

**Dynamik, Rauigkeit und Alter des
Meereises in der Arktis –
Numerische Untersuchungen mit einem
großskaligen Modell**

**Dynamics, roughness, and age of
Arctic sea ice –
Numerical investigations with a
large-scale model**

Markus Harder

Markus Harder

Alfred-Wegener-Institut (AWI) für Polar- und Meeresforschung
- Sektion Physik 1 -
Am Handelshafen 12
Postfach 12 01 61
D - 27515 Bremerhaven
Deutschland

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich unveränderte Fassung einer Dissertationsschrift zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.), die im April 1996 von der Universität Bremen im Fachbereich Physik/Elektrotechnik angenommen wurde.

Inhaltsverzeichnis

Summary	5
Zusammenfassung	7
1 Meereis im Klimasystem	9
1.1 Komponenten des Klimasystems	9
1.2 Klimafaktor Kryosphäre	10
1.3 Klimarelevante Transporte und Meereisdrift	12
1.4 Meereis in Klimamodellen	15
1.5 Beobachtungen und Modellverifikation	16
2 Physik des Meereismodells	19
2.1 Kontinuumsnäherung	19
2.2 Variablen des Meereismodells	20
2.3 Bilanzgleichungen	21
2.4 Dynamik und Impulsbilanz	22
2.5 Thermodynamik und Energiebilanz	25
3 Rheologie	35
3.1 Beitrag der internen Kräfte zur Eisdrift	35
3.2 Interne Kräfte in dynamischen Eismodellen	36
3.3 Kinematik des Meereises	37
3.4 Plastische Rheologie	39
3.5 Schließungshypothese und Übergangsregime	42
3.6 Rheologieparameter	45
4 Antrieb und Numerik	49
4.1 Räumliche und zeitliche Diskretisierung	49
4.2 Antrieb	49
4.3 Anfangsbedingungen	56
5 Dynamik des Meereises im Standardmodell	57
5.1 Dicke und Ausdehnung der Eisdecke	57
5.2 Drift und Kinematik des Meereises	64
5.3 Kräfte und Dynamik des Meereises	71

INHALTSVERZEICHNIS

6 Die Rauhigkeit des Eises	79
6.1 „Glattes“ und „rauhes“ Eis	79
6.2 Definitionen der Eisrauhigkeit	80
6.3 Rauhigkeit in großskaligen Eismodellen	81
6.4 Prognostische Gleichung der Eisrauhigkeit	82
6.5 Modellergebnisse	84
6.6 Vergleich mit Beobachtungen und Ausblick	88
7 Das Alter des Eises	95
7.1 „Junges“ und „altes“ Eis	95
7.2 Definition des Eisalters	96
7.3 Prognostische Gleichung für das Eisalter	97
7.4 Modellergebnisse	100
7.5 Variationsläufe	104
7.6 Vergleich mit Beobachtungen	107
7.7 Diskussion und Ausblick	108
8 Meereisexport durch die Framstraße	109
8.1 Rolle der Framstraße im Klimasystem	109
8.2 Simulation des Meereistransports durch die Framstraße	110
8.3 Berechnung des Transports	111
8.4 Simulationsergebnisse und Diskussion	111
9 Fazit und Ausblick	115
9.1 Fazit	115
9.2 Ausblick	116
A Formeln zur Luftfeuchtigkeit	117
B Tensoren in Meereisrheologien	119
Literaturverzeichnis	121
Danksagung	127

Summary

Sea ice strongly affects the interactions between ocean and atmosphere in polar regions, and is thereby important for the global circulation in the climate system. A realistic description of sea ice must be found for its representation in climate models for investigations of previous, actual, and possible future states of the climate. This ph. D. thesis describes two essential extensions of actual sea ice models: The roughness and the age of sea ice are introduced as two additional model variables that can be used to verify the physical sea ice model with an extended set of observations. This extended model is integrated for the 7-year period 1986–1992 and yields realistic results in good agreement with the measurements.

1. The introduction in the first chapter explains the role of sea ice in the climate system, its representation in climate models, and new options to verify the physical models by comparisons with observed quantities.
2. The second chapter describes the standard sea ice model, which is the starting point for the introduction of additional variables.
3. An optimized non-linear viscous model of the internal forces in sea ice is presented in the third chapter. With this regime-function model, the step-like distinction between linear-viscous and plastic behaviour of sea ice rheology (Hibler, 1979) is replaced by a smooth, continuous transition between both regimes.
4. Chapter four shows the time-dependent boundary conditions, based on a seven-year atmospheric forcing field, and the numerical implementation of the physical model.
5. In chapter five, the simulation results concerning the standard prognostic variables (ice thickness, areal coverage, drift) are presented. They show good agreement with the observations available. An investigation of the various terms of the momentum equation of sea ice indicates those terms that are negligible. This allows a significantly simplified representation of sea ice in climate models.
6. A new model of large-scale sea ice roughness is presented in the sixth chapter. The simulated spatial pattern of sea ice roughness is in good agreement with the observations. This qualifies the sea ice roughness as an additional variable to verify the model with observed quantities.

7. Another new approach is the simulated age of sea ice described in the seventh chapter. Distinct spatial variations in good agreement with satelliteborne SSM/I-observations are found. In addition to sea ice roughness, the age of sea ice is another new variable suitable for model verifications based on observations.
8. The variability of sea ice transport through Fram Strait is investigated in the eighth chapter. The model prognoses are especially valuable because no long-term measurements of this transport are actually available. A simulation for a seven-year period shows that the strong fluctuations in the wind field cause a high interannual variability of the sea ice export from the Arctic into the Greenland Sea, which is identified as a possible cause of variations and anomalies of the oceanic circulation in the North Atlantic, one of the most important regions in the global climate system. This simulation results show the strong coupling mechanisms between atmosphere, cryosphere, and ocean.
9. The ninth chapter summarizes the results and gives an outlook on the future representation of sea ice in climate models.

Zusammenfassung

Meereis spielt für die Austauschprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre und damit für die globale Zirkulation im Klimasystem eine wichtige Rolle. Daher muß für Klimamodelle, die zur Untersuchung heutiger, vergangener und möglicher künftiger Klimazustände eingesetzt werden, eine möglichst realistische Beschreibung des Meereises gefunden werden. Gegenstand dieser Dissertation ist eine wesentliche Erweiterung bisheriger Meereismodelle: Die Rauigkeit und das Alter des Eises werden als prognostische Modellvariablen eingeführt, die im Vergleich mit Beobachtungen zwei zusätzliche Größen darstellen, anhand derer die physikalischen Modelle verifiziert werden können. Das erweiterte physikalische Modell wird in einer numerischen Simulation für die Arktis über den siebenjährigen Zeitraum 1986–1992 angewendet und liefert realistische Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den vorliegenden Beobachtungen.

1. Die Einleitung im ersten Kapitel zeigt die Rolle des Meereises im Klimasystem, Stand und Probleme ihrer gegenwärtigen Berücksichtigung in Klimamodellen und die Möglichkeiten, mit zusätzlichen beobachtbaren Größen die physikalischen Modelle besser zu verifizieren.
2. Das zweite Kapitel stellt die Physik des Meereismodells hinsichtlich der Standardvariablen Eisdicke, -ausdehnung und -drift dar, die den Ausgangspunkt für die Beschreibung zusätzlicher Größen bildet.
3. Ein optimiertes nichtlinear-viskoses Modell der internen Kräfte im Eis wird im dritten Kapitel vorgestellt. Der in den bislang verwendeten Modellen (Hibler, 1979) auftretende sprunghafte Übergang zwischen linear-viskosem und plastischem Verhalten des Meereises wird durch Einführung einer Regimefunktion, die einen kontinuierlichen Übergang beschreibt, vermieden.
4. Die zeitabhängigen Randbedingungen des Modells, basierend auf einem siebenjährigen atmosphärischen Antriebsfeld, sowie die numerische Umsetzung der physikalischen Gleichungen werden im vierten Kapitel gezeigt.
5. Die im fünften Kapitel dargestellten Simulationsprognosen für die Standardvariablen belegen, daß in dem Ausgangsmodell Eisdicke, -ausdehnung und drift realistisch vorhergesagt werden. Durch Untersuchung der einzelnen Terme in der Impulsbilanz für das Eis wird gezeigt, welche Terme vernachlässigt werden können, wodurch eine wesentlich einfachere Berücksichtigung des Meereises in Klimamodellen möglich wird.

6. Das sechste Kapitel beschreibt ein neues Modell zur großskaligen Simulation der Eisrauhigkeit und zeigt an den Simulationsergebnissen, daß ein ausgeprägtes räumliches Verteilungsmuster in guter Übereinstimmung mit Meßdaten prognostiziert wird. Mit der Eisrauhigkeit steht somit eine zusätzliche Größe zur Eichung des Modells an Beobachtungen zur Verfügung.
7. Ein ebenfalls neuer Ansatz ist die im siebten Kapitel dargestellte Simulation des Eisalters. Auch hier kann eine deutliche räumliche Struktur in der Verteilung des simulierten Eisalters festgestellt werden, die gut mit Satellitenbeobachtungen übereinstimmt. Neben der Eisrauhigkeit ist das Eisalter eine weitere Modellvariable, die zur Modellverifikation anhand von Messungen geeignet ist.
8. Die Variabilität des Meereistransports durch die Framstraße in die Grönlandsee wird im achten Kapitel untersucht. Die Modellprognosen dieses für das Klimasystem wichtigen Transports sind insbesondere deshalb wertvoll, weil bislang keine kontinuierlichen, langjährigen Messungen dafür vorliegen. Die Simulation über sieben verschiedene Jahre zeigt, daß das stark fluktuierende Windfeld eine hohe interannuale Variabilität des Meereistransports erzeugt, die erhebliche Variationen in der ozeanischen Zirkulation bewirken kann. In diesem Modellergebnis wird der enge Zusammenhang der Klimakomponenten Atmosphäre–Meereis–Ozean deutlich.
9. Das neunte Kapitel zieht ein Fazit und gibt einen Ausblick auf die zukünftige Berücksichtigung des Meereises in globalen Klimamodellen.

Kapitel 1

Meereis im Klimasystem

1.1 Komponenten des Klimasystems

Das Klimasystem der Erde enthält Atmosphäre, Ozeane, Biosphäre und Kryosphäre als wichtigste Komponenten, die auf vielfältige Weise miteinander verbunden sind. Wasser, das 70% der Erdoberfläche bedeckt, spielt in diesem System eine entscheidende Rolle und prägt die Umwelt dieses Planeten auf allen räumlichen und zeitlichen Skalen. Die großskaligen Transporte von Wärme erfolgen zu etwa gleich großen Teilen in den Fluiden Ozean und Atmosphäre, wobei die in der Luftfeuchtigkeit gespeicherte latente Wärme einen wichtigen Beitrag liefert. Diese Wärmetransporte im globalen Klimasystem tragen entscheidend zu den gegenwärtigen Umwelt- und Lebensbedingungen bei. Im Mittel findet ein Transport von Wärme aus den äquatorialen in die polaren Regionen statt. Ein wichtiges Beispiel hierfür ist der Golfstrom, der das moderate Klima Mittel- und Nordeuropas gewährleistet und ein Zufrieren der Nordsee im Winter verhindert. Das Beispiel Golfstrom macht deutlich, daß die Umweltbedingungen an einem Ort nicht nur lokal erzeugt werden, sondern auf Transporten beruhen, die sich über die ganze Erde erstrecken. Die verschiedenen Meeres- und Luftströmungen und die damit erfolgenden Transporte sind in der globalen Zirkulation miteinander verbundene Phänomene.

Ozean und Atmosphäre befinden sich in intensivem Austausch von Energie und Stoffen miteinander. Die Sonneneinstrahlung heizt insbesondere in den Tropen die Ozeanoberfläche auf, wobei Wasser verdunstet und latente wie sensible Wärme vom Ozean an die Atmosphäre abgegeben wird. Die feuchte, warme Luft steigt auf und bildet Wolken, die sich anderenorts niederschlagen. Im globalen Mittel findet über den Ozeanen eine Nettoverdunstung statt, die über Landregionen wieder abregnet. Die latente Wärme durch Verdunstung bzw. Niederschlag von Wasser macht nach der Schätzung von Gill (1982) drei Viertel des konvektiven Wärmetransports in der Atmosphäre aus. Das Wasser zirkuliert in diesem hydrologischen Zyklus also beständig durch die verschiedenen Sphären des Klimasystems. Die Bedingungen an den Übergangflächen zwischen den Klimakomponenten sind für diese Zirkulation von entscheidender Bedeutung.

1.2 Klimafaktor Kryosphäre

Bedingt durch den Abstand Erde–Sonne tritt bei den auf der Erde vorfindlichen Temperaturen Wasser in allen drei Aggregatzuständen auf: als Gas, als Flüssigkeit und als Festkörper. Das meiste Wasser existiert in flüssiger Form in Ozeanen, Meeren, Seen und Flüssen. In der Atmosphäre befindet sich Wasser zum Teil als Gas (Luftfeuchtigkeit), in Form von Wolken aber auch als Kondensat in flüssigem oder festem Zustand, die als Regen, Hagel oder Schnee niederschlagen können.

Als Kryosphäre bezeichnet man im Klimasystem Wasser in gefrorener Form. Die in mittleren Breiten augenfälligste Form gefrorenen Wassers ist der Schnee, der als Niederschlag aus der Atmosphäre fällt und im Winter weite Landstriche bedeckt. Während in den meisten Regionen der im Winter gefallene Schnee in Frühjahr und Sommer wieder schmilzt, kann der Schnee in einigen kalten Landregionen (insbesondere Antarktis, Grönland und Hochgebirgsregionen) über Tausende von Jahren zu dicken Eisschilden und Gletschern akkumulieren, in denen er sich unter dem Druck seines eigenen Gewichts in Eis umwandelt.

Ein anderer Bestandteil der Kryosphäre ist das Meereis, das durch Gefrieren von Wasseroberflächen entsteht. Das winterliche Zufrieren von Seen und Flüssen ist Nordeuropäern ein vertrautes Phänomen, das insbesondere für die Schifffahrt von Bedeutung ist. Auf den polaren Ozeanen spielt sich dieses Ereignis regelmäßig auf riesigen Flächen ab.

In polaren Regionen kühlt die kalte Atmosphäre die Ozeanoberfläche bis zum Gefrierpunkt ab, so daß sich Meereis auf dem Ozean bildet. Dieses Meereis ist eine bis zu mehreren Meter dicke Schicht, die gegenwärtig mit einer mittleren horizontalen Ausdehnung von rund 20 Millionen Quadratkilometern etwa 4% der Erdoberfläche bedeckt (Gill, 1982). Im Verlauf der Erdgeschichte¹ unterlag die Meereisausdehnung einer sehr starken Variabilität: In manchen Perioden war der arktische Ozean ganzjährig eisfrei, während in den Eiszeiten eine Vereisung der polaren Regionen bis in mittlere Breiten (Nordeuropa) stattfand. Meereis ist also ein wichtiges Klimasignal, das sensibel auf Klimaveränderungen reagiert. Zugleich übt es in mehrfacher Weise ursächlichen Einfluß auf das Klimasystem aus:

- Da die Sonneneinstrahlung den entscheidenden Antrieb des Klimasystems darstellt, ist die Frage wichtig, wieviel der eingestrahlten Sonnenenergie von der Erde absorbiert wird. Während der relativ dunkle Ozean etwa 90% der Sonneneinstrahlung absorbiert, nimmt das fast weiße Meereis nur rund 20% der eingestrahlten Energie auf. Durch eine Schneeeauflage wird das Rückstreuvermögen des Meereises noch gesteigert. Die Oberflächeneigenschaft des an der Meeresoberfläche gefrorenen Eises ist hier durch die als Niederschlag gefallene Schneedecke bestimmt. Dieses Beispiel verdeutlicht die enge Kopplung der Klimakomponenten Ozean und Atmosphäre.
- Ein weiterer, wichtiger Effekt des Meereises ist die isolierende Wirkung im Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre. Gerade in polaren Regio-

¹Geologische Untersuchungen der Sedimentablagerungen am Ozeanboden geben Aufschluß über Schwankungen der Meereisdecke in früheren erdgeschichtlichen Zeiträumen.

nen ist die Temperaturdifferenz zwischen dem Ozean, der die Gefrierpunkttemperatur besitzt, und der Atmosphäre, die beispielsweise am Nordpol im Winter kälter als -30°C ist, sehr groß. Der Wärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre kann hier mehrere hundert Watt pro Quadratmeter annehmen. Bereits eine dünne Meereisdecke modifiziert den Austausch latenter und sensibler Wärme zwischen Ozean und Atmosphäre erheblich; eine dicke, kompakte Eisdecke kann den Wärmefluß sogar um zwei Größenordnungen verringern.

- Durch einen „Deckel“ von Meereis auf der Ozeanoberfläche wird auch der Impulseintrag aus der Atmosphäre in den Ozean modifiziert. Die Größe der Schubspannung, die ein gegebenes Windfeld auf den Ozean ausübt, hängt von der Rauigkeit der Ozeanoberfläche ab, die bei eisfreiem Zustand hauptsächlich durch Art und Höhe der Oberflächenwellen bestimmt ist. Eine Eisdecke verändert die Oberflächenbeschaffenheit des Ozeans und damit die Effizienz des Impulseintrags aus der Atmosphäre in den Ozean erheblich. Je rauher die Eisdecke ist, deren Kiele und Segel relativ weit in die ozeanische bzw. atmosphärische Grenzschicht hineinreichen können, umso intensiver ist die dynamische Ankopplung des Ozeans an den atmosphärischen Antrieb. Dieser Einfluß der Eisrauigkeit auf den Impulsaustausch zeigt, daß zur Beschreibung der Klimakomponente Meereis neben der Eisdicke weitere Variablen erforderlich sind, die bislang nicht befriedigend modelliert werden konnten.
- Starke Stürme verursachen Deformationen der Eisdecke. Ein Teil der kinetischen Energie aus der Atmosphäre geht hier in mechanische Arbeit, die beim Aufbrechen der Eisdecke, dem Auftürmen von Preßeisrücken und dem Übereinanderschieben der Schollen verrichtet wird. Durch diese Deformationsprozesse wird der verbleibende Energieeintrag, der aus der Atmosphäre in den Ozean (statt in das Eis) gelangt, reduziert.
- Beim Gefrieren von Meereis aus Meerwasser wird ein kleiner Anteil des Salzes im Eis eingeschlossen, während der überwiegende Teil im Ozean verbleibt. Typischerweise beträgt der Salzgehalt von Meereis nur rund ein Sechstel des Wertes des Ozeans, so daß Meereis für die ozeanische Zirkulation praktisch Süßwasser darstellt. Das beim Gefrieren von Meereis in die Deckschicht freigesetzte Salz erhöht deren Dichte. Kombiniert mit der Abkühlung der Deckschicht durch die kalte Atmosphäre entstehen in polaren Regionen an der Ozeanoberfläche so schwere Wassermassen, daß die Dichteschichtung des Ozeans instabil wird und das schwere Oberflächenwasser absinkt, zum Teil bis zum Boden des Ozeans. Durch diesen Absinkprozeß gelangt Wasser, das an der Wasseroberfläche mit der Atmosphäre in Kontakt stand und dabei Sauerstoff und andere Substanzen aufnahm, in die Tiefe. Die für das Absinken erforderliche hohe Dichte kann nur durch die Kombination von Salzfreesetzung und Abkühlung erreicht werden, die nur in wenigen, polaren Regionen (Weddellmeer, Grönlandsee) auftritt. Das in den Polargebieten gefrorene Meereis spielt daher eine entscheidende Rolle für den Antrieb der globalen Ozeanzirkulation.

- Während Gefrieren von Meereis die ozeanische Dichteschichtung destabilisiert und Konvektion anregt, bewirkt Schmelzen des Meereises einen Süßwasserfluß in die Deckschicht, der die Schichtung stabilisiert und Konvektion entgegenwirkt. Das Ausmaß der beiden Prozesse Gefrieren und Schmelzen variiert mit der Jahreszeit: Im Winter wird Eis gefroren, im Sommer geschmolzen. Für den Ozean ist ebenso wichtig, in welcher Region dies stattfindet. Da das Eis sich im manchmal mehrere Jahre dauernden Zeitraum zwischen seiner Entstehung und seinem endgültigen Schmelzen über Strecken von mehreren tausend Kilometern bewegen kann, kommt den mit der Eisdrift erfolgenden Transporten von Süßwasser und negativer latenter Wärme eine wichtige Rolle im Klimasystem zu.

1.3 Klimarelevante Transporte und Meereisdrift

Windantrieb und Ozeanströmungen bewirken die Drift, d. h. den Transport des Meereises. Dadurch bildet sich über längere Zeiträume ein räumliches Muster von Regionen mit einem Nettogefrieren bzw. -schmelzen aus. Wird in einem Gebiet Meereis gefroren und dann durch die Eisdrift exportiert, so entsteht in dieser Region wieder offenes Wasser, das in intensivem Kontakt mit der kalten Atmosphäre steht und weiteres Gefrieren von Meereis erlaubt. Auf der Nordhalbkugel findet dieser Prozeß hauptsächlich über den eurasischen Schelfgebieten nördlich Sibiriens statt. In der zentralen Arktis wird ebenfalls Meereis gefroren, aber in geringerem Maße, da das dort befindliche dicke Eis den Wärmeverlust des Ozeans an die Atmosphäre deutlich reduziert.

