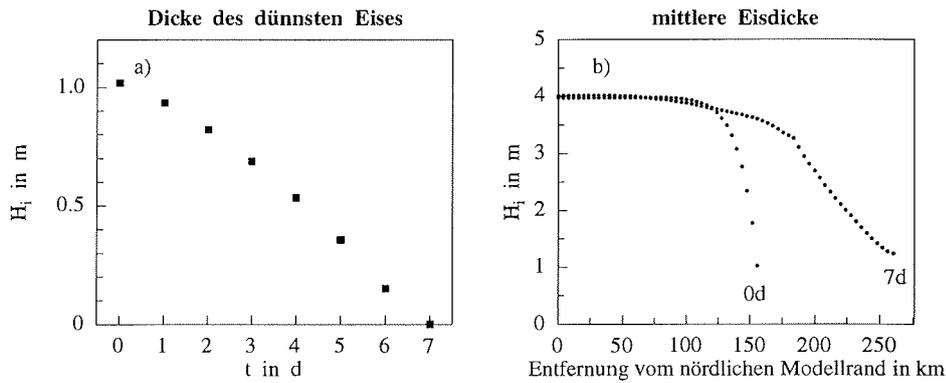


Abbildung 6.25: a) Zeitliche Entwicklung der Dicke des zu Beginn der gekoppelten Simulation dünnsten Eises. b) Mittlere Eisdicke zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

Das innerhalb der vollständig oder nahezu geschlossenen Eisdecke nach Süden driftende Eis kühlt sich aufgrund einer negativen langwelligen Strahlungsbilanz an seiner Oberseite (siehe Abschnitt 6.3) im Verlauf der gekoppelten Modellrechnung ab. Damit kommt es, wie Abb. 6.26 zeigt, zu einer bedeutenden Verstärkung der Temperaturinversion, welche die über der weitgehend geschlossenen Eisdecke flache Grenzschicht von der freien Atmosphäre trennt. Erreicht die Strömung den Bereich sinkender Bedeckungsgrade, dann beginnt sich die atmosphärische Grenzschicht, durch die über den offenen Wasserflächen aufwärtsgerichteten turbulenten Wärmeflüsse, langsam zu erwärmen. Gleichzeitig wird die Grenzschichtinversion schwächer. Mit dem abrupten Abfall der Eiskonzentration auf sehr kleine Werte innerhalb einer schmalen Zone am Ende der gekoppelten Simulation ist ein starker Anstieg der aufwärtsgerichteten Wärmeflüsse verbunden (siehe Abb. 6.27). Somit wächst die Höhe der durchmischten Grenzschicht in Strömungsrichtung rasch an.

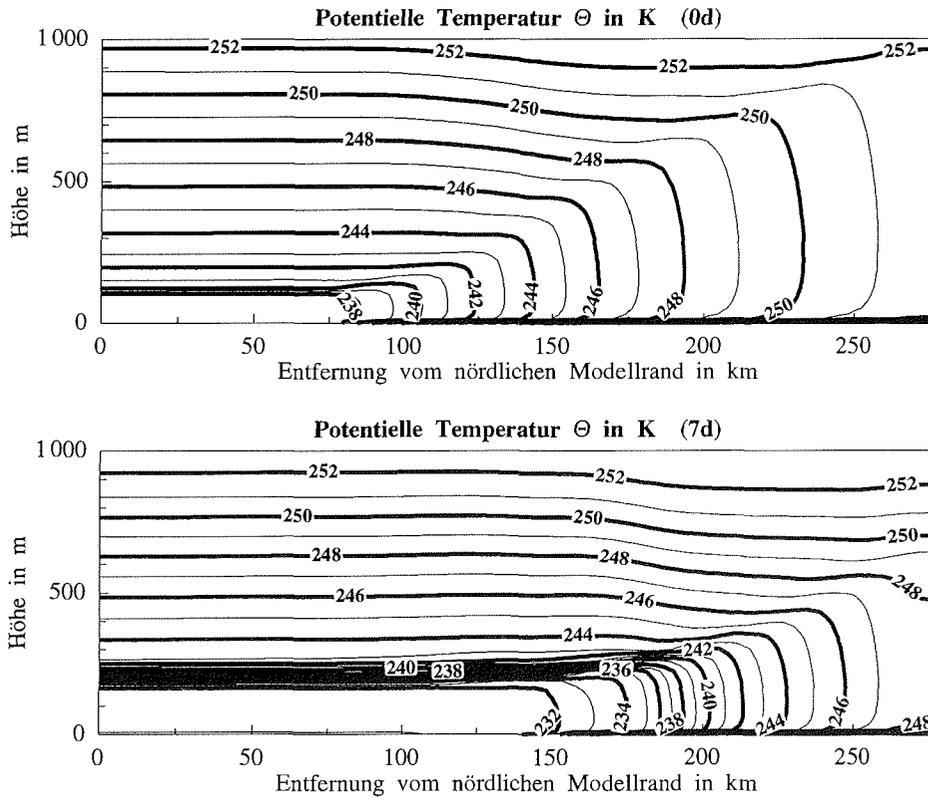


Abbildung 6.26: Vertikale Verteilung der potentiellen Temperatur zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

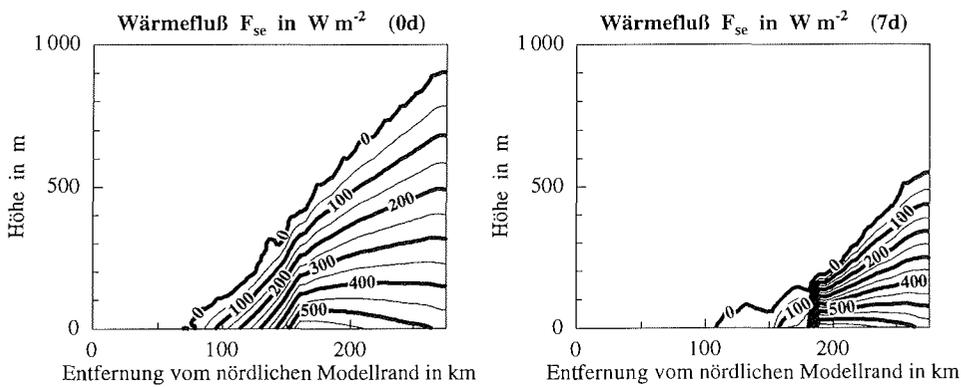


Abbildung 6.27: Vertikale Verteilung der turbulenten vertikalen Flüsse fühlbarer Wärme zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

Die Modifikationen im Windfeld (siehe Abbildungen 6.28 und 6.29) spiegeln ebenfalls die wesentlichen Veränderungen der Eisdecke im Modellgebiet wieder. Über dem abgekühlten, nahezu geschlossenen Teil der Eisdecke hat sich im Vertikalprofil der horizontalen Windgeschwindigkeit ein lokales Maximum an der Unterseite der stärker gewordenen Grenzschichtinversion gebildet. Andererseits sind mit der bedeutend größeren Ausdehnung der Eisrandzone nach Süden, insbesondere des Bereichs hoher Bedeckungsgrade, ähnliche Effekte verbunden, wie sie schon im Abschnitt 6.1 diskutiert wurden. Die horizontale Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe erreicht am Ende der gekoppelten Simulation den geostrophischen Wert von 10 m s^{-1} erst deutlich weiter südlich als zu Beginn. Gleichzeitig erfolgt die Winddrehung in der Grenzschicht in die geostrophische Richtung weiter stromabwärts, und die Gebiete auf- und abwärtsgerichteter Vertikalbewegungen haben sich in Strömungsrichtung verlagert.

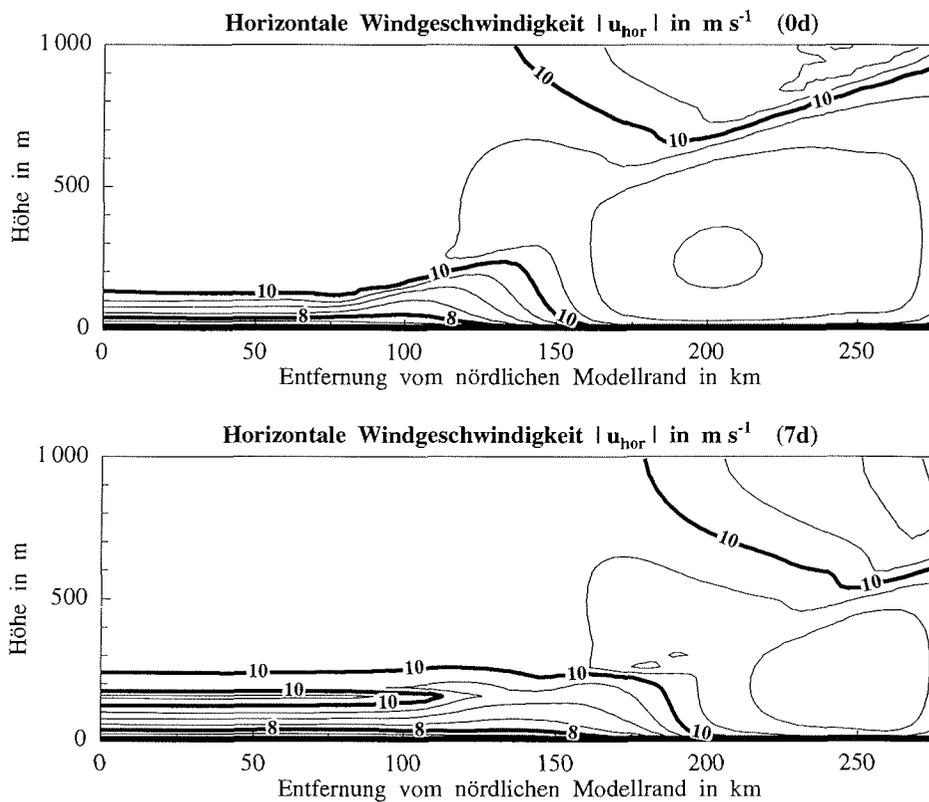


Abbildung 6.28: Vertikale Verteilung des Betrages der horizontalen Windgeschwindigkeit zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

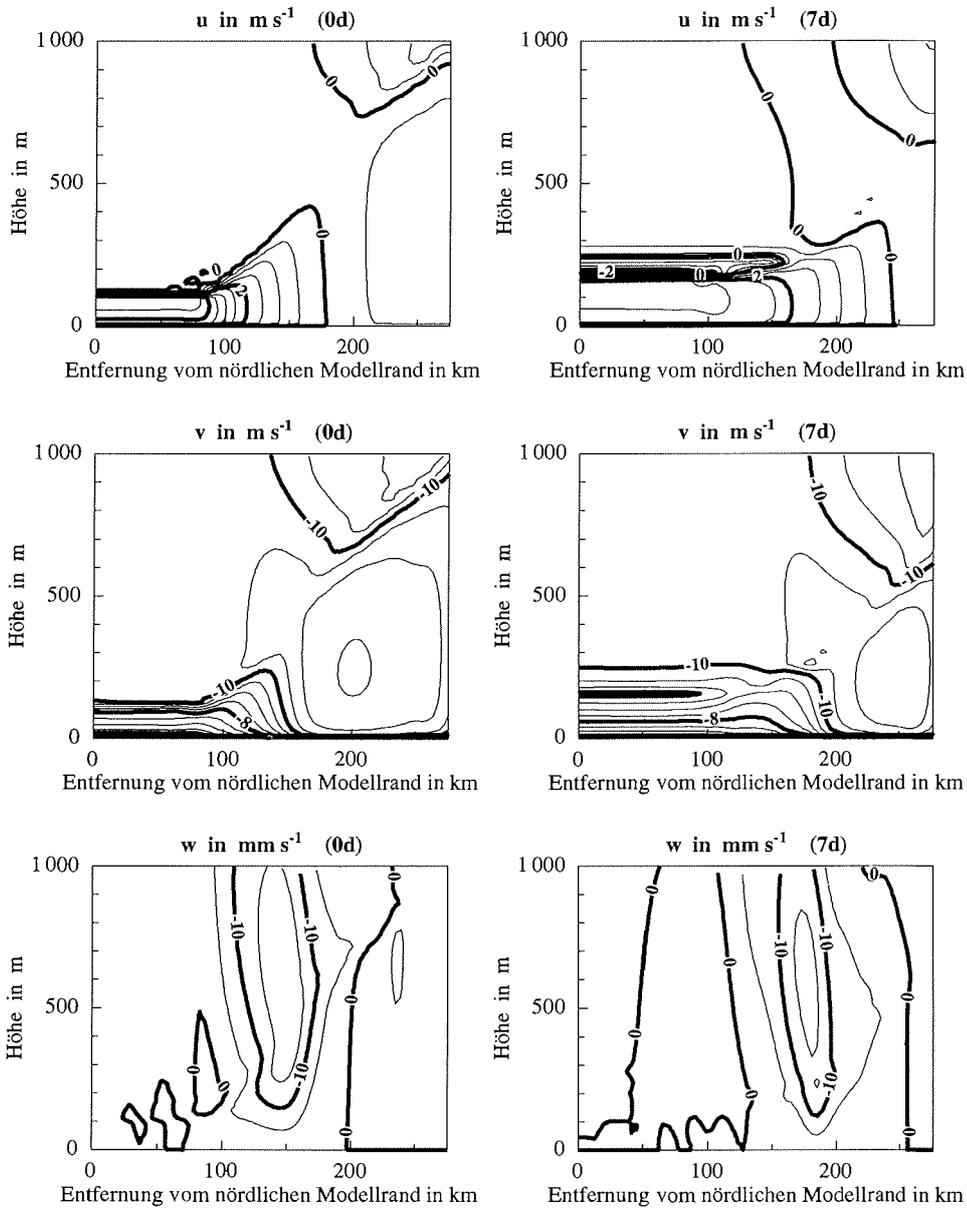


Abbildung 6.29: Vertikale Verteilung der Komponenten des dreidimensionalen Windvektors zu Beginn und am Ende der gekoppelten Simulation.

7 Überströmung einer Polynja

In Regionen mit hoher Meereisbedeckung gibt es häufig eisfreie Bereiche, sogenannte Polynjas, deren Durchmesser von wenigen Kilometern bis zu einigen Hundert Kilometern reichen kann. Bei starken Unterschieden zwischen den Temperaturen der Wasser- und Meereisoberflächen treten extrem große Transporte von Impuls, Wärme und Feuchte auf, so daß die atmosphärische Grenzschicht insbesondere über und im Lee der Polynja stark beeinflusst wird. Durch diese bedeutenden Modifikationen der atmosphärischen Strömungsfelder kommt es wiederum zu räumlich stark unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten und räumlich inhomogenen thermodynamischen Entwicklungen des die Polynja umgebenden Meereises.

Die Überströmung einer Polynja von ca. 60 km Durchmesser wird mit dem gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modell unter verschiedenen Gesichtspunkten in getrennten numerischen Experimenten untersucht. Im ersten Experiment wird bei Vernachlässigung der thermodynamischen Entwicklung des Meereises verfolgt, wie sich das räumlich inhomogene Windfeld auf die Drift des Meereises in der Umgebung der Polynja auswirkt. Im zweiten Experiment werden Modifikationen der atmosphärischen Strömung beim Zufrieren einer Polynja studiert. Zunächst wird jedoch das Atmosphärenmodell ohne Ankopplung des Meereismoduls verwendet, um Polynjaüberströmungen bei zeitlich konstant vorgegebenen unteren Randbedingungen zu studieren. Die sich dabei entwickelnden stationären Strömungszustände werden als Anfangsbedingungen für die nachfolgenden gekoppelten Modellexperimente benutzt.

Wegen des hohen Rechenaufwandes dieser dreidimensionalen numerischen Simulationen wird der Untersuchungszeitraum auf drei Tage beschränkt. Das verwendete Modellgebiet hat eine Nord-Süd-Erstreckung von 200 km und eine West-Ost-Erstreckung von 160 km. Für die beiden Experimente werden verschiedene Anfangswerte der Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja vorgegeben (siehe Abb. 7.1 und Abb. 7.2). Im ersten Experiment beträgt die Eiskonzentration 80% im zweiten dagegen 100%. Die Temperatur der ozeanischen Deckschicht liegt am Gefrierpunkt. Sie wird über die gesamte Simulationszeit konstant gehalten. Der Anfangswert der Eisoberflächentemperatur beträgt im gesamten Modellgebiet 239 K. Dies entspricht den Bedingungen der bisher simulierten Kaltluftausbrüche. Demzufolge wird auch der geostrophische Wind wieder mit $|\mathbf{u}_g| = 10 \text{ m s}^{-1}$ angesetzt, er weht genau aus Richtung Nord. Die Mächtigkeit und die Länge der Eisschollen werden im gesamten Modellgebiet einheitlich, mit den Werten $H_i = 1.25 \text{ m}$ und $L_i = 5 \text{ m}$, vorgegeben. Zu Beginn der gekoppelten Modellrechnungen befindet sich das Meereis in Ruhe. Weiterhin wird vorausgesetzt, daß am Einströmrand während der gesamten Simulationszeit eine geschlossene Eisdecke in das Modellgebiet advehiert wird.

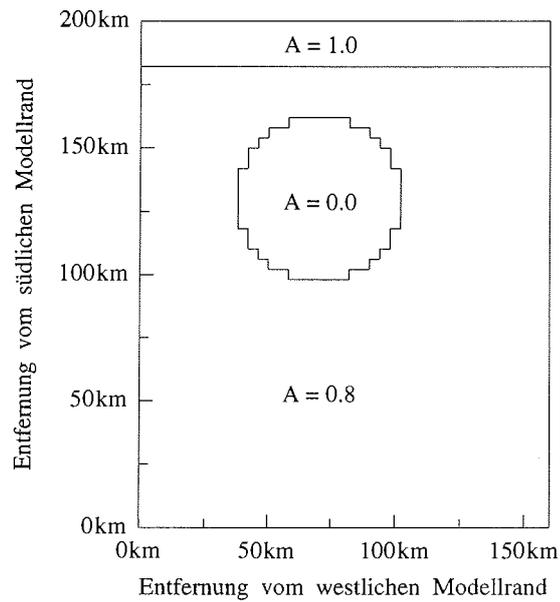


Abbildung 7.1: Anfangswerte der Eiskonzentration für die Simulation der Eisdrift in der Umgebung einer Polynja.

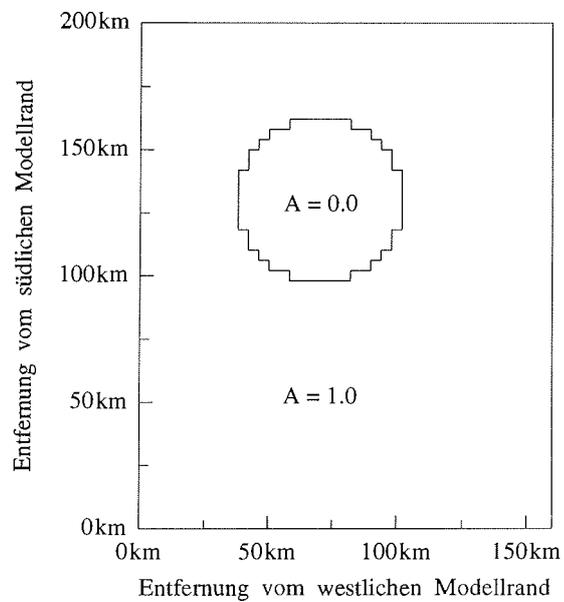


Abbildung 7.2: Anfangswerte der Eiskonzentration für die Simulation des Zufrierens einer Polynja.

7.1 Der Einfluß einer Polynja auf die atmosphärische Strömung

Der Einfluß einer Polynja auf die atmosphärische Strömung ist von sehr vielen verschiedenen Größen abhängig. Das Windfeld wird um so stärker modifiziert, je größer der Unterschied zwischen der Oberflächentemperatur der Polynja und der mittleren Oberflächentemperatur ihrer Umgebung ist. Das bedeutet, die Veränderungen des Windfeldes sind bei sehr tiefen Oberflächentemperaturen des Meereises und einer um die Polynja geschlossenen Eisdecke am größten. Letzteres wird auch im Vergleich der stationären Anfangszustände für die beiden gekoppelten Modellrechnungen deutlich.