Die räumliche Trennung von Gefrier- und Schmelzregionen wird anhand Abb. 1.1 deutlich, die die mittlere Eiswachstumsrate der sieben Jahre 1986–1992 in der Simulation zeigt. Die Eiswachstumsrate gibt an, wieviel Meter Eis pro Jahr im langjährigen Mittel lokal gefroren werden. Negative Werte indizieren Schmelzen des Eises. Die deutlich erkennbare dipolartige Struktur mit Gefrieren von Meereis nördlich Sibiriens und Schmelzen in der Grönlandsee wird durch den beständigen Transport von Meereis aus Gefrierregionen in Schmelzgebiete aufrechterhalten.²

Mit der Eisdrift wird Meereis in niedrigere Breiten transportiert, in denen es lokal aufgrund der höheren Sonneneinstrahlung und Lufttemperatur gar nicht oder in weit geringerem Ausmaß gebildet wird. Hier spielt insbesondere der Export von Meereis aus der Arktis durch die Framstraße in die Grönlandsee eine wichtige Rolle, die in Kapitel 8 untersucht wird. Das aus der Arktis in die Grönlandsee transportierte Meereis schmilzt dort und stellt einen erheblichen Fluß von Süßwasser und negativer latenter Wärme in den Nordatlantik dar, durch den die gesamte Zirkulation des atlantischen Ozeans und darüber die globalen Wärmetransporte, insbesondere der für das nordeuropäische Klima wichtige Golfstrom, beeinflusst werden.

²Ein ähnliches Muster ist auch in der Antarktis zu finden (Fischer, 1995; Harder, 1994).

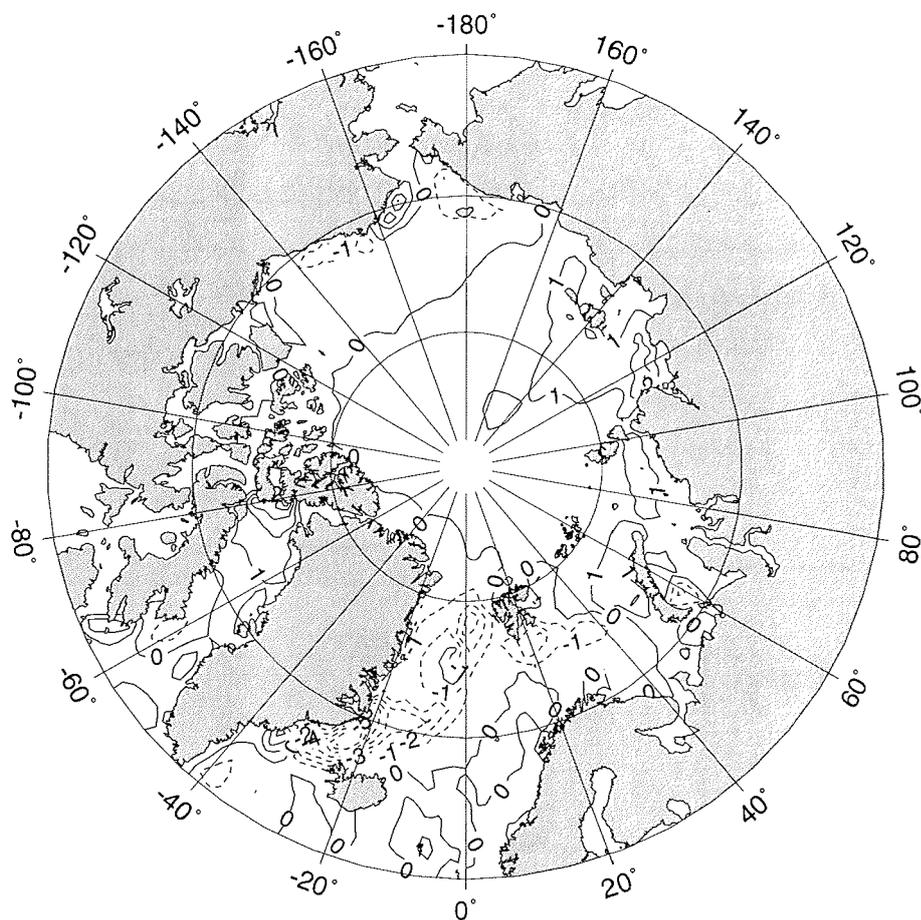


Abbildung 1.1: Eiswachstumsrate [m/a] im Mittel des Zeitraums 1986 – 1992. Positive Werte zeigen Gefrieren, negative Schmelzen des Eises an. Die stärkste Meereisproduktion findet über den eurasischen Schelfgebieten statt, während das Schmelzen hauptsächlich in der Grönlandsee geschieht. Die räumliche Trennung von Gefrier- und Schmelzgebieten wird durch den Transport des Meereises im Transpolaren Driftstrom und weiter durch die Framstraße aufrechterhalten.

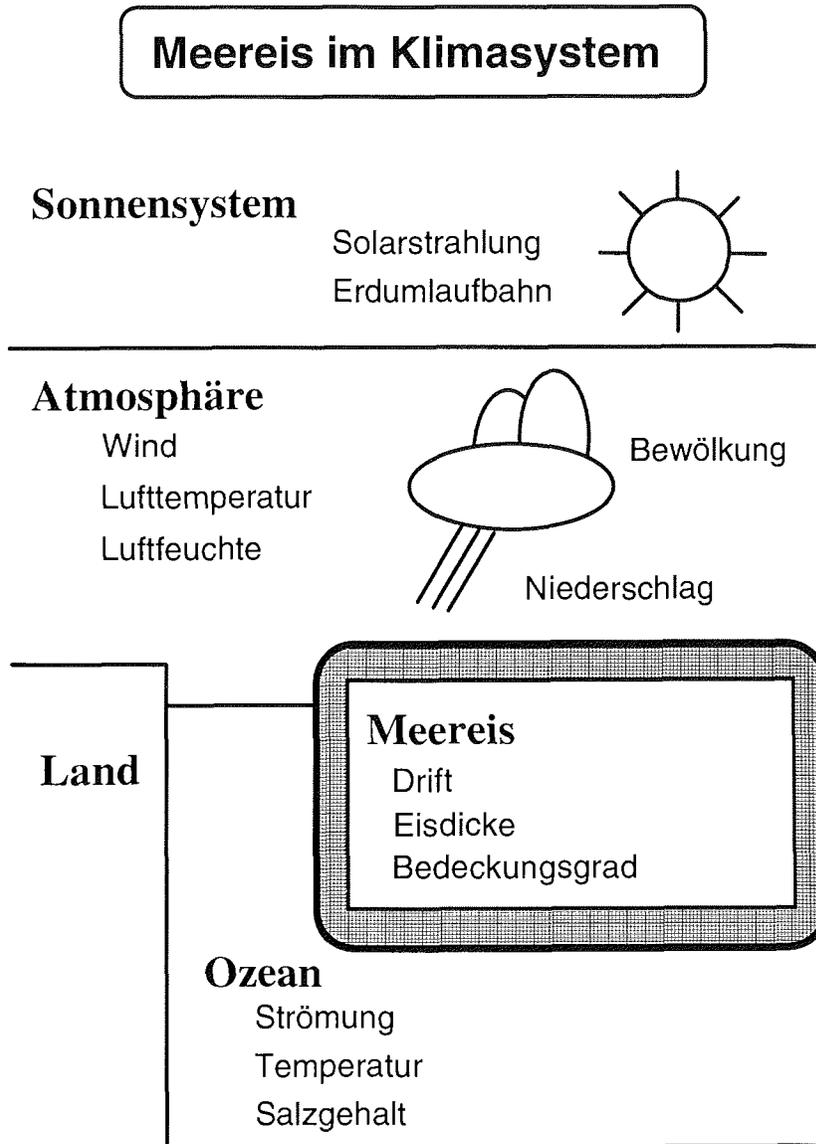


Abbildung 1.2: Meereis im Klimasystem: Meereis bildet sich an der Oberfläche der polaren Ozeane und modifiziert die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre. Das thermodynamische Schmelzen und Gefrieren des Meereises ist durch eine Energiebilanz bestimmt, in die Sonneneinstrahlung, thermische Abstrahlung sowie atmosphärische und ozeanische Wärme Flüsse eingehen. Windantrieb und Ozeanströmung verursachen die Drift des Meereises, die durch eine Impulsbilanz beschrieben wird.

1.4 Meereis in Klimamodellen

Gegenwärtige Klimamodelle enthalten in der Regel die beiden Komponenten Ozean und Atmosphäre. Das an der Grenzfläche dieser beiden Fluide auftretende Meereis ist darin entweder gar nicht oder nur rudimentär³ berücksichtigt. Mit solchen Modellen können die Polargebiete nicht realistisch simuliert werden, da der Einfluß der Eisdecke auf die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre dort auf keinen Fall vernachlässigt werden kann. Ein Beispiel hierfür sind die in Kapitel 4 gezeigten drastischen Fehler, die das ECMWF-Atmosphärenmodell in den Prognosen der Lufttemperatur über eisbedeckten Gebieten enthält.

Die Auswirkungen der Meereistransporte beschränken sich aber nicht auf die polaren Regionen, sondern haben weitaus umfassendere Auswirkungen. Ein Ozeanmodell des Nordatlantiks, der eine der größten und wichtigsten klimarelevanten Regionen darstellt, kann ohne eine Berücksichtigung des beträchtlichen Meereisimports durch Framstraße und Grönlandsee keine realistische Beschreibung der Natur geben.

Eine sehr einfache Behandlung des Meereises in Ozeanmodellen kann darin bestehen, die Transporte oder Produktionsraten des Eises als feste Randbedingung vorzugeben. Grundlage hierfür sind an Beobachtungen geeichte Meereismodelle, die die entsprechenden Werte der Flüsse liefern (Kapitel 8). Sollen für Klimaszenarien Simulationen mit erheblich variierenden Klimabedingungen durchgeführt werden, so kann jedoch nicht mehr von konstanten Transporten und Produktionsraten des Meereises ausgegangen werden: Bei deutlich steigenden/fallenden Lufttemperaturen nimmt die Eisdecke erheblich ab/zu, und das gesamte Muster der globalen ozeanischen und atmosphärischen Zirkulation kann sich ändern. Zur Simulation dieser Szenarien ist ein gekoppeltes Ozean-Meereis-Atmosphären-Modell erforderlich.

Hier klafft derzeit eine große Lücke: Auf der einen Seite gibt es Ozean-Atmosphären-Modelle, in denen Meereis allenfalls mit sehr groben Vereinfachungen enthalten ist. Auf der anderen Seite gibt es physikalisch fundierte und an den verfügbaren Beobachtungen getestete Meereismodelle⁴, die aber bislang nur in wenigen Fällen mit Ozean- und Atmosphärenmodellen gekoppelt wurden.

Ein wesentlicher Grund hierfür ist die Diskrepanz zwischen dem nicht unbeträchtlichen Aufwand, mit dem realistische Meereismodelle die Eisdecke simulieren, und der schon durch die Rechenzeit gegebenen Einschränkung in Klimamodellen, daß eine möglichst einfache Beschreibung der Natur gefunden werden muß. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung, welche Prozesse und Terme der Eisdynamik großskalig wesentlich oder aber vernachlässigbar sind (Kapitel 5), soll einen Beitrag dazu leisten, die Integration des Meereises in gekoppelte Ozean-Atmosphäre-Modelle zu fördern.

³In Ozeanmodellen darf die Deckschichttemperatur nicht unter den Gefrierpunkt sinken. Diese Begrenzung stellt ein Meereis„modell“ einfachster Art dar.

⁴Die für großskalige Meereismodelle grundlegenden Arbeiten stammen von Hibler (1979) zur Dynamik, von Semtner (1976) und Parkinson und Washington (1979) zur Thermodynamik.

1.5 Beobachtungen und Modellverifikation

Es gibt mittlerweile eine ganze Reihe mehr oder weniger komplizierter Meereismodelle, die sich in ihren Prognosen z. T. beträchtlich unterscheiden. Jedes dieser Modelle enthält empirische Parameter, von denen die Simulationsergebnisse signifikant abhängen. Sowohl für die Parametereinstellung der einzelnen Modelle wie auch für deren Vergleich untereinander ist ein Verifikationsdatensatz an Beobachtungen erforderlich. Die Größen, anhand derer die Modelle geeicht werden, müssen sowohl im Modell als auch in den Messungen bestimmt werden können.

Im Vergleich mit den Klimakomponenten Ozean und Atmosphäre ist der Beobachtungsdatensatz für das Meereis relativ gut: Das an der Grenzfläche Ozean–Atmosphäre existierende Meereis kann im wesentlichen als ein zweidimensionales Medium beschrieben werden, das sich in die beiden horizontalen Dimensionen erstreckt. Die horizontale Ausdehnung des Meereises kann flächendeckend und kontinuierlich mit Satelliten beobachtet werden (Abb. 1.3). Regelmäßig ausgesetzte Driftbojen liefern Auskunft über die Eisdrift in Form einzelner Trajektorien. Die aus Bojendaten gewonnene Information über das Driftgeschwindigkeitsfeld hat jedoch nicht die räumliche Auflösung, die zur zuverlässigen Berechnung horizontaler Gradienten der Eisdrift erforderlich ist. Mit neuesten Fernerkundungsmethoden, für die Stern et al. (1995) ein Beispiel geben, wird es künftig möglich sein, auch die Eisdrift flächendeckend, kontinuierlich und mit hoher Auflösung zu beobachten.⁵

Die Bestimmung der Eiseigenschaften in der vertikalen Dimension, insbesondere der Eisdicke, gestaltet sich wesentlich schwieriger, da diese Größen nicht mit Fernerkundungsverfahren bestimmbar sind. Für die Eisdicke liegen Messungen von Echoloten auf U-Booten und ozeanographischen Verankerungen sowie von Laseraltimetern auf Helikoptern und Flugzeugen vor. Diese Messungen sind naturgemäß räumlich und zeitlich begrenzt und liefern erst in vielfacher Wiederholung ein räumlich und saisonal variierendes Verteilungsmuster. Die interannuale Variabilität der Meereiseigenschaften kann bei einer Mittelung über aus mehreren Jahren stammenden Messungen nur schwer festgestellt werden (Barry et al., 1993). Gleichwohl sind auch die stichprobenartigen Beobachtungen der Eisdicke (z. B. Bourke und McLaren, 1992; Wadhams, 1992; Eicken et al., 1994) ein wichtiger Beitrag zur Eichung der Modelle, zumal die zahlreichen, über Jahrzehnte immer wiederholten Messungen auf Expeditionen und Driftstationen zumindest über den mittleren Zustand und saisonalen Zyklus der Eisdecke Auskunft geben. Neben Eisausdehnung, -drift und -dicke sind weitere, die Eisdecke charakterisierende Größen wie Rauigkeit und Eisalter physikalisch relevant. Die Rauigkeit des Eises (Kapitel 6) bestimmt die Intensität des Impulsaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre, und je nach Alter des Eises (Kapitel 7) unterscheiden sich seine Eigenschaften wie Salzgehalt, Porösität, Bruchfestigkeit.

Auch für den Vergleich der Meereismodelle mit Beobachtungen ist es erforderlich,

⁵Die Alaska SAR Facility berechnet aus SAR-Aufnahmen des seit 1991 eingesetzten ERS-1-Satelliten Geschwindigkeitsfelder der Eisdrift, die alle drei Tage mit einer räumlichen Auflösung von 5 km zur Verfügung stehen (Stern et al., 1995). Die Auswertung dieser Fernerkundungsdaten ist bislang noch unvollständig, wird aber in naher Zukunft operationell durchgeführt werden.

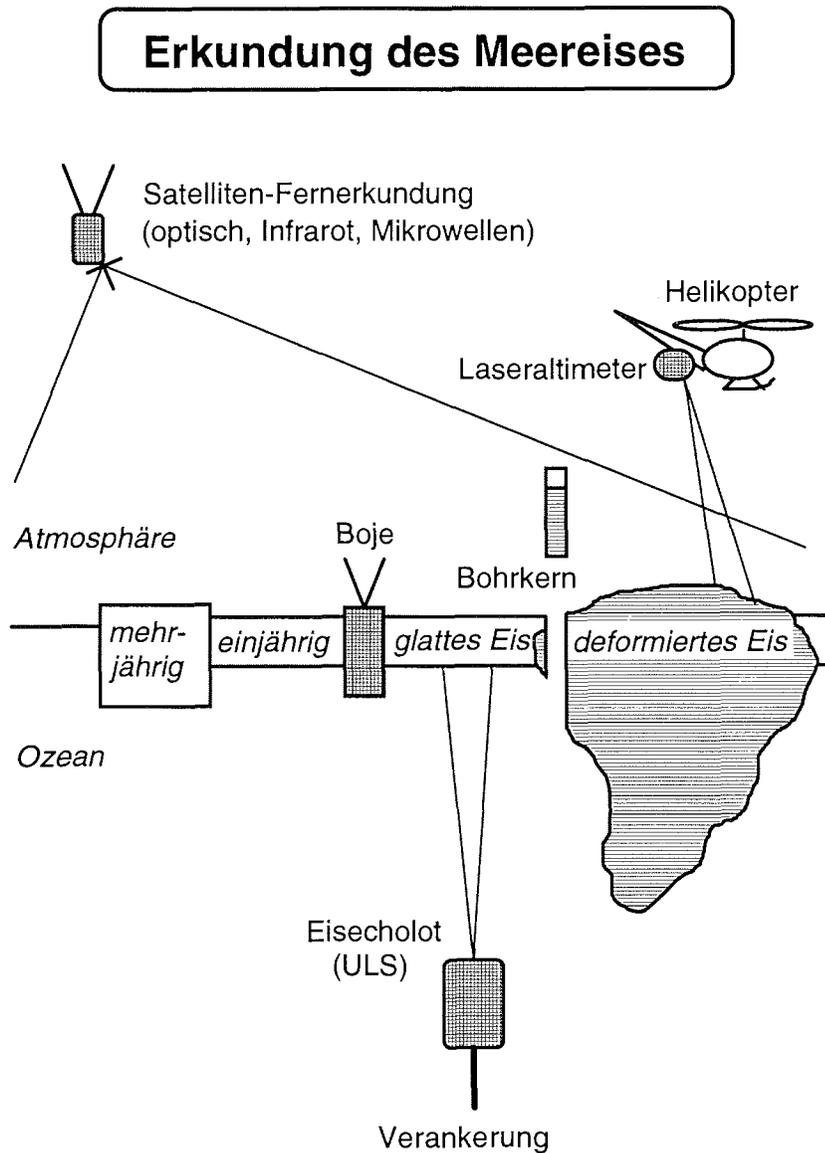


Abbildung 1.3: Beobachtungsmethoden der Eiserkundung: Mit satellitengestützten Mikrowellensensoren kann die Ausdehnung, das Alter und die Rauigkeit des Eises auch bei wolkenbedecktem Himmel gemessen werden. Im Eis verankerte Driftbojen geben Auskunft über die Eisdrift und damit über die großskaligen Transporte von Süßwasser und latenter Wärme. Eisdicke und -rauigkeit können mit Echoloten an Verankerungen und mit luftgestützten Laseraltimetern bestimmt werden.

zusätzliche Größen zu finden, anhand derer dieser Vergleich vollzogen werden kann. Wichtige Fragen sind insbesondere: Wurde das Eis in einer Region lokal gefroren, oder wurde es aus entfernten Gebieten importiert? Entstand das dicke Eis durch thermodynamisches Wachstum oder durch Kompression bereits vorhandenen Eises? Die Größen Rauigkeit und Alter leisten einen Beitrag zur Beantwortung dieser Fragen. Mit ihnen kann nicht nur der aktuelle Zustand der Eisdecke beschrieben werden, sondern auch eine Information über die Geschichte des Eises gewonnen werden. Diese Größen sind als Eigenschaften der Eisoberfläche mit Fernerkundungsverfahren flächendeckend beobachtbar und daher für die Modellverifikation gut geeignet.

Rauigkeit und Alter des Eises sind zweidimensional-horizontal bestimmbare Eigenschaften des Eises, die indirekt auch Aufschluß über die vertikale Struktur der Eisdecke geben: Rauhes Eis besteht aus übereinandergeschobenen Fragmenten und ist dementsprechend dick, und altes Eis besitzt aufgrund der Schmelzprozesse, denen es im Sommer ausgesetzt war, ein deutlich anderes Salzgehaltsprofil als neu gefrorenenes Eis. Indirekt kann mit den zusätzlichen Größen Rauigkeit und Eisalter in Beobachtung und Simulation eine weit umfassendere Beschreibung des Zustands der Eisdecke erzielt werden, als sie allein mit den Standardvariablen Eisausdehnung und -drift gegeben ist.

Kapitel 2

Physik des Meereismodells

2.1 Kontinuumsnäherung

Eine der wichtigsten Rollen des Meereises im Klimasystem ist die Modifikation des Wärmeflusses vom Ozean in die Atmosphäre in polaren Regionen. Über offenem Wasser kann dieser Wärmeaustausch um einen Faktor von mehr als 100 größer sein als über Meereis, so daß die Gesamtausdehnung der Eisdecke, ihre räumliche Lage sowie der Anteil der Flächen offenen Wassers darin die wichtigsten klimarelevanten Größen des Meereises sind. Sofern die Eisdecke kompakt ist, kommt ferner der Dicke des Meereises Bedeutung zu, da diese dann die regulierende Größe des Wärmeflusses durch das Eis ist. Unter dem Aspekt der Klimarelevanz des Meereises sind also die großskalig gemittelten Eigenschaften des Meereises von Interesse, die nicht mit den kleinskaligen Eigenschaften des Meereises identifiziert werden können.

Kleinskalig betrachtet besteht das Meereis aus einzelnen Schollen¹, die sich wie separate, miteinander wechselwirkende Körper verhalten. Großskalige Modelle betrachten die gemittelte Wirkung einer großen Anzahl Eisschollen auf die atmosphärischen und ozeanischen Prozesse in einer Region, die räumlich wesentlich größer als die typische Ausdehnung einer Eisscholle ist. Für das Klimasystem ist nicht die Form und Position einer einzelnen Eisscholle relevant, sondern z. B. die Frage, welcher Anteil der Meeresoberfläche von Eis bedeckt ist. Dazu definiert man die sog. Eiskonzentration (den Flächenbedeckungsgrad) als horizontales Mittel

$$A = \frac{1}{F_R} \iint_R I(x, y) dx dy \quad (2.1)$$

über die eisbedeckten Flächen einer räumlichen Region R der Fläche

$$F_R = \iint_R 1 dx dy \quad (2.2)$$

Der Wert des Eisindikators $I(x, y)$ ist als 1 definiert, wenn der Punkt (x, y) von Meereis bedeckt ist, anderenfalls als 0.

¹Diese Schollen sind von unterschiedlicher Dicke, Fläche, Zusammensetzung und sind in sich inhomogen. Jede Scholle ist ein Gemisch aller drei Phasen des Wassers, in dem sich weitere chemische Substanzen und biologische Organismen befinden.

Die *Kontinuumshypothese* besteht nun in der Annahme, daß großskalig gemittelte Größen wie die Eiskonzentration stetige und beliebig oft differenzierbare Funktionen des Ortes und der Zeit sind. Diese Hypothese beruht darauf, daß in gemittelte Größen wie die Eiskonzentration eine große Anzahl kleiner, einzelner Objekte (Eisschollen) eingeht, deren jeweilige räumliche Ausdehnung wesentlich kleiner als die der betrachteten Region ist.²

Für großskalige Meereismodelle stellt die Kontinuumshypothese eine gute Näherung dar. Eine typische Gitterzelle eines großskaligen Meereismodells besitzt eine Länge von 100km und somit eine Fläche von 10^4km^2 . Diese Längenskala ist zum einen klein genug, um die gesamten eisbedeckten Regionen der Erde in der Größenordnung von 10^7km^2 mit mehreren tausend Gitterzellen auflösen zu können, andererseits groß genug, um die typische Ausdehnung von Eisschollen im Bereich von einigen Quadratmetern bis Quadratkilometern um Größenordnungen zu übersteigen.

Analog zur Eiskonzentration definiert man weitere Variablen wie das Eisvolumen pro Fläche und den Vektor der Eisdriftgeschwindigkeit, die hier stets als horizontales Mittel über die Region einer Modellgitterzelle zu verstehen sind.

2.2 Variablen des Meereismodells

Die räumlich und zeitlich variablen Größen zur Beschreibung des Meereises in diesem großskaligen Modell sind:

- Eisvolumen pro Fläche, h

Das Eisvolumen pro Fläche hat die Dimension einer Länge und gibt die über die gesamte horizontale Ausdehnung der Gitterzelle gemittelte vertikale Eisdicke an. Anschaulich ist h die Dicke, die das Eis besäße, wenn es homogen über die gesamte Gitterzelle verteilt wäre.

- Schneevolumen pro Fläche, h_s

Das Schneevolumen pro Fläche ist analog zum Eisvolumen pro Fläche definiert und gibt die über die gesamte horizontale Ausdehnung der Gitterzelle gemittelte vertikale Schneedicke an.

- Bedeckungsgrad (Eiskonzentration), A

Der Bedeckungsgrad (die Eiskonzentration) gibt den Flächenanteil der Gitterzelle an, der von Eis bedeckt ist. Sein Wert wird als eine dimensionslose Zahl zwischen 0 und 1 (bzw. 0% und 100%) angegeben. Während h und h_s das Eis- bzw. Schneevolumen auf die Fläche der gesamten Gitterzelle beziehen, lassen sich mithilfe des Bedeckungsgrads A die Erwartungswerte der

²Im idealisierten Kontinuumsmodell gehen in das Mittel unendlich viele Objekte unendlich kleiner Ausdehnung ein.

Eisschollendicke h/A und der Schneedicke h_s/A allein im eisbedeckten Teil der Gitterzelle berechnen.³

- Eisdriftgeschwindigkeit, \mathbf{u}

Der Vektor \mathbf{u} beschreibt die horizontale Driftgeschwindigkeit des Eises auf der Meeresoberfläche.

2.3 Bilanzgleichungen

Ausdehnung und Eigenschaften der polaren Meereisdecke sind im wesentlichen durch zwei Prozesse bestimmt:

- Thermodynamisches Wachstum

Das thermodynamische Wachstum, worunter hier neben Gefrieren stets auch Schmelzen (negatives Wachstum) zu verstehen ist, ist die Quelle und Senke des Meereises. Meereis entsteht, wenn die kalte Atmosphäre der polaren Regionen die ozeanische Deckschicht bis auf den Gefrierpunkt abgekühlt hat und ihr weiter Energie entzieht, die dann aus dem Phasenübergang gewonnen wird. Analog ist das Schmelzen des Meereises dadurch bestimmt, daß die Atmosphäre dem Eis soviel Energie zuführt, daß es sich bis zur Gefrierpunkttemperatur erwärmt und weitere Energiezufuhr in den Phasenübergang des Schmelzens geht. Die Beschreibung des thermodynamischen Wachstums des Eises beruht also auf einer Energiebilanz der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre: Das thermodynamische Eiswauchstum ist durch den Nettoenergieeintrag in die ozeanische Deckschicht bestimmt. Ist der Nettoenergieeintrag gleich Null, so ist das Eisvolumen eine Erhaltungsgröße.

- Advektion

Die Advektion, der Transport des Eisvolumens mit der Eisdrift, modifiziert die räumliche Verteilung des Eisvolumens wesentlich und erzeugt das räumliche Verteilungsmuster der Eiswauchstumsrate (Abb. 1.1). Die Eisdriftgeschwindigkeit ergibt sich aus einer Impulsbilanz, die sich unter Vernachlässigung der Trägheit des Meereises zu einer Kräftebalance vereinfacht (Kapitel 5.3).

Die zeitliche Entwicklung der prognostischen Variablen mittlere Eisdicke, mittlere Schneedicke und Eiskonzentration wird durch explizite Bilanzgleichungen beschrieben:

³Gelegentlich wird die Frage gestellt, warum in der hier verwendeten Notation die in die thermodynamischen Berechnungen eingehende Eisdicke h/A nicht selbst eine Variable ist, sondern aus den Größen h und A abgeleitet wird. Der historische Grund liegt darin, daß die von Hibler (1979) eingeführte Größe des Eisvolumens pro Fläche, h , direkt in die Impulsbilanz für die Eisdynamik eingeht.

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

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}h_s) = S_s \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}A) = S_A \quad (2.5)$$

Diese Bilanzgleichungen 2.3 – 2.5 haben auf der linken Seite die Form einer Kontinuitätsgleichung, wobei der erste Term die lokale zeitliche Änderung und der zweite Term die Advektion, den Ein- und Ausstrom von Eis im horizontalen Austausch benachbarter Regionen, repräsentiert.⁴ Die S -Terme auf der rechten Seite beschreiben die Quellen und Senken der prognostischen Variablen. Sind diese Quellterme gleich Null, so sind die prognostischen Variablen Erhaltungsgrößen.

Im Unterschied zum Meereismodell Hiblers (1979) enthalten die hier verwendeten Bilanzgleichungen 2.3 – 2.5 keine explizite Diffusion. Die Diffusion in Hiblers Modell beschreibt keinen physikalischen Prozeß, sondern ist nur aus Gründen der numerischen Stabilität eingeführt worden. Diese künstliche Diffusion ist aufgrund des von Hibler (1979) zur numerischen Lösung der Advektionsgleichung verwendeten Schemas zentraler Differenzen⁵ erforderlich, das unter anderem den Nachteil aufweist, das numerische Artefakt negativer Eisdicken hervorzubringen (Fischer, 1995). Hier dagegen wird als numerische Methode für die Berechnung der Advektion ein modifiziertes Upstreamschemas nach Smolarkiewicz (1983) verwendet, das auch ohne explizite⁶ Diffusion in den Bilanzgleichungen numerisch stabil ist und keine negativen Werte für physikalisch positiv definite Größen erzeugt.

2.4 Dynamik und Impulsbilanz

In die Bilanzgleichungen 2.3 – 2.5 geht die Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{u} ein. Diese wird aus der Impulsbilanz (Hibler, 1979)

$$m \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \mathbf{K} \quad (2.6)$$

⁴Advektion erzeugt lokal eine zeitliche Änderung der prognostischen Variablen, die stets mit einer Änderung umgekehrten Vorzeichens in Nachbarregionen verbunden ist. Integriert über ein abgeschlossenes Modellgebiet erhält Advektion die prognostischen Variablen und bewirkt allein deren räumliche Umverteilung.

⁵Eine detaillierte Darstellung der verschiedenen numerischen Verfahren zur Lösung der Advektionsgleichung geben Mesinger und Arakawa (1976).

⁶Das verwendete modifizierte Upstreamschemas enthält eine implizite Diffusion, die gegenüber der hohen impliziten Diffusion des reinen Upstreamschemas zwar reduziert, aber immer noch beträchtlich ist. Die Stärke dieser impliziten Diffusion ist allerdings eine Funktion der Eisdriftgeschwindigkeit und verschwindet, wenn das Eis ruht. Demgegenüber ist die explizite Diffusion im Modell Hiblers (1979) unabhängig von der Eisdriftgeschwindigkeit und muß so hoch gewählt werden, daß sie die numerischen Fehler der größten auftretenden Advektionsraten dämpfen kann. Dies führt zu einer relativ starken Diffusion selbst dann, wenn das Eis im Ruhezustand ist – ein Effekt, der nicht im Einklang mit den Beobachtungen steht.

berechnet, in der t die Zeit, m die Eismasse pro Fläche, $m\mathbf{u}$ der Impuls des Meereises pro Fläche und \mathbf{K} die vertikal integrierte Nettokraft pro Fläche ist. Der Operator der totalen zeitlichen Ableitung ist

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \quad . \quad (2.7)$$

In der Impulsbilanz 2.6 wird – wie im gesamten folgenden Text – mit Masse, Impuls und Kraft stets auf Größen Bezug genommen, die *pro Fläche* angegeben sind, was die Beschreibung dieser Größen von der horizontalen Ausdehnung der Eisschollen unabhängig macht und den Kontinuumsansatz in der zweidimensionalen horizontalen Ebene ermöglicht. Beispielsweise ist dann die Eismasse pro Fläche

$$m = \rho_i h \quad (2.8)$$

eine Funktion der vertikalen Eisdicke h und der Dichte ρ_i des Meereises. Die Gesamtkraft \mathbf{K} auf das Eis setzt sich zusammen aus

$$\mathbf{K} = \tau_a + \tau_w + \mathbf{F} + \mathbf{K}_c + \mathbf{K}_H \quad . \quad (2.9)$$

Darin ist τ_a die atmosphärische Schubspannung durch den Windantrieb, τ_w die ozeanische Schubspannung durch Bremsreibung und Strömung im Ozean, \mathbf{F} die Kraft durch interne Spannungen im Eis, \mathbf{K}_c die Corioliskraft und \mathbf{K}_H die Kraft durch die Neigung der Ozeanoberfläche H .

Zur Beschreibung der Kräfte, die zur Gesamtkraft \mathbf{K} beitragen, wird der Rotationsoperator \mathbf{R}_α , definiert durch die orthogonale Matrix

$$\mathbf{R}_\alpha = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad , \quad (2.10)$$

eingeführt. \mathbf{R}_α bewirkt die Rotation eines Vektors im zweidimensionalen Raum um den Winkel α im mathematisch positiven Sinn.

Die Windschubspannung wird auf der experimentell bestätigten Grundlage einer quadratischen Abhängigkeit von der Differenz zwischen Windgeschwindigkeit \mathbf{u}_a und Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{u} (McPhee, 1979) als

$$\tau_a = \rho_a c_a |\mathbf{u}_a - \mathbf{u}| \mathbf{R}_\phi (\mathbf{u}_a - \mathbf{u}) \quad (2.11)$$

angesetzt. Dabei ist ρ_a die Dichte der Luft an der Eisoberfläche, c_a der atmosphärische Schubspannungskoeffizient, und ϕ ist der Ablenkungswinkel der Richtung der Windschubspannung τ_a gegenüber der Differenzgeschwindigkeit $\mathbf{u}_a - \mathbf{u}$. Da in allen Fällen, in denen die Windschubspannung τ_a einen nennenswerten Beitrag zum Antrieb des Meereises darstellt, die Windgeschwindigkeit \mathbf{u}_a wesentlich größer als die Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{u} ist, gilt in guter Näherung

$$\mathbf{u}_a - \mathbf{u} \approx \mathbf{u}_a \quad . \quad (2.12)$$

Damit wird der Ansatz für die Windschubspannung

$$\tau_a = \rho_a c_a |\mathbf{u}_a| \mathbf{R}_\phi \mathbf{u}_a \quad (2.13)$$

unabhängig von der Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{u} , was die numerische Behandlung dieses Terms vereinfacht. Die ozeanische Schubspannung

$$\tau_w = \rho_w c_w |\mathbf{u}_w - \mathbf{u}| \mathbf{R}_\theta (\mathbf{u}_w - \mathbf{u}) \quad (2.14)$$

ist analog zur Windschubspannung definiert (McPhee, 1979). Hier ist ρ_w die Dichte des Meerwassers, c_w der ozeanische Schubspannungskoeffizient, \mathbf{u}_w die Driftgeschwindigkeit der Ozeanströmung und θ der Ablenkungswinkel der Richtung der ozeanischen Schubspannung τ_w gegenüber dem Differenzvektor $\mathbf{u}_w - \mathbf{u}$. Da die Beträge der Driftgeschwindigkeiten des Ozeans und des Meereises von gleicher Größenordnung sein können, kann hier im Unterschied zur Näherung in Gl. 2.12 die Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{u} nicht vernachlässigt werden. Die Corioliskraft⁷ ist

$$\mathbf{K}_c = m f \mathbf{R}_{-\pi/2} \mathbf{u} \quad , \quad (2.15)$$

wobei der Coriolisparameter

$$f = 2 \Omega \sin \varphi \quad (2.16)$$

als Funktion der Erdrotationsfrequenz $\Omega = 7.29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ und der geographischen Breite φ definiert ist.

Der horizontale Gradient der dynamischen Höhe H der Ozeanoberfläche, der Auslenkung der Meeresoberfläche gegenüber einer Fläche konstanten Geopotentials (Geoid), erzeugt auf das Meereis eine Kraft

$$\mathbf{K}_H = -m g \nabla H \quad (2.17)$$

in Richtung des negativen Gradienten der dynamischen Höhe. $g = 9.8 \text{ m s}^{-2}$ ist die Erdbeschleunigung.

Die Schubspannung \mathbf{F} durch interne Spannungen im Eis wird durch Rheologiegesetze beschrieben, denen das Kapitel 3 gewidmet ist. Dort werden auch die Rheologieparameter diskutiert.

Dynamikparameter	Symbol	Wert
Schubspannungskoeffizient, Atmosphäre	c_a	$2.2 \cdot 10^{-3}$
Schubspannungskoeffizient, Ozean	c_w	$5.0 \cdot 10^{-3}$
Drehwinkel, Atmosphäre	ϕ	0°
Drehwinkel, Ozean	θ	25°

Tabelle 2.1: Die in die Meereisdynamik eingehenden Parameter, ihre symbolische Bezeichnung und ihr Wert.

⁷Die Corioliskraft ist eine Scheinkraft, die senkrecht zur Bewegungsrichtung wirkt und keine Arbeit leistet. Sie wird durch die Verwendung des erdgebundenen Koordinatensystems, welches aufgrund der Erdrotation kein Inertialsystem ist, eingeführt.

Die Werte der Dynamikparameter sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Nach den Untersuchungen von Harder (1994) hat insbesondere das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w einen großen Einfluß auf die Eisdrift. Dieses Verhältnis ist hier auf den Wert 0.44 gesetzt, mit dem Fischer (1995) zufolge für das Weddellmeer optimale Übereinstimmung von simulierter und beobachteter Drift erreicht wird. Auch im hier verwendeten Modell der Arktis liefert dieses Verhältnis realistische Simulationsresultate (Kap. 5). Die Werte der Schubspannungskoeffizienten liegen gut im in der Literatur (Overland und Davidson, 1992; Smith, 1988; McPhee, 1979) angegebenen Wertebereich. Der Ablenkungswinkel ϕ für die vom Windfeld ausgeübte Schubspannung ist 0° , da das Antriebsfeld Bodenwind (in 10m Höhe) darstellt. Für die ozeanische Schubspannung wird der Drehwinkel $\theta = 25^\circ$ nach den Messungen von Overland und Davidson (1992) angesetzt.

2.5 Thermodynamik und Energiebilanz

2.5.1 Saisonaler Zyklus der Eisdecke

Im gegenwärtigen Zustand des Klimasystems sind die Ozeane der polaren Regionen mit einer Eisdecke bedeckt, deren Ausdehnung einer ausgeprägten saisonalen Schwankung unterliegt, die durch den Jahresgang des Sonnenstands bestimmt ist. Da dieser für die beiden Erdhalbkugeln in entgegengesetzter Weise variiert, verändert sich die Meereisausdehnung der beiden Hemisphären um ein halbes Jahr phasenversetzt.

Betrachtet man eines der beiden Polargebiete, hier die Arktis, für sich, so ist ein Wachstum des Eisvolumens und der eisbedeckten Fläche im Winter und ein Rückgang derselben im Sommer zu beobachten (Parkinson et al., 1987; Gloersen und Campbell, 1993). Dieser Jahresgang des Gefrierens und Schmelzens von Meereis ist durch thermodynamische Prozesse an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre reguliert.

Die Eisdrift und die dadurch bedingten Meereistransporte spielen eine wichtige Rolle dafür, in welchen Regionen sich Meereis bildet oder schmilzt; durch die Advektion wird die Unterscheidung von Gebieten mit einem jährlichen Nettogefrieren oder -schmelzen erzeugt (siehe Abb. 1.1, S. 13).

2.5.2 Energiebilanz

Meereis entsteht durch Gefrieren von Meerwasser an der Oberfläche des Ozeans. Es handelt sich hierbei im wesentlichen um den Phasenübergang des Wassers aus der flüssigen in die feste Phase⁸, der durch atmosphärisch bedingten Entzug von Wärme aus der ozeanischen Deckschicht ausgelöst wird, sofern die Ozeanoberfläche bereits bis auf den Gefrierpunkt abgekühlt wurde. Das Schmelzen des Meereises ist der Phasenübergang in umgekehrter Richtung, ausgelöst durch Wärmezufuhr in das Eis.

⁸Modifikationen dieses Phasenübergangs ergeben sich daraus, daß Meerwasser ein Stoffgemisch ist, das Salze, gelöste Gase, lebende wie tote Organismen enthält, und daß auch das daraus entstehende Meereis Einschlüsse dieser Bestandteile in allen drei Aggregatzuständen enthält.

Das Gefrieren und Schmelzen läßt sich durch eine Energiebilanz der ozeanischen Deckschicht, d. h. der obersten, durchmischten Schicht des Ozeans einschließlich des darin befindlichen Meereises beschreiben, die durch den Nettoenergieeintrag Q_n pro Zeit (Nettowärmefluß) in die Deckschicht reguliert ist. Durch Schmelzen bzw. Gefrieren von Meereis wird stets soviel latente Wärme pro Zeit freigesetzt bzw. gebunden, daß die gesamte Energiebilanz der Deckschicht

$$Q_n + \frac{S_h}{\rho_i L_i} = 0 \quad (2.18)$$

ausgeglichen ist (Parkinson und Washington, 1979). Darin ist $S_h = (\partial h / \partial t)$ die thermodynamisch bedingte Änderung des Eisvolumens pro Fläche, ρ_i die Dichte des Meereises und L_i die spezifische latente Wärme (Schmelzwärme). Eine Änderung der Eisdicke um einen Zentimeter pro Tag entspricht einem Wärmefluß der Größe $Q_n \approx 35 \text{ W/m}^2$.

Der Nettowärmefluß in die Deckschicht

$$Q_n = Q_a + Q_o \quad (2.19)$$

besteht aus einem atmosphärischem Anteil Q_a , der auf die Oberseite des Eises einwirkt, und einem ozeanischem Anteil Q_o , der im wesentlichen in die Unterseite des Eises fließt. Die Energiebilanz 2.18 wird nach Semtner (1976) in zwei Bilanzen für die beiden Grenzflächen aufgespalten, nämlich

$$Q_a + Q_c + \rho_i L_i \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_a = 0 \quad (2.20)$$

für die obere, atmosphärische Grenzfläche des Eises und

$$Q_o - Q_c + \rho_i L_i \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_w = 0 \quad (2.21)$$

für die untere, ozeanische Grenzfläche. Q_c ist der konduktive Wärmefluß durch Wärmeleitung im Eis, der nach dem Nullschichtenmodell (Semtner, 1976) beschrieben wird. In diesem Ansatz hat das Eis keine Wärmekapazität, so daß Q_c an der Ober- und Unterseite des Eises (Gln. 2.20 und 2.21) mit gleichem Betrag, aber umgekehrtem Vorzeichen eingeht.

Die Temperatur T_b an der Unterseite des Eises wird stets auf dem Gefrierpunkt von Meerwasser $T_{f,w}$ (hier -1.86°C) gehalten, solange überhaupt Eis vorhanden ist. Basales Gefrieren findet nach Gl. 2.21 statt, wenn $(Q_o - Q_c) < 0$ gilt, während basales Schmelzen des Eises bei $(Q_o - Q_c) > 0$ eintritt.