Das am nördlichen Einströmrand in West-Ost-Richtung nahezu homogene Windfeld (mit einem nach links von der geostrophischen Richtung abgelenkten bodennahen Wind) wird bei der Über- und Umströmung der Polynja stark deformiert. Die Veränderungen der horizontalen Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe können den Abbildungen 7.3 und 7.4 entnommen werden. Wie für einen Kaltluftausbruch über den offenen Ozean typisch, nimmt der bodennahe Wind über der Polynja zu und dreht in Richtung des geostrophischen Windes (siehe Abb. 7.5). Die stromabwärts rechts an der Polynja vorbeiströmende Luft wird in deren Umgebung leicht beschleunigt und noch stärker nach links von der geostrophischen Richtung abgelenkt. Die links an der Polynja vorbeiströmende Luft dreht dagegen in eine Richtung rechts vom geostrophischen Wind (negative u -Komponenten des Windes in 10 m Höhe in Abb. 7.6 und Abb. 7.7). Die drei betrachteten Luftmassen treffen im Lee der Polynja unmittelbar aufeinander. Dadurch wird die Luft zum Aufsteigen gezwungen. Wie Abb. 7.8 zeigt, treten dabei beträchtliche Vertikalgeschwindigkeiten auf. Gleichzeitig ist die horizontale Windgeschwindigkeit in Bodennähe im Lee der Polynja wesentlich reduziert. Wie einem Vergleich der Abbildungen 7.3 und 7.4 entnommen werden kann, ist diese Reduktion je nach Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja unterschiedlich. Über der geschlossenen Eisdecke fällt der Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe auf etwa 0.5 m s^{-1} ab, während das Minimum bei 80% Eiskonzentration nur etwa 3 m s^{-1} beträgt. Diese minimalen Werte werden rund 15 km bis 25 km stromabwärts der Polynja erreicht. Anschließend nimmt die bodennahe horizontale Windgeschwindigkeit in Strömungsrichtung wieder zu. Sie liegt aber am Ausströmrand in ca. 100 km Entfernung von der südlichen Grenze der Polynja immer noch unter dem Betrag der ungestörten Strömungsgeschwindigkeit nördlich der Polynja.

Ein weiterer, wesentlicher Unterschied der beiden bodennahen Windfelder besteht darin, daß sich im Lee der Polynja über der geschlossenen Eisdecke ein Wirbel gebildet hat (positive v -Komponente des Windes in 10 m Höhe in Abb. 7.7), der über der zu 80% mit Meereis bedeckten Ozeanoberfläche jedoch nicht vorhanden ist. Die Ausbildung dieses Wirbels ist allerdings auf den bodennahen Bereich beschränkt.

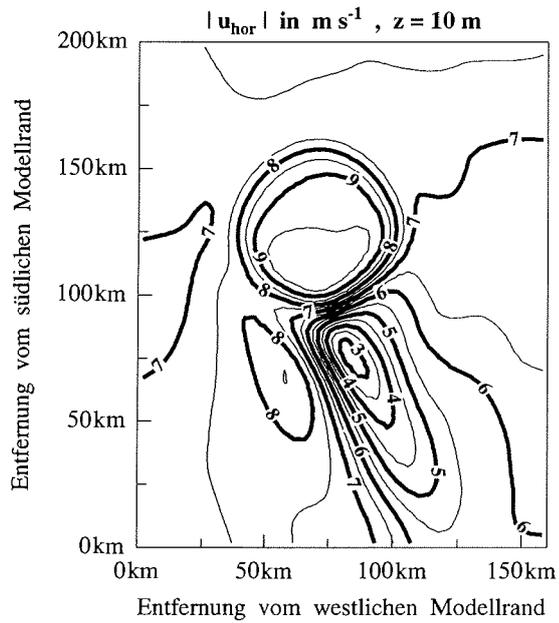


Abbildung 7.3: Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe bei 80% Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja.

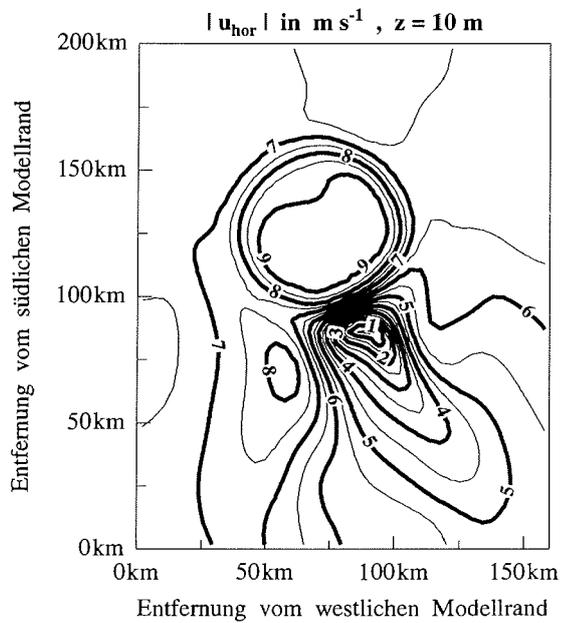


Abbildung 7.4: Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe bei geschlossener Eisdecke in der Umgebung der Polynja.

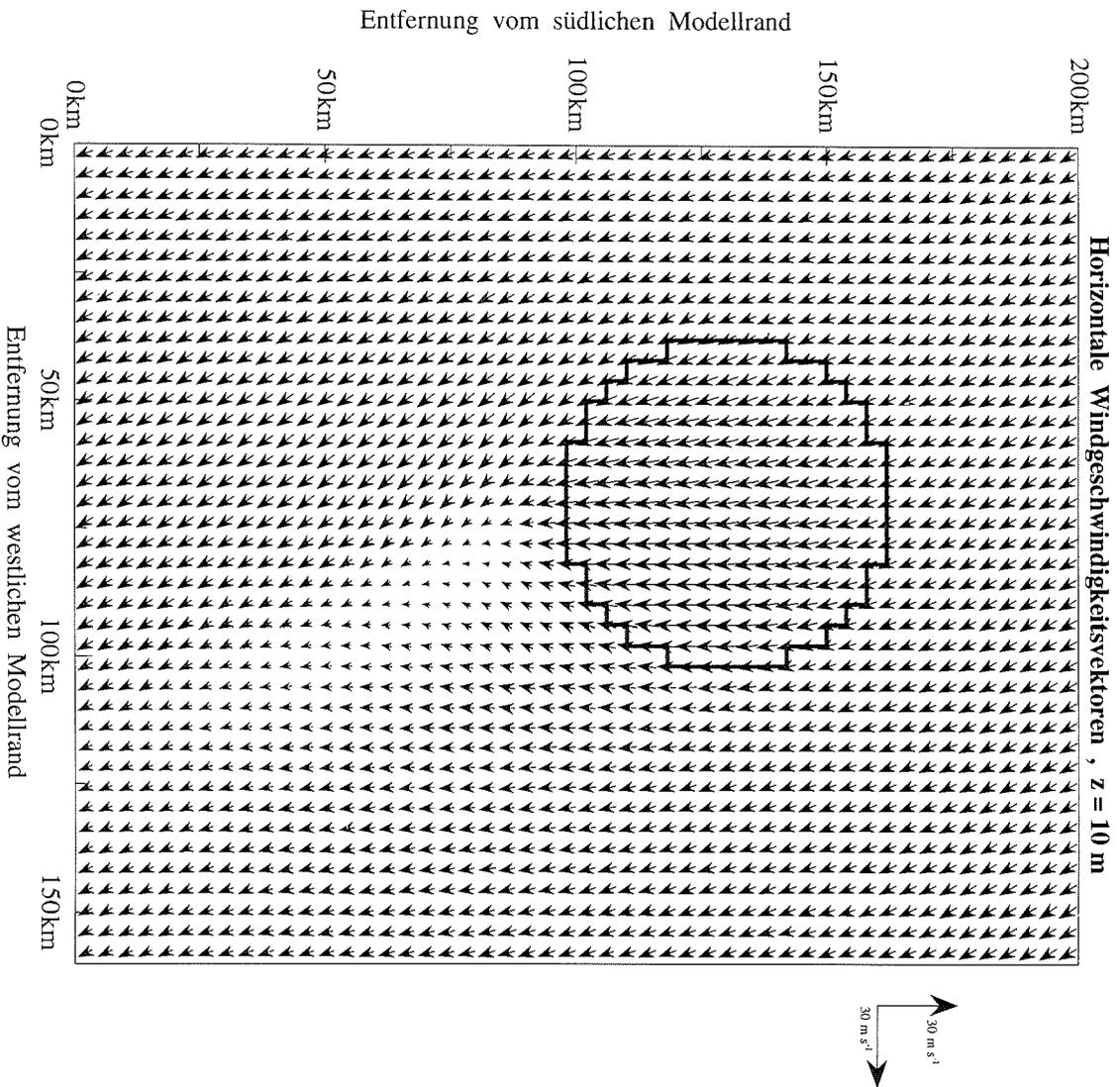


Abbildung 7.5: Horizontale Windschwindigkeitsvektoren in 10 m Höhe bei 80% Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja. Die Beträge dieser Vektoren sind in Abb. 7.3 dargestellt.

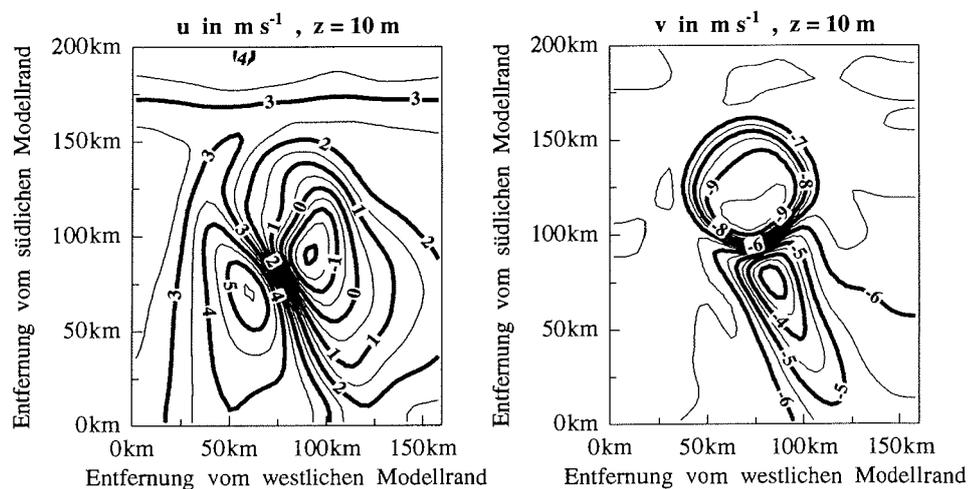


Abbildung 7.6: Horizontale Windkomponenten in 10 m Höhe bei 80% Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja.

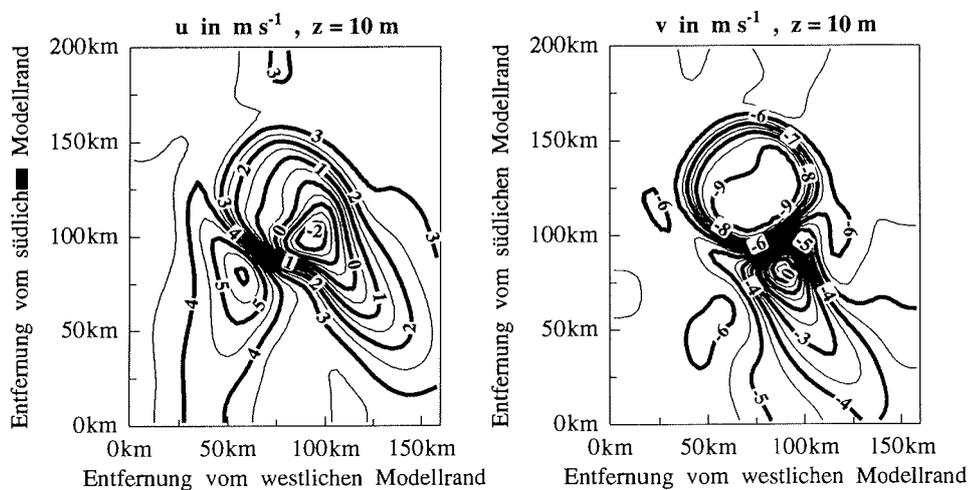


Abbildung 7.7: Horizontale Windkomponenten in 10 m Höhe bei geschlossener Eisdicke in der Umgebung der Polynja.

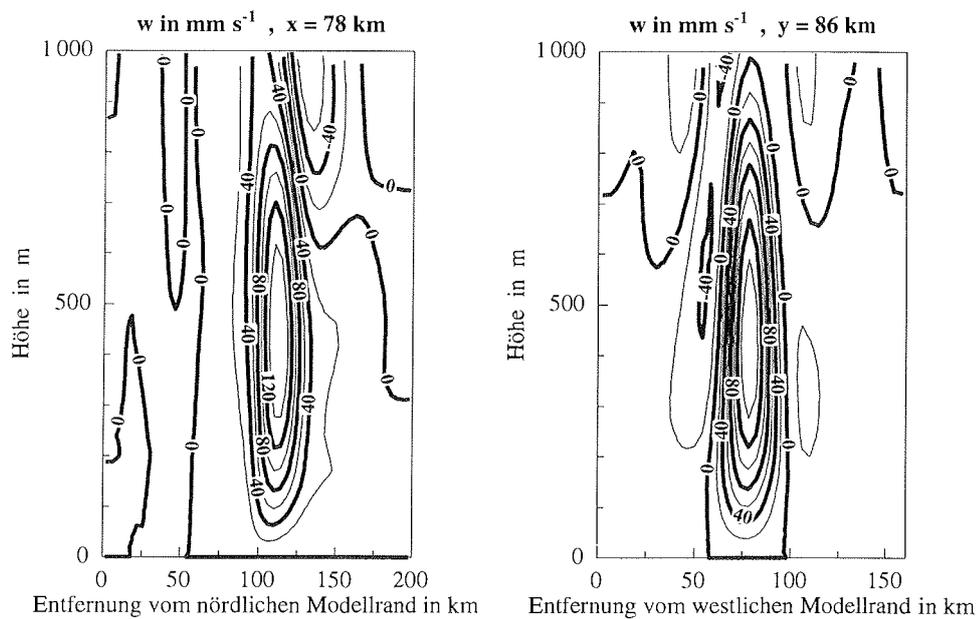


Abbildung 7.8: Vertikale Verteilung der vertikalen Windkomponente bei 80% Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja.

Wie Abb. 7.9 entnommen werden kann, ist das Windfeld bis in etwa 1000 m Höhe deutlich von der Polynjaüberströmung beeinflusst. Diese Abbildung zeigt vertikale Verteilungen des Betrages der horizontalen Windgeschwindigkeit auf West-Ost-Schnitten durch die Atmosphäre über dem Zentrum der Polynja und stromabwärts in drei verschiedenen Entfernungen (maximal 100 km) von ihrem Mittelpunkt. Eine Reduktion der horizontalen Windgeschwindigkeit im Lee der Polynja tritt etwa bis in eine Höhe von 400 m bis 500 m auf. In diesem Bereich kommt es aus Kontinuitätsgründen zu aufwärtsgerichteten Vertikalbewegungen der Luft, so daß sich darüber ein Schlauch maximaler, deutlich über dem geostrophischen Wert liegender, horizontaler Windgeschwindigkeiten ausbildet. Dies ist die Strömung der im Lee der Polynja zum Aufsteigen gezwungenen Luft.

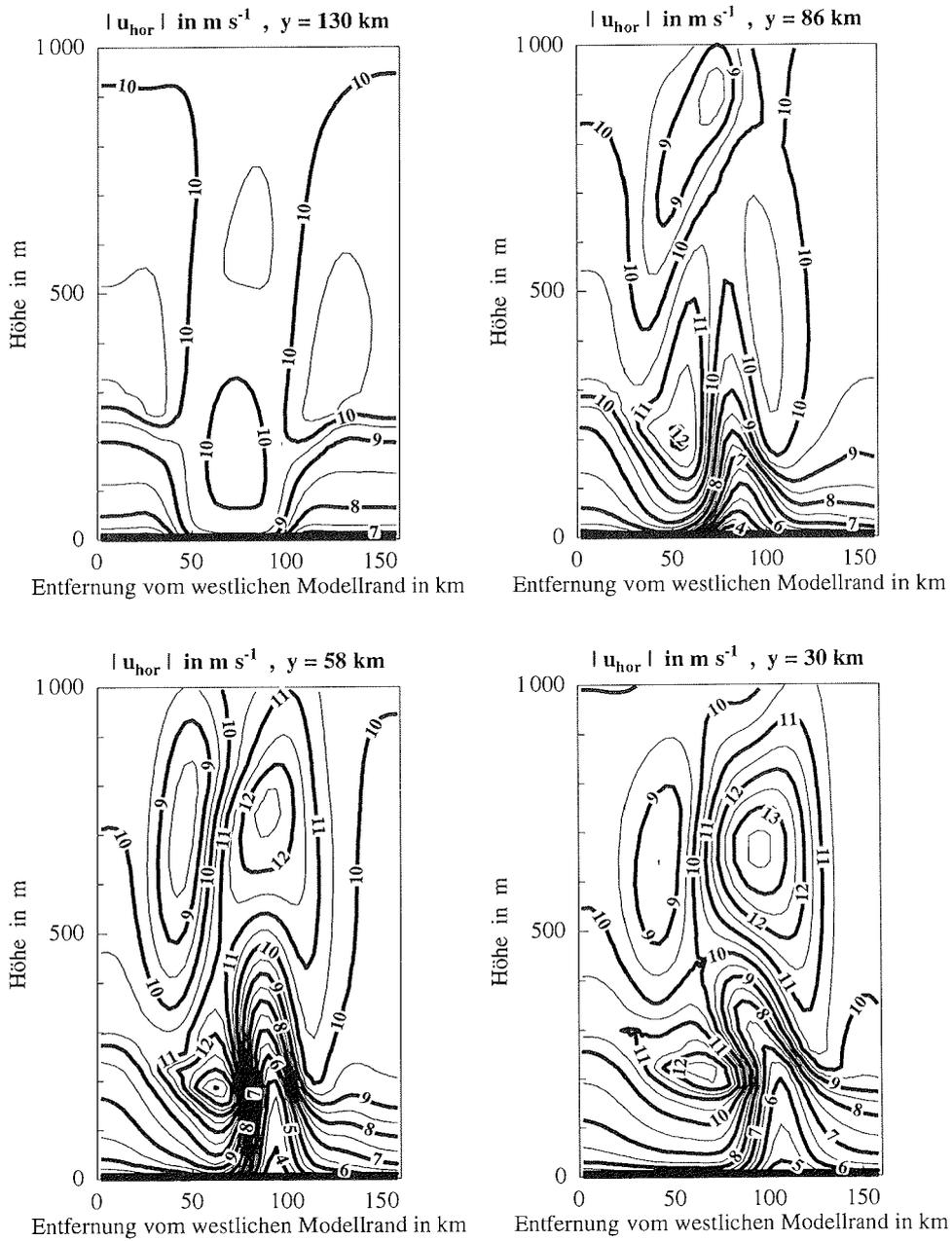


Abbildung 7.9: Vertikale Verteilung des Betrages der horizontalen Windgeschwindigkeit bei 80% Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja.

Die beschriebenen Veränderungen des Windfeldes beruhen hauptsächlich auf den starken thermischen Gegensätzen zwischen der Polynja und ihrer Umgebung.

Wie Abb. 7.10 für den Fall der zu 80% mit Meereis bedeckten Ozeanoberfläche zeigt, stellen sich zwar schon unmittelbar südlich der am Einströmrand geschlossenen Eisdecke aufwärtsgerichtete turbulente Wärmeflüsse ein, aber erst bei der Überströmung der Polynja wachsen diese abrupt an und erreichen im Fall der fühlbaren Wärmeflüsse Werte um 600 W m^{-2} am Südrand der Polynja. Die bodennahe Luft wird über der Polynja so stark erwärmt, daß sich im Lee eine Zone stabiler thermischer Schichtung in Bodennähe ausbildet, in der abwärtsgerichtete fühlbare Wärmeflüsse von bis zu -70 W m^{-2} herrschen. Dieses Gebiet ist allerdings räumlich eng begrenzt. Aufgrund der im größten Teil des Modellgebietes nur zu 80% mit Meereis bedeckten Ozeanoberfläche wird auch die Luft, die nicht die Polynja überströmt, bis zum Ausströmrand erwärmt. Dies spiegeln beispielsweise die in südliche Richtung abnehmenden aufwärtsgerichteten Wärmeflüsse wieder (siehe Abb. 7.10).