Die Oberflächentemperatur T_s an der atmosphärischen Grenzfläche des Eises ist nicht vorgeschrieben, sondern eine diagnostische Variable, die nur dadurch beschränkt ist, daß sie die Gefriertemperatur der Oberfläche des Meereises $T_{f,a}$ nicht übersteigen kann.⁹

⁹Die Gefriertemperatur $T_{f,a}$ der i. a. salzarmen Oberfläche des Meereises wird mit der Gefriertemperatur von Süßwasser ($T_{f,a} = T_0 \equiv 0^\circ\text{C}$) angesetzt.

Der atmosphärische Wärmefluß Q_a , dessen Komponenten in Unterkapitel 2.5.5 beschrieben werden, hängt von der Oberflächentemperatur T_s ab. Solange die Bedingung $T_s \leq T_{f,a}$ erfüllt werden kann, stellt sich die Oberflächentemperatur T_s so ein, daß die Energiebilanz 2.20 für die Oberfläche zu $Q_a(T_s) + Q_c = 0$ ausgeglichen ist. Würde jedoch aus $Q_a(T_s) + Q_c = 0$ eine Oberflächentemperatur $T_s > T_{f,a}$ folgen, so liegt Schmelzen der Oberfläche vor. In diesem Fall ist die Oberflächentemperatur mit der Gefrierpunktttemperatur gleichzusetzen ($T_s = T_{f,a}$), und der Energieüberschuß $Q_a(T_s) + Q_c > 0$ geht in das durch Gl. 2.20 beschriebene Schmelzen des Meereises.

Die gesamte thermodynamisch bedingte Änderung der Eisdicke ist

$$S_h = \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_a + \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_w \quad (2.22)$$

und wird im folgenden als *Wachstumsrate* bezeichnet, die positives (Gefrieren) oder negatives (Schmelzen) Vorzeichen besitzen kann. Zur Fallunterscheidung von Gefrieren und Schmelzen, die für die Simulation der Eisrauhigkeit (Kapitel 6) und des Eisalters (Kapitel 7) benötigt wird, wird hier die *Gefriertrate*

$$G_h = \max(S_h, 0) \quad (2.23)$$

und die *Schmelzrate*

$$M_h = \min(S_h, 0) \quad (2.24)$$

definiert. Es gilt $G_h \geq 0$ und $M_h \leq 0$.

2.5.3 Eisdickenverteilung und offenes Wasser

Meereis tritt in der Natur nicht als homogene, geschlossene Eisdecke auf, sondern besteht aus Schollen unterschiedlicher Dicke, zwischen denen sich Rinnen offenen Wassers befinden. Der Wärmefluß über Flächen offenen Wassers (hier durch die Eisdicke $D = 0$ beschrieben) kann den lokalen Wärmefluß durch dicke Eisschollen um zwei Größenordnungen übersteigen. Flächen offenen Wassers stehen in engem thermischen Kontakt mit der Atmosphäre, während eine Eisdecke auf dem Ozean als thermischer Isolator wirkt. Außerdem ist der Wärmefluß durch eine Eisdecke mit unregelmäßiger Eisdicke, in der sich Bereiche dünnen Eises mit intensiverem Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre befinden, größer als bei einer Eisdecke gleichmässiger Dicke. Wenngleich die meso- und kleinskaligen Eigenschaften der Eisdecke in großskaligen Modellen nicht aufgelöst werden können, soll doch ihr Effekt auf die Wärmeflüsse berücksichtigt werden.

Der Nettowärmefluß Q_n in der Energiebilanz 2.18 ist ein horizontales Mittel der lokalen Wärmeflüsse $Q(D)$ über die Region einer Modellgitterzelle, die durch den Wärmeleitungsterm Q_c stark von der lokalen Eisdicke D abhängen (s. u., Gl. 2.27). Die normierte Wahrscheinlichkeitsdichte $W(D)$ beschreibe für eine Gitterzelle die Wahrscheinlichkeit $W(D) dD$, lokal eine Eisdicke im Intervall zwischen D und $D + dD$ vorzufinden. Dann ist der mittlere Nettowärmefluß

$$\begin{aligned}
Q_n &= \int_0^\infty Q(D) W(D) dD \\
&= (1 - A)Q(0) + A \int_{+0}^\infty Q(D) W(D) dD \quad . \quad (2.25)
\end{aligned}$$

Darin ist $Q(0)$ der Wärmefluß über Flächen offenen Wassers, dessen Beitrag zum Nettowärmefluß Q_n mit dem relativen Flächenanteil offenen Wassers $(1 - A)$ zu wichten ist. Für die Berechnung der Energiebilanz über Flächen offenen Wassers entfällt die für das Eis getroffene Unterscheidung von oberer und unterer Grenzfläche und damit der konduktive Wärmefluß Q_c , und anstelle der zwei Gleichungen 2.20 und 2.21 ist die Energiebilanz 2.18 direkt zu lösen.

Für die Eisdickenverteilung $W(D)$ wird hier die auf Hibler (1984) zurückgehende Annahme getroffen, daß die lokale Eisdicke D maximal das Doppelte der mittleren Eisdicke h/A in der Gitterzelle besitzen kann, und daß die Eisdicken im Intervall zwischen 0 und $2h/A$ gleichverteilt sind ($W(D) = A/(2h)$). Approximiert man das Integral über die kontinuierliche Eisdickenverteilung in Gl. 2.25 durch eine Summe über eine endliche Zahl N verschiedener Eisdicken, so erhält man die Näherung

$$Q_n = (1 - A)Q(0) + A \sum_{n=1}^N \frac{1}{N} Q\left(\frac{2n-1}{N} \frac{h}{A}\right) \quad . \quad (2.26)$$

Die verwendete Eisdickenverteilung mit $N = 7$ nach Hibler (1984) ist in Abb. 2.1 (S. 30) dargestellt.

2.5.4 Schneeauflage

Meereis ist in der Regel mit einer Schneeauflage bedeckt, die ihren Ursprung im Niederschlag aus der Atmosphäre hat. Da die Wärmeleitfähigkeit von Schnee um einen Faktor sieben kleiner als die des Meereises ist, wirkt schon eine dünne Schneeschicht als Wärmeisolator, der das thermodynamische Wachstum des Meereises deutlich verlangsamt. Ein zweiter Effekt des Schnees ist die im Vergleich zu Meereis höhere Albedo, aufgrund derer ein größerer Anteil der solaren Einstrahlung reflektiert wird, also nicht mehr zum Schmelzen des Eises zur Verfügung steht.

Zur Berücksichtigung dieser Effekte enthält das Modell eine prognostische Schneeschicht nach Owens und Lemke (1990), deren Entwicklung die bereits vorgestellte Bilanzgl. 2.4 (S. 22) beschreibt. Der Schnee wird mit der gleichen Geschwindigkeit u advehiert wie das Meereis.

Die Quelle des Schnees im Modell ist die vorgegebene Niederschlagsrate P_w (Kap. 4), die bei einer Lufttemperatur $T_a < 0^\circ C$ als Schneefall definiert wird. Nur der Anteil des Schnees, der über dem eisbedeckten Teil einer Gitterflächenzelle niedergeht, trägt zur Schneeschicht auf dem Meereis bei.

Die Senke des Schnees ist das thermodynamische Schmelzen, das vorrangig durch solare Einstrahlung und Lufttemperaturen über dem Gefrierpunkt hervorgerufen wird. Zur Vereinfachung des Modells wird angenommen, daß alle Schmelzprozesse

zunächst den Schnee abschmelzen, so daß Schmelzen des Meereises erst dann einsetzt, wenn kein Schnee mehr vorhanden ist.

In der Antarktis wird gelegentlich ein „Fluten“ der Eisschollen beobachtet, wenn die Schneelast auf einer Eisscholle so groß ist, daß die Grenzfläche Schnee–Eis unter die Wasserlinie gedrückt wird (negatives Freibord). Dabei tritt eine Konversion des Schnees in sog. „meteorisches Eis“ auf (Leppäranta, 1983). Dieser Flutungseffekt wird im Modell so berücksichtigt, daß bei negativem Freibord eine Konversion von Schnee in Eis stattfindet, in deren Endzustand die neue Grenzfläche Schnee–Eis auf Höhe der Wasserlinie liegt. Dieser auf dem Archimedischen Prinzip beruhende Ansatz wurde von Fischer (1995) ausführlich beschrieben und untersucht.¹⁰

In der Arktis tritt dieser Flutungseffekt kaum auf, da das Meereis in dieser Region mehrere Meter dick ist und die Schneedecke nicht die zum Fluten erforderliche Dicke erreicht — insbesondere, da der Schnee im Sommer fast vollständig geschmolzen wird und somit jeweils nur eine Wintersaison zum Aufbau der Schneedecke zur Verfügung steht. Im Arktis-Meereismodell sind die im zyklstationären Gleichgewicht auftretenden Flutungseffekte vernachlässigbar klein.¹¹

2.5.5 Wärmeflüsse und Strahlung

Der konduktive Wärmefluß Q_c ist im Nullschichtenmodell nach Semtner (1976) innerhalb des Meereises und des Schnees konstant und von gleicher Größe. Aufgrund der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten k_i für Eis und k_s für Schnee ist der Temperaturgradient in den beiden Schichten unterschiedlich (Abb. 2.2, S. 30). Q_c ist proportional zur Differenz der Temperaturen an der Ober- und Unterseite des Eises und hängt von der Eisdicke $D = h/A$ und der Schneedicke $D_s = h_s/A$ ab:

$$Q_c = \frac{A}{h/k_i + h_s/k_s} (T_b - T_s) \quad (2.27)$$

Der atmosphärische Wärmefluß

$$Q_a = Q_h + Q_l + R_{s,\downarrow} + R_{s,\uparrow} + R_{l,\downarrow} + R_{l,\uparrow} \quad (2.28)$$

setzt sich zusammen aus den Flüssen sensibler und latenter Wärme (Q_h und Q_l), der einfallenden und der reflektierten kurzwelligigen, solaren Strahlung ($R_{s,\downarrow}$ und $R_{s,\uparrow}$) und der Bilanz aus thermischer Abstrahlung ($R_{l,\uparrow}$) und atmosphärischer Gegenstrahlung ($R_{l,\downarrow}$) im Infrarotbereich. Die einfallende kurz- und langwellige Strahlung ($R_{s,\downarrow}$ und $R_{l,\downarrow}$) werden als äußere Antriebsgrößen vorgegeben (Kapitel 4). Der über die Bulkformel (Smith, 1988)

$$Q_h = c_h c_p \rho_a |\mathbf{u}_a| (T_a - T_s) \quad (2.29)$$

¹⁰Durch Berücksichtigung des Flutungseffekts wird ein eventuell auftretendes unbegrenztes Anwachsen der Schneedicke verhindert (Fischer, 1995).

¹¹Lediglich in der Einschwingphase, wenn das Modell, ausgehend von einem eisfreien Ozean, allmählich die anfangs noch dünne Eisdecke aufbaut, kann Fluten auftreten.

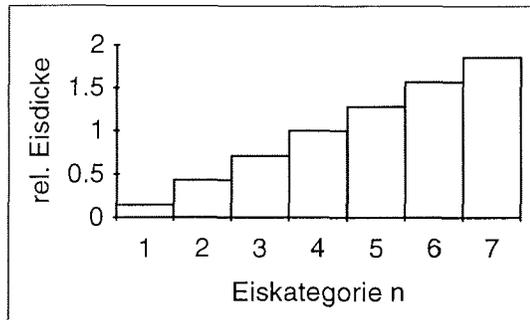


Abbildung 2.1: Die in die Berechnung des mittleren Wärmeflusses eingehende Eisdickenverteilung mit 7 verschiedenen Eisdicken, die im Intervall zwischen 0 und $2h/A$ gleichverteilt angenommen sind. Die mittlere Eiskategorie (hier $n=4$) mit der Eisdicke h/A ist der Referenzwert, auf den sich die relativen Eisdicken der anderen Kategorien beziehen.

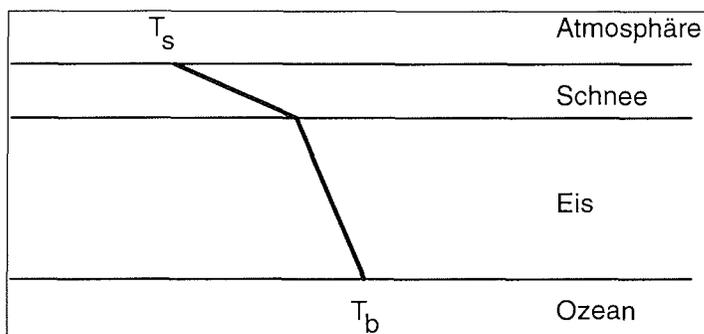


Abbildung 2.2: Lineares Temperaturprofil in Meereis und Schneeauflage nach dem Nullschichtenmodell (Semtner, 1976). An der Unterseite des Eises wird die Temperatur T_b konstant auf dem Gefrierpunkt des Meerwassers gehalten. Die Oberflächentemperatur T_s wird aus der Energiebilanz der Grenzfläche zur Atmosphäre bestimmt.

beschriebene Fluß sensibler Wärme ist proportional zur Differenz zwischen Lufttemperatur in 2m Höhe (T_a) und Oberflächentemperatur (T_s) sowie proportional zum Betrag der Windgeschwindigkeit $|\mathbf{u}_a|$. Der Austauschkoefizient c_h für sensible Wärme, die spezifische Wärme c_p und die Dichte ρ_a der Luft sind als Konstanten angesetzt (Tab. 2.3).

Eine ähnliche Bulkformel beschreibt den Fluß latenter Wärme

$$Q_l = c_q L \rho_a |\mathbf{u}_a| (q_a - q_s) \quad (2.30)$$

proportional zur Differenz der spezifischen Feuchte der Luft in 2m Höhe (q_a) und der spezifischen Feuchte direkt über der Oberfläche (q_s), für die Sättigung angenommen wird.¹² c_q ist der Austauschkoefizient für latente Wärme und wird auf den gleichen Wert wie c_h gesetzt (Tab. 2.3; vgl. z. B. Parkinson und Washington, 1979). Die spezifische latente Wärme L ist über Flächen offenen Wassers mit dem Wert für Verdunstung, über Meereis oder Schnee dagegen mit dem Wert für Sublimation anzusetzen.

Oberfläche	Albedo α
offenes Wasser	0.1
schmelzendes Eis ohne Schneeauflage	0.6
gefrorenes Eis ohne Schneeauflage	0.65
schmelzender Schnee	0.7
gefrorener Schnee	0.8

Tabelle 2.2: Werte der Albedo für verschiedene Oberflächen.

Der reflektierte Anteil der kurzwelligen Strahlung wird durch

$$R_{s,\uparrow} = -\alpha R_{s,\downarrow} \quad (2.31)$$

proportional zur einfallenden solaren Strahlung $R_{s,\downarrow}$ angesetzt. Die Albedo α , das Reflexionsvermögen für kurzwellige Strahlung, wird abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit beschrieben (Tab. 2.2). Bei einer Oberflächentemperatur $T_s < 0^\circ\text{C}$ wird ein gefrorener Zustand des Schnees bzw. des Meereises angenommen, anderenfalls ein Schmelzzustand. Sofern auf dem Meereis eine Schneedicke $h_s > 0$ vorhanden ist, wird die Albedo für Schnee angesetzt, anderenfalls die für Eis.

Die thermische Abstrahlung wird nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$R_{l,\uparrow} = -\epsilon_s \sigma_B T_s^4 \quad (2.32)$$

für einen grauen Strahler der Emissivität ϵ_s beschrieben, die für alle Oberflächen mit dem Wert $\epsilon_s = 0.99$ angesetzt wird. σ_B ist die Stefan-Boltzmann-Konstante.

¹²Zur Berechnung der spezifischen Feuchte der Luft aus der Taupunkt- bzw. Oberflächentemperatur siehe Anhang A.

Thermodynamischer Parameter	Symbol	Wert
Austauschkoeffizient für sensible Wärme	c_h	$1.3 \cdot 10^{-3}$
Austauschkoeffizient für latente Wärme	c_q	$1.3 \cdot 10^{-3}$
spezifische Wärme der Luft	c_p	$1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Oberflächenemissivität	ϵ_s	0.99
Rinnenschließungsparameter	h_0	0.5 m
Wärmeleitfähigkeit des Meereises	k_i	$2.1656 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Wärmeleitfähigkeit des Schnees	k_s	$0.31 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
spezifische Schmelzwärme des Meereises	L_i	$3.34 \cdot 10^5 \text{ J kg}^{-1}$
spezifische latente Wärme (Verdunstung)	L	$2.500 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
spezifische latente Wärme (Sublimation)	L	$2.834 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
Luftdruck am Boden	p	1013 hPa
Dichte des Meereises	ρ_i	910 kg m^{-3}
Dichte des Schnees	ρ_s	300 kg m^{-3}
Dichte des Meerwassers	ρ_w	1000 kg m^{-3}
Dichte der Luft	ρ_a	1.3 kg m^{-3}
Stefan-Boltzmann-Konstante	σ_B	$5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Gefrieretemperatur von Süßwasser	$T_{f,a}$	0°C
Gefrieretemperatur von Meerwasser	$T_{f,w}$	-1.86°C

Tabelle 2.3: *Thermodynamische Modellparameter.*

2.5.6 Thermodynamische Änderung der Eiskonzentration

Die auf dem Prinzip der Energieerhaltung beruhende Energiebilanz Gl. 2.18 prognostiziert die Änderung des Eisvolumens, des Produktes aus eisbedeckter Fläche und Eisdicke, durch thermodynamisches Gefrieren und Schmelzen. Sie liefert jedoch keine Vorhersage, wie sich dabei die vertikale Eisdicke und die horizontale eisbedeckte Fläche ändern.

Zur Beschreibung der zeitlichen Änderung der Eiskonzentration durch thermodynamische Prozesse ist eine zusätzliche Gleichung erforderlich. Im Unterschied zur Energiebilanz Gl. 2.18 existieren hierfür lediglich einfache, empirische Ansätze. Hier wird der Ansatz

$$S_A = \frac{1-A}{h_0} G_h + \frac{A}{2h} M_h + Q_A \quad (2.33)$$

nach Hibler (1979) verwendet, in den die Gefrier- und Schmelzraten G_h und M_h aus den Gln. 2.23 und 2.24 eingehen. Im Falle des Gefrierens wächst die eisbedeckte Fläche proportional zur Fläche offenen Wassers $(1-A)$, wobei der Rinnenschließungsparameter h_0 die Geschwindigkeit bestimmt, mit der sich die Eisdecke schließt. Im Falle des Schmelzens nimmt die eisbedeckte Fläche proportional zur Abnahme des Eisvolumens ab, die durch die Schmelzrate $M_h \leq 0$ beschrieben wird.

Der Q_A -Term in Gl. 2.33 beschreibt das Entstehen von Rinnen offenen Wassers durch Scherdeformation (Rothrock, 1975). Er simuliert das beobachtete Phänomen, daß die Eisdecke im Winter nicht vollständig zufriert, sondern bei ihrer Bewegung

immer wieder aufbricht und kleine Flächen offenen Wassers freigibt. Nach Harder (1994) wird

$$Q_A = 0.5(\Delta - |\nabla \cdot \mathbf{u}|) \exp(-C(1 - A)) \quad (2.34)$$

angesetzt. Die exponentielle Abhängigkeit von der Eiskonzentration A ist dieselbe wie die für die plastische Eishärte verwendete (Gl. 3.13, Kapitel 3), so daß eine mit der Meereisrheologie konsistente, gegenüber Hiblers (1984) quadratischem Ansatz verbesserte Beschreibung des Q_A -Terms erreicht wird. Der Ausdruck Δ ist das in Gl. 3.21 (Kapitel 3) definierte Maß der Deformationsrate. Eine eingehendere Untersuchung dieses Terms ist bei Harder (1994) sowie bei Gray und Morland (1994) zu finden.

2.5.7 Diskussion und Ausblick

Die Beschreibung der Thermodynamik des Meereises durch eine Energiebilanz an seiner Oberfläche geht auf Arbeiten aus den 70er Jahren zurück (Maykut und Untersteiner 1969, 1971; Semtner, 1976; Parkinson und Washington, 1979). Die Energiebilanz ist das Standardmodell der Thermodynamik heutiger Meereismodelle (z. B. Fischer, 1995; Harder, 1994; Stössel, 1992; Hibler, 1979).

Der Energiebilanzansatz beschreibt das thermodynamische Eiswachstum als Residuum einer Bilanz der Wärmeflüsse in das Eis bzw. in die ozeanische Deckschicht. In jeder dieser Flüsse gehen Antriebsgrößen und empirische Parametrisierungen ein, die fehlerbehaftet sind.

Das thermodynamische Wachstum des Meereises hängt empfindlich von der Energiebilanz ab; schon geringe Variationen des Antriebs oder der thermodynamischen Modellparametrisierungen bewirken erhebliche Änderungen in der simulierten Eisdicke. Der Grund dafür liegt darin, daß sich die beteiligten Wärmeflüsse fast zu 0 ausgleichen — der Nettoüberschuß bzw. das Nettoenergiedefizit, das die thermodynamischen Änderungen des Eisvolumens verursacht, ist etwa zwei Größenordnungen kleiner als die einzelnen Wärmeflüsse, die in die Energiebilanz eingehen.¹³

Diese hohe Sensitivität ist eine inhärente Eigenschaft thermodynamischer Meereismodelle, die auf einer Energiebilanz beruhen. Verglichen mit rein thermodynamischen Modellen ist die Sensitivität dynamisch-thermodynamischer Modelle gegenüber thermodynamischen Antriebsgrößen und Parametrisierungen verringert, aber immer noch erheblich¹⁴. Alle auf einer Energiebilanz beruhenden Meereismodelle bedürfen daher einer empirischen Anpassung der Modellparameter, um einen zyklostationären Gleichgewichtszustand mit einer realistischen Eisdicke zu erreichen.