Wie Abb. 7.11 entnommen werden kann, sind im Fall der geschlossenen Eisdecke die turbulenten Wärmeflüsse südlich der Polynja generell abwärtsgerichtet, wobei die größten Flüsse im Lee der Polynja auftreten. Im Detail zeigt sich in diesem Bereich der Einschluß einer Zone geringerer Beträge des fühlbaren Wärmeflusses von zwei Zungen höherer Beträge. Die Zone geringerer Wärmeflüsse korrespondiert mit dem Gebiet sehr kleiner horizontaler Windgeschwindigkeiten im Lee der Polynja. Diese stark reduzierten Windgeschwindigkeiten schränken also auch den Wärmeaustausch zwischen der Atmosphäre und der Meereisoberfläche merklich ein.

Aufgrund der starken Wärmezuführung vom Boden aus, entwickelt sich über der Polynja eine durchmischte Grenzschicht, deren Höhe rasch anwächst. Wie in den Abbildungen 7.12 und 7.13 erkennbar ist, entsteht jedoch mit dem Übergang zur eisbedeckten Ozeanoberfläche südlich der Polynja wieder eine neue interne Grenzschicht¹. Diese ist im Fall der geschlossenen Eisdecke stabil geschichtet und sehr flach. Im Fall der nur zu 80% mit Meereis bedeckten Ozeanoberfläche ist die Grenzschicht dagegen auch südlich der Polynja durchmischt, da eine gewisse Wärmezufuhr vom Boden her bestehen bleibt. Sie hat jedoch eine wesentlich geringere Höhe als die Grenzschicht über der Polynja.

¹Aufgrund des horizontal stark inhomogenen Windfeldes gibt es keinen geraden Schnitt durch das Modellgebiet auf dem die Grenzschichtentwicklung anhand der potentiellen Temperatur eines Luftpaketes vom Ein- bis zum Ausströmen aus dem Modellgebiet verfolgt werden könnte. Die erläuterten wesentlichen Merkmale der Grenzschichtentwicklung können jedoch auch der vertikalen Verteilung der potentiellen Temperatur auf Nord-Süd-Schnitten durch das Zentrum der Polynja entnommen werden.

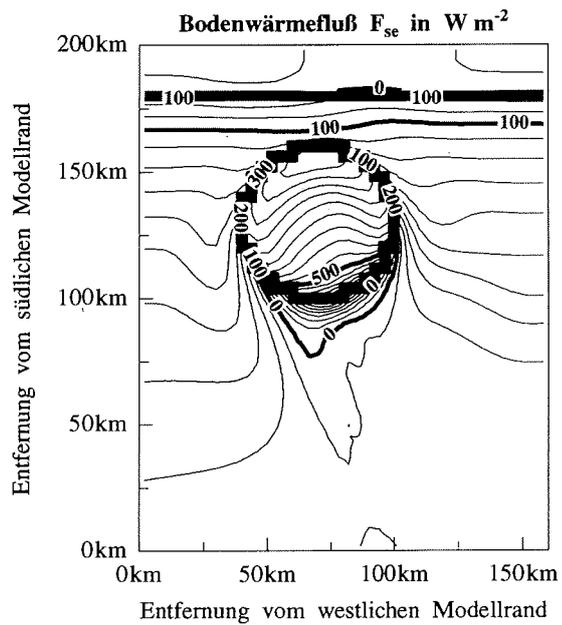


Abbildung 7.10: Bodennahe turbulente vertikale Flüsse fühlbarer Wärme bei 80% Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja.

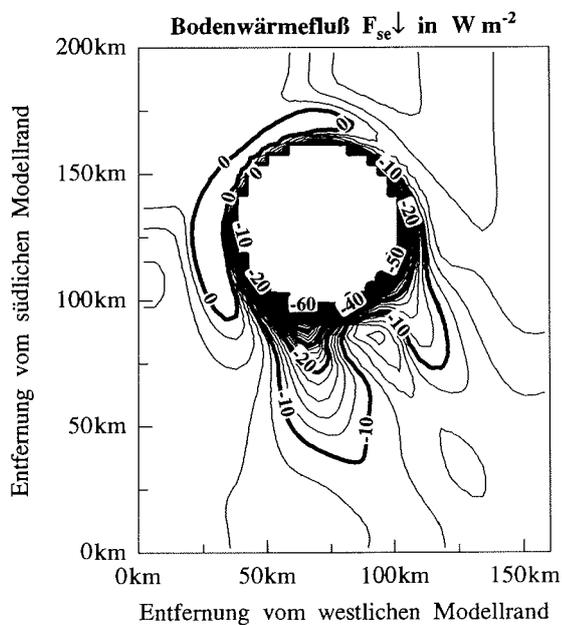


Abbildung 7.11: Bodennahe abwärtsgerichtete turbulente Flüsse fühlbarer Wärme bei geschlossener Eisdecke in der Umgebung der Polynja.

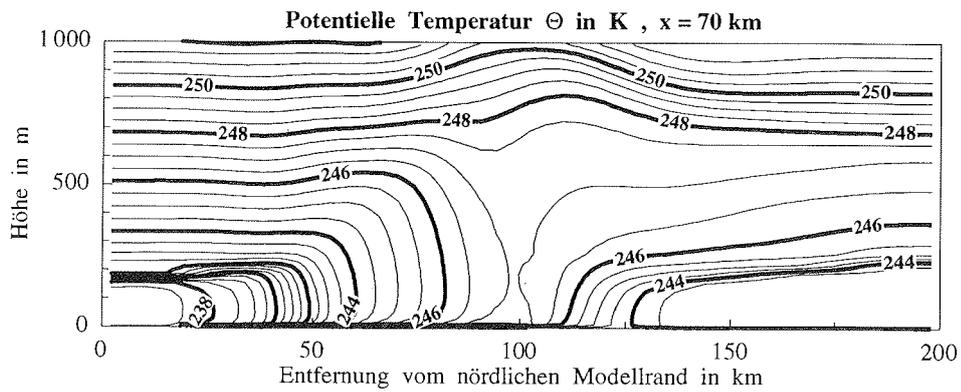


Abbildung 7.12: Vertikale Verteilung der potentiellen Temperatur bei 80% Eiskonzentration in der Umgebung der Polynja.

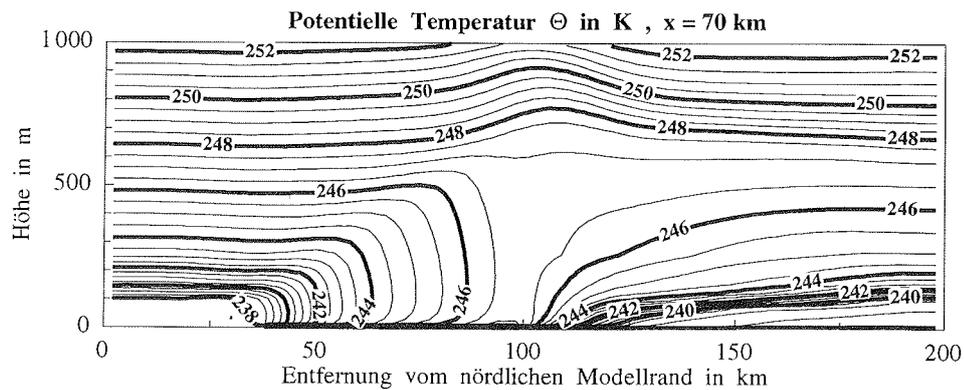


Abbildung 7.13: Vertikale Verteilung der potentiellen Temperatur bei geschlossener Eisdecke in der Umgebung der Polynja.

7.2 Meereisdrift in der Umgebung einer Polynja

Nach einer 3-tägigen gekoppelten Simulation, bei der die thermodynamische Entwicklung des Meereises vernachlässigt wurde, hat sich die Eisbedeckung im Modellgebiet wesentlich verändert. Am Einströmrand (Nordrand) ist eine 50 km breite Zone entstanden, in der die Eiskonzentration 98% bis 100% beträgt. Über diesem Bereich herrschen in West-Ost-Richtung nahezu homogene Strömungsverhältnisse.

Wie Abb. 7.14 entnommen werden kann, existiert weiterhin ein völlig eisfreies Gebiet, welches der Kern einer Zone von etwa 30 km Durchmesser ist, in der die Eiskonzentration unterhalb von 10% liegt. Bezeichnet man dieses Gebiet wieder als Polynja, dann hat im Vergleich zum Beginn der Simulation die Ausdehnung der Polynja um die Hälfte abgenommen. Ihr Zentrum hat sich um etwa 10 km nach Westen und um etwa 30 km nach Süden verlagert. Die Verlagerung der Polynja sowie die Veränderung der Eiskonzentrationsverteilung im gesamten Modellgebiet können mit Hilfe des inhomogenen Windfeldes, dessen Anfangszustand im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde (siehe Abbildungen 7.3, 7.5 und 7.6), erklärt werden². Die sich aufgrund des anfänglichen Windfeldes einstellenden Driftgeschwindigkeiten des Meereises sind in Abb. 7.15 für den Zeitpunkt 12 Stunden nach Beginn der gekoppelten Simulation dargestellt. Die Nord-Süd-Komponente der Driftgeschwindigkeit ist am Nordrand der Polynja größer als am Südrand. Außerdem besitzt die Driftgeschwindigkeit am Ostrand der Polynja eine größere Komponente in westliche Richtung als am Westrand. Die ursprüngliche Polynja wird also im wesentlichen von Norden und Osten her mit Meereis bedeckt.

Das Eis nördlich der ursprünglichen Polynja hat sich im wesentlichen nur weiter nach Süden verlagert.

Südlich einer Linie durch das Zentrum der Polynja am Ende der gekoppelten Simulation kann die Eisdecke im Modellgebiet in drei Sektoren mit jeweils unterschiedlicher räumlicher Verteilung der Eiskonzentration aufgeteilt werden. Wie Abb. 7.14 deutlich zeigt, ist südwestlich der Polynja die Zunahme der Eiskonzentration am schwächsten. Der Bedeckungsgrad des Meereises liegt in diesem Sektor generell unter dem Anfangswert von 80%. Am südlichen und südöstlichen Rand der Polynja besteht dagegen ein stärkerer Gradient der Eiskonzentration. Südlich der Polynja hat der Bedeckungsgrad mit bis zu über 86% gegenüber dem Anfangswert von 80% zugenommen. Gleichzeitig ist er südöstlich der Polynja bis zu Werten unter 74% gesunken. Die beschriebenen Veränderungen können anhand des Driftgeschwindigkeitsfeldes des Meereises (siehe Abb. 7.15) nachvollzogen werden. Sie resultieren jedoch ursächlich vor allem aus der Drehung des bodennahen Windes, sobald die Luftströmung den Einflußbereich der Polynja erreicht. Für das Eis am südwestlichen Rand der Polynja ergibt sich eine Drift die fast ausschließlich in südliche

²Sowohl die Mächtigkeit als auch die Länge der Eisschollen sind im gesamten Modellgebiet gleich. Damit wurde der Einfluß räumlich unterschiedlicher Eisdicken und Schollenlängen auf die Bewegung des Meereises ausgeschaltet. Somit kann annähernd die direkte Wirkung des inhomogenen Windfeldes auf die Eisdrift studiert werden. Dabei ist allerdings zu beachten, daß die Eisdrift nach rechts vom bodennahen Wind abgelenkt ist.

Richtung verläuft. Da sich aus dem Bereich der ursprünglichen Polynja kein Eis in dieses Gebiet verlagern kann, sinkt die Eiskonzentration südwestlich der ursprünglichen Polynja stark ab. Die stromabwärts links an der Polynja vorbeiströmende Luft wird im unmittelbaren Leebereich der Polynja nach rechts vom geostrophischen Wind abgelenkt. Damit besitzt dort die Eisdriftgeschwindigkeit eine besonders große Komponente in westliche Richtung. Damit wird Eis in die Region südlich der ursprünglichen Polynja verlagert, wodurch in diesem Gebiet die Eiskonzentration anwächst.

Wie aus den dargestellten Ergebnissen folgt, wurde für die in dieser Arbeit gewählte Größe einer Polynja kein Mechanismus der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und meereisbedecktem Ozean gefunden, durch den die ursprüngliche Größe der Polynja erhalten bleibt. Sie verkleinert sich aufgrund unterschiedlicher Driftgeschwindigkeiten des Meereises in ihrer Umgebung.

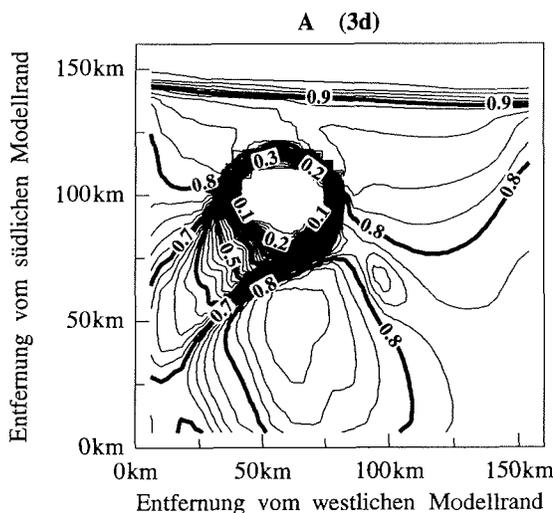


Abbildung 7.14: Eiskonzentration am Ende der gekoppelten Simulation.

Aufgrund der veränderten Eisbedeckung im Modellgebiet haben sich Modifikationen der atmosphärischen Strömung ergeben. Da jedoch eine Polynja als Hauptmerkmal der Eisverteilung weiterhin existiert, weisen auch die Strömungsfelder qualitativ im wesentlichen die gleichen Charakteristika wie zu Beginn der gekoppelten Simulation auf. Dennoch ist der Einfluß der Polynja auf die Strömung quantitativ deutlich schwächer geworden, da sie nach 3 Tagen Simulationszeit etwa nur noch halb so groß ist wie am Anfang. Wie Abb. 7.16 zeigt, ist die Reduktion der horizontalen Windgeschwindigkeit im Lee der Polynja am Ende der gekoppelten Modellrechnung bedeutend geringer als am Anfang. Gleichzeitig hat auch die vertikale Windscherung im Lee der Polynja abgenommen (siehe Abb. 7.17).

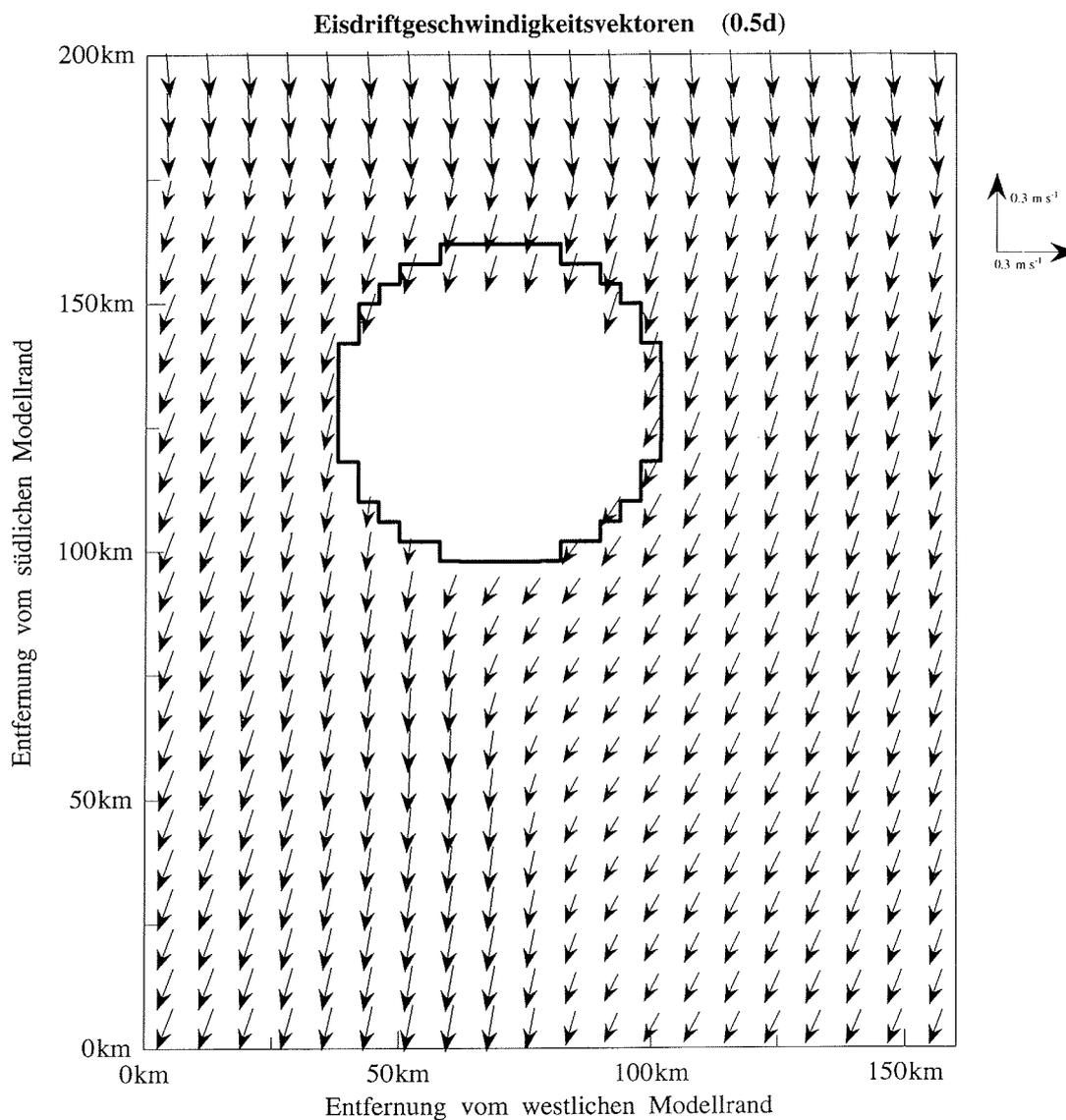


Abbildung 7.15: Eisdriftgeschwindigkeitsvektoren nach 12 Stunden gekoppelter Simulation. (Der Übersichtlichkeit halber sind die Driftgeschwindigkeitsvektoren nur an jedem zweiten Gitterpunkt dargestellt.)

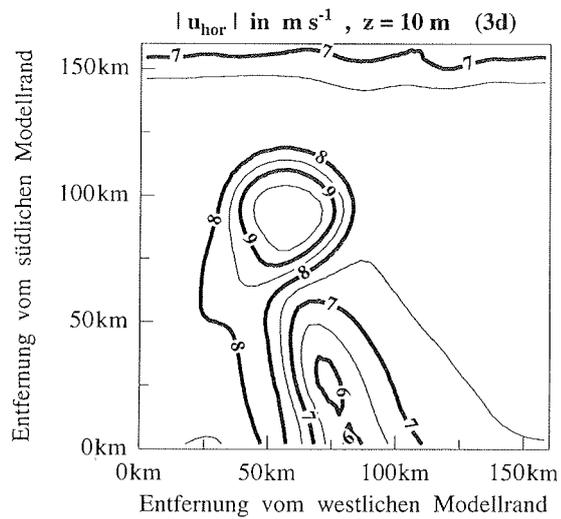


Abbildung 7.16: Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe am Ende der gekoppelten Simulation.

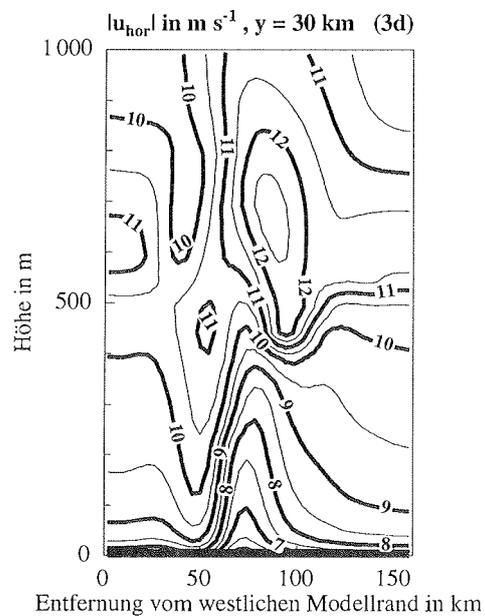


Abbildung 7.17: Vertikale Verteilung des Betrages der horizontalen Windgeschwindigkeit am Ende der gekoppelten Simulation.