¹³Sensitivitätsstudien mit einem rein thermodynamischen Modell (Maykut und Untersteiner, 1971) zeigen, daß bereits eine Erhöhung des ozeanischen Wärmeflusses von $2W/m^2$ auf $8W/m^2$ zum (unrealistischen) völligen Schmelzen der Eisdecke führt. Diese Variation des Wärmeflusses beträgt weniger als ein halbes Prozent der einfallenden solaren Einstrahlung $R_{s,1}$.

¹⁴Die Untersuchungen Fischers (1995) mit einem dynamisch-thermodynamischen Meereismodell des Weddellmeers zeigen, daß bereits eine Variation der Lufttemperatur um $0.7^\circ C$ eine Änderung des gesamten Eisvolumens um 10% bewirkt. Die Simulationen für die Arktis zeigen eine ähnlich hohe Sensitivität.

Eine bessere Beschreibung des Meereises könnte darin bestehen, das Konzept der Energiebilanz aufzugeben zugunsten eines umfassenderen Ansatzes, der das Meereis nicht als selbständiges System, auf das äußere Einflüsse einwirken, sondern als Komponente im Klimasystem beschreibt, deren Entwicklung durch die Wechselwirkung mit den anderen Klimakomponenten beschrieben ist.

Einen ersten Ansatz in dieser Richtung zeigt Thorndike (1992) auf: In seinem einfachen, eindimensionalen Eis-Atmosphären-Modell wird die langwellige Strahlung aus der Annahme abgeleitet, daß sich die Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht mit der Eisoberfläche befindet. Die langwellige Strahlung ist hier nicht mehr ein selbständiger, von außen vorgegebener Term in der Energiebilanz, sondern eine interne Variable des Modells, die die Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Eis berücksichtigt. Läßt sich eine analoge Beschreibung auch für die anderen Terme der Energiebilanz finden, könnte dies zu einer deutlich verbesserten Beschreibung der Thermodynamik führen, in dem durch Berücksichtigung der Rückkopplungsprozesse die Modellsensitivität gegenüber äußeren Antriebsgrößen und Modellparametern eventuell deutlich reduziert werden kann.

Kapitel 3

Rheologie

3.1 Beitrag der internen Kräfte zur Eisdrift

Windantrieb und Ozeanströmungen erzeugen die Drift des Meereises. Diese Drift wird bei einer kompakten Eisdecke durch interne Kräfte im Eis gebremst, die in der Wechselwirkung verschiedener Komponenten der Eisdecke wirksam werden, z. B. beim Zerschneiden der Packeisdecke in Schollen und bei Kollisionen der Schollen, in denen sie sich übereinanderschieben („Rafting“) oder Preßeisrücken bilden („Ridging“). Unter winterlichen Bedingungen, wenn eine dicke, kompakte Eisdecke den polaren Ozean bedeckt, können die internen Kräfte die Eisdrift nahezu zum Erliegen bringen und stellen dann einen der wichtigsten Terme in der Impulsbilanz des Meereises dar.

Bei der Beschreibung der internen Kräfte in Modellen ist zu berücksichtigen, daß für die großskalige Eisdrift auf einer Längenskala von 100km die relevanten Kräfte durch das statistische Mittel der Wechselwirkungen der i. a. großen Anzahl von Schollen auf einer Fläche von $10^4 km^2$ bestimmt sind. Auf Flächen dieses Ausmaßes lassen sich mit den verfügbaren Methoden keine direkten experimentellen Messungen dieser Kräfte durchführen.¹

Die *Wirkung* der internen Kräfte auf die Eisdrift ist jedoch deutlich erkennbar und mithilfe von Driftstationen, Driftbojen und Fernerkundungsverfahren experimentell meßbar, was eine indirekte Bestimmung der internen Kräfte und die Optimierung ihrer Beschreibung in dynamischen Meereismodellen erlaubt (Drinkwater et al., 1995). Während Eisschollen ohne Wechselwirkung mit anderen Schollen durch die „freie Drift“

$$\tau_a + \tau_w + \mathbf{K}_c = 0 \quad (3.1)$$

als Balance der Antriebskräfte aus Atmosphäre und Ozean unter Berücksichtigung der Corioliskraft beschrieben werden können, zeigt die Drift stark wechselwirkender Schollen ein deutlich anderes Verhalten, nämlich eine gebremste Eisdrift, deren Richtung nur noch schwach mit der Windrichtung korreliert ist.²

¹Kleinskalig durchgeführte Messungen an einzelnen Eisschollen liefern keine ausreichende Auskunft über die großskalig wirksamen Kräfte in der Eisdecke.

²Die Näherung der freien Drift wird oft bei der Untersuchung von Bojentrjektorien angewendet

3.2 Interne Kräfte in dynamischen Eismodellen

Die einfachsten dynamischen Meereismodelle (z. B. Nikiforov et al., 1967) vernachlässigen die internen Kräfte und verwenden die Näherung 3.1 der freien Drift. Für kurze Zeiträume und begrenzt auf Regionen schwacher interner Kräfte kann diese Näherung durchaus die Eisdrift beschreiben. Großskalige Klimamodelle jedoch, die über mehrere Jahre oder länger integrieren, enthalten stets Regionen konvergenter Eisdrift, in denen das Meereis akkumuliert. Beobachtungen zeigen, daß in Gebieten mit kompakter, mehrere Meter dicker Eisdecke weitere Konvergenz der Eisdrift kaum möglich ist. Die hier auftretenden internen Kräfte verhindern ein unbegrenztes Anwachsen der Eisdicke, das bei freier Drift nach Gl. 3.1 gegeben wäre. Deshalb muß auch in großskaligen Modellen eine Kraft eingeführt werden, die das Meereis hemmt, in Regionen dicker, kompakter Eisdecke weiter einzuströmen.

Die einfachsten Ansätze (Campbell, 1964; Parkinson und Washington, 1979) zur Beschreibung dieser Kraft führen die willkürliche Setzung ein, daß die Eisdrift vollständig zum Erliegen kommt, sobald die Eisdicke einen vorgegebenen Grenzwert überschreitet. Als Erweiterung dieses Ansatzes läßt sich die Unterscheidung einführen, daß die Eisdrift nur bei konvergenter Bewegung stoppt, während bei Divergenz freie Drift angenommen wird. Annahmen dieser Art definieren die internen Kräfte ausschließlich über ihre vorgesehene Wirkung auf die Eisdriftgeschwindigkeit und enthalten kein physikalisches Modell der Eisdynamik.

Das Bedürfnis nach einer physikalischen Theorie der internen Kräfte im Meereis entstand Mitte der 70er Jahre, als im Arctic Ice Dynamics Joint Experiment (AID-JEX) eine Driftstation im arktischen Meereis mit umfassenden Messungen der Eisdynamik und des atmosphärischen und ozeanischen Antriebs durchgeführt wurde.³ Die seitdem verbreiteten physikalischen Modelle der internen Kräfte

$$\mathbf{F} = \nabla \cdot \sigma \quad (3.2)$$

setzen diese als Divergenz eines Spannungstensors σ an. $\sigma(\dot{\epsilon})$ ist eine Funktion des Deformationsratentensors $\dot{\epsilon} = \nabla \mathbf{u}$, der die räumlichen Ableitungen der Driftgeschwindigkeit enthält (Kap. 3.3). Die Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ ist eine *kinematische*, die interne Spannung σ eine *dynamische* Größe. Die Verbindung zwischen Kinematik und Dynamik wird durch ein Rheologiegesetz $\sigma = \sigma(\dot{\epsilon})$ beschrieben. Die verschiedenen Modelle der Meereisrheologie unterscheiden sich darin, welcher Zusammenhang zwischen Spannungstensor $\sigma(\dot{\epsilon})$ und Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ angenommen wird.

Die Bewegung des Meereises kann heute mit Fernerkundungsaufnahmen und Driftbojen kontinuierlich und flächendeckend beobachtet werden. Die auf das Meereis wirkenden Kräfte sind wesentlich schwieriger zu messen, da sie nicht nur das Meereis, sondern dessen Wechselwirkung mit der Atmosphäre und dem Ozean betrachten müssen. Diese aufwendigen Messungen sind in der Regel auf kurze Perioden in ausgewählten räumlichen Regionen beschränkt.

(Kottmeier und Sellmann, 1995). Aus der Abweichung der Bojendrift von der freien Drift kann ein Hinweis auf die Wirkung der internen Kräfte erzielt werden.

³Im Rahmen dieses Projektes wurden u. a. von Coon, Maykut, Pritchard, Rothrock und Thorn-dike (1974) physikalische Modelle der Meereisdynamik erstellt, die interne Kräfte enthalten.

3.3 Kinematik des Meereises

Die *Kinematik* des Meereises beschreibt dessen Bewegung in Raum und Zeit (Eisdrift), ohne auf die Kräfte einzugehen, die diese Bewegung erzeugen. Die physikalische Bestimmung dieser Kräfte ist der Gegenstand der *Dynamik* des Meereises. Im folgenden werden zunächst die kinematischen Größen zur Beschreibung der Eisdrift vorgestellt.⁴

Der Tensor erster Stufe (Vektor) $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ bezeichnet einen räumlichen Punkt auf der Erdoberfläche. Die Geschwindigkeit $\mathbf{u} = (u_1, u_2)$ mit

$$u_i = \frac{\partial x_i}{\partial t} \quad (3.3)$$

ist die zeitliche Ableitung des Ortes und ebenfalls ein Tensor erster Stufe. Der Index $i \in \{1, 2\}$ bezeichnet die räumliche Dimension. Die räumlichen Ableitungen der Geschwindigkeit werden durch den Geschwindigkeitsgradienten $\nabla \mathbf{u}$ mit den Komponenten

$$(\nabla \mathbf{u})_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.4)$$

angegeben, der einen Tensor zweiter Stufe darstellt. Er kann in einen symmetrischen Anteil $\dot{\epsilon}$ und einen antisymmetrischen Anteil Ω zerlegt werden, so daß $\nabla \mathbf{u} = \dot{\epsilon} + \Omega$ mit

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\} \quad , \quad (3.5)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\} \quad . \quad (3.6)$$

$\dot{\epsilon}$ und Ω beschreiben zwei verschiedene Beiträge zum Bewegungszustand: Der Tensor der Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ beschreibt die rotationsfreie Deformation, während die Wirbelstärke (Vorticity) Ω die deformationsfreie Rotation angibt, die der eines starren Festkörpers entspricht. Unter der hier auf das Meereis angewendeten Grundannahme der Fluidodynamik, daß interne Kräfte stets mit einer Formveränderung verbunden sind, trägt ausschließlich der symmetrische Tensor der Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ zu den internen Kräften bei, nicht aber der antisymmetrische Vorticitytensor Ω .

Während der Geschwindigkeitsgradient $\nabla \mathbf{u}$ vier unabhängige Komponenten besitzt, hat $\dot{\epsilon}$ aufgrund der Symmetrieeigenschaft $\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ji}$ nur drei linear unabhängige Elemente. Aus der Symmetrie von $\dot{\epsilon}$ folgt ferner, daß dieser Tensor auf Hauptachsenform transformiert werden kann, so daß er bezüglich der Hauptachsen durch nur zwei unabhängige Komponenten beschrieben wird, welche die gegenüber einer Rotation des Koordinatensystems invarianten Eigenschaften des Tensors $\dot{\epsilon}$ ausdrücken. Üblicherweise verwendet man zur Charakterisierung der Deformationsrate der Eisdrift

⁴Eine gute Einführung in die Kontinuumsmechanik geben z. B. Spurk (1989) und Long (1964).

die Invarianten⁵

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon}_I &= \dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22} \\ \dot{\epsilon}_{II} &= 2\sqrt{-\det \dot{\epsilon}'} = \sqrt{(\dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22})^2 + 4\dot{\epsilon}_{12}^2} \quad ,\end{aligned}\quad (3.7)$$

wobei der Deviator $\dot{\epsilon}'$ des Deformationsratentensors $\dot{\epsilon}$ durch

$$\dot{\epsilon}'_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22})\delta_{ij} \quad (3.8)$$

definiert ist (siehe auch Anhang B). Die Größe $\dot{\epsilon}_I$ ist die Divergenz der Eisdriftgeschwindigkeit und ist ein Maß für die Expansion bzw. Kompression der Fläche V eines zweidimensionalen Körpers unter Beibehaltung seiner geometrischen Proportionen:

$$\dot{\epsilon}_I = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial t} \quad . \quad (3.9)$$

Hingegen ist die Größe $\dot{\epsilon}_{II}$ ein Maß für die Formveränderungen eines zweidimensionalen Körpers, bei denen sich seine Fläche V nicht ändert (Scherdeformation). Ein Maß für die gesamte Rate der Deformation des Körpers ist der Betrag der Deformationsrate

$$|\dot{\epsilon}| = \sqrt{\dot{\epsilon}_I^2 + \dot{\epsilon}_{II}^2} \quad . \quad (3.10)$$

Das Verhältnis der Beiträge von Scherdeformation und Divergenz zur gesamten Deformation läßt sich durch das Verhältnis $\dot{\epsilon}_{II}/\dot{\epsilon}_I$ ausdrücken, das zweckmäßigerweise als der „Deformationswinkel“

$$\Theta = \tan^{-1} \left(\frac{\dot{\epsilon}_{II}}{\dot{\epsilon}_I} \right) \quad (3.11)$$

angegeben wird. Die Invarianten von $\dot{\epsilon}$ lassen sich somit äquivalent durch $(\dot{\epsilon}_I, \dot{\epsilon}_{II})$ in kartesischer Darstellung oder durch $(|\dot{\epsilon}|, \Theta)$ in Polarkoordinaten darstellen.

Nach der in der Meereisphysik üblichen Konvention (siehe z. B. Rothrock et al., 1980) ist der Deformationswinkel Θ im Intervall zwischen 0° und 180° definiert. Reine Divergenz wird durch $\Theta = 0^\circ$, reine Konvergenz durch $\Theta = 180^\circ$ angezeigt. Liegt weder Divergenz noch Konvergenz vor, so daß die Deformation des Meereises flächenerhaltend ist, dann ist der Deformationswinkel $\Theta = 90^\circ$.

Der Nutzen der kinematischen Größen $(|\dot{\epsilon}|, \Theta)$ liegt darin, daß sie zwei koordinatensystemunabhängige Eigenschaften der Eisdrift beschreiben, nämlich den Gesamtbetrag der Deformation eines Meereisflächenelements und die Art der Deformation, die flächenverändernd (Divergenz oder Konvergenz) oder flächenerhaltend (Scherdeformation) sein kann. Die Invarianten $(|\dot{\epsilon}|, \Theta)$ sind wichtige Größen für den Vergleich der Kinematik des Eises in Simulation und Beobachtung (Kapitel 5).

⁵Welches Paar unabhängiger Größen verwendet wird, ist eine Frage der Konvention (AIDJEX Reports). Aus jedem solchen Paar kann eine beliebige Anzahl weiterer Paare abgeleitet werden, die ebenfalls die invarianten Eigenschaften von $\dot{\epsilon}$ ausdrücken. Wenn (a, b) die invarianten Eigenschaften des Tensors $\dot{\epsilon}$ beschreibt, dann leistet dies beispielsweise auch $(a + b, b - a)$.

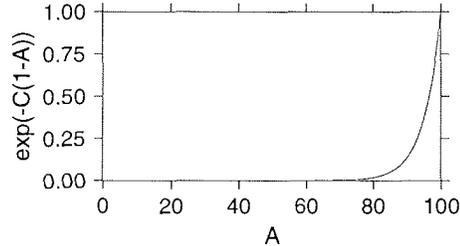


Abbildung 3.1: Die Abhängigkeit der Eishärte P von der Eiskonzentration A nach dem exponentiellen Ansatz $P \sim \exp(-C(1 - A))$ mit $C = 20$. Erst bei Eiskonzentrationen über 90% weist das Meerereis eine großskalig bedeutsame Härte auf.

3.4 Plastische Rheologie

Der Zusammenhang zwischen der dynamischen Größe des Spannungstensors σ und der kinematischen Größe des Deformationsratentensors $\dot{\epsilon}$ wird durch ein Rheologengesetz

$$\sigma_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij} + ((\zeta - \eta)(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}) - P/2)\delta_{ij} \quad (3.12)$$

mit $i, j \in \{1, 2\}$ definiert (Hibler, 1979). Hierbei ist $\dot{\epsilon}$ der bereits in Gl. 3.5 definierte Tensor der Deformationsraten, η die Scherviskosität, ζ die Viskosität für Volumenkompression, P die Eishärte und δ_{ij} das Kroneckersymbol.

Das Rheologengesetz Gl. 3.12 ist zunächst ein formaler, auf sehr viele Fluide anwendbarer Zusammenhang, der auf das Reiner-Rivlin-Fluidmodell zurückgeht (siehe Ip, 1993). Erst die spezielle Definition der Viskositäten ζ und η und der Eishärte P charakterisiert ein bestimmtes Verhalten des Fluids, z. B. viskoses oder plastisches.

Die Untersuchungen des AIDJEX-Experimentes zeigen, daß das Meerereis sich im allgemeinen als plastisches Medium verhält (AIDJEX Reports). Während bei divergenter Eisdrift keine nennenswerten internen Kräfte beobachtet werden, setzt das Eis Konvergenz und Scherung erheblichen Widerstand entgegen. Die beobachtete Stärke dieses Widerstands ist weitgehend unabhängig von der Geschwindigkeit der Deformation, der Deformationsrate $\dot{\epsilon}$. Dies wird darauf zurückgeführt, daß das Eis den Grenzwert der internen Spannung erreicht hat, bei dem es bricht und durch plastische Verformung nachgibt. Aufgrund dieser Beobachtungen wird im folgenden, wie bereits bei Hibler (1979), im Regelfall ein plastisches Verhalten der Eisdecke angenommen.

Bei einer sehr kleinen Deformationsrate, bei der die interne Spannung nicht den zum Aufbrechen der Eisdecke erforderlichen Wert erreicht, ist die Annahme plastischen Verhaltens jedoch nicht mehr physikalisch sinnvoll, und die plastische Rheologie ist dann auch numerisch nicht mehr anwendbar. Für diesen Sonderfall ist eine Modifikation der Rheologie erforderlich, bei der viskoses Verhalten angenommen wird. Durch eine hier neu eingeführte Regimefunktion (Gl. 3.28) kann eine bessere Behandlung dieses Falls als im ursprünglichen Modell Hiblers (1979) erzielt werden.

Bei plastischer Verformung kann die interne Spannung einen maximalen Wert,

der durch die Eishärte P beschrieben wird, nicht überschreiten; erreicht die interne Spannung den Wert der Eishärte, bricht das Eis und gibt durch plastische Verformung nach. Diese Eishärte hängt vom Zustand der Eisdecke ab: Die internen Kräfte im Eis wirken nur bei hohen Eiskonzentrationen, wenn die Eisdecke geschlossen ist oder aus einem dicht gepackten Schollenfeld besteht, so daß den Schollen bei Kollisionen keine größeren Flächen offenen Wassers zur Verfügung stehen, in die sie ausweichen könnten. Die Eishärte nimmt außerdem mit der Dicke der Eisschollen zu.

Wie im folgenden gezeigt, muß die für den idealplastischen Fall gegebene Definition der Eishärte P für den Sonderfall sehr kleiner Deformationsrate modifiziert werden. P_p bezeichne die bei idealplastischem Verhalten gegebene Eishärte und P die bei einer bestimmten Deformationsrate vorliegende Eishärte. Im hier zunächst betrachteten Normalfall verhält sich das Eis nahezu idealplastisch, so daß $P \approx P_p$ gilt. Hier wird für die Eishärte im Falle plastischer Verformung der in der großskaligen Meereismodellierung oft verwendete Ansatz von Hibler (1979)⁶

$$P_p(h, A) = P^* h \exp(-C(1 - A)) \quad (3.13)$$

benutzt, der sie als lineare Funktion der Eisdicke h und als exponentielle Funktion des Flächenanteils offenen Wassers $(1 - A)$ ansetzt, so daß spürbare interne Kräfte erst bei hohen Eiskonzentrationen auftreten (Abb. 3.1). Die Werte der hier auftretenden empirischen Konstanten P^* und C werden in Kapitel 3.6 diskutiert.

Da der Tensor $\dot{\epsilon}$ seiner Definition nach symmetrisch ist, folgt aus der Definition 3.12, daß auch der Spannungstensor σ symmetrisch ist und durch Hauptachsentransformation auf Normalform gebracht werden kann, wobei die Richtungen der Hauptachsen von $\dot{\epsilon}$ und σ übereinstimmen. σ wird durch die beiden Invarianten (Rothrock, 1975)

$$\begin{aligned} \sigma_I &= \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) \\ \sigma_{II} &= \sqrt{-\det \sigma'} \end{aligned} \quad (3.14)$$

charakterisiert, wobei der Deviator σ' des Spannungstensors σ

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22})\delta_{ij} \quad (3.15)$$

ist. σ_I ist ein Maß für die Spannungen durch Volumenkompression bei konvergenter Eisdrift, während σ_{II} die Stärke der Scherspannungen angibt. Unter Verwendung der Invarianten des Spannungstensors σ und des Deformationsratentensors $\dot{\epsilon}$ läßt sich das Rheologiesetz Gl. 3.12 in der einfachen Form

$$\sigma_I = \zeta \dot{\epsilon}_I - \frac{P}{2} \quad \sigma_{II} = \eta \dot{\epsilon}_{II} \quad (3.16)$$

⁶Alternativen zu dem empirischen Ansatz 3.13 wurden bislang kaum getestet. Ein Beispiel gibt Loewe (1990), der $P_p(h, A) = P^* \cdot (h^2/3) \cdot \exp(-C(1 - A))$ vorschlägt.