7.3 Auswirkungen des Zufrierens einer Polynja

In diesem Experiment wird das vollständige dynamisch-thermodynamische Meereis-
modul an das Atmosphärenmodell gekoppelt. Um jedoch ausschließlich die Modifi-
kation der atmosphärischen Strömung durch das Zufrieren der Polynja studieren zu
können, wird die mit dem Meereis-Modul berechnete Drift des Meereises in der Umge-
bung der Polynja (im weiteren wieder als altes Eis bezeichnet) künstlich unterdrückt.

Unter den vorgegebenen Bedingungen eines Kaltluftausbruchs über eine Polynja,
deren Deckschichttemperatur sich bereits am Gefrierpunkt befindet, bildet sich auf
der offenen Wasserfläche eine Neueisschicht. Das sich neu bildende Eis kann inner-
halb der Grenzen der ursprünglichen Polynja von ca. 60 km Durchmesser großräu-
mig verdriften. Gleichzeitig verdickt sich die Neueisschicht durch Gefrierprozesse
an ihrer Unterseite. Am Ende der 3-tägigen gekoppelten Simulation ist die Polynja
vollständig mit Meereis bedeckt, wobei aber ein beträchtlicher Nord-Süd-Gradient
der Mächtigkeit der Neueisschicht besteht. Wie Abb. 7.18 zeigt, beträgt die Eisdicke
am Nordrand der ursprünglichen Polynja nur rund 5 cm, am Südrand dagegen fast
50 cm. Dies resultiert, entsprechend dem bodennahen Windfeld, aus der Bewegung
des Neueises nach Süden. Am Rand der schon ursprünglich vorhandenen geschlos-
senen Eisdecke staut sich das Eis auf.

Durch das Zufrieren der offenen Wasserfläche wird der Wärmeaustausch zwischen
dem Ozean und der Atmosphäre drastisch eingeschränkt. Die im Bereich der ur-
sprünglichen Polynja aufwärts gerichteten turbulenten Wärme Flüsse werden mit
zeitlich und räumlich zunehmender Eisdicke kleiner. Die Oberflächentemperatur der
Neueisschicht liegt am Ende der gekoppelten Simulation am Nordrand der ursprüng-
lichen Polynja bei etwa 260 K und am Südrand bei rund 250 K. Der stärkste Abbau
des Temperaturkontrastes zwischen der Polynjaoberfläche und der umgebenden Eis-
decke findet jedoch innerhalb der ersten 12 Stunden der gekoppelten Modellrechnung
statt.

Auch die schon anfänglich vorhandene geschlossene Eisdecke durchläuft eine spezi-
elle zeitliche Entwicklung. Die gravierendsten Veränderungen, welche im Vergleich
zu denen der Neueisschicht jedoch gering sind, treten im Lee der ursprünglichen
Polynja auf. Die starken abwärtsgerichteten Wärme Flüsse in diesem Bereich führen
zu einer merklichen Erhöhung der Oberflächentemperatur (siehe Abb. 7.19). Nach
12 Stunden Simulationszeit beträgt der Unterschied in den Oberflächentempera-
turen des alten Eises maximal etwa 6 K. Bis zum Ende der Modellrechnung wird
dieser Unterschied jedoch wieder schwächer, da das dicker werdende Eis auf der ur-
sprünglichen Polynja die Erwärmung der bodennahen Luft bei der Überströmung
der Neueisschicht immer weiter einschränkt.

Generell hat sich die Oberflächentemperatur des alten Eises im Verlauf der gekoppel-
ten Simulation geringfügig erhöht. Dies liegt an der wesentlich kleiner vorgegebenen
Dicke des Eises im Vergleich zu den Untersuchungen in den Abschnitten 6.3 bis 6.5.
Durch den somit wesentlich größeren konduktiven Wärme fluß wird die negative lang-

wellige Strahlungsbilanz an der Eisoberfläche ausbalanciert. Es kommt also nicht zu einem strahlungsbedingten Absinken der Oberflächentemperaturen. Im Gegenteil, die Oberflächentemperaturen steigen sogar leicht an, weil durch die bei dünnerem Eis geringere Albedo ein größerer Anteil der Solarstrahlung zur Erwärmung der Eisoberflächen zur Verfügung steht.

Der starke Abbau der ursprünglichen Temperaturgegensätze im Modellgebiet zieht auch eine deutliche Homogenisierung des Windfeldes, sowohl horizontal als auch vertikal, nach sich. Schon in der Anfangsphase der gekoppelten Modellrechnung löst sich der bodennahe Wirbel im Lee der Polynja auf. Wie Abb. 7.20 zeigt, beträgt das Minimum der horizontalen Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe nach 12 Stunden nur noch etwa 4 m s^{-1} . Dieser minimale Wert wächst innerhalb der verbleibenden Simulationszeit kaum noch an, da die Oberflächentemperaturen der Neueisdecke im gleichen Zeitraum wesentlich langsamer abfallen als in der Anfangsphase. Schon eine geringe Dicke der Neueisschicht ist also ausreichend, damit sich das Windfeld in erheblichem Maße homogenisiert.

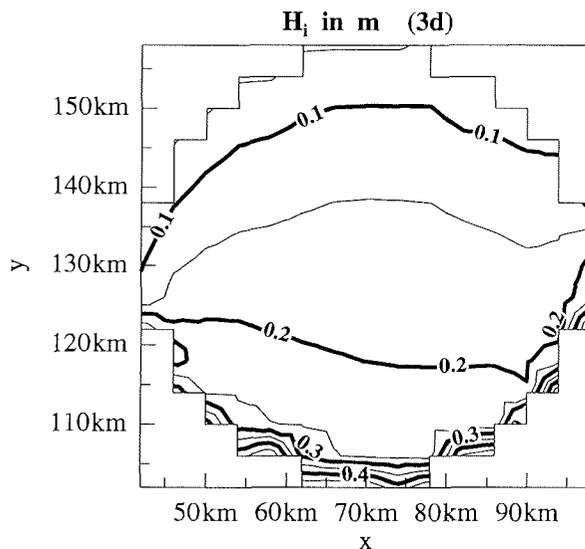


Abbildung 7.18: Mittlere Eisdicke in der ursprünglichen Polynja am Ende der gekoppelten Simulation.

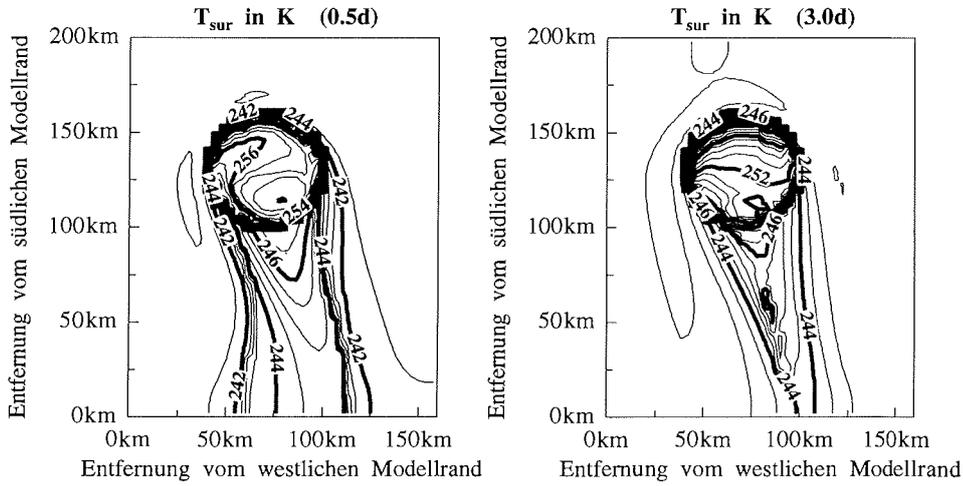


Abbildung 7.19: Mittlere Oberflächentemperatur nach 12 Stunden und am Ende der gekoppelten Simulation.

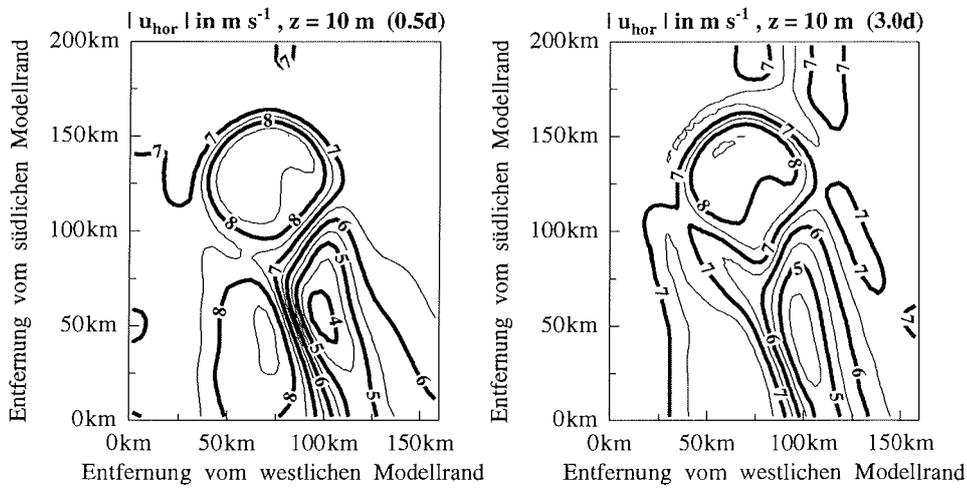


Abbildung 7.20: Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe nach 12 Stunden und am Ende der gekoppelten Simulation.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein gekoppeltes Atmosphäre-Meereis-Modell entwickelt, welches unabhängig von einer ganz speziellen Region zum Studium mesoskaliger Wechselwirkungsprozesse zwischen Atmosphäre und meereisbedecktem Ozean eingesetzt werden kann. In ersten Experimenten wurde die qualitative Übereinstimmung modellierter Ergebnisse mit Beobachtungen gezeigt.

Der erste Schwerpunkt der Arbeit lag auf der Berücksichtigung spezifischer Oberflächeneigenschaften des meereisbedeckten Ozeans bei der Bestimmung der bodennahen turbulenten Flüsse im Atmosphärenmodell METRAS. Insbesondere wurde in das Flußmittelungsverfahren nach dem Vermischungshöhenkonzept ein Ansatz zur Berechnung des Formwiderstands des Meereises aufgenommen. Dazu wurde der Ansatz von Hanssen-Bauer und Gjessing [1988] so erweitert, daß auch nichtneutrale thermische Schichtungen in der Bodenschicht bei der Berechnung des Formwiderstands berücksichtigt werden können. Anhand eines Vergleichs zwischen aus Messungen und aus Modellergebnissen abgeleiteten Transferkoeffizienten für Impuls und fühlbare Wärme wurde gezeigt, daß das so modifizierte Flußmittelungsverfahren die turbulenten Transporte in der Bodenschicht über dem meereisbedeckten Ozean realitätsnah beschreibt. Zusätzlich wurden ausschließlich auf das Meereis und ausschließlich auf die offenen Wasserflächen bezogene Transferkoeffizienten bestimmt, die z.B. in Meereis- oder Ozeanmodellen angewendet werden können.

Den zweiten Schwerpunkt der Arbeit bildete die Entwicklung des gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modells. Dieses zeichnet sich im Vergleich zu anderen in Polargebieten angewandten mehrdimensionalen Modellen durch eine detailliertere Berücksichtigung von Prozessen aus, die im Zusammenhang mit einer hohen räumlichen und zeitlichen Variabilität der Meereisbedeckung auf dem Ozean auftreten. Das dynamisch-thermodynamische Meereismodul für das mesoskalige Atmosphärenmodell METRAS wurde ausgehend von einem großskaligen dynamischen und einem eindimensionalen thermodynamischen Meereismodell erstellt. Der Anwendungsbereich des gekoppelten Modells liegt auf einer räumlichen Skala von bis zu 300 km und einer zeitlichen Skala von bis zu einer Woche.

Im Vergleich zu anderen mehrdimensionalen Meereismodellen werden sowohl Prozesse im Meereis als auch Wechselwirkungen zwischen dem Meereis und der atmosphärischen sowie der ozeanischen Grenzschicht detaillierter erfaßt. Das Meereismodul besitzt mehrere Eisdickenklassen, mit denen insbesondere die zeitliche

Entwicklung von Neueisflächen und deren Einfluß auf den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre gut wiedergegeben werden können. Das Meereis wird vertikal in mehrere Schichten aufgelöst, wodurch der Einfluß nichtlinearer Temperaturprofile auf den Wärmetransfer zwischen Ozean und Atmosphäre modelliert werden kann. Dies ermöglicht beispielsweise auch die Erfassung von Wärmespeichereffekten im Meereis. Weiterhin wird die thermodynamisch bedingte Veränderung der Eiskonzentration nach einem Schema bestimmt, welches laterale Schmelzprozesse und das Zufrieren offener Wasserflächen explizit behandelt. Der horizontale Transport des Meereises wird mit einem Advektionsverfahren berechnet, welches im Vergleich zu den in großskaligen Modellen verwendeten Algorithmen eine geringere numerische Diffusion aufweist. Schließlich zeichnet sich das mesoskalige Meereismodul auch durch eine Parametrisierung des Formwiderstands des Meereises im Ozean aus, wodurch die am Meereis angreifende ozeanische Schubspannung realitätsnaher bestimmt werden kann.

Der letzte Schwerpunkt der Arbeit bestand in ersten Anwendungen des gekoppelten Modells in der arktischen Eisrandzone und im Bereich einer großflächigen Polynja. Diese Experimente wurden hauptsächlich für die im Winter häufig auftretenden Kaltluftausbrüche aus der Arktis durchgeführt. Dabei wird die bodennahe Luftströmung über der Eisrandzone aufgrund intensiver turbulenter Durchmischung beschleunigt. Es wurde gezeigt, daß dies jedoch nicht unmittelbar zu einer stromabwärts ansteigenden Driftgeschwindigkeit des Meereises führen muß, da die Drift bei mittelgroßen Eiskonzentrationen erheblich durch den Formwiderstand des Meereises im Ozean beeinflusst wird. So können in Eisrandzonen mit räumlich stark unterschiedlichen Eisdicken und Eiskonzentrationen beträchtliche Veränderungen der räumlichen Verteilung des Meereises auftreten. Kühlt sich bei einem Kaltluftausbruch die ozeanische Deckschicht bis auf ihren Gefrierpunkt ab, dann bildet sich Neueis auf den offenen Wasserflächen. Wie sich ergab, sinkt die Oberflächentemperatur des Neueises schon innerhalb weniger Stunden so weit ab, daß die Wärmezufuhr vom Ozean an die Atmosphäre erheblich eingeschränkt ist. Eine hochreichende durchmischte Grenzschicht kann sich erst beim Übergang zum völlig eisfreien Ozean ausbilden. Wird das Meereis in den Bereich von Wassermassenfronten, die den Übergang zu höheren ozeanischen Deckschichttemperaturen markieren, advehiert, dann setzt ein Abschmelzen des Meereises ein. Dabei sind die vom Meereismodul berechneten Schmelzraten konsistent mit gemessenen Werten. Weiterhin wurde gezeigt, daß eine Polynja die atmosphärischen Strömungsfelder stark beeinflusst. Es stellten sich erheblich reduzierte bodennahe Windgeschwindigkeiten im Lee der Polynja ein. In diesem Bereich konnte sogar die Bildung eines Wirbels in Bodennähe registriert werden. Dennoch wurde kein Mechanismus der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und meereisbedecktem Ozean gefunden, durch den die ursprüngliche Größe der Polynja erhalten geblieben wäre. Sie verkleinerte sich aufgrund unterschiedlicher Driftgeschwindigkeiten des Meereises in ihrer Umgebung. Friert die Polynja zu, dann ist schon eine geringe Dicke der Neueisschicht ausreichend, damit sich das Windfeld in erheblichem Maße homogenisiert.

Ein detaillierter Vergleich der gewonnenen Modellergebnisse mit gemessenen Daten war nur sehr eingeschränkt möglich, da sich Feldmessungen bisher auf die Erfassung einiger weniger Prozesse in der Atmosphäre, im Meereis oder im Ozean konzentriert haben. Zukünftig sollte eine enge Verbindung zwischen der Anwendung und Weiterentwicklung gekoppelter Modelle einerseits und Feldmessungen andererseits angestrebt werden. Modellexperimente können wichtige Hinweise auf bestehende Wechselwirkungsmechanismen im System Ozean-Meereis-Atmosphäre geben, die in Meßkampagnen gezielt untersucht werden könnten. Darüber hinaus sollten Messungen selbstverständlich auch weiterhin zur Verbesserung von Modellparametrisierungen benutzt werden.

Eine Weiterentwicklung des vorgestellten gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Modells ist insbesondere in drei Richtungen denkbar. So wurde schon mit der groben Parametrisierung der Strahlungsbilanz an der Meereisoberfläche deutlich, daß die Strahlungsflüsse einen bedeutenden Einfluß auf die Abkühlung oder Erwärmung des Meereises und somit auf seine Massenbilanz haben. Um die Wechselwirkungsprozesse zwischen dem Meereis und der Atmosphäre noch genauer beschreiben zu können, ist die Integration eines Strahlungs-, Wolken- und Niederschlagsmoduls in das gekoppelte Modell sinnvoll. Um den starken Einfluß der ozeanischen Strömung auf die Driftgeschwindigkeit und die Massenbilanz des Meereises realistischer zu erfassen, müßte das Modellsystem um ein Ozeanmodul erweitert werden. Schließlich wäre auch ein zeitlich variabler großskaliger Antrieb des Atmosphärenmodells an seinen Rändern wünschenswert.

Literaturverzeichnis

- Andreas, E.L. und B. Murphy [1986]:** Bulk transfer coefficients for heat and momentum over leads and polynyas. *J. Phys. Oceanogr.*, 16(11), 1875-1883.
- Bauer, J. und S. Martin [1983]:** A model of grease ice growth in small leads. *J. Geophys. Res.*, 88(C5), 2917-2925.
- Blackadar, A.K. [1962]:** The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 67, 3095-3102.
- Bott, A. [1989]:** A positive definite advection scheme obtained by nonlinear re-normalization of the advective fluxes. *Monthly Weather Review*, 117(5), 1006-1015.
- Bronstein, I.N. und K.A. Semendjajew [1989]:** Taschenbuch der Mathematik. Verlag Nauka, Moskau und Teubner Verlag, Leipzig, 840 S.
- Brümmer, B. [1993]:** Eis- und Ozeanoberflächentemperaturkarte. Veröffentlicht durch: Det Norske Meteorologiske Institutt, Oslo
- Brutsaert, W.H. [1979]:** Heat and mass transfer to and from surfaces with dense vegetation or similar permeable roughness. *Boundary-Layer Met.*, 16(3), 365-388.
- Budgell, W.P. [1994]:** persönliche Mitteilung. Physics of ice covered seas - Summer school, Savonlinna.
- Charnock, H. [1955]:** Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 81, 639-640.
- Clarke, R.H. [1970]:** Recommended methods for the treatment of the boundary layer in numerical models. *Australien Meteorol. Mag.*, 18, 51-71.
- Claussen, M. [1990]:** Area-averaging of surface fluxes in a neutrally stratified, horizontally inhomogeneous atmospheric boundary layer. *Atm. Environ.*, 24A, 1349-1360.
- Claussen, M. [1991a]:** Estimation of areally-averaged surface fluxes. *Boundary-Layer Met.*, 54(4), 387-410.

- Claussen, M. [1991b]:** Die bodennahe Luftströmung über inhomogenen Oberflächen. Examensarbeit Nr. 13, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg. 148 S.
- Deardorff, J.W. [1972]:** Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. *J. Geophys. Res.*, 77(30), 5900-5904.
- Dyer, A.J. [1974]:** A review of flux-profile relationship. *Boundary-Layer Met.*, 7(3), 363-372.
- Ebert, E.E. und J.A. Curry [1993]:** An intermediate one-dimensional thermodynamic sea ice model for investigating ice-atmosphere interactions. *J. Geophys. Res.*, 98(C6), 10085-10109.
- Eicken, H. [1992]:** Salinity profiles of antarctic sea ice: field data and model results. *J. Geophys. Res.*, 97(C10), 15545-15557.
- Eicken, H., M. Lensu, M. Leppäranta, W.B. Tucker III, A.J. Gow und O. Salmela [1995]:** Thickness, structure, and properties of level summer multiyear ice in the eurasian sector of the arctic ocean. *J. Geophys. Res.*, 100(C11), 22697-22710.
- Emde von der, K. [1992]:** Solving conservation laws with parabolic and cubic splines. *Monthly Weather Review*, 120(3), 482-492.
- Emde von der, K. [1995]:** persönliche Mitteilung. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Feigelson, E.M. [1984]:** Radiation in a cloudy atmosphere. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 293 S.
- Fischer, H. [1995]:** Vergleichende Untersuchungen eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismodells mit Beobachtungen im Weddellmeer. *Ber. Polarforsch.* 166.
- Freese, D. [1994]:** Emissions- und Extinktionseigenschaften niedriger Wolken in der arktischen Eisrandzone. Diplomarbeit. Universität Bremen.
- Freese, D. [1995]:** persönliche Mitteilung. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Grenfell, T.C. und G.A. Maykut [1977]:** The optical properties of ice and snow in the arctic basin. *J. Glaciol.*, 18(80), 445-463.
- Hanssen-Bauer, I. und Y.T. Gjessing [1988]:** Observations and model calculations of aerodynamic drag on sea ice in the Fram Strait. *Tellus*, 40A, 151-161.
- Harder, M. [1994]:** Erweiterung eines numerischen dynamisch-thermodynamischen Meereismodells zur Erfassung deformierten Eises. Diplomarbeit. Universität Bremen.

- Harder, M. [1996]:** Dynamik, Rauhigkeit und Alter des Meereises in der Arktis - Numerische Untersuchungen mit einem großskaligen Modell. Ber. Polarforsch. 203.
- Hartmann, J. [1994]:** persönliche Mitteilung. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Hartmann, J. [1995]:** persönliche Mitteilung. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Hartmann, J., C. Kottmeier und C. Wamser [1992]:** Radiation and Eddy Flux Experiment 1991 (REFLEX I). Ber. Polarforsch. 105.
- Hehl, O. [1997]:** Die Bestimmung der hydrodynamischen Rauhigkeit der Unterseite polaren Meereises - Numerische Simulationen - . Berichte des Institutes für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, 52, 112 S.
- Herbert, F. und G. Kramm [1985]:** Trockene Deposition reaktionsträger Substanzen, beschrieben mit einem diagnostischen Modell der bodennahen Luftschicht. In: Becker, K.H. und J. Löbel (Hrsg.): Atmosphärische Spurenstoffe und ihr physikalisch-chemisches Verhalten. Springer Verlag, Berlin, 264 S.
- Herrmann, K. [1994]:** Zum Gültigkeitsbereich des Konzepts der Blendhöhe in einem mesoskaligen Modell -Ein Beitrag zur Parameterisierung bodennaher subskaliger Flüsse- . Diplomarbeit. Universität Hamburg.
- Hibler, W.D., III [1979]:** A dynamic thermodynamic sea ice model. J. Phys. Oceanogr., 9(4), 815-846.
- Hibler, W.D., III [1984]:** The role of sea ice dynamics in modeling CO_2 increases. In: Hansen, J.E. und T. Takahashi (Hrsg.): Climate processes and climate sensitivity, 29, 238-253. Geophysical Monograph, AGU, Washington, D.C.
- Hicks, B.B. [1985]:** Application of forest-atmosphere turbulent exchange information. Hutchison, B.A. und B.B. Hicks: The forest-atmosphere interaction, 631-644.
- Holtlag, A.A.M. und C.H. Moeng [1991]:** Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. J. Atmos. Sci., 48(14), 1690-1698.
- Jin, Z., K. Stamnes, W.F. Weeks und S. Tsay [1994]:** The effect of sea ice on the solar energy budget in the atmosphere-sea ice-ocean system: a model study. J. Geophys. Res., 99(C12), 25281-25294.
- Josberger, E.G. [1979]:** Laminar and turbulent boundary layers adjacent to melting vertical ice walls in salt water. Dissertation. Dep. of Oceanogr., University of Washington, Seattle.

- Josberger, E.G.** [1987]: Bottom ablation and heat transfer coefficients from the 1983 marginal ice zone experiments. *J. Geophys. Res.*, 92(C7), 7012-7016.
- Kapitza, H. und D. Eppel** [1987]: A 3-d. poisson solver based on conjugate gradients compared to standard iterative methods and its performance on vector computers. *J. Comp. Phys.*, 68, 474-484.
- Kottmeier, C., J. Hartmann, C. Wamser, A. Bochert, C. Lüpkes, D. Freese und W. Cohrs** [1994]: Radiation and Eddy Flux Experiment 1993 (REFLEX II). *Ber. Polarforsch.* 133.
- Lemke, P. und T.O. Manley** [1984]: The seasonal variation of the mixed layer and the pycnocline under polar sea ice. *J. Geophys. Res.*, 89(C4), 6494-6504.
- Lettau, H.H.** [1979]: Wind and temperature profile prediction for diabatic surface layers including strong inversion cases. *Boundary-Layer Met.*, 17(4), 443-464.
- Lüpkes, C. und K.H. Schlünzen** [1996]: Modelling the arctic convective boundary-layer with different turbulence parameterizations. *Boundary-Layer Met.*, 79(1), 107-130.
- Lüpkes, C.** [1995]: persönliche Mitteilung. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Lüpkes, C.** [1997]: persönliche Mitteilung. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Lynch, A.H., W.L. Chapman, J.E. Walsh und G. Weller** [1995]: Development of a regional climate model of the western arctic. *J. Climate*, 8(6), 1555-1570.
- Mai, S.** [1994]: persönliche Mitteilung. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Mai, S.** [1995]: Beziehungen zwischen geometrischer und aerodynamischer Oberflächenrauigkeit arktischer Meereisflächen. Diplomarbeit. Universität Bremen.
- Marshall, J.K.** [1971]: Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution. *Agr. Meteorol.*, 8, 269-292.
- Marshunova, M.S.** [1961]: The main regularities of the radiation balance of the underlying surface and atmosphere in the arctic. *Trudy AANII*, 229: 5.
- Maykut, G.A.** [1982]: Large-scale heat exchange and ice production in the central arctic. *J. Geophys. Res.*, 87(C10), 7971-7984.
- Maykut, G.A. und M.G. McPhee** [1995]: Solar heating of the arctic mixed layer. *J. Geophys. Res.*, 100(C12), 24691-24703.

- Maykut, G.A. und D.K. Perovich [1987]:** The role of shortwave radiation in the summer decay of a sea ice cover. *J. Geophys. Res.*, 97(C7), 7032-7044.
- Maykut, G.A. und N. Untersteiner [1971]:** Some results from a time-dependent thermodynamic model of sea ice. *J. Geophys. Res.*, 76(6), 1550-1575
- McPhee, M.G. [1979]:** The effect of the oceanic boundary layer on the mean drift of pack ice: Application of a simple model. *J. Phys. Oceanogr.*, 9(2), 388-400.
- McPhee, M.G. [1980]:** An analysis of pack ice drift in summer. In: Pritchard, R.S. (Hrsg.): *Sea ice processes and models*, 62-75. AIDJEX International commission on snow and ice symposium, University of Washington, Seattle.
- McPhee, M.G., G.A. Maykut und J.H. Morison [1987]:** Dynamics and thermodynamics of the ice/upper ocean system in the marginal ice zone of the greenland sea. *J. Geophys. Res.*, 92(C7), 7017-7031.
- Morison, J.H., M.G. McPhee und G.A. Maykut [1987]:** Boundary layer, upper ocean, and ice observations in the greenland sea marginal ice zone. *J. Geophys. Res.*, 92(C7), 6987-7011.
- Nägeli, W. [1946]:** Weitere Untersuchungen über die Windverhältnisse im Bereich von Windschutzstreifen. *Mitteilungen der Schweizerischen Anstalt für das forstliche Versuchswesen*, 24, 659-737.
- Orlanski, I. [1975]:** A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. A. Meteorol. Soc.*, 56, 527-530.
- Perovich, D.K. [1983]:** On the summer decay of a sea ice cover. Dissertation. Geophys. Program, University of Washington, Seattle.
- Prandtl, L., K. Oswatitsch und K. Wieghardt [1990]:** Führer durch die Strömungslehre. Vieweg Verlag, Braunschweig, 650 S.
- Priestley, C.H. und W.C. Swinbank [1947]:** Vertical transport of heat by turbulence in the atmosphere. *Proc. Roy. Soc.*, A189, 543-561.
- Reynolds, M. [1984]:** On the local meteorology of the marginal ice zone of the Bering Sea. *J. Geophys. Res.*, 89(C4), 6515-6524.
- Schlünzen, K.H. [1988]:** Das mesoskalige Transport- und Strömungsmodell 'METRAS' - Grundlagen, Validierung, Anwendung -. Geophysikalische Einzelschriften, A88, 139 S., Meteorologisches Institut, Universität Hamburg.
- Schlünzen, K.H. [1990]:** Numerical studies on the inland penetrations of sea breeze fronts at a coastline with tidally flooded mudflats. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 63, 243-256.
- Schlünzen, K.H. [1994]:** Mesoscale modelling in complex terrain - an overview on the german nonhydrostatic models. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 67, 243-253.

- Schlünzen, K.H., K. Bigalke, C.-J. Lenz, C. Lüpkes, U. Niemeier und K. v. Salzen [1996a]:** Concept and realization of the mesoscale transport and fluid model 'METRAS'. Technischer Bericht METRAS Tech. Rep. 5, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, 131 S.
- Schlünzen, K.H., K. Bigalke, C. Lüpkes, U. Niemeier und K. v. Salzen [1996b]:** Hints for using the mesoscale model 'METRAS'. Technischer Bericht METRAS Tech. Rep. 6, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, 79 S.
- Schlünzen, K.H. und U. Krell [1994]:** Mean and local transport in air. In: Sündermann, J. (Hrsg.): Circulation and contaminant fluxes in the North Sea. Springer Verlag, 317-344.
- Schlünzen, K.H. und S. Pahl [1992]:** Modification of dry deposition in a developing sea-breeze circulation - a numerical case study. *Atm. Environ.*, 26A, 51-61.
- Schmittner, A. [1996]:** Turbulenzenergie und Schließungsverfahren in einem mesoskaligen Atmosphärenmodell. Diplomarbeit. Universität Bremen.
- Semtner, A.J., Jr. [1976]:** A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. *J. Phys. Oceanogr.*, 6(3), 379-389.
- Shapiro, C. [1971]:** The use of linear filtering as a parameterization of diffusion. *J. Atm. Sci.*, 28(4), 523-531.
- Shine, K.P. [1984]:** Parameterization of shortwave flux over high albedo surfaces as a function of cloud thickness and surface albedo. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 110, 747-764.
- Shine, K.P. und A. Henderson-Sellers [1985]:** The sensitivity of a thermodynamic sea ice model to changes in surface albedo parameterization. *J. Geophys. Res.*, 90(D1), 2243-2250.
- Smolarkiewicz, P.K. [1983]:** A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion. *Monthly Weather Review*, 111(3), 479-486.
- Strang, G. [1968]:** On the construction and comparison of difference schemes. *SIAM J. Numer. Anal.*, 5(3), 506-517.
- Troen, I.B. und L. Mahrt [1986]:** A simple model of the atmospheric boundary layer; Sensitivity to surface evaporation. *Boundary-Layer Met.*, 37(1), 129-148.
- Wefelmeier, C. [1992]:** Numerische Simulation mesoskaliger, dynamischer Wechselwirkungen zwischen Atmosphäre, Eis und Ozean. Berichte des Institutes für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, 42, 144 S.

- Wosik, J. und K.H. Schlünzen [1996]:** GRIGAU Preprozessor zur Initialisierung idealisierter Topographien für das Modell METRAS. Technischer Bericht METRAS Tech. Rep. 4, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, 23 S.
- Wu, J. [1980]:** Wind stress coefficients over sea surface near neutral conditions - A revisit. *J. Phys. Oceanogr.*, 10(5), 727-740.
- Wu, Z. und K.H. Schlünzen [1992]:** Numerical study on the local wind structures forced by the complex terrain of Qingdao Area. *Acta Meteorologica Sinica*, 6, 355-366.
- Zillman, J.W. [1972]:** A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans. In: *Meteorological study*, 26. 562 S. Bureau of Meteorology, Dept. of the Interior, Canberra, Australia, 1972.

Symbolverzeichnis

Es werden nur wichtige oder in mehreren Abschnitten der Arbeit verwendete Symbole aufgeführt, alle anderen Symbole sind an der Stelle ihres Auftretens erläutert.

Lateinische Buchstaben

A	Gesamtbedeckungsgrad des Meereises, Eiskonzentration
A_{icl}	Eiskonzentration in einer Eisdickenklasse
c	Wolkenbedeckungsgrad
c_d	Widerstandskoeffizient; Schubspannungskoeffizient; Transferkoeffizient für Impuls
$c_{d,i,g,oc}$	auf den geostrophischen Ozeanstrom bezogener Schubspannungskoeffizient für das Meereis
$c_{sd,i,g,oc}$	auf den geostrophischen Ozeanstrom bezogener Schubspannungskoeffizient für das Meereis, der dessen Oberflächenwiderstand an der Eisunterseite charakterisiert
c_{dn10}	auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Widerstandskoeffizient; mittlerer auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Widerstandskoeffizient für die Meereis-Wasser-Oberfläche
c_{dn10e}	effektiver mittlerer auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Widerstandskoeffizient für die Meereis-Wasser-Oberfläche
c_{dn10g}	gewichteter mittlerer auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Widerstandskoeffizient für die Meereis-Wasser-Oberfläche
c_{dn10i}	auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Widerstandskoeffizient für das Meereis
c_h	Wärmetransferkoeffizient (Transferkoeffizient für fühlbare Wärme)
$c_{h,i,g,oc}$	auf den geostrophischen Ozeanstrom bezogener Wärmetransferkoeffizient für das Meereis
c_{hn10}	auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Wärmetransferkoeffizient; mittlerer auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Wärmetransferkoeffizient für die Meereis-Wasser-Oberfläche
c_{hn10e}	effektiver mittlerer auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Wärmetransferkoeffizient für die Meereis-Wasser-Oberfläche
c_{hn10g}	gewichteter mittlerer auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Wärmetransferkoeffizient für die Meereis-Wasser-Oberfläche

$c_{hn,10i}$	auf neutrale Schichtung und 10 m Höhe bezogener Wärmetransferkoeffizient für das Meereis
c_p	spezifische Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck
$c_{p,w}$	spezifische Wärmekapazität des Meerwassers bei konstantem Druck
c_q	Transferkoeffizient für latente Wärme
c_v	spezifische Wärmekapazität der Luft bei konstantem Volumen
e	Exzentrizität der elliptischen Bruchkurve
e_{2m}	atmosphärischer Dampfdruck in 2 m Höhe
f, f'	Coriolisparameter
$F_{c,top}$	konduktiver Wärmefluß an der Oberseite des Meereises
$F_{c,bot}$	konduktiver Wärmefluß an der Unterseite des Meereises
$F_{d,i}$	Betrag des Formwiderstands des Meereises in der Atmosphäre
$F_{d,i,oc}$	Betrag des Formwiderstands des Meereises im Ozean
F_{la}	turbulenter vertikaler Fluß latenter Wärme; mittlerer turbulenter vertikaler Fluß latenter Wärme über der Meereis-Wasser-Oberfläche
$F_{la,i}$	turbulenter vertikaler Fluß latenter Wärme über (an) der Meereisoberfläche
$F_{la,w}$	turbulenter vertikaler Fluß latenter Wärme über (an) der Wasseroberfläche
F_{mo}	turbulenter vertikaler Impulsfluß; mittlerer turbulenter vertikaler Impulsfluß über der Meereis-Wasser-Oberfläche
$F_{mo,i}$	turbulenter vertikaler Impulsfluß über (an) der Meereisoberfläche
F_{oc}	Wärmefluß aus dem tiefen Ozean
F_{sc}	turbulenter vertikaler Fluß fühlbarer Wärme; mittlerer turbulenter vertikaler Fluß fühlbarer Wärme über der Meereis-Wasser-Oberfläche
$F_{sc,bot}$	turbulenter fühlbarer ozeanischer Wärmefluß an der Unterseite des Eises
$F_{sc,i}$	turbulenter vertikaler Fluß fühlbarer Wärme über (an) der Meereisoberfläche
$F_{sc,w}$	turbulenter vertikaler Fluß fühlbarer Wärme über (an) der Wasseroberfläche
g	Erdbeschleunigung
h	Meereisvolumen pro Einheitsfläche
H	mittlere Dicke des Meereises
H_c	Mächtigkeit der Wolkensicht
$H_{d,icl}$	mittlerer Tiefgang in einer Eisdickenklasse (auf den Index <i>icl</i> wird häufig verzichtet)
H_f	mittleres Freibord des Meereises
$H_{f,icl}$	mittleres Freibord in einer Eisdickenklasse (auf den Index <i>icl</i> wird häufig verzichtet)
H_i	mittlere Eisdicke
$H_{i,icl}$	mittlere Eisdicke in einer Eisdickenklasse (auf den Index <i>icl</i> wird häufig verzichtet)

H_{ml}	Mächtigkeit der ozeanischen Deckschicht
h_{oc}	dynamische Höhe der Ozeanoberfläche
$\Delta H_s^{fl}, \Delta H_i^{fl}$	Änderung der Schnee- und der Eisdicke durch Flutung des Meereises
$H_{s,icl}$	mittlere Schneedicke in einer Eisdickenklasse (auf den Index <i>icl</i> wird häufig verzichtet)
$I_0(i_0)$	in das Eis eindringende kurzwellige Strahlung (festgelegt durch den Parameter i_0)
i_w	Anteil der an der Wasseroberfläche nicht reflektierten Solarstrahlung, die durch die Wasserschicht bis zum Tiefgang des Meereises transmittiert wird
k_c	Charnock-Konstante
K_c	Extinktionskoeffizient der Wolken
\mathbf{K}_F	Kraft durch interne Spannungen im Eis
K_h, K_m, K_q	turbulente vertikale Diffusionskoeffizienten für Wärme, Impuls und Feuchte
K_i	Absorptionskoeffizient des Eises
k_s, k_i	Wärmeleitfähigkeit des Schnees und des Eises
$k_{i,f}$	Wärmeleitfähigkeit reinen, salzfreien Eises
l_b	Vermischungshöhe
l_n	Mischungsweglänge für neutrale Schichtung
l_v	spezifische latente Verdampfungswärme
L	Monin-Obukhov-Länge
L_c	horizontale Skala der Rauigkeitsänderungen
L_i	mittlere Schollenlänge
$L_{i,icl}$	mittlere Schollenlänge in einer Eisdickenklasse (auf den Index <i>icl</i> wird häufig verzichtet)
L_w	mittlerer Schollenabstand
$L_{w,icl}$	mittlerer Schollenabstand in einer Eisdickenklasse (auf den Index <i>icl</i> wird häufig verzichtet)
$LW_{net,i}, LW_{net,w}$	Nettofluß langwelliger Strahlung an der Meereis- und an der Wasseroberfläche
$LW \downarrow$	abwärtsgerichtete langwellige Strahlung
$LW \uparrow$	aufwärtsgerichtete langwellige Strahlung
m_0	großskaliger Anteil der mittleren Masse der Luft
m_i	Masse des Meereises pro Einheitsfläche
M_r	vertikal gemittelte laterale Schmelzrate an den Seitenflächen der Eisschollen
p	Luftdruck
P	Eishärte
p_0	großskaliger Anteil des mittleren Luftdruckes
p_1, p_2	mesoskalige Anteile des mittleren Luftdruckes
p_r	Referenzdruck
P_p	Eishärte im idealplastischen Fall
Pr	Prandtl-Zahl
\tilde{p}	mesoskaliger Anteil des mittleren Luftdruckes

q	spezifische Feuchte
q_0	großskaliger Anteil der mittleren spezifischen Feuchte
q_{sur}	spezifische Feuchte an der Erdoberfläche; mittlere spezifische Feuchte an der Meereis-Wasser-Oberfläche
\bar{q}	mittlere spezifische Feuchte
q'	Abweichung von der mittleren spezifischen Feuchte
\tilde{q}	mesoskaliger Anteil der mittleren spezifischen Feuchte
q_*	Skalengröße für die spezifische Feuchte; mittlere Skalengröße für die spezifische Feuchte über der Meereis-Wasser-Oberfläche
q_{*i}	Skalengröße für die spezifische Feuchte über den Meereisoberflächen
q_{*w}	Skalengröße für die spezifische Feuchte über den Wasseroberflächen
Q_A	zeitliche Änderung der Eiskonzentration durch die Entstehung offener Wasserflächen aufgrund von Scherdeformation
R	molekulare Reibungskraft
R_d	Gaskonstante trockener Luft
R_i	Richardson-Zahl
R_j	spezielle Gaskonstante trockener Luft ($j = 0$) und Wasserdampf ($j = 1$)
$S(z)$	Salzgehaltsverteilung im Eis
S_A	zeitliche Änderung der Eiskonzentration durch Gefrier- und Schmelzvorgänge (im großskaligen Meereismodell)
S_c	Schmidt-Zahl
$S_{d,i}$	Betrag des Oberflächenwiderstands des Meereises in der Atmosphäre
$S_{d,i,oc}$	Betrag des Oberflächenwiderstands des Meereises im Ozean
S_h	Wachstumsrate des Meereisvolumens pro Einheitsfläche durch Gefrier- und Schmelzvorgänge (im großskaligen Meereismodell)
$SW_{net,i}, SW_{net,w}$	Nettofluß kurzweiliger Strahlung an der Meereis- und an der Wasseroberfläche
$SW \downarrow$	Globalstrahlung
S_x	Quellen und Senken der skalaren atmosphärischen Größen
t	Zeit
Δt	Zeitschritt
T_a	Lufttemperatur
T_{bot}	Temperatur an der Unterseite des Eises
T_c	Wolkenunterseitentemperatur
T_f	Gefrierpunktstemperatur des Meerwassers
$T_{icl}(z)$	mittleres Temperaturprofil im Meereis einer Eisdickenklasse
$T_{melt,s}, T_{melt,i}$	Schmelztemperatur des Schnees und des Eises
$T_{s,icl}(z), T_{i,icl}(z)$	mittleres Temperaturprofil im Schnee und im Eis einer Eisdickenklasse (auf den Index <i>icl</i> wird häufig verzichtet)
$T_{sur,s}, T_{sur,i}, T_{sur,w}$	Oberflächentemperatur des Schnees, des Eises und des Ozeans
T_w	Temperatur der ozeanischen Deckschicht
$\mathbf{u} = (u, v, w)$	dreidimensionaler Windgeschwindigkeitsvektor