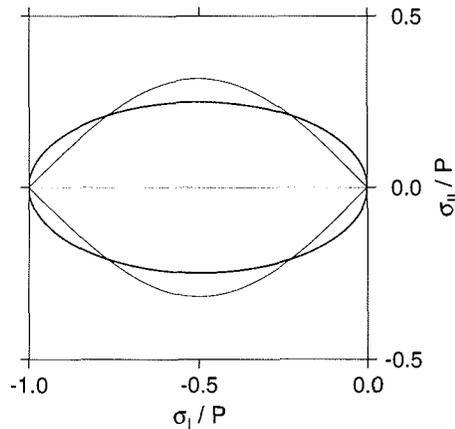


Abbildung 3.2: Bruchkurven zweier Meereisrheologien: Die Ellipse mit einer Exzentrizität $e = 2$ (dicke Linie) nach Hibler (1979) und die Sinuslinse (dünne Linie) nach Bratchie (1984).

darstellen. Die beiden Invarianten σ_I und σ_{II} spannen den zweidimensionalen Raum der Spannungszustände auf. Für plastisch verformbare Medien kann die interne Spannung einen maximalen Wert nicht überschreiten, der durch eine Bruchkurve⁷

$$B\left(\frac{\sigma_I}{P}, \frac{\sigma_{II}}{P}\right) = 0 \quad (3.17)$$

im Spannungsraum beschrieben wird. Zwei Beispiele für Bruchkurven sind in Abb. 3.2 gezeigt. Im Falle plastischer Verformung wird ein Zustand auf der Bruchkurve, bei Spannungen unterhalb der Bruchgrenze innerhalb der Kurve eingenommen. Zustände außerhalb der Bruchkurve können nicht auftreten.

Die „genaue“⁸ Form der Bruchkurve ist nicht bekannt, doch läßt sich ihre ungefähre Form aus den Messungen z. B. des AIDJEX-Projekts ableiten: Um die beobachteten Eigenschaften des Meereises zu beschreiben, geringen Widerstand gegen Divergenz, jedoch erheblichen Widerstand gegen Konvergenz und Scherung zu leisten, muß die Bruchkurve etwa von der Form der beiden in Abb. 3.2 gezeigten Kurven sein. Auch Modelle, die von einfachen geometrischen Formen der Eisschollen ausgehen (Hibler, 1977; Bratchie, 1984, Ukita und Moritz, 1995), sagen ähnliche

⁷Die Bruchkurve (engl. „yield curve“) wird auch als Fließkurve bezeichnet. In dieser unterschiedlichen Namensgebung spiegelt sich wieder, daß die Rheologie als Lehre von zähflüssigen Medien mit dem Übergangsbereich zwischen Festkörpern und Fluiden befaßt ist.

⁸Der großskalige Kontinuumsansatz, der Meereis als ein plastisches Medium voraussetzt, ist lediglich eine Approximation zur Beschreibung des Meereises, das auf kleinen Skalen aus sehr unterschiedlich geformten Schollen besteht. Je nach Beschaffenheit des Meereises variiert damit die Form der Bruchkurve, die das jeweilige plastische Verhalten optimal beschreibt. Für großskalige Modelle, deren Rheologie nicht vom kleinskalig vorfindlichen Zustand der Eisdecke abhängt, ist diejenige Bruchkurve zu suchen, die im statistischen Mittel über alle simulierten Prozesse die realistischste Simulation erlaubt. In diesem Sinne ist die Bruchkurve eine empirische Größe.

Bruchkurven voraus. Im folgenden wird die elliptische Bruchkurve

$$B\left(\frac{\sigma_I}{P}, \frac{\sigma_{II}}{P}\right) = \left(2\frac{\sigma_I}{P} + 1\right)^2 + \left(2e\frac{\sigma_{II}}{P}\right)^2 - 1 = 0 \quad (3.18)$$

nach Hibler (1979) verwendet.⁹ Die Exzentrizität e der Ellipse ist ein empirischer Parameter, der nach Hibler (1979) auf den Wert 2 gesetzt wird (Kapitel 3.6). Mit der Wahl der elliptischen Bruchkurve sind die Viskositäten als

$$\zeta = \frac{P}{2\Delta} \quad (3.19)$$

$$\eta = \frac{\zeta}{e^2} \quad (3.20)$$

festgelegt. Der darin auftretende Ausdruck

$$\begin{aligned} \Delta(\dot{\epsilon}) &= \sqrt{\dot{\epsilon}_I^2 + e^{-2}\dot{\epsilon}_{II}^2} \\ &= \sqrt{(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2)(1 + e^{-2}) + 4e^{-2}\dot{\epsilon}_{12}^2 + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22}(1 - e^{-2})} \end{aligned} \quad (3.21)$$

ist ein kinematisches Maß für die gesamte Deformation der Eisdecke. $\Delta(\dot{\epsilon})$ hängt nur von den Invarianten $\dot{\epsilon}_I$ und $\dot{\epsilon}_{II}$ des Tensors der Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ ab und ist somit unabhängig von der Wahl des Koordinatensystems. Durch die darin eingehende Exzentrizität e der elliptischen Bruchkurve wird die unterschiedliche Stärke der Beiträge von Konvergenz und Scherung zur internen Spannung berücksichtigt. Durch Einsetzen der Viskositäten nach Gl. 3.19 und 3.20 in das Rheologiestgesetz (Gl. 3.16) ist leicht nachzurechnen, daß damit ein Zustand auf der elliptischen Bruchkurve (Gl. 3.18) eingenommen wird.

3.5 Schließungshypothese und Übergangsregime

Einer Sonderbehandlung bedarf der Fall, in dem die Komponenten der Deformationsrate sehr klein werden und im Extremfall gegen 0 gehen. Dann gehen auch die Invarianten $\dot{\epsilon}_I$ und $\dot{\epsilon}_{II}$ sowie der Ausdruck $\Delta(\dot{\epsilon})$ nach Gl. 3.21 gegen 0, und die Viskositäten ζ (Gl. 3.19) und η (Gl. 3.20) werden unendlich groß. Dieses numerische Problem ist eine Folge dessen, daß bei sehr kleinen Deformationsraten die Annahme plastischen Verhaltens des Meereises nicht mehr physikalisch sinnvoll ist: Findet keine nennenswerte Deformation der Eisdecke statt, so treten auch keine so hohen internen Spannungen auf, daß die Bruchgrenze erreicht wird. Zur Beschreibung dieses Grenzfalls, in dem das plastische Regime verlassen wird, ist eine Schließungshypothese erforderlich.

⁹Nach Ip (1993) und Hibler (pers. Mitteilung, 1994) liefern andere Bruchkurven ähnlicher Form z. T. ebenso gute Ergebnisse wie die Ellipse nach Hibler (1979). Insbesondere die Sinuslinie (Bratchie, 1984) zeigt ein gutes numerisches Lösungsverhalten. Die Suche nach der optimalen Bruchkurve wird derzeit intensiv vom SIOM (Sea Ice – Ocean Modeling) Panel im ACSYS (Arctic Climate System Study)-Projekt unter Beteiligung des Autors betrieben.

Bereits im ursprünglichen Modell Hiblers (1979) ist bei sehr kleiner Deformationsrate eine Abweichung von plastischem Verhalten vorgesehen, indem die Viskositäten durch die zusätzliche Beschränkung

$$\zeta \leq \zeta_{\max} \quad (3.22)$$

nach oben begrenzt werden. Gl. 3.20 gewährleistet, daß mit der Beschränkung von ζ zugleich auch η begrenzt wird. Soll die Beschränkung der Viskositäten wie bei Hibler (1979) von der Eishärte P abhängig sein, so kann die Begrenzung nach Gl. 3.22 als

$$\Delta \geq \Delta_{\min} \equiv \frac{P}{2\zeta_{\max}} \quad (3.23)$$

angesetzt werden. Durch die Begrenzung der Viskositäten auf endliche Werte tritt das numerische Problem unendlich hoher Viskositäten bei verschwindender Deformationsrate nicht mehr auf. Das Modell enthält somit zwei mögliche Regimes: Für $\Delta \geq \Delta_{\min}$ liegt plastisches Verhalten, für $\Delta < \Delta_{\min}$ dagegen linear-viskoses Verhalten mit konstanten Viskositäten vor. Der Übergang erfolgt sprunghaft beim Grenzwert Δ_{\min} .

Diese Behandlung des viskosen Falls bei sehr kleiner Deformationsrate nach Hibler (1979) ist eine ad hoc-Annahme zur Vermeidung numerischer Komplikationen, die weder theoretisch noch experimentell fundiert ist. Nach diesem Ansatz ist im Grenzfall verschwindender Deformationsrate die interne Spannung

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} \sigma_I = -\frac{P}{2} \quad \lim_{\Delta \rightarrow 0} \sigma_{II} = 0 \quad (3.24)$$

nicht 0, sondern durch den Druckterm $-P/2$ gegeben, der eine Kraft

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} \mathbf{F} = -\frac{1}{2} \nabla P \quad (3.25)$$

beschreibt. Eine solche Kraft, die bei ruhender Eisdecke ohne Deformation das Eis diffusionsartig auseinandertreiben würde, wird jedoch nicht beobachtet. Außerdem führt dieser Druckterm nach Ip (1993) dazu, daß dieses Modell unrealistisch oft ein völliges Erliegen der Eisdrift prognostiziert, bei der die interne Kraft die äußeren Antriebskräfte aufhebt.

Die im folgenden verwendete Annahme, daß bei verschwindender Deformationsrate auch die internen Spannungen verschwinden, liefert eine physikalisch sinnvollere Beschreibung des viskosen Falls als der Ansatz Hiblers (1979). Dazu muß außer den Viskositäten ζ und η auch der Druckterm $-P/2$ im Spannungstensor modifiziert werden, so daß er im viskosen Fall gegen 0 strebt. Hierfür wird eine Regimefunktion r_p eingeführt, die den Zusammenhang zwischen der tatsächlichen Eishärte P und der Eishärte P_p des idealplastischen Falls (Gl. 3.13) vermittelt:

$$P(\Delta, h, A) = P_p(h, A) r_p(\Delta) \quad (3.26)$$

Die Regimefunktion $r_p(\Delta)$ ist eine stetige, monoton wachsende Funktion mit dem Wertebereich $[0, 1]$. Für idealplastisches Verhalten ist $r_p = 1$, für linear-viskoses

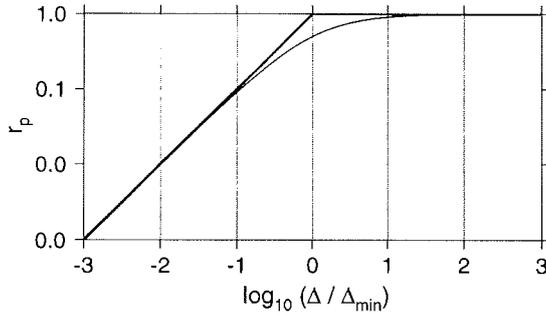


Abbildung 3.3: Zwei Ansätze für die Regimefunktion r_p : Der sprunghafte Übergang viskosen Verhaltens in plastisches nach Hibler (1979) (dicke Linie) und der hier neu eingeführte kontinuierliche Übergang (dünne Linie) nach Gl. 3.28. Die beiden Ansätze unterscheiden sich nur im Übergangsbereich $\Delta/\Delta_{\min} \approx 1$ und nähern sich für $\Delta/\Delta_{\min} \rightarrow 0$ und $\Delta/\Delta_{\min} \rightarrow \infty$ einander asymptotisch an.

Verhalten dagegen $r_p = 0$. Eine mögliche Regimefunktion, die einen sprunghaften Wechsel vom linear-viskosen ins plastische Regime analog zu Hibler (1979) auch auf die Eishärte P überträgt, wäre

$$r_p(\Delta) = \begin{cases} 1 & : \Delta \geq \Delta_{\min} \\ 0 & : \Delta < \Delta_{\min} \end{cases} \quad (3.27)$$

Ein gleitender Übergang anstelle eines sprunghaften ist jedoch eine angemessenere Beschreibung in großskaligen Modellen: Die Deformationsrate ist hier das Mittel über größere Flächen, in denen lokal zum Teil höhere Deformationsraten mit ausgeprägt plastischem Materialverhalten, zugleich aber auch geringere Deformationsraten mit viskosem Verhalten vorliegen. Dieser gleitende Regimeübergang wird durch die im folgenden verwendete Regimefunktion

$$r_p(\Delta) = \frac{\Delta}{\Delta + \Delta_{\min}} \quad (3.28)$$

gut repräsentiert (Abb. 3.3). Für $\Delta \rightarrow \infty$ liegt idealplastisches, für $\Delta = 0$ linear-viskoses Verhalten vor. Für alle endlichen Werte $\Delta > 0$ ist das Materialverhalten weder rein plastisch noch linear-viskos, sondern eine Mischung, die als nichtlinear-viskos bezeichnet wird, da die Viskositäten über die Regimefunktion nichtlinear von Δ abhängen. In ausgeschriebener Form sind die Viskositäten und die Eishärte mit der Regimefunktion nach Gl. 3.28

$$\zeta = \frac{P_p}{2(\Delta + \Delta_{\min})} \quad (3.29)$$

$$\eta = \frac{P_p}{2e^2(\Delta + \Delta_{\min})} \quad (3.30)$$

$$P = \frac{P_p \Delta}{2(\Delta + \Delta_{\min})} \quad (3.31)$$

Die Einführung des Parameters $\Delta_{\min} > 0$ gewährleistet, daß die Nenner dieser drei Gleichungen nicht 0 werden können, womit das numerische Problem des plastischen Modells im viskosen Fall behoben ist. Die Eishärte wird für kleine Deformationsraten im selben Maße reduziert wie die Viskositäten, so daß auch im viskosen Regime der Spannungszustand stets auf einer Ellipse liegt, die allerdings kleiner als im idealplastischen Fall ist. Dies ist die Fortsetzung des plastischen Verhaltens in das viskose Regime bei Erfüllung der Forderung, daß die interne Spannung hier für verschwindende Deformationsraten gegen 0 gehen muß.¹⁰

Dieser Ansatz hat gegenüber dem viskos-plastischen Modell Hiblers (1979) mathematisch einen erheblichen Vorteil: Während bei idealplastischem Verhalten die Abbildung der Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ auf die interne Spannung σ nicht umkehrbar ist, da verschiedene Deformationsraten zu demselben Spannungszustand führen, ist mit dem nichtlinear-viskosen Ansatz die Beziehung zwischen Deformationsrate und interner Spannung ein-eindeutig.

Physikalisch wird das Materialverhalten im nichtlinear-viskosen Modell durch die Wahl des Grenzwertes Δ_{\min} bestimmt, der den Übergangsbereich zwischen viskosem und plastischem Regime festlegt. Wählt man Δ_{\min} hinreichend klein, so daß $\Delta \gg \Delta_{\min}$ in nahezu allen auftretenden Fällen gilt, so befindet sich das Modell weit im plastischen Bereich. Die Abweichung von idealplastischem Verhalten ist hier für alle praktischen Zwecke vernachlässigbar und kann durch Verringerung von Δ_{\min} beliebig klein gemacht werden.

Das nichtlinear-viskose Modell ist somit ein generalisiertes Modell, das idealplastisches Verhalten als besonderen Grenzfall enthält. Für hinreichend kleine Wahl von Δ_{\min} kann es somit als verbesserte Implementierung des Modells Hiblers (1979) angesehen werden. Wählt man größere Werte für Δ_{\min} , so tritt viskoses Verhalten öfter oder sogar überwiegend auf, was eine noch zu testende Alternative zu den plastischen Rheologien darstellt. Mit Einführung der Regimefunktion r_p ist es möglich, den gesamten Bereich zwischen viskosem und plastischem Verhalten im Modell einzustellen und im Vergleich mit beobachteter Eisdrift zu testen.

3.6 Rheologieparameter

3.6.1 Rheologieparameter und Verifikationsmöglichkeiten

In die viskos-plastische Rheologie mit elliptischer Bruchkurve gehen in die internen Kräfte die vier in Tabelle 3.1 aufgeführten Rheologieparameter ein, von denen die Eisdrift und darüber vermittelt die räumlichen Verteilungen der Eisdicke und der Eiswachstumsrate abhängen. Die Einstellung geeigneter Werte für die Rheologieparameter ist für eine realistische Simulation wesentlich (Harder, 1994; Fischer und

¹⁰Die Probleme mit dem viskosen Regime wurden bereits von Ip (1993), Hibler (1994, pers. Mitteilung) und Gray und Killworth (1995) erkannt und untersucht. Die Einführung einer verallgemeinerten Regimefunktion r_p und die formale Darlegung, wie mit ihr ein konsistenter, numerisch stabiler, gleitender Übergang zwischen den beiden Regimes beschrieben werden kann, ist dort jedoch nicht zu finden und stellt eine neue, wesentliche Verbesserung der bisherigen plastischen Modelle dar.

Lemke, 1994; Fischer, 1995).

Rheologieparameter	Symbol	Wert
Eishärteparameter	P^*	$27\,500\text{ Nm}^{-2}$
Exzentrizität der Bruchkurve	e	2
Eiskonzentrationsparameter	C	20
Regimeparameter	Δ_{\min}	$2 \cdot 10^{-9}\text{ s}^{-1}$

Tabelle 3.1: Die Parameter der viskos-plastischen Meereisrheologie mit elliptischer Bruchkurve, ihre symbolische Bezeichnung und ihr Wert.

Die großskalig wirksamen internen Kräfte ergeben sich als das statistische Mittel vieler klein- und mesoskaliger Prozesse, die nicht flächendeckend simultan beobachtet werden können. Die Rheologieparameter sind daher reine Modellparameter, für die keine Methoden einer direkten experimentellen Bestimmung zur Verfügung stehen. Eine indirekte Möglichkeit der Verifikation der Modellparameter besteht allerdings im Vergleich der simulierten Eisdrift mit beobachteten Bojentrjektorien (Kapitel 5).

3.6.2 Eishärte

Der Eishärteparameter P^* ist der wichtigste Rheologieparameter, denn er macht den wesentlichen Unterschied zu anderen, einfacheren Eismodellen aus: Das Meer-eis setzt konvergenter Drift einen Widerstand entgegen, der durch die Eishärte P nach den Gln. 3.13 und 3.26 beschrieben wird. Die Größe der Eishärte P ist proportional zu dem konstanten Eishärteparameter P^* . Neben dem Widerstand gegen Konvergenz besitzt das Meereis im viskos-plastischen Modell Hiblers (1979) zudem Scherkräfte, die ebenfalls proportional zu P^* sind.

Somit ist der Eishärteparameter P^* die Konstante, die die Stärke der internen Kräfte bestimmt. Wird P^* zu niedrig gewählt — im Extremfall $P^* = 0$, so daß keine internen Kräfte auftreten —, stapelt sich das Eis schon nach kurzer Zeit in Regionen konvergenter Eisdrift zu unrealistisch großen Eisdicken auf. Wird hingegen P^* zu hoch angesetzt, so bringen die starken internen Kräfte die Eisdrift nahezu zum Erliegen, und das Modell verhält sich wie ein rein thermodynamisches (Harder, 1994; Fischer, 1995).

Der Eishärteparameters P^* muß daher so gewählt werden, daß das Eis einerseits einen spürbaren Widerstand gegen Konvergenz und Scherdeformation leistet, andererseits sich aber in einem räumlich recht homogenen Driftgeschwindigkeitsfeld, das nur schwache Deformation bewirkt, ungehindert bewegen kann. Der geeignete Wert für P^* hängt daher vom Antriebsfeld, vor allem vom Wind als Hauptantrieb der Meereisdrift, ab. Insbesondere hat Harder (1994) gezeigt, daß bei Verwendung von Monatsmitteln anstelle täglicher Werte für den Windantrieb P^* um den Faktor zwei reduziert werden muß: Da die mittlere Stärke der Windschubspannung bei monatlichen statt täglichen Werten die erheblichen kurzzeitigen Fluktuationen nicht enthält und daher deutlich geringer ausfällt, muß das Meereis im Modell weicher gemacht werden, um vergleichbare Resultate zu erzielen.

Die prognostischen Variablen des Modells reagieren unterschiedlich sensitiv auf Variationen von P^* . Die Eisdriftgeschwindigkeiten und vor allem die daraus abgeleiteten Trajektorien variieren schon bei geringen Änderungen des P^* deutlich (Harder, 1994; Fischer, 1995). Die räumliche Eisdickenverteilung reagiert schwächer; nach den Sensitivitätsstudien von Fischer und Lemke (1994) bewirkt erst eine Variation des P^* um 30% eine Änderung des gesamten Eisvolumens um 10%. Eiskonzentration und -ausdehnung, die vor allem durch die Thermodynamik bestimmt sind, zeigen sogar noch geringere Abhängigkeit von P^* .