$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	mittlere Windgeschwindigkeitskomponenten
u', v', w'	Abweichungen von den mittleren Windgeschwindigkeitskomponenten
$\mathbf{u}_g = (u_g, v_g)$	geostrophischer Windgeschwindigkeitsvektor
$\mathbf{u}_{g,oc}$	Geschwindigkeitsvektor des geostrophischen Ozeanstromes
$\mathbf{u}_{hor} = (u, v)$	horizontaler Windgeschwindigkeitsvektor
u_{hor}	Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit
$\mathbf{u}_i = (u_i, v_i)$	Driftgeschwindigkeitsvektor des Meereises
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit; mittlere Schubspannungsgeschwindigkeit über der Meereis-Wasser-Oberfläche
u_{*i}	Schubspannungsgeschwindigkeit über der Meereisoberfläche
$u_{*i}(F_d)$	Anteil der Schubspannungsgeschwindigkeit über der Meereisoberfläche, verursacht durch den Formwiderstand des Meereises
$u_{*i}(S_d)$	Anteil der Schubspannungsgeschwindigkeit über der Meereisoberfläche, verursacht durch den Oberflächenwiderstand des Meereises
$u_{*i,g,oc}$	Schubspannungsgeschwindigkeit unter dem Eis für die Relativbewegung gegenüber dem geostrophischen Ozeanstrom
u_{*w}	Schubspannungsgeschwindigkeit über der Wasseroberfläche
v_j	spezifisches Volumen trockener Luft ($j = 0$) und Wasserdampf ($j = 1$)
w_f	charakteristische Vertikalgeschwindigkeit
$\Delta x, \Delta y$	horizontale Gitterweiten
x, y, z	kartesische Koordinaten
Δz	vertikale Gitterweite
z_0, z_{θ}, z_q	Rauhigkeitslängen für Impuls, Temperatur und Feuchte; mittlere Rauhigkeitslängen für Impuls, Temperatur und Feuchte der Meereis-Wasser-Oberfläche
z_{0e}	effektive Rauhigkeitslänge für Impuls im Rahmen des Vermischungshöhenkonzeptes
$z_{0i}, z_{\theta i}, z_{qi}$	Rauhigkeitslängen für Impuls, Temperatur und Feuchte der Meereisoberfläche
$z_{0i,bot}$	Rauhigkeitslänge für Impuls der Eisunterseite
z_{0oc}	Rauhigkeitslänge für Impuls der Wasseroberfläche bzgl. der ozeanischen Strömung
$z_{0w}, z_{\theta w}, z_{qw}$	Rauhigkeitslängen für Impuls, Temperatur und Feuchte der Wasseroberfläche
z_b	Höhe der konvektiven Grenzschicht
z_p	Obergrenze der Prandtl-Schicht und gleichzeitig Höhe des ersten Rechenniveaus des Atmosphärenmodells METRAS über der Erdoberfläche
z_t	Höhe des Oberrandes des Atmosphärenmodells METRAS

Griechische Buchstaben

$\alpha_s, \alpha_i, \alpha_w$	Oberflächenalbedo des Schnees, des Eises und des Wassers
Γ	vom lokalen Gradienten unabhängiger Anteil des turbulenten Wärmetransportes
$\dot{\epsilon}$	Tensor der Deformationsraten
ϵ_a	atmosphärisches Emissionsvermögen
ϵ_c	Emissionsvermögen der Wolken
$\epsilon_{sur,s}, \epsilon_{sur,i}, \epsilon_{sur,w}$	Emissionsvermögen des Schnees, des Eises und des Wassers
ζ	Viskosität für Volumenkompression
η	Viskosität für Scherdeformation
θ	potentielle Temperatur der Luft
θ_0	großskaliger Anteil der mittleren potentiellen Temperatur
θ_f	konvektive Temperaturskalengröße
θ_{sur}	potentielle Temperatur an der Erdoberfläche; mittlere potentielle Temperatur der Meereis-Wasser-Oberfläche
θ_S	vertikal über die gesamte Prandtl-Schicht gemittelte potentielle Temperatur
$\bar{\theta}$	mittlere potentielle Temperatur
θ'	Abweichung von der mittleren potentiellen Temperatur
$\tilde{\theta}$	mesoskaliger Anteil der mittleren potentiellen Temperatur
θ_*	Skalengröße für die potentielle Temperatur; mittlere Skalengröße für die potentielle Temperatur über der Meereis-Wasser-Oberfläche
θ_{*i}	Skalengröße für die potentielle Temperatur über der Meereisoberfläche
θ_{*w}	Skalengröße für die potentielle Temperatur über der Wasseroberfläche
ϑ	Zenitdistanzwinkel der Sonne
κ	von Karman-Konstante
λ	maximale Mischungsweglänge für neutrale Schichtung
ν	kinematische Viskosität der Luft
ρ	Dichte der Luft
ρ_0	großskaliger Anteil der mittleren Dichte der Luft
$(\rho c)_s, (\rho c)_i, (\rho c)_w$	volumetrische Wärmekapazität des Schnees, des Eises und des Meerwassers
$(\rho c)_{i,f}$	volumetrische Wärmekapazität reinen, salzfreien Eises
$(\rho L)_s, (\rho L)_i$	volumetrische Umwandlungswärme des Schnees und des Eises
ρ_w	Dichte des Meerwassers
$\tilde{\rho}$	mesoskaliger Anteil der mittleren Dichte der Luft
σ	Tensor der internen Spannungen im Eis
σ_b	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ_c	optische Dicke der Wolken
τ_i	Vektor der am Meereis angreifenden atmosphärischen Schubspannung (atmosphärische Schubspannung)

τ_i	Betrag der am Meereis angreifenden atmosphärischen Schubspannung
$\tau_{i,oc}$	Vektor der am Meereis angreifenden ozeanischen Schubspannung (ozeanische Schubspannung)
φ	geographische Breite
$\varphi_{g,oc}$	Drehwinkel zwischen der geostrophischen Ozeanströmung und der am Meereis angreifenden ozeanischen Schubspannung
Φ	Geopotential
Φ_h, Φ_m	universelle Funktionen
χ	skalare atmosphärische Größen
ψ_h	Stabilitätsfunktion der Wärme und der Feuchte
ψ_m	Stabilitätsfunktion des Impulses
Ω	vektorielle Winkelgeschwindigkeit der Erde

Danksagung

Für die Anregung und Unterstützung dieser Arbeit danke ich Prof. Dr. E. Augstein.

Mein besonderer Dank gilt Dr. C. Lüpkes für die intensive fachliche Betreuung und die kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Bei Dr. H. Fischer und Dr. M. Harder bedanke ich mich für die Überlassung des großskaligen Meereismodells und für die hilfreichen Diskussionen zu Fragen der Meereismodellierung.

Weiterhin gilt mein Dank Prof. Dr. C. Kottmeier für viele anregende Kritiken zu dieser Arbeit.

Ich danke allen übrigen früheren und derzeitigen Kollegen in der Arbeitsgruppe Meteorologie am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung Bremerhaven für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen, die komplikationslose Bereitstellung von Meßdaten und die Unterstützung bei technischen Problemen.

Schließlich bedanke ich mich bei meinen Zimmerkollegen D. Freese und S. Mai für eine angenehme Arbeitsatmosphäre, die durch die ständige Bereitschaft zur Klärung fachlicher und computertechnischer Fragen geprägt war.

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

- * **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 Köhnen
- * **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
- Heft Nr. 3/1982** – „Digitale und analoge Krill-Echolot-Rohdatenerfassung an Bord des Forschungs-
schiffes 'Meteor'“ (im Rahmen von FIBEX 1980/81, Fahrtabschnitt ANT III), von Bodo Morgenstern
- Heft Nr. 4/1982** – „Filchner-Schelfeis-Expedition 1980/81“,
Liste der Planktonfänge und Lichtstärkemessungen
zusammengestellt von Gerd Hubold und H. Eberhard Drescher
- * **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 'Polarsirkel'
(Pre-Site Survey)“ – Stationslisten der Mikronekton- und Zooplanktonfänge sowie der Bodenfischerei
zusammengestellt von R. Schneppenheim
- 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
- * **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
- Heft Nr. 10/1983** – „Fluor im antarktischen Ökosystem“ – DFG-Symposium November 1982
zusammengestellt von Dieter Adelung
- Heft Nr. 11/1983** – „Joint Biological Expedition on RRS 'John Biscoe', February 1982 (II)“,
Data of micronekton and zooplankton hauls, by Uwe Piatkowski
- Heft Nr. 12/1983** – „Das biologische Programm der ANTARKTIS-I-Expedition 1983 mit FS 'Polarstern'“,
Stationslisten der Plankton-, Benthos- und Grundscheppnetzfüge und Liste der Probenahme an Robben
und Vögeln, von H. E. Drescher, G. Hubold, U. Piatkowski, J. Plötz und J. Voß
- * **Heft Nr. 13/1983** – „Die Antarktis-Expedition von MS 'Polarbjörn' 1982/83“ (Sommerkampagne zur
Atka-Bucht und zu den Kraul-Bergen), zusammengestellt von Heinz Köhnen
- * **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 Köhnen
- * **Heft Nr. 14/1983** – „Die erste Antarktis-Expedition (ANTARKTIS I) von FS 'Polarstern' 1982/83“,
herausgegeben von Gotthilf Hempel
- 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
- 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
- Sonderheft Nr. 5/1984** – „The observatories of the Georg von Neumayer Station“, by Ernst Augstein
- Heft Nr. 16/1984** – „FIBEX cruise zooplankton data“,
by U. Piatkowski, I. Hempel and S. Rakusa-Suszczewski
- Heft Nr. 17/1984** – „Fahrtbericht (cruise report) der 'Polarstern'-Reise ARKTIS I, 1983“,
von E. Augstein, G. Hempel und J. Thiede
- 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
- 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. Köhnen
- 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
- Heft Nr. 21/1985** – „Euphausiid larvae in plankton samples from the vicinity of the Antarctic Peninsula,
February 1982“, by Sigrid Marschall and Elke Mizdalski

- Heft Nr. 22/1985** – „Maps of the geographical distribution of macrozooplankton in the Atlantic sector of the Southern Ocean“, by Uwe Piatkowski
- Heft Nr. 23/1985** – „Untersuchungen zur Funktionsmorphologie und Nahrungsaufnahme der Larven des Antarktischen Krills *Euphausia superba* Dana“, von Hans-Peter Marschall
- Heft Nr. 24/1985** – „Untersuchungen zum Periglazial auf der König-Georg-Insel Südshetlandinseln/ Antarktika. Deutsche physiogeographische Forschungen in der Antarktis. – Bericht über die Kampagne 1983/84“, von Dietrich Barsch, Wolf-Dieter Blümel, Wolfgang Flügel, Roland Mäusbacher, Gerhard Stäblein, Wolfgang Zick
- * **Heft Nr. 25/1985** – „Die Expedition ANTARKTIS III mit FS 'Polarstern' 1984/85“, herausgegeben von Gotthilf Hempel
- * **Heft Nr. 26/1985** – „The Southern Ocean“; A survey of oceanographic and marine meteorological research work by Hellmer et al.
- Heft Nr. 27/1986** – „Spätpleistozäne Sedimentationsprozesse am antarktischen Kontinentalhang vor Kapp Norvegia, östliche Weddell-See“, von Hannes Grobe
- Heft Nr. 28/1986** – „Die Expedition ARKTIS III mit 'Polarstern' 1985“, mit Beiträgen der Fahrtteilnehmer, herausgegeben von Rainer Gersonde
- * **Heft Nr. 29/1986** – „5 Jahre Schwerpunktprogramm 'Antarktisforschung' der Deutschen Forschungsgemeinschaft.“ Rückblick und Ausblick. Zusammengefasst von Gotthilf Hempel, Sprecher des Schwerpunktprogramms
- Heft Nr. 30/1986** – „The Meteorological Data of the Georg-von-Neumayer-Station for 1981 and 1982“, by Marianne Gube and Friedrich Obleitner
- Heft Nr. 31/1986** – „Zur Biologie der Jugendstadien der Notothenioidei (Pisces) an der Antarktischen Halbinsel“, von A. Kellermann
- Heft Nr. 32/1986** – „Die Expedition ANTARKTIS-IV mit FS 'Polarstern' 1985/86“, mit Beiträgen der Fahrtteilnehmer, herausgegeben von Dieter Fütterer
- Heft Nr. 33/1987** – „Die Expedition ANTARKTIS-IV mit FS 'Polarstern' 1985/86 – Bericht zu den Fahrtabschnitten ANT-IV/3-4“, von Dieter Karl Fütterer
- Heft Nr. 34/1987** – „Zoogeographische Untersuchungen und Gemeinschaftsanalysen an antarktischem Makroplankton“, von U. Piatkowski
- Heft Nr. 35/1987** – „Zur Verbreitung des Meso- und Makrozooplanktons in Oberflächenwasser der Weddell See (Antarktis)“, von E. Boysen-Ennen
- Heft Nr. 36/1987** – „Zur Nahrungs- und Bewegungsphysiologie von *Salpa thompsoni* und *Salpa fusiformis*“, von M. Reinke
- Heft Nr. 37/1987** – „The Eastern Weddell Sea Drifting Buoy Data Set of the Winter Weddell Sea Project (WWSP) 1986“, by Heinrich Hoerber und Marianne Gube-Lehnhardt
- Heft Nr. 38/1987** – „The Meteorological Data of the Georg von Neumayer Station for 1983 and 1984“, by M. Gube-Lehnhardt
- Heft Nr. 39/1987** – „Die Winter-Expedition mit FS 'Polarstern' in die Antarktis (ANT V/1-3)“, herausgegeben von Sigrid Schnack-Schiel
- Heft Nr. 40/1987** – „Weather and Synoptic Situation during Winter Weddell Sea Project 1986 (ANT V/2) July 16 – September 10, 1986“, by Werner Rabe
- Heft Nr. 41/1988** – „Zur Verbreitung und Ökologie der Seegurken im Weddellmeer (Antarktis)“, von Julian Gutt
- Heft Nr. 42/1988** – „The zooplankton community in the deep bathyal and abyssal zones of the eastern North Atlantic“, by Werner Beckmann
- Heft Nr. 43/1988** – „Scientific cruise report of Arctic Expedition ARK IV/3“, Wissenschaftlicher Fahrtbericht der Arktis-Expedition ARK IV/3, compiled by Jörn Thiede
- Heft Nr. 44/1988** – „Data Report for FV 'Polarstern' Cruise ARK IV/1, 1987 to the Arctic and Polar Fronts“, by Hans-Jürgen Hirche
- Heft Nr. 45/1988** – „Zoogeographie und Gemeinschaftsanalyse des Makrozoobenthos des Weddellmeeres (Antarktis)“, von Joachim Voß
- Heft Nr. 46/1988** – „Meteorological and Oceanographic Data of the Winter-Weddell-Sea Project 1986 (ANT V/3)“, by Eberhard Fahrbach
- Heft Nr. 47/1988** – „Verteilung und Herkunft glazial-mariner Gerölle am Antarktischen Kontinentalrand des östlichen Weddellmeeres“, von Wolfgang Oskierski
- Heft Nr. 48/1988** – „Variationen des Erdmagnetfeldes an der GvN-Station“, von Arnold Brodscholl
- * **Heft Nr. 49/1988** – „Zur Bedeutung der Lipide im antarktischen Zooplankton“, von Wilhelm Hagen
- Heft Nr. 50/1988** – „Die gezeitenbedingte Dynamik des Ekström-Schelfeises, Antarktis“, von Wolfgang Kobarg
- Heft Nr. 51/1988** – „Ökomorphologie nototheniider Fische aus dem Weddellmeer, Antarktis“, von Werner Ekau
- Heft Nr. 52/1988** – „Zusammensetzung der Bodenfauna in der westlichen Fram-Straße“, von Dieter Piepenburg
- * **Heft Nr. 53/1988** – „Untersuchungen zur Ökologie des Phytoplanktons im südöstlichen Weddellmeer (Antarktis) im Jan./Febr. 1985“, von Eva-Maria Nöthig