3.6.3 Form der Bruchkurve

Ein weiterer Rheologieparameter ist die Exzentrizität $e = \sqrt{\zeta/\eta}$ der elliptischen Bruchkurve (Gl. 3.18), die das Verhältnis der Volumenkompressionsviskosität ζ zur Scherviskosität η ausdrückt. Bratchie (1984) entwickelt, ausgehend von der Betrachtung eines Feldes wechselwirkender Eisschollen, eine theoretische Ableitung der Bruchkurve Gl. 3.17, die auf die Form der Sinuslinse (engl. „sine lens“)

$$B\left(\frac{\sigma_I}{P}, \frac{\sigma_{II}}{P}\right) = \pi \frac{\sigma_{II}}{P} + \sin\left(\pi \frac{\sigma_I}{P}\right) = 0 \quad (3.32)$$

führt. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen auch Ukita und Moritz (1995). Während die Form der elliptischen Bruchkurve (Gl. 3.18) von dem Rheologieparameter e abhängt, ist die Form der Sinuslinse (Gl. 3.32) durch die Theorie festgelegt. Es stellt sich heraus, daß gerade für die von Hibler (1979) verwendete Exzentrizität $e = 2$ die Ellipse und die Sinuslinse eine sehr ähnliche Form aufweisen (Abb. 3.2). Nach den Untersuchungen von Ip (1993) können mit beiden Bruchkurven ähnliche, realistische Modellergebnisse erzielt werden.

Bei Verwendung einer elliptischen Bruchkurve ist $e = 2$ eine sinnvolle Wahl, die u. a. durch die umfassende Auswertung der mit Satelliten beobachteten Eisdrift durch Stern et al. (1995) gestützt ist. Die Sensitivitätsstudien von Fischer (1995), bei denen Simulationen mit verschiedenen Werten für e mit beobachteter Bojendrift verglichen werden, bestätigen dies ebenfalls und zeigen, daß $e > 1.5$ gewählt werden sollte, damit die Scherkräfte an Küsten nicht zu stark werden.

3.6.4 Eiskonzentrationsparameter

Der in die Eishärte (Gl. 3.13) eingehende Eiskonzentrationsparameter C muß so gewählt werden, daß die internen Kräfte nur bei hohen Eiskonzentrationen A , wenn die Schollen in enger Wechselwirkung miteinander stehen, wirksam werden. Wie Abb. 3.1 zeigt, ist dies für den von Hibler (1979) angesetzten Wert $C = 20$ gegeben, der für den Referenzlauf verwendet wird. Nach den Sensitivitätsstudien von Fischer (1995) reagiert das Modell hinsichtlich Eisausdehnung und Eisdicke nicht sehr sensitiv gegenüber Variationen von C .

3.6.5 Regimeparameter

Der in die Regimefunktion r_p (Gl. 3.28) eingehende Parameter Δ_{\min} unterscheidet das plastische vom viskosen Regime. Er bildet eine untere Grenze für das Maß der Gesamtdeformation Δ , das von der Größenordnung $\Delta \approx U/L$ ist und somit von der Skala der Eisdriftgeschwindigkeit U sowie von der räumlichen Längenskala L des Modells abhängt. Soll in Anlehnung an Hibler (1979) in fast allen Fällen plastisches Verhalten auftreten, muß

$$\Delta_{\min} \ll \frac{U}{L} \quad (3.33)$$

gewählt werden.¹¹ Ein sinnvoller Wert ist $\Delta_{\min} \approx 10^{-3} U/L$, mit dem im folgenden $\Delta_{\min} = 2 \cdot 10^{-9} \text{s}^{-1}$ gesetzt wird. Die Wahl des Werts $\Delta_{\min} = 2 \cdot 10^{-9} \text{s}^{-1}$ entspricht gerade der Begrenzung für die Viskosität $\zeta \leq \zeta_{\max} = P \cdot 5 \cdot 10^8 \text{s}$ im ursprünglichen Modell Hiblers (1979) (siehe Gl. 3.22 und Gl. 3.23).

¹¹Nach Zhang und Hibler (1994, pers. Mitteilung) konvergiert die numerische Lösung der Kräftebilanz bei einer Erhöhung des Wertes von Δ_{\min} rascher, stellt dann jedoch eine schlechtere Näherung an ideal-plastisches Verhalten des Meereises dar.

Kapitel 4

Antrieb und Numerik

4.1 Räumliche und zeitliche Diskretisierung

Das in Kapitel 2 vorgestellte kontinuumsmechanische Modell beschreibt die Entwicklung der das Meereis charakterisierenden Variablen als stetige und beliebig oft differenzierbare Funktionen des Ortes und der Zeit. Zur numerischen Lösung wird eine Diskretisierung vorgenommen: Für eine endliche Anzahl räumlicher Gitterpunkte werden die physikalischen Gleichungen des Modells über eine endliche Anzahl diskreter Zeitschritte der Länge Δt integriert. Ableitungen werden durch Brüche finiter Differenzen approximiert, z. B. $\partial h / \partial t \approx \Delta h / \Delta t$. Diese in der numerischen Modellierung weit verbreitete Diskretisierung wird für dynamische Meereismodelle ausführlich von Hibler (1979, Anhang A) sowie Stössel (1992) beschrieben. Eine allgemeinere Übersicht der numerischen Methoden geben Arakawa und Mesinger (1976).

Das Modell arbeitet mit einem täglichen Zeitschritt ($\Delta t = 86400$ s), womit eine gute zeitliche Auflösung des Jahresgangs der Eisbedeckung erzielt wird. Die räumliche Diskretisierung erfolgt auf einem Gitter des B-Typs (Arakawa und Mesinger, 1976; siehe auch Fischer, 1995), das Abb. 4.1 zeigt. Das Modellgitter deckt die gesamte Arktis sowie die angrenzende Grönlandsee ab. Es verwendet ein sphärisches Koordinatensystem, das dem geographischen Koordinatensystem ähnlich, gegenüber diesem jedoch rotiert ist, um die Singularität am Nordpol zu vermeiden. Die räumliche Auflösung beträgt 1° (ca. 110 km). Der Nordpol des sphärischen Modellgitters liegt im Indischen Ozean bei $0^\circ\text{N } 60^\circ\text{O}$ in geographischen Koordinaten; der Modelläquator verläuft entlang der geographischen Längengrade 30°W (positive x-Koordinate) und 150°O (negative x-Koordinate) durch den geographischen Nordpol, durch den auch der 0° -Meridian des Modells geht.

4.2 Antrieb

Dem Meereismodell werden explizit zeitabhängige Randbedingungen vorgeschrieben, die als „Antrieb“ bezeichnet werden und die zeitliche Entwicklung der prognostischen Variablen kontrollieren.

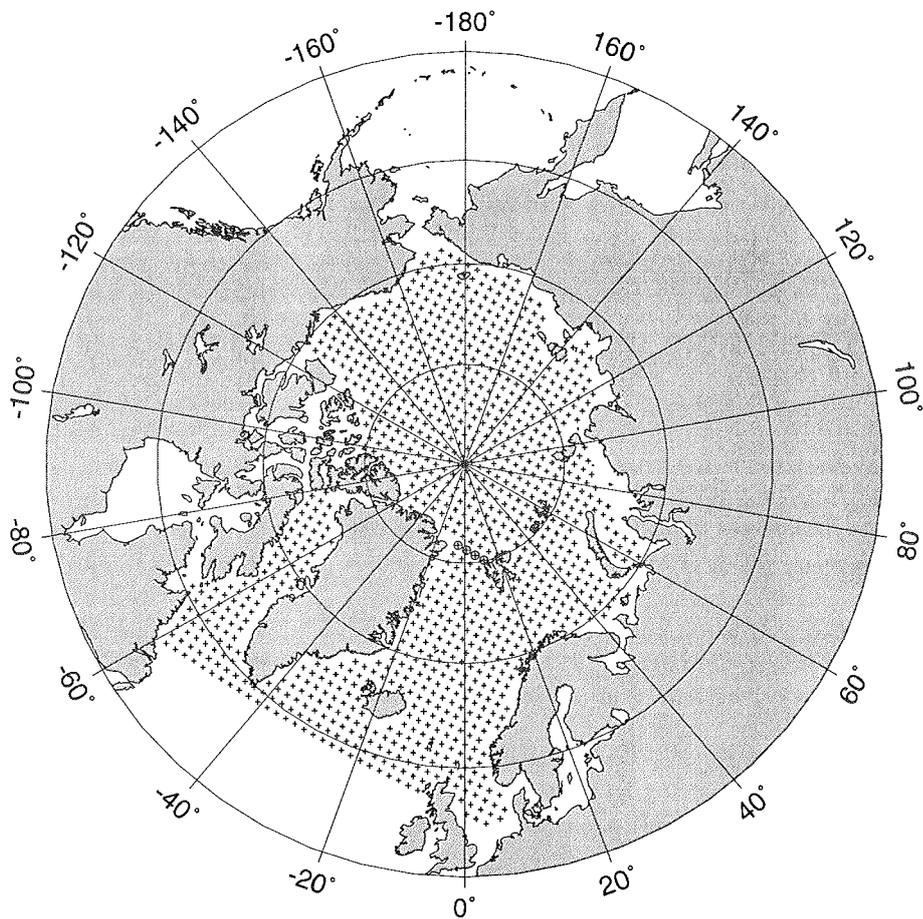


Abbildung 4.1: Modellgitter für vektorielle Größen. Skalare Größen sind in der Mitte zwischen jeweils vier benachbarten Vektorgitterpunkten definiert (B-Gitter). In der Framstraße markieren Kreise die vier Gitterzellen, an denen der Meereisexport aus dem Arktischen Ozean berechnet wird.

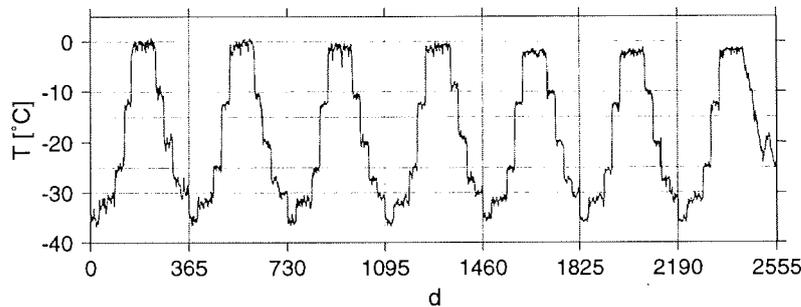


Abbildung 4.2: Zeitserie der 2m-Lufttemperatur am Nordpol nach den Analysen des ECMWF-Modells im Zeitraum 1986–1992.

4.2.1 Atmosphärischer Antrieb

Windfeld

Der Wind in 10m Höhe sowie die Luft- und Taupunkttemperatur in 2m Höhe werden aus den globalen Analysen des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF) abgeleitet. Die Daten liegen in sechstündigen Intervallen für die Jahre 1986–1992 komplett vor. Für den Modellantrieb werden die vom ECMWF auf einem Gitter mit 1.125° Auflösung in geographischen Koordinaten gelieferten Analysen auf das Modellgitter mit einem bilinearen Ansatz (Harder, 1994) interpoliert, der auch zur Simulation von Bojentrjektorien verwendet wird.

Das Antriebsfeld der Windgeschwindigkeit \mathbf{u}_a in 10m Höhe wird der Länge des Modellzeitschritts durch Bildung von Mittelwerten über 24 Stunden angepaßt. Simulationen von Drifttrajektorien im Weddellmeer (Harder, 1994; Fischer, 1995) unter Verwendung des ECMWF-Windfelds zeigen eine gute Übereinstimmung mit beobachteter Drift von Meereisbojen und bestätigen, daß die ECMWF-Analysen des Windes ein geeigneter Modellantrieb sind.

Temperaturfelder

Die vom ECMWF gelieferten Lufttemperaturen T_a [K] und Taupunkttemperaturen T_d [K] in 2m Höhe können dagegen nicht ohne größere Korrekturen verwendet werden, was anhand Abb. 4.2 deutlich wird. Dargestellt ist die Zeitserie der ECMWF-Lufttemperatur am Nordpol, die ein repräsentatives Beispiel für alle polaren Regionen gibt, die im ECMWF-Modell als meereisbedeckt angenommen werden. Man erkennt in Abb. 4.2, daß die Temperatur durch klimatologische Monatsmittel bestimmt ist, von denen nur sehr kleine Abweichungen in der Größenordnung von 1°C auftreten. Die natürliche Variabilität der Lufttemperatur ist nicht enthalten. Ebenso ist das Festhalten der Temperatur auf einem nahezu konstanten Wert während eines Monats mit plötzlichen Temperatursprüngen von mehr als 10°C bei Monatswechseln eine unrealistische Vorgabe. Die Länge der Sommerperiode ist mit

drei Monaten anderthalb mal so lang wie die beobachtete (Colony et al., 1992). Die mittlere Sommertemperatur variiert von 0°C im Jahr 1986 auf unrealistische -2°C im Jahr 1992, was ausschließlich numerischen Umstellungen im ECMWF-Modell zuzuschreiben ist. Diese Unzulänglichkeiten, die auch von Kottmeier und Sellmann (1995) festgestellt wurden, treten bei Lufttemperatur und Taupunkt gleichermaßen auf.

Da zur Zeit keine besseren Antriebsdaten zur Verfügung stehen, werden die ECMWF-Temperaturdaten einem Korrekturverfahren unterzogen. Zunächst werden quasiklimatologische Monatsmittelwerte für jeden der zwölf Monate des Jahres berechnet, in die jeweils die ECMWF-Daten aus allen sieben Jahren eingehen. Eine weitere Korrektur (Colony et al., 1992) besteht darin, daß in der Sommerperiode vom 15. Juni bis 15. August keine Temperaturen unter dem Gefrierpunkt zugelassen werden. Für den täglichen Antrieb werden die Temperaturen linear aus diesen quasiklimatologischen Monatsmittelwerten interpoliert.

Dieses Verfahren beseitigt die künstliche interannuale Drift der Sommertemperaturen und vermeidet Temperatursprünge bei Monatswechseln. In den korrigierten Daten dauert die Sommerperiode nur noch zwei Monate (15. Juni bis 15. August) und steht damit gut in Übereinstimmung mit Beobachtungen (Colony et al., 1992). Die in den ECMWF-Daten ohnehin sehr schwachen Fluktuationen der Lufttemperatur sind nun völlig unterdrückt. Die korrigierten Temperaturdaten stellen einen geglätteten, quasiklimatologischen Jahresgang mit Variationen auf der Zeitskala von einem Monat dar, der für alle sieben Jahre gleich ist.

Trotz dieser Korrektur bleibt die Güte der Antriebsdaten ungenügend. Weder synoptische Wetterereignisse noch interannuale Variabilität sind repräsentiert. Dies zeigt, daß Vorhersagemodelle für die Atmosphäre eine bessere Beschreibung der Bodenrandbedingung (Ozean/Meereis) in polaren Regionen benötigen. Eine weitere Anforderung ist eine einheitliche Reanalyse der Beobachtungsdaten, durch die ein konsistenter Antriebsdatensatz ohne künstliche Effekte durch Modellveränderungen gegeben wäre.

Wolken und Niederschlag

Für den Bewölkungsgrad¹ A_c und die Niederschlagsrate P_w werden räumlich konstante, klimatologische Monatsmittel verwendet, zwischen denen die Werte für die einzelnen Tage linear interpoliert werden. Der Datensatz für die Bewölkung beruht auf Ebert und Curry (1993), der für die Niederschlagsrate auf Vowinkel and Orvig (1970).

Solare Einstrahlung

Die solare Einstrahlung $R_{s,1}$ wird nach der empirischen Formel aus Parkinson und Washington (1979)

¹Der Bewölkungsgrad nimmt Werte zwischen 0 für wolkenfreien und 1 für völlig bedeckten Himmel an.

$$R_{s,l} = S_0 \cdot \frac{\cos^2 Z}{(\cos Z + 2.7)e_v \cdot 10^{-5} + 1.085 \cos Z + 0.1} \cdot (1 - A_c^3) \quad (4.1)$$

nach Zillman (1972), ergänzt um die Wolkenkorrektur $(1 - A_c^3)$ nach Laevastu (1960), beschrieben. Darin ist $S_0 = 1353 \text{ W/m}^2$ die Solarkonstante, Z der solare Zenithwinkel und e_v der Partialdruck [Pa] des Wasserdampfs in der Luft, der aus der Taupunkttemperatur T_d berechnet wird (siehe Anhang A). Nach den Standardformeln der Geometrie (Sellers, 1965) ist

$$\cos Z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \alpha_h \quad , \quad (4.2)$$

wobei φ die geographische Breite, δ die Deklination und α_h den Stundenwinkel bezeichnet. Für die Deklination δ , deren Wert während eines Tages d als konstant angenommen wird, geben Parkinson und Washington (1979) die Formel

$$\delta = 23.44^\circ \cdot \cos \left[(172 - d) \cdot \frac{\pi}{180} \right] \quad (4.3)$$

an, die *nicht* einfach übernommen werden kann. Parkinson und Washington (1979) verwenden in ihrem Modell 360 statt 365 Tage pro Jahr. Der Faktor $\pi/180$ entstammt der speziellen Wahl von 360 Tagen pro Jahr und hat nichts mit der Umrechnung von Winkeln aus Grad in Radiant zu tun. Die allgemeine Formulierung von Gl. 4.3 lautet

$$\delta = 23.44^\circ \cdot \cos \left[\frac{d_h - d}{n_d} \cdot 180^\circ \right] \quad , \quad (4.4)$$

wobei n_d die Anzahl der Tage im Jahr, $d \in \{1, 2, \dots, n_d\}$ den aktuellen Tag und $d_h = 172$ den Tag mit dem höchsten Sonnenstand (Sommersonnenwende am 21. Juni) bezeichnet. Um alle Winkel konsistent in Grad anzugeben, wird in Gl. 4.4 der Faktor π aus Gl. 4.3 durch 180° ersetzt. Der Stundenwinkel α_h durchläuft innerhalb eines ganzen Tages (näherungsweise) den vollen Bereich von -180° bis $+180^\circ$. Zu einer gegebenen Sonnenzeit $t_s \in [0, 24[$ ist

$$\alpha_h = \left(1 - \frac{t_s}{12} \right) \cdot 180^\circ \quad . \quad (4.5)$$

Langwellige Gegenstrahlung

Die langwellige Einstrahlung $R_{l,l}$ aus der Atmosphäre auf die Eis- bzw. Schneeoberfläche wird nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$R_{l,l} = \epsilon_a \sigma_B T_a^4 \quad (4.6)$$

beschrieben, in dem ϵ_a die Emissivität der Atmosphäre im Infrarotbereich, $\sigma_B = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ die Stefan-Boltzmann-Konstante und T_a die 10m-Lufttemperatur ist. Die Emissivität der Atmosphäre wird nach der empirischen Formel von König-Langlo und Augstein (1994) als Funktion des Bewölkungsgrads A_c

$$\epsilon_a(A_c) = 0.765 + 0.22 \cdot A_c^3 \quad (4.7)$$

angesetzt, die durch Messungen in Arktis wie Antarktis belegt ist.

4.2.2 Ozeanischer Antrieb

Neigung der Ozeanoberfläche

Die Neigung der Ozeanoberfläche ∇H ist einem Lauf des Ozeanmodells von Gerdes und Köberle (1995) für den Nordatlantik und den Arktischen Ozean entnommen. Da die Gitterpunkte des Meereismodells eine Teilmenge der Gitterpunkte des Ozeanmodells sind, ist hierfür keine Interpolation nötig. Dieser Antriebsterm ist ein zeitlich konstantes, klimatologisches Jahresmittel. Mit verbesserten, gekoppelten Ozean-Meereismodellen wird es künftig auch möglich sein, den Jahresgang der Neigung der Ozeanoberfläche zu simulieren.

Geostrophischer Ozeanstrom

Der Ozeanstrom \mathbf{u}_w (Abb. 4.3) wird über die geostrophische Beziehung

$$\mathbf{u}_w = \frac{g}{f} \mathbf{R}_{\pi/2} \nabla H \quad (4.8)$$

aus der Neigung der Ozeanoberfläche ∇H abgeleitet und stellt somit ebenfalls ein zeitlich konstantes, klimatologisches Jahresmittel dar.

Ozeanischer Wärmefluß

Der in die thermodynamische Energiebilanz eingehende vertikale ozeanische Wärmefluß Q_o wird einem an das Meereismodell angekoppelten, prognostischen Modell der ozeanischen Deckschicht entnommen, welches als dem Meereismodell äußerliche „black box“ behandelt wird: Das Eismodell übergibt dem Deckschichtmodell die prognostischen Variablen wie Eis- und Schneedicke sowie die Antriebsgrößen wie Windschubspannung und Süßwasserfluß. Die vom Deckschichtmodell an das Eismodell zurückgegebene Größe ist der ozeanische Wärmefluß Q_o .

Im Unterschied zu den anderen Antriebsgrößen hängt der ozeanische Wärmefluß Q_o somit von den prognostischen Variablen des Eismodells ab. Dadurch weist er eine räumliche und zeitliche Variabilität auf, die eine realistischere Beschreibung der Natur liefert als die in anderen Simulationen (vgl. Hibler (1979), Parkinson und Washington (1979)) oft getroffene Annahme eines konstanten ozeanischen Wärmeflusses Q_o . Die nähere Untersuchung der thermodynamischen Kopplung und Wechselwirkung von Meereis und ozeanischer Deckschicht fällt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit über die Dynamik des Meereises.²

Das verwendete Deckschichtmodell mit exponentiellem Temperatur- und Salzgehaltsprofil geht auf Lemke (1987) zurück und ist dort sowie in Lemke et al. (1990)

²Die Wechselwirkung von Deckschicht und Meereis im gekoppelten Modell wurde von Legutke (1992) für die Arktis und von Fischer (1995) für das Weddellmeer untersucht.

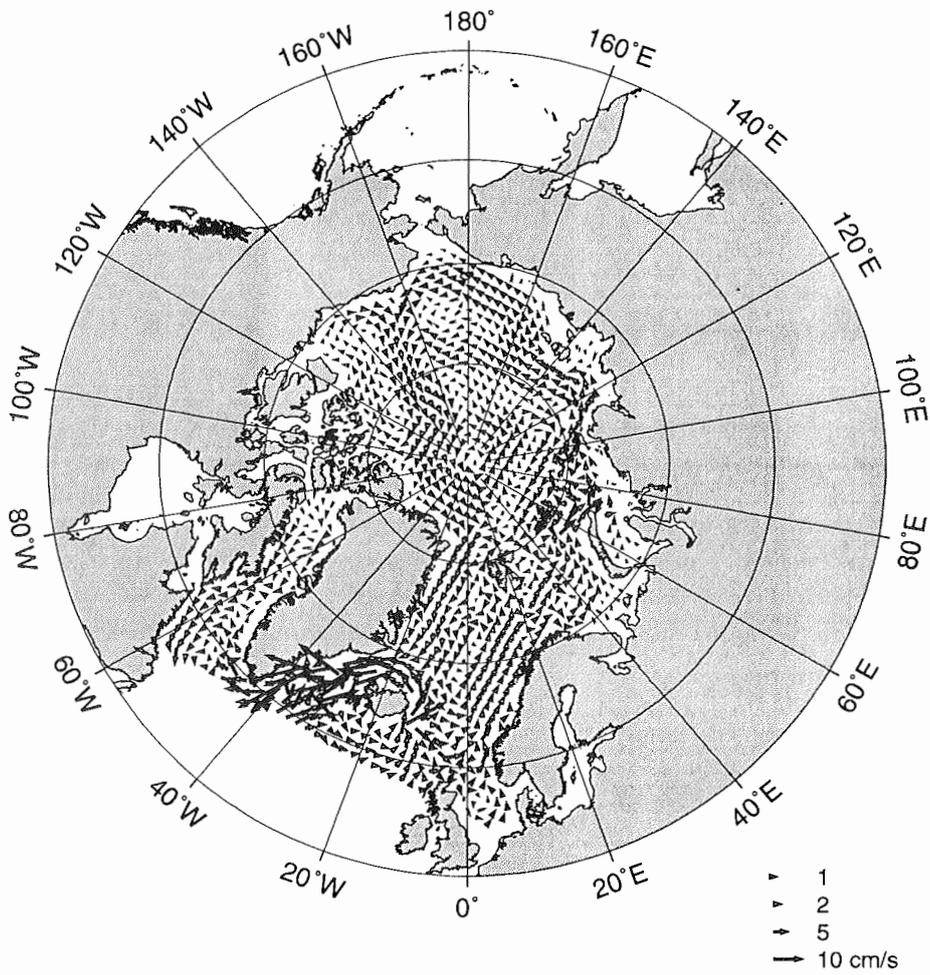


Abbildung 4.3: Der für den Modellantrieb verwendete geostrophische Ozeanstrom nach Gerdes und Köberle (1995).

ausführlich beschrieben. Das Modell ist eindimensional in dem Sinne, daß es nur vertikale Flüsse simuliert und keinen horizontalen Austausch enthält.³ Insofern aber jede Gitterzelle eine eigene, von den Nachbarzellen unabhängige prognostische Deckschicht enthält, ist eine Variation des ozeanischen Wärmeflusses in den beiden horizontalen Dimensionen gegeben.

Die unteren Randbedingungen (Temperatur und Salzgehalt) des Deckschichtmodells sowie die beobachteten Werte des Salzgehaltes in der Deckschicht, an die das Deckschichtmodell mit einer Newtonschen Kopplung mit einer Zeitkonstanten von 100 Tagen angekoppelt ist, sind dem von Legutke (1992) aufbereiteten Levitus-Datensatz entnommen.

4.3 Anfangsbedingungen

Als Anfangsbedingung wird ein eisfreier Ozean vorgegeben, d. h. die das Eis charakterisierenden Größen (Eisdicke, Bedeckungsgrad, Driftgeschwindigkeit, Eisalter, Eisrauhigkeit) sind alle auf den Startwert 0 gesetzt. Diese Anfangsbedingung vermeidet insbesondere willkürliche Vorgaben für das Eisalter und die Eisrauhigkeit. Alles Eis, das im Verlauf der Simulation auftritt, wird vom Modell selbst gebildet.

Simulationen mit verschiedenen anderen Anfangsbedingungen für die Eisdicke und den Bedeckungsgrad zeigen, daß der zyklstationäre Gleichgewichtszustand des Modells nicht signifikant von der Wahl dieser Anfangsbedingungen abhängt.

³Die Berücksichtigung horizontaler Transporte in der Deckschicht würde eine wichtige Verbesserung des Modells darstellen.

Kapitel 5

Dynamik des Meereises im Standardmodell

5.1 Dicke und Ausdehnung der Eisdecke

Die Standardsimulation integriert die prognostischen Gleichungen über einen Zeitraum von 21 Jahren (7671 Tage), der aus der dreifachen Wiederholung des siebenjährigen Zeitraums der Jahre 1986 – 1992 besteht, für den die Antriebsdaten vorliegen. Die Zeitserie des gesamten Eis- und Schneevolumens, räumlich integriert über das gesamte Modellgebiet, zeigt Abb. 5.1.

Die Simulation beginnt mit der Anfangsbedingung eines eisfreien Ozeans (Kapitel 4), der unter den winterlichen Bedingungen am Jahresanfang rasch zufriert. Im Laufe mehrerer Jahre baut sich eine Eisdecke auf, deren Dicke anfangs rasch, später langsamer zunimmt und schließlich einen zyklstationären Zustand erreicht, in dem sich sommerliches Schmelzen und winterliches Gefrieren im langjährigen Mittel balancieren.

Die Simulationsergebnisse werden den letzten sieben Jahren entnommen, in denen sich das Modell bereits in einem zyklstationären Zustand befindet, der nicht mehr signifikant von den Anfangsbedingungen und dem Einschwingprozeß abhängt. Die in verschiedenen Jahren unterschiedlichen Eigenschaften der Eisdecke, die in Abb. 5.1 in den Variationen der Minima und Maxima des Eisvolumens erkennbar sind, werden durch die interannualen Variationen des Windfelds verursacht.

Die räumliche Verteilung der mittleren Eisdicke ist in Abb. 5.4 für den Winter (Februar 1987) und in Abb. 5.5 für den Sommer (August 1987) gezeigt. Im Winter ist der gesamte arktische Ozean eisbedeckt, und der Ausstrom von Meereis entlang der Ostküste Grönlands ist deutlich erkennbar. Im Sommer geht die Eisdecke insbesondere über dem Eurasischen Schelf nördlich Sibiriens sowie im Ostgrönlandstrom deutlich zurück, was in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen (NASA-Atlas von Gloersen und Campbell, 1993) steht. Die zentrale Arktis und die Regionen nördlich Grönlands und des Kanadischen Archipels weisen dickes Eis auf, das auch im Sommer nicht verschwindet — auch hier stimmen die Simulationsergebnisse mit den Beobachtungen überein.

Während die Eisausdehnung mit Fernerkundungsverfahren flächendeckend beob-

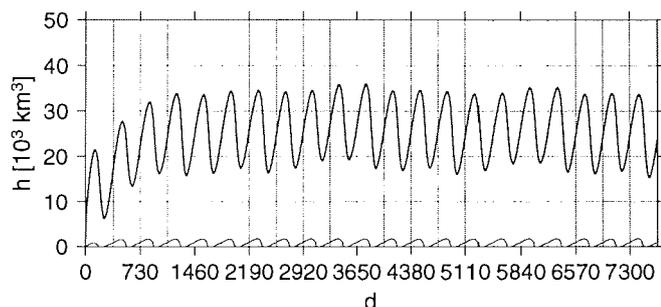


Abbildung 5.1: Zeitserie des Eis- (dicke Linie) und des Schneevolumens (dünne Linie), integriert über das gesamte Modellgebiet, für die 21 Jahre (7671 Tage) der Simulation. Man erkennt den saisonalen Zyklus, den Einschwingvorgang während der ersten Jahre der Simulation und das Erreichen eines zyklischen Zustands nach mehreren Jahren.

achtet werden kann, ist dies für die Eisdicke derzeit nicht der Fall. Für die räumliche Verteilung der Eisdicke gibt es erst wenige, nicht die ganze Arktis abdeckende Beobachtungsdatensätze, die zudem saisonale Zyklen und interannuale Variationen nicht auflösen. Wichtige Arbeiten auf diesem Gebiet stammen von Bourke und McLaren (1992) (Abb. 5.2, siehe auch Barry et al., 1993) und von Le Shack (Abb. 5.3; siehe Hibler, 1980), die durch Analyse der Eisecholotaufnahmen zahlreicher U-Boot-Missionen Bilder der räumlichen Verteilung der Eisdicke (ohne saisonale Variationen) ableiten. Diese zeigen ein Maximum der Eisdicke von mehr als 6 m nördlich Grönlands und des Kanadischen Archipels, eine Eisdicke von 3–4 m in der zentralen Arktis und eine auf weniger als 2 m abnehmende Eisdicke nördlich Sibiriens. Das räumliche Muster wie auch die Zahlenwerte der mittleren Eisdicke aus diesen Beobachtungen decken sich gut mit den Modellergebnissen (Abbn. 5.4 und 5.5).

Das Modell enthält eine prognostische Schneeschicht, die auf Owens und Lemke (1990) zurückgeht und eine Verbesserung gegenüber dem Modell Hiblers (1979) darstellt, da hiermit die Effekte der reduzierten Wärmeleitung und der erhöhten Albedo durch Schnee berücksichtigt werden, die das thermodynamische Eiswachstum modifizieren. Außerdem bewirkt die im Modell berücksichtigte Advektion den Transport des in einer Region auf das Meereis gefallenen Schnees über zum Teil weite Strecken, ehe er anderenorts schmilzt und einen Süßwassereintrag in die ozeanische Deckschicht bildet.

Die Zeitserie (Abb. 5.1) des über das gesamte Modellgebiet integrierten Schneevolumens zeigt den saisonalen Zyklus der simulierten Schneedecke, die den Winter über allmählich akkumuliert und im Sommer in einem relativ kurzen Zeitraum schmilzt. Während weniger Wochen im August verschwindet der Schnee praktisch vollständig. Über dem dicken Eis nördlich Grönlands ist die Schneedecke im Winter (Abb. 5.6) mit über 30 cm dicker als mit nur 10–20 cm über dem dünneren, jüngeren Eis über dem Eurasischen Schelf, auf dem der Schnee noch nicht so lange akkumulieren konnte.

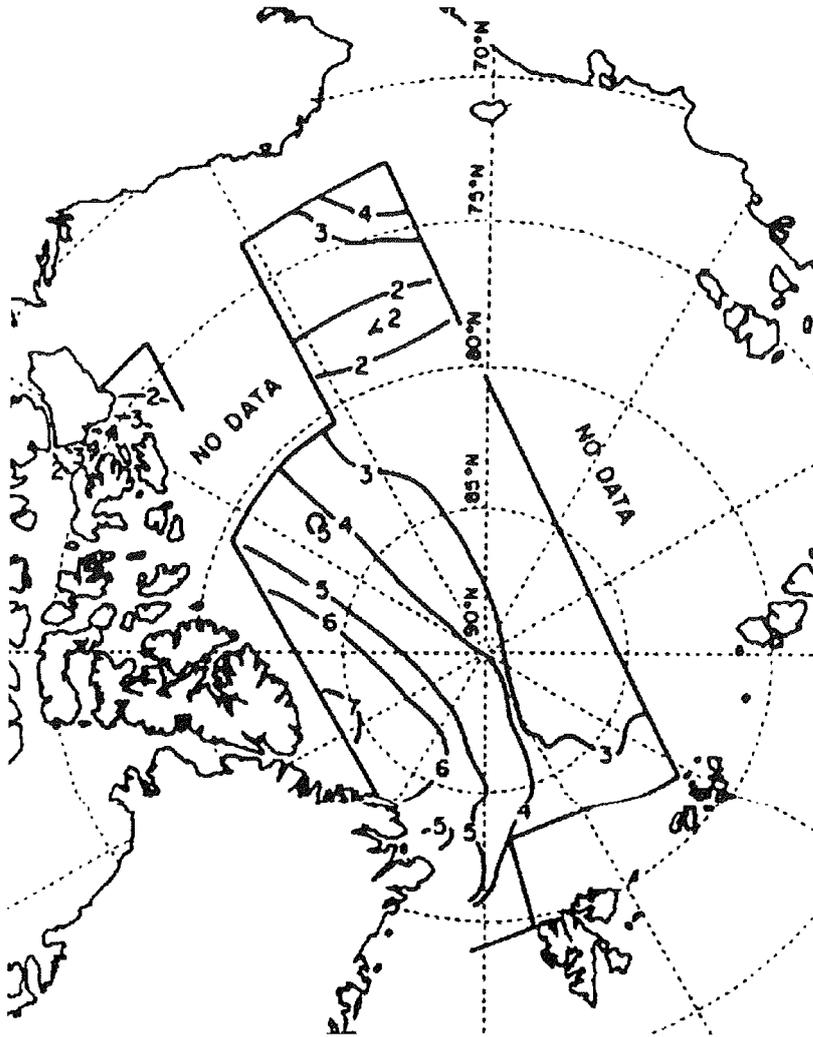


Abbildung 5.2: Klimatologisches Jahresmittel der beobachteten Eisdicke [m] nach Bourke und McLaren (1992). Die Messungen wurden mit U-Boot-gestützten Eisecholoten (upward looking sonar - ULS) durchgeführt.

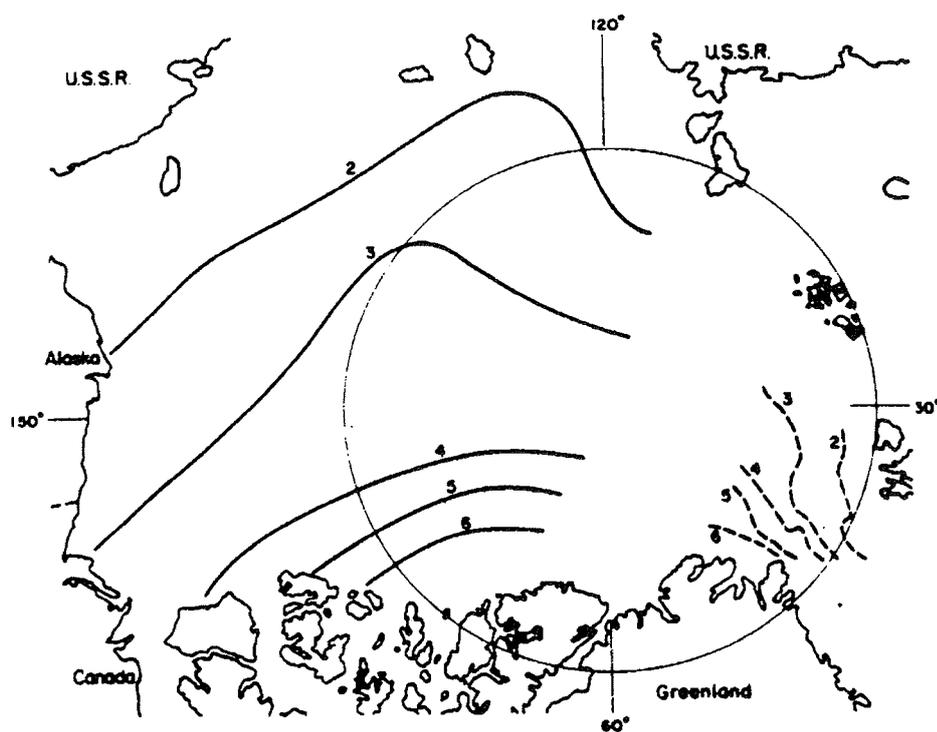


Abbildung 5.3: Klimatologisches Jahresmittel der beobachteten Eisdicke [m] nach Le Shack, abgebildet bei Hibler (1980).

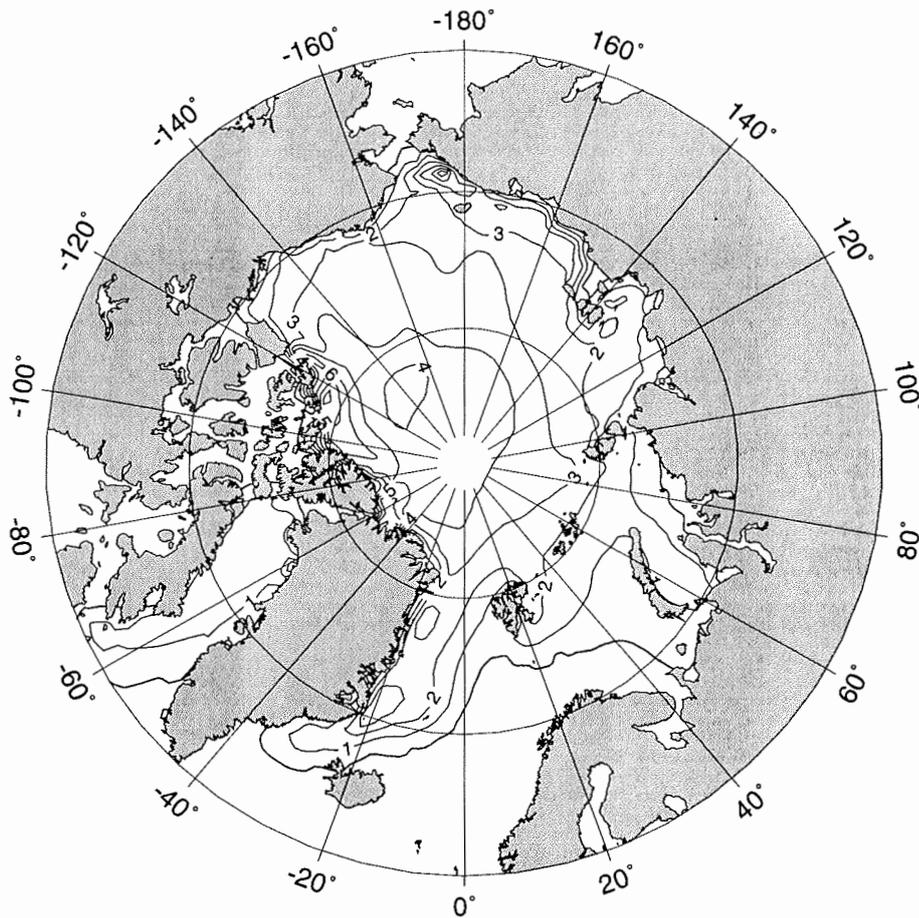


Abbildung 5.4: Simulierte mittlere Eisdicke [m] im Februar 1987 (Wintersituation). Die Eiskante (hier bei 10 cm mittlerer Eisdicke definiert) wird durch die dicke Linie angezeigt. Man erkennt ein Maximum der Eisdicke nördlich Grönlands und Kanadas, geringere Eisdicken über den eurasischen Schelfgebieten nördlich Sibiriens sowie den Meereisexport durch die Framstraße. Da die Advektion von Wärme mit dem Golfstrom in diesem Modell noch nicht berücksichtigt ist, wird die Eisausdehnung in der Grönlandsee überschätzt.

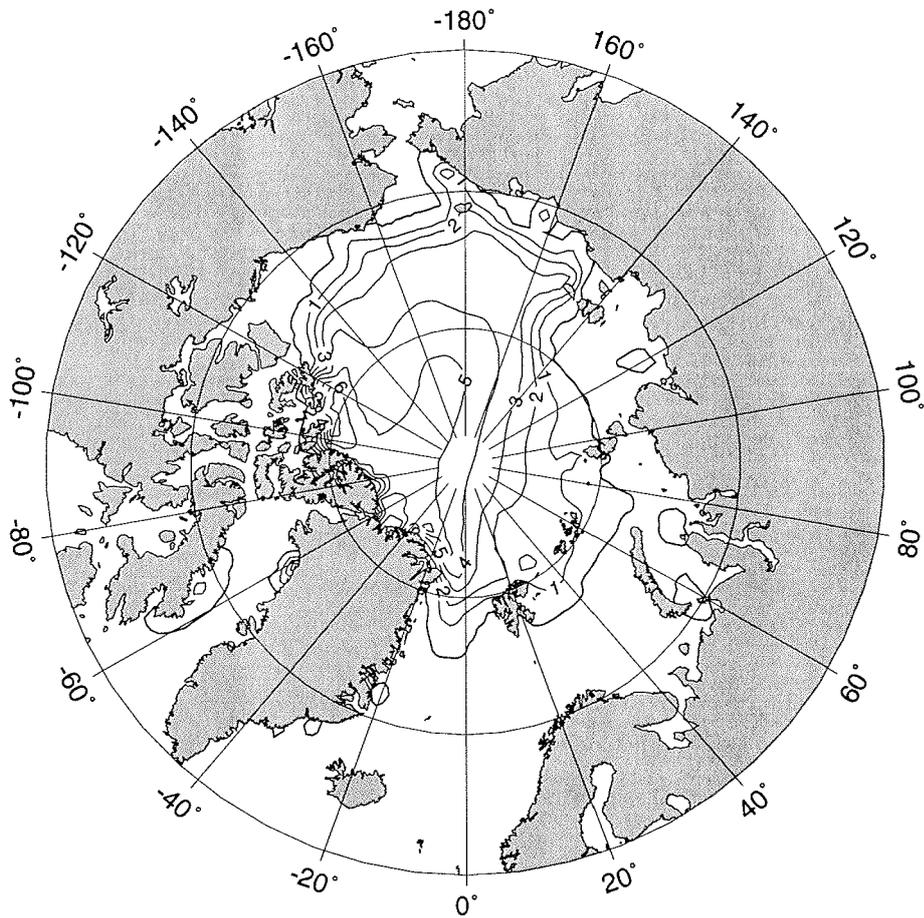


Abbildung 5.5: Simulierte mittlere Eisdicke [m] im