- Heft Nr. 54/1988** – „Die Fischfauna des östlichen und südlichen Weddellmeeres: geographische Verbreitung, Nahrung und trophische Stellung der Fischarten“, von Wiebke Schwarzbach
- Heft Nr. 55/1988** – „Weight and length data of zooplankton in the Weddell Sea in austral spring 1986 (ANT V/3)“, by Elke Mizdalski
- Heft Nr. 56/1989** – „Scientific cruise report of Arctic expeditions ARK IV/1, 2 & 3“, by G. Krause, J. Meincke und J. Thiede
- Heft Nr. 57/1989** – „Die Expedition ANTARKTIS V mit FS 'Polarstern' 1986/87“, Bericht von den Fahrtabschnitten ANT V/4-5 von H. Miller und H. Oerter
- * **Heft Nr. 58/1989** – „Die Expedition ANTARKTIS VI mit FS 'Polarstern' 1987/88“, von D. K. Fütterer
- Heft Nr. 59/1989** – „Die Expedition ARKTIS V/1a, 1b und 2 mit FS 'Polarstern' 1988“, von M. Spindler
- Heft Nr. 60/1989** – „Ein zweidimensionales Modell zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis“, von H. H. Hellmer
- Heft Nr. 61/1989** – „Die Vulkanite im westlichen und mittleren Neuschwabenland, Vestfjella und Ahlmannryggen, Antarktika“, von M. Peters
- * **Heft-Nr. 62/1989** – „The Expedition ANTARKTIS VII/1 and 2 (EPOS I) of RV 'Polarstern' in 1988/89“, by I. Hempel
- Heft Nr. 63/1989** – „Die Eisalgenflora des Weddellmeeres (Antarktis): Artenzusammensetzung und Biomasse, sowie Ökophysiologie ausgewählter Arten“, von Annette Bartsch
- Heft Nr. 64/1989** – „Meteorological Data of the G.-v.-Neumayer-Station (Antarctica)“, by L. Helmes
- Heft Nr. 65/1989** – „Expedition Antarktis VII/3 in 1988/89“, by I. Hempel, P. H. Schalk, V. Smetacek
- Heft Nr. 66/1989** – „Geomorphologisch-glaziologische Detailkartierung des arid-hochpolaren Borgmassivet, Neuschwabenland, Antarktika“, von Karsten Brunk
- Heft-Nr. 67/1990** – „Identification key and catalogue of larval Antarctic fishes“, edited by Adolf Kellermann
- Heft-Nr. 68/1990** – „The Expedition Antarktis VII/4 (Epos leg 3) and VII/5 of RV 'Polarstern' in 1989“, edited by W. Arntz, W. Ernst, I. Hempel
- Heft-Nr. 69/1990** – „Abhängigkeiten elastischer und rheologischer Eigenschaften des Meereises vom Eisgefüge“, von Harald Hellmann
- Heft-Nr. 70/1990** – „Die beschalten benthischen Mollusken (Gastropoda und Bivalvia) des Weddellmeeres, Antarktis“, von Stefan Hain
- Heft-Nr. 71/1990** – „Sedimentologie und Paläomagnetik an Sedimenten der Maudkuppe (Nordöstliches Weddellmeer)“, von Dieter Cordes
- Heft-Nr. 72/1990** – „Distribution and abundance of planktonic copepods (Crustacea) in the Weddell Sea in summer 1980/81“, by F. Kurbjeweit and S. Ali-Khan
- Heft-Nr. 73/1990** – „Zur Frühdiagenese von organischem Kohlenstoff und Opal in Sedimenten des südlichen und östlichen Weddellmeeres“, von M. Schlüter
- Heft-Nr. 74/1991** – „Expeditionen ANTARKTIS-VIII/3 und VIII/4 mit FS 'Polarstern' 1989“, von Rainer Gersonde und Gotthilf Hempel
- Heft-Nr. 75/1991** – „Quartäre Sedimentationsprozesse am Kontinentalhang des Süd-Orkney-Plateaus im nordwestlichen Weddellmeer (Antarktis)“, von Sigrun Grünig
- Heft-Nr. 76/1991** – „Ergebnisse der faunistischen Arbeiten in Benthal von King George Island (Südshetlandinseln, Antarktis)“, Martin Rauschert
- Heft-Nr. 77/1991** – „Verteilung von Mikroplankton-Organismen nordwestlich der Antarktischen Halbinsel unter dem Einfluß sich ändernder Umweltbedingungen in Herbst“, von Heinz Klöser
- Heft-Nr. 78/1991** – „Hochauflösende Magnetostratigraphie spätquartärer Sedimente arktischer Meeresgebiete“, von Norbert R. Nowaczyk
- Heft-Nr. 79/1991** – „Ökophysiologische Untersuchungen zur Salinitäts- und Temperaturtoleranz antarktischer Grünalgen unter besonderer Berücksichtigung des β -Dimethylsulfoniumpropionat (DMSP) – Stoffwechsels“, von Ulf Karsten
- Heft-Nr. 80/1991** – „Die Expedition ARKTIS VII/1 mit FS 'POLARSTERN' 1990“, herausgegeben von Jörn Thiede und Gotthilf Hempel
- Heft-Nr. 81/1991** – „Paläoglaziologie und Paläozeanographie im Spätquartär am Kontinentalrand des südlichen Weddellmeeres, Antarktis“, von Martin Melles
- Heft-Nr. 82/1991** – „Quantifizierung von Meereiseigenschaften: Automatische Bildanalyse von Dünnschnitten und Parametrisierung von Chlorophyll- und Salzgehaltsverteilungen“, von Hajo Eicken
- Heft-Nr. 83/1991** – „Das Fließen von Schelfeisen – numerische Simulationen mit der Methode der finiten Differenzen“, von Jürgen Determann
- Heft-Nr. 84/1991** – Die Expedition ANTARKTIS VIII/1-2, 1989 mit der Winter Weddell Gyre Study der Forschungsschiffe 'Polarstern' und 'Akademik Fedorov', von Ernst Augstein, Nicolai Bagriantsev und Hans Werner Schenke
- Heft-Nr. 85/1991** – „Zur Entstehung von Unterwassereis und das Wachstum und die Energiebilanz des Meereises in der Atka Bucht, Antarktis“, von Josef Kipfstuhl

- Heft-Nr. 86/1991** – „Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90. Bericht vom Fahrtabschnitt ANT-VIII/5“, herausgegeben von Heinz Miller und Hans Oerter
- Heft-Nr. 87/1991** – „Scientific cruise reports of Arctic expeditions ARK-VI/1-4 of RV 'Polarstern' in 1989“, edited by G. Krause, J. Meincke & H. J. Schwarz
- Heft-Nr. 88/1991** – „Zur Lebensgeschichte dominanter Copepodenarten (*Calanus finmarchicus*, *C. glacialis*, *C. hyperboreus*, *Metridia longa*) in der Framstraße“, von Sabine Diel
- Heft-Nr. 89/1991** – „Detaillierte seismische Untersuchungen am östlichen Kontinentalrand des Weddell-Meeres vor Kapp Norvegia, Antarktis“, von Norbert E. Kaul
- Heft-Nr. 90/1991** – „Die Expedition ANTARKTIS VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90. Bericht von Fahrtabschnitten ANT VIII/6-7“, herausgegeben von Dieter Karl Fütterer und Otto Schrems
- Heft-Nr. 91/1991** – „Blood physiology and ecological consequences in Weddell Sea fishes (Antarctica)“, by Andreas Kunzmann.
- Heft-Nr. 92/1991** – „Zur sommerlichen Verteilung des Mesozooplanktons im Nansen-Becken, Nordpolarmeere“, von Nicolai Mumm.
- Heft-Nr. 93/1991** – Die Expedition ARKTIS VII mit FS 'Polarstern' 1990. Bericht von Fahrtabschnitten ARK VII/2“, herausgegeben vom Gunther Krause.
- Heft-Nr. 94/1991** – „Die Entwicklung des Phytoplanktons im östlichen Weddellmeer (Antarktis) beim Übergang vom Spätwinter zum Frühjahr“, von Renate Scharek.
- Heft-Nr. 95/1991** – „Radioisotopenstratigraphie, Sedimentologie und Geochemie jungquartärer Sedimente des östlichen Arktischen Ozeans“, von Horst Bohrmann.
- Heft-Nr. 96/1991** – „Holozäne Sedimentationsentwicklung im Scoresby Sund, Ost-Grönland“, von Peter Marienfeld
- Heft-Nr. 97/1991** – „Strukturelle Entwicklung und Abkühlungsgeschichte der Heimefrontfjella (Westliches Dronning Maud Land / Antarktika)“, von Joachim Jacobs
- Heft-Nr. 98/1991** – „Zur Besiedlungsgeschichte des antarktischen Schelfes am Beispiel der Isopoda (Crustacea, Malacostraca)“, von Angelika Brandt
- Heft-Nr. 99/1992** – „The Antarctic ice sheet and environmental change: a three-dimensional modelling study“, by Philippe Huybrechts
- * **Heft-Nr. 100/1992** – „Die Expeditionen ANTARKTIS IX/1-4 des Forschungsschiffes 'Polarstern' 1990/91“, herausgegeben von Ulrich Bathmann, Meinhard Schulz-Baldes, Eberhard Fahrbach, Victor Smetacek und Hans-Wolfgang Hubberten
- Heft-Nr. 101/1992** – „Wechselbeziehungen zwischen Spurenmetallkonzentrationen (Cd, Cu, Pb, Zn) im Meerwasser und in Zooplanktonorganismen (Copepoda) der Arktis und des Atlantiks“, von Christa Pohl
- Heft-Nr. 102/1992** – „Physiologie und Ultrastruktur der antarktischen Grünalge *Prasiola crispa* ssp. *antarctica* unter osmotischem Streß und Austrocknung“, von Andreas Jacob
- Heft-Nr. 103/1992** – „Zur Ökologie der Fische im Weddellmeer“, von Gerd Hubold
- Heft-Nr. 104/1992** – „Mehrkanalige adaptive Filter für die Unterdrückung von multiplen Reflexionen in Verbindung mit der freien Oberfläche in marinen Seismogrammen“, von Andreas Rosenberger
- Heft-Nr. 105/1992** – „Radiation and Eddy Flux Experiment 1991 (REFLEX I)“, von Jörg Hartmann, Christoph Kottmeier und Christian Wamser
- Heft-Nr. 106/1992** – „Ostracoden im Epipelagial vor der Antarktischen Halbinsel - ein Beitrag zur Systematik sowie zur Verbreitung und Populationsstruktur unter Berücksichtigung der Saisonalität“, von Rüdiger Kock
- Heft-Nr. 107/1992** – „ARCTIC '91: Die Expedition ARK-VIII/3 mit FS 'Polarstern' 1991“, herausgegeben von Dieter K. Fütterer
- Heft-Nr. 108/1992** – „Dehnungsbeben an einer Störungszone im Ekström-Schelfeis nördlich der Georg-von-Neumayer Station, Antarktis. - Eine Untersuchung mit seismologischen und geodätischen Methoden“, von Uwe Nixdorf
- Heft-Nr. 109/1992** – „Spätquartäre Sedimentation am Kontinentalrand des südöstlichen Weddellmeeres, Antarktis“, von Michael Weber
- Heft-Nr. 110/1992** – „Sedimentfazies und Bödenwasserstrom am Kontinentalhang des nordwestlichen Weddellmeeres“, von Isa Brehme
- Heft-Nr. 111/1992** – „Die Lebensbedingungen in den Solekanälchen des antarktischen Meereises“, von Jürgen Weissenberger
- Heft-Nr. 112/1992** – „Zur Taxonomie von rezenten benthischen Foraminiferen aus dem Nansen Becken, Arktischer Ozean“, von Jutta Wollenburg
- Heft-Nr. 113/1992** – „Die Expedition ARKTIS VIII/1 mit FS 'Polarstern' 1991“, herausgegeben von Gerhard Kattner
- * **Heft-Nr. 114/1992** – „Die Gründungsphase deutscher Polarforschung, 1865-1875“, von Reinhard A. Krause
- Heft-Nr. 115/1992** – „Scientific Cruise Report of the 1991 Arctic Expedition ARK VIII/2 of RV 'Polarstern' (EPOS II)“, by Eike Rachor

- Heft-Nr. 116/1992** – „The Meteorological Data of the Georg-von-Neumayer-Station (Antarctica) for 1988, 1989, 1990 and 1991”, by Gert König-Langlo
- Heft-Nr. 117/1992** – „Petrogenese des metamorphen Grundgebirges der zentralen Heimefrontfjella (westliches Dronning Maud Land / Antarktis)”, von Peter Schulze
- Heft-Nr. 118/1993** – „Die mafischen Gänge der Shackleton Range / Antarktika: Petrographie, Geochemie, Isotopengeochemie und Paläomagnetik”, von Rüdiger Hotten
- * **Heft-Nr. 119/1993** – „Gefrierschutz bei Fischen der Polarmeere”, von Andreas P. A. Wöhrmann
- * **Heft-Nr. 120/1993** – „East Siberian Arctic Region Expedition '92: The Laptev Sea – its Significance for Arctic Sea-Ice Formation and Transpolar Sediment Flux”, by D. Dethleff, D. Nürnberg, E. Reimnitz, M. Saarlo and Y.P. Savchenko. – „Expedition to Novaja Zemlja and Franz Josef Land with RV 'Dalnie Zelentsy'”, by D. Nürnberg and E. Groth
- * **Heft-Nr. 121/1993** – „Die Expedition ANTARKTIS X/3 mit FS 'Polarstern' 1992”, herausgegeben von Michael Spindler, Gerhard Dieckmann und David Thomas
- Heft-Nr. 122/1993** – „Die Beschreibung der Korngestalt mit Hilfe der Fourier-Analyse: Parametrisierung der morphologischen Eigenschaften von Sedimentpartikeln”, von Michael Diepenbroek
- * **Heft-Nr. 123/1993** – „Zerstörungsfreie hochauflösende Dichteuntersuchungen mariner Sedimente”, von Sebastian Gerland
- Heft-Nr. 124/1993** – „Umsatz und Verteilung von Lipiden in arktischen marinen Organismen unter besonderer Berücksichtigung unterer trophischer Stufen”, von Martin Graeve
- Heft-Nr. 125/1993** – „Ökologie und Respiration ausgewählter arktischer Bodenfischarten”, von Christian F. von Dorrien
- Heft-Nr. 126/1993** – „Quantitative Bestimmung von Paläoumweltparametern des Antarktischen Oberflächenwassers im Spätquartär anhand von Transferfunktionen mit Diatomeen”, von Ulrich Zielinski
- Heft-Nr. 127/1993** – „Sedimenttransport durch das arktische Meerereis: Die rezente lithogene und biogene Materialfracht”, von Ingo Wollenburg
- Heft-Nr. 128/1993** – „Cruise ANTARKTIS X/3 of RV 'Polarstern': CTD-Report”, von Marek Zwierz
- Heft-Nr. 129/1993** – „Reproduktion und Lebenszyklen dominanter Copepodenarten aus dem Weddellmeer, Antarktis”, von Frank Kurbjewit
- Heft-Nr. 130/1993** – „Untersuchungen zu Temperaturregime und Massenhaushalt des Filchner-Ronne-Schelfeises, Antarktis, unter besonderer Berücksichtigung von Anfrier- und Abschmelzprozessen”, von Klaus Grosfeld
- Heft-Nr. 131/1993** – „Die Expedition ANTARKTIS X/5 mit FS 'Polarstern' 1992”, herausgegeben von Rainer Gersonde
- Heft-Nr. 132/1993** – „Bildung und Abgabe kurzketziger halogener Kohlenwasserstoffe durch Makroalgen der Polarregionen”, von Frank Laturnus
- Heft-Nr. 133/1994** – „Radiation and Eddy Flux Experiment 1993 (*REFLEX II*)”, by Christoph Kottmeier, Jörg Hartmann, Christian Wamser, Axel Bochert, Christof Lüpkes, Dietmar Freese and Wolfgang Cohrs
- * **Heft-Nr. 134/1994** – „The Expedition ARKTIS-IX/1”, edited by Hajo Eicken and Jens Meincke
- Heft-Nr. 135/1994** – „Die Expeditionen ANTARKTIS X/6-8”, herausgegeben von Ulrich Bathmann, Victor Smetacek, Hein de Baar, Eberhard Fahrback und Gunter Krause
- Heft-Nr. 136/1994** – „Untersuchungen zur Ernährungsökologie von Kaiserpinguinen (*Aptenodytes forsteri*) und Königspinguinen (*Aptenodytes patagonicus*)”, von Klemens Pütz
- * **Heft-Nr. 137/1994** – „Die känozoische Vereisungsgeschichte der Antarktis”, von Werner U. Ehrmann
- Heft-Nr. 138/1994** – „Untersuchungen stratosphärischer Aerosole vulkanischen Ursprungs und polarer stratosphärischer Wolken mit einem Mehrwellenlängen-Lidar auf Spitzbergen (79°N, 12°E)”, von Georg Beyerle
- Heft-Nr. 139/1994** – „Charakterisierung der Isopodenfauna (Crustacea, Malacostraca) des Scotia-Bogens aus biogeographischer Sicht: Ein multivariater Ansatz”, von Holger Winkler
- Heft-Nr. 140/1994** – „Die Expedition ANTARKTIS X/4 mit FS 'Polarstern' 1992”, herausgegeben von Peter Lemke
- Heft-Nr. 141/1994** – „Satellitenaltimetrie über Eis – Anwendung des GEOSAT-Altimeters über dem Ekströmisen, Antarktis”, von Klemens Heidland
- Heft-Nr. 142/1994** – „The 1993 Northeast Water Expedition. Scientific cruise report of RV 'Polarstern' Arctic cruises ARK IX/2 and 3, USCG 'Polar Bear' cruise NEWP and the NEWLand expedition”, edited by Hans-Jürgen Hirche and Gerhard Kattner
- Heft-Nr. 143/1994** – „Detaillierte refraktionsseismische Untersuchungen im inneren Scoresby Sund/ Ost Grönland”, von Notker Fechner
- Heft-Nr. 144/1994** – „Russian-German Cooperation in the Siberian Shelf Seas: Geo-System Laptev Sea”, edited by Heidemarie Kassens, Hans-Wolfgang Hubberten, Sergey M. Pryamikov and Rüdiger Stein
- * **Heft-Nr. 145/1994** – „The 1993 Northeast Water Expedition. Data Report of RV 'Polarstern' Arctic Cruises IX/2 and 3”, edited by Gerhard Kattner and Hans-Jürgen Hirche
- Heft-Nr. 146/1994** – „Radiation Measurements at the German Antarctic Station Neumeyer 1982 – 1992”, by Torsten Schmidt and Gert König-Langlo

- Heft-Nr. 147/1994** – „Krustenstrukturen und Verlauf des Kontinentalrandes im Weddell Meer/Antarktis“, von Christian Hübscher
- Heft-Nr. 148/1994** – „The expeditions NORILSK/TAYMYR 1993 and BUNGER OASIS 1993/94 of the AWI Research Unit Potsdam“, edited by Martin Melles
- Heft-Nr. 149/1994** – „Die Expedition ARCTIC '93. Der Fahrtabschnitt ARK-IX/4 mit FS 'Polarstern' 1993“, herausgegeben von Dieter K. Fütterer
- Heft-Nr. 150/1994** – „Der Energiebedarf der Pygoscelis-Pinguine: eine Synopse“, von Boris M. Culik
- Heft-Nr. 151/1994** – „Russian-German Cooperation: The Transdrift I Expedition to the Laptev Sea“, edited by Heidemarie Kassens and Valeriy Y. Karpiy
- Heft-Nr. 152/1994** – „Die Expedition ANTARKTIS-X mit FS 'Polarstern' 1992. Bericht von den Fahrtabschnitten ANT X/1a und 2“, herausgegeben von Heinz Miller
- Heft-Nr. 153/1994** – „Aminosäuren und Huminstoffe im Stickstoffkreislauf polarer Meere“, von Ulrike Hubberten
- Heft-Nr. 154/1994** – „Regional and seasonal variability in the vertical distribution of mesozooplankton in the Greenland Sea“, by Claudio Richter
- Heft-Nr. 155/1995** – „Benthos in polaren Gewässern“, herausgegeben von Christian Wiencke und Wolf Arntz
- Heft-Nr. 156/1995** – „An adjoint model for the determination of the mean oceanic circulation, air-sea fluxes and mixing coefficients“, by Reiner Schlitzer
- Heft-Nr. 157/1995** – „Biochemische Untersuchungen zum Lipidstoffwechsel antarktischer Copepoden“, von Kirsten Fahl
- * **Heft-Nr. 158/1995** – „Die deutsche Polarforschung seit der Jahrhundertwende und der Einfluß Erich von Drygalskis“, von Cornelia Lüdecke
- Heft-Nr. 159/1995** – „The distribution of $\delta^{18}\text{O}$ in the Arctic Ocean: implications for the freshwater balance of the halocline and the sources of deep and bottom waters“, by Dorothea Bauch
- * **Heft-Nr. 160/1995** – „Rekonstruktion der spätquartären Tiefenwasserzirkulation und Produktivität im östlichen Südatlantik anhand von benthischen Foraminiferenvergesellschaftungen“, von Gerhard Schmiedl
- Heft-Nr. 161/1995** – „Der Einfluß von Salinität und Lichtintensität auf die Osmolytkonzentrationen, die Zellvolumina und die Wachstumsraten der antarktischen Eisdiatomeen *Chaetoceros* sp. und *Navicula* sp. unter besonderer Berücksichtigung der Aminosäure Prolin“, von Jürgen Nothnagel
- Heft-Nr. 162/1995** – „Meereistransportiertes lithogenes Feinmaterial in spätquartären Tiefseesedimenten des zentralen östlichen Arktischen Ozeans und der Framstraße“, von Thomas Letzig
- Heft-Nr. 163/1995** – „Die Expedition ANTARKTIS-XI/2 mit FS 'Polarstern' 1993/94“, herausgegeben von Rainer Gersonde
- Heft-Nr. 164/1995** – „Regionale und altersabhängige Variation gesteinsmagnetischer Parameter in marinen Sedimenten der Arktis“, von Thomas Frederichs
- Heft-Nr. 165/1995** – „Vorkommen, Verteilung und Umsatz biogener organischer Spurenstoffe: Sterole in antarktischen Gewässern“, von Georg Hanke
- Heft-Nr. 166/1995** – „Vergleichende Untersuchungen eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismodells mit Beobachtungen im Weddellmeer“, von Holger Fischer
- Heft-Nr. 167/1995** – „Rekonstruktionen von Paläo-Umweltparametern anhand von stabilen Isotopen und Faunen-Vergesellschaftungen planktischer Foraminiferen im Südatlantik“, von Hans-Stefan Niebler
- Heft-Nr. 168/1995** – „Die Expedition ANTARKTIS XII mit FS 'Polarstern' 1994/95. Bericht von den Fahrtabschnitten ANT XII/1 und 2“, herausgegeben von Gerhard Kattner und Dieter Karl Fütterer
- Heft-Nr. 169/1995** – „Medizinische Untersuchung zur Circadianrhythmik und zum Verhalten bei Überwinterern auf einer antarktischen Forschungsstation“, von Hans Wortmann
- Heft-Nr. 170/1995** – DFG-Kolloquium: Terrestrische Geowissenschaften – Geologie und Geophysik der Antarktis
- Heft-Nr. 171/1995** – „Strukturentwicklung und Petrogenese des metamorphen Grundgebirges der nördlichen Heimelfrontfjella (westliches Dronning Maud Land/Antarktika)“, von Wilfried Bauer
- Heft-Nr. 172/1995** – „Die Struktur der Erdkruste im Bereich des Scoresby Sund, Ostgrönland: Ergebnisse refraktionsseismischer und gravimetrischer Untersuchungen“, von Holger Mandler
- Heft-Nr. 173/1995** – „Paläozoische Akkretion am paläopazifischen Kontinentalrand der Antarktis in Nordvictorialand – P-T-D-Geschichte und Deformationsmechanismen im Bowers Terrane“, von Stefan Matzer
- Heft-Nr. 174/1995** – „The Expedition ARKTIS-X/2 of RV 'Polarstern' in 1994“, edited by Hans-W. Hubberten
- Heft-Nr. 175/1995** – „Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR 1994“, edited by Christine Siegert and Dmitry Bolshiyarov
- Heft-Nr. 176/1995** – „Russian-German Cooperation: Laptev Sea System“, edited by Heidemarie Kassens, Dieter Piepenburg, Jörn Thiede, Leonid Timokhov, Hans-Wolfgang Hubberten and Sergey M. Priamikov
- Heft-Nr. 177/1995** – „Organischer Kohlenstoff in spätquartären Sedimenten des Arktischen Ozeans: Terrigener Eintrag und marine Produktivität“, von Carsten J. Schubert
- Heft-Nr. 178/1995** – „Cruise ANTARKTIS XII/4 of RV 'Polarstern' in 1995: CTD-Report“, by Jüri Sildam
- Heft-Nr. 179/1995** – „Benthische Foraminiferenfaunen als Wassermassen-, Produktions- und Eisdriftanzeiger im Arktischen Ozean“, von Jutta Wollenburg

Heft-Nr. 180/1995 – „Biogenopal und biogenes Barium als Indikatoren für spätquartäre Produktivitätsänderungen am antarktischen Kontinentalhang, atlantischer Sektor“, von Wolfgang J. Bonn

Heft-Nr. 181/1995 – „Die Expedition ARKTIS X/1 des Forschungsschiffes 'Polarstern' 1994“, herausgegeben von Eberhard Fahrbach

Heft-Nr. 182/1995 – „Laptev Sea System: Expeditions in 1994“, edited by Heidemarie Kassens

Heft-Nr. 183/1996 – „Interpretation digitaler Parasound Echolotaufzeichnungen im östlichen Arktischen Ozean auf der Grundlage physikalischer Sedimenteigenschaften“, von Uwe Bergmann

Heft-Nr. 184/1996 – „Distribution and dynamics of inorganic nitrogen compounds in the troposphere of continental, coastal, marine and Arctic areas“, by María Dolores Andrés Hernández

Heft-Nr. 185/1996 – „Verbreitung und Lebensweise der Aphroditiden und Polynoiden (Polychaeta) im östlichen Weddellmeer und im Lazarevmeer (Antarktis)“, von Michael Stiller

Heft-Nr. 186/1996 – „Reconstruction of Late Quaternary environmental conditions applying the natural radionuclides ^{230}Th , ^{10}Be , ^{231}Pa and ^{238}U : A study of deep-sea sediments from the eastern sector of the Antarctic Circumpolar Current System“, by Martin Frank

Heft-Nr. 187/1996 – „The Meteorological Data of the Neumayer Station (Antarctica) for 1992, 1993 and 1994“, by Gert König-Langlo and Andreas Herber

Heft-Nr. 188/1996 – „Die Expedition ANTARKTIS-XI/3 mit FS 'Polarstern' 1994“, herausgegeben von Heinz Miller und Hannes Grobe

Heft-Nr. 189/1996 – „Die Expedition ARKTIS-VII/3 mit FS 'Polarstern' 1990“, herausgegeben von Heinz Miller und Hannes Grobe

Heft-Nr. 190/1996 – „Cruise report of the Joint Chilean-German-Italian Magellan 'Victor Hensen' Campaign in 1994“, edited by Wolf Arntz and Matthias Gorny

Heft-Nr. 191/1996 – „Leitfähigkeits- und Dichtemessung an Eisbohrkernen“, von Frank Wilhelms

Heft-Nr. 192/1996 – „Photosynthese-Charakteristika und Lebensstrategien antarktischer Makroalgen“, von Gabriele Weykam

Heft-Nr. 193/1996 – „Heterogene Reaktionen von N_2O_5 und HBr und ihr Einfluß auf den Ozonabbau in der polaren Stratosphäre“, von Sabine Seisel

Heft-Nr. 194/1996 – „Ökologie und Populationsdynamik antarktischer Ophiuroiden (Echinodermata)“, von Corinna Dahm

Heft-Nr. 195/1996 – „Die planktische Foraminifere *Neogloboquadrina pachyderma* (Ehrenberg) im Weddellmeer, Antarktis“, von Doris Berberich

Heft-Nr. 196/1996 – „Untersuchungen zum Beitrag chemischer und dynamischer Prozesse zur Variabilität des stratosphärischen Ozons über der Arktis“, von Birgit Heese

Heft-Nr. 197/1996 – „The Expedition ARKTIS-XI/2 of RV 'Polarstern' in 1995“, edited by Gunther Krause

Heft-Nr. 198/1996 – „Geodynamik des Westantarktischen Riftsystems basierend auf Apatit-Spaltspuranalysen“, von Frank Lisker

Heft-Nr. 199/1996 – „The 1993 Northeast Water Expedition. Data Report on CTD Measurements of RV 'Polarstern' Cruises ARKTIS IX/2 and 3“, by Gereon Budéus and Wolfgang Schneider

Heft-Nr. 200/1996 – „Stability of the Thermohaline Circulation in analytical and numerical models“, by Gerrit Lohmann

Heft-Nr. 201/1996 – „Trophische Beziehungen zwischen Makroalgen und Herbivoren in der Potter Cove (King George-Insel, Antarktis)“, von Katrin Iken

Heft-Nr. 202/1996 – „Zur Verbreitung und Respiration ökologisch wichtiger Bodentiere in den Gewässern um Svalbard (Arktis)“, von Michael K. Schmid

Heft-Nr. 203/1996 – „Dynamik, Rauigkeit und Alter des Meereises in der Arktis – Numerische Untersuchungen mit einem großskaligen Modell“, von Markus Harder

Heft-Nr. 204/1996 – „Zur Parametrisierung der stabilen atmosphärischen Grenzschicht über einem antarktischen Schelfeis“, von Dörthe Handorf

Heft-Nr. 205/1996 – „Textures and fabrics in the GRIP ice core, in relation to climate history and ice deformation“, by Thorsteinn Thorsteinsson

Heft-Nr. 206/1996 – „Der Ozean als Teil des gekoppelten Klimasystems: Versuch der Rekonstruktion der glazialen Zirkulation mit verschiedenen komplexen Atmosphärenkomponenten“, von Kerstin Fieg

Heft-Nr. 207/1996 – „Lebensstrategien dominanter antarktischer Oithonidae (Cyclopoida, Copepoda) und Oncaeidae (Poecilostomatoida, Copepoda) im Bellingshausenmeer“, von Cornelia Metz

Heft-Nr. 208/1996 – „Atmosphäreneinfluß bei der Fernerkundung von Meereis mit passiven Mikrowellenradiometern“, von Christoph Oelke

Heft-Nr. 209/1996 – „Klassifikation von Radarsatellitendaten zur Meereiserkennung mit Hilfe von Line-Scanner-Messungen“, von Axel Bochert

Heft-Nr. 210/1996 – „Die mit ausgewählten Schwämmen (Hexactinellida und Demospongiae) aus dem Weddellmeer, Antarktis, vergesellschaftete Fauna“, von Kathrin Kunzmann

Heft-Nr. 211/1996 – „Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR 1995 and the Expedition KOLYMA 1995“, by Dima Yu. Bolshiyarov and Hans-W. Hubberten

Heft-Nr. 212/1996 – „Surface-sediment composition and sedimentary processes in the central Arctic Ocean and along the Eurasian Continental Margin”, by Ruediger Stein, Gennadij I. Ivanov, Michael A. Levitan, and Kirsten Fahl

Heft-Nr. 213/1996 – „Gonadenentwicklung und Eiproduktion dreier *Calanus*-Arten (Copepoda): Freilandbeobachtungen, Histologie und Experimente”, von Barbara Niehoff

Heft-Nr. 214/1996 – „Numerische Modellierung der Übergangszone zwischen Eisschild und Eisschelf”, von Christoph Mayer

Heft-Nr. 215/1996 – „Arbeiten der AWI-Forschungsstelle Potsdam in Antarktika, 1994/95”, herausgegeben von Ulrich Wand

Heft-Nr. 216/1996 – „Rekonstruktion quartärer Klimaänderungen im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres anhand von Radiolarien”, von Uta Brathauer

Heft-Nr. 217/1996 – „Adaptive Semi-Lagrange-Finite-Elemente-Methode zur Lösung der Flachwassergleichungen: Implementierung und Parallelisierung”, von Jörn Behrens

Heft-Nr. 218/1997 – „Radiation and Eddy Flux Experiment 1995 (*REFLEX III*)”, by Jörg Hartmann, Axel Bochert, Dietmar Freese, Christoph Kottmeier, Dagmar Nagel, and Andreas Reuter

Heft-Nr. 219/1997 – „Die Expedition ANTARKTIS-XII mit FS 'Polarstern' 1995. Bericht vom Fahrtabschnitt ANT-XII/3”, herausgegeben von Wilfried Jokat und Hans Oerter

Heft-Nr. 220/1997 – „Ein Beitrag zum Schwerfeld im Bereich des Weddellmeeres, Antarktis. Nutzung von Altimetermessungen des GEOSAT und ERS-1”, von Tilo Schöne

Heft-Nr. 221/1997 – „Die Expedition ANTARKTIS-XIII/1-2 des Forschungsschiffes 'Polarstern' 1995/96”, herausgegeben von Ulrich Bathmann, Mike Lucas und Victor Smetacek

Heft-Nr. 222/1997 – „Tectonic Structures and Glaciomarine Sedimentation in the South-Eastern Weddell Sea from Seismic Reflection Data”, by László Oszkó

Heft-Nr. 223/1997 – „Bestimmung der Meereisdicke mit seismischen und elektromagnetisch-induktiven Verfahren”, von Christian Haas

Heft-Nr. 224/1997 – „Troposphärische Ozonvariationen in Polarregionen”, von Silke Wessel

Heft-Nr. 225/1997 – „Biologische und ökologische Untersuchungen zur kryopelagischen Amphipodenfauna des arktischen Meereises”, von Michael Poltermann

Heft-Nr. 226/1997 – „Scientific Cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XI/1 of RV 'Polarstern' in 1995”, edited by Eike Rachor

Heft-Nr. 227/1997 – „Der Einfluß kompatibler Substanzen und Kryoprotektoren auf die Enzyme Malatdehydrogenase (MDH) und Glucose-6-phosphat-Dehydrogenase (G6P-DH) aus *Acrosiphonia arctica* (Chlorophyta) der Arktis und Antarktis”, von Katharina Kück

Heft-Nr. 228/1997 – „Die Verbreitung epibenthischer Mollusken im chilenischen Beagle-Kanal”, von Katrin Linse

Heft-Nr. 229/1997 – „Das Mesozooplankton im Laptevmeer und östlichen Nansen-Becken – Verteilung und Gemeinschaftsstrukturen im Spätsommer”, von Hinrich Hanssen

Heft-Nr. 230/1997 – „Modell eines adaptierbaren, rechnergestützten, wissenschaftlichen Arbeitsplatzes am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung”, von Lutz-Peter Kurdelski

Heft-Nr. 231/1997 – „Zur Ökologie arktischer und antarktischer Fische: Aktivität, Sinnesleistungen und Verhalten”, von Christopher Zimmermann

Heft-Nr. 232/1997 – „Persistente chlororganische Verbindungen in hochantarktischen Fischen”, von Stephan Zimmermann

Heft-Nr. 233/1997 – „Zur Ökologie des Dimethylsulfoniumpropionat (DMSP)-Gehaltes temperierter und polarer Phytoplanktongemeinschaften im Vergleich mit Laborkulturen der Coccolithophoride *Emiliana huxleyi* und der antarktischen Diatomee *Nitzschia lecontei*”, von Doris Meyerdierks

Heft-Nr. 234/1997 – „Die Expedition ARCTIC '96 des FS 'Polarstern' (ARK XIII) mit der Arctic Climate System Study (ACSYS)”, von Ernst Augstein und den Fahrtteilnehmern

Heft-Nr. 235/1997 – „Polonium-210 und Blei-210 im Südpolarmeere: Natürliche Tracer für biologische und hydrographische Prozesse im Oberflächenwasser des Antarktischen Zirkumpolarstroms und des Weddellmeeres”, von Jana Friedrich

Heft-Nr. 236/1997 – „Determination of atmospheric trace gas amounts and corresponding natural isotopic ratios by means of ground-based FTIR spectroscopy in the high Arctic”, by Arndt Meier

Heft-Nr. 237/1997 – „Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR / SEVERNAYA ZEMLYA 1996”, edited by Martin Melles, Birgit Hagedorn and Dmitri Yu. Bolshiyarov.

Heft-Nr. 238/1997 – „Life strategy and ecophysiology of Antarctic macroalgae”, by Iván M. Gómez.

Heft-Nr. 239/1997 – „Die Expedition ANTARKTIS XIII/4-5 des Forschungsschiffes 'Polarstern' 1996”, herausgegeben von Eberhard Fahrbach und Dieter Gerdes.

Heft-Nr. 240/1997 – „Untersuchungen zur Chrom-Speziation in Meerwasser, Meereis und Schnee aus ausgewählten Gebieten der Arktis”, von Heide Giese.

Heft-Nr. 241/1997 – „Late Quaternary glacial history and paleoceanographic reconstructions along the East Greenland continental margin: Evidence from high-resolution records of stable isotopes and ice-rafted debris”, by Seung-Il Nam.

- Heft-Nr. 242/1997** – „Thermal, hydrological and geochemical dynamics of the active layer at a continuous permafrost site, Taymyr Peninsula, Siberia“, by Julia Boike.
- Heft-Nr. 243/1997** – „Zur Paläoozeanographie hoher Breiten: Stellvertreterdaten aus Foraminiferen“, von Andreas Mackensen.
- Heft-Nr. 244/1997** – „The Geophysical Observatory at Neumayer Station, Antarctica. Geomagnetic and seismological observations in 1995 and 1996“, by Alfons Eckstaller, Thomas Schmidt, Viola Gaw, Christian Müller and Johannes Rogenhagen.
- Heft-Nr. 245/1997** – „Temperaturbedarf und Biogeographie mariner Makroalgen – Anpassung mariner Makroalgen an tiefe Temperaturen“, von Bettina Bischoff-Bäsmann.
- Heft-Nr. 246/1997** – „Ökologische Untersuchungen zur Fauna des arktischen Meereises“, von Christine Friedrich.
- Heft-Nr. 247/1997** – „Entstehung und modifizierung von marinen gelösten organischen Substanzen“, von Berit Kirchoff.
- Heft-Nr. 248/1997** – „Laptev Sea System: Expeditions in 1995“, edited by Heidemarie Kassens.
- Heft-Nr. 249/1997** – „The Expedition ANTARKTIS XIII/3 (EASIZ I) of RV ‚Polarstern‘ to the eastern Weddell Sea in 1996“, edited by Wolf Arntz and Julian Gutt.
- Heft-Nr. 250/1997** – „Vergleichende Untersuchungen zur Ökologie und Biodiversität des Mega-Epibenthos der Arktis und Antarktis“, von Andreas Starmans.
- Heft-Nr. 251/1997** – „Zeitliche und räumliche Verteilung von Mineralvergesellschaftungen in spätquartären Sedimenten des Arktischen Ozeans und ihre Nützlichkeit als Klimaindikatoren während der Glazial/Interglazial-Wechsel“, von Christoph Vogt.
- Heft-Nr. 252/1997** – „Solitäre Ascidien in der Potter Cove (King George Island, Antarktis). Ihre ökologische Bedeutung und Populationsdynamik“, von Stephan Kühne.
- Heft-Nr. 253/1997** – „Distribution and role of microprotozoa in the Southern Ocean“, by Christine Klaas.
- Heft-Nr. 254/1997** – „Die spätquartäre Klima- und Umweltgeschichte der Bunger-Oase, Ostantarktis“, von Thomas Kulbe.
- Heft-Nr. 255/1997** – „Scientific Cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XIII/2 of RV ‚Polarstern‘ in 1997“, edited by Ruediger Stein and Kirsten Fahl.
- Heft-Nr. 256/1998** – „Das Radionuklid Tritium im Ozean: Meßverfahren und Verteilung von Tritium im Südatlantik und im Weddellmeer“, von Jürgen Sültenfuß.
- Heft-Nr. 257/1998** – „Untersuchungen der Saisonalität von atmosphärischem Dimethylsulfid in der Arktis und Antarktis“, von Christoph Kleefeld.
- Heft-Nr. 258/1998** – „Bellingshausen- und Amundsenmeer: Entwicklung eines Sedimentationsmodells“, von Frank-Oliver Nitsche.
- Heft-Nr. 259/1998** – „The Expedition ANTARKTIS-XIV/4 of RV ‚Polarstern‘ in 1997“, by Dieter K. Fütterer.
- Heft-Nr. 260/1998** – „Die Diatomeen der Laptevsee (Arktischer Ozean): Taxonomie und biogeographische Verbreitung“, von Holger Cremer.
- Heft-Nr. 261/98** – „Die Krustenstruktur und Sedimentdecke des Eurasischen Beckens, Arktischer Ozean: Resultate aus seismischen und gravimetrischen Untersuchungen“, von Estella Weigelt.
- Heft-Nr. 262/98** – „The Expedition ARKTIS-XIII/3 of RV ‚Polarstern‘ in 1997“, by Gunther Krause.
- Heft-Nr. 263/98** – „Thermo-tektonische Entwicklung von Oates Land und der Shackleton Range (Antarktis) basierend auf Spaltspuranalysen“, von Thorsten Schäfer.
- Heft-Nr. 264/98** – „Messungen der stratosphärischen Spurengase ClO, HCl, O₃, N₂O, H₂O und OH mittels flugzeuggetragener Submillimeterwellen-Radiometrie“, von Joachim Urban.
- Heft-Nr. 265/98** – „Untersuchungen zu Massenhaushalt und Dynamik des Ronne Ice Shelves, Antarktis“, von Astrid Lambrecht.
- Heft-Nr. 266/98** – „Scientific Cruise Report of the Kara Sea Expedition of RV ‚Akademik Boris Petrov‘ in 1997“, edited by Jens Matthiessen and Oleg Stepanets.
- Heft-Nr. 267/98** – „Die Expedition ANTARKTIS-XIV mit FS ‚Polarstern‘ 1997. Bericht vom Fahrtabschnitt ANT-XIV/3“, herausgegeben von Wilfried Jokat und Hans Oerter.
- Heft-Nr. 268/98** – „Numerische Modellierung der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Meereis in der arktischen Eisrandzone“, von Gerit Birnbaum.

* vergriffen/out of print

** nur noch beim Autor/only from the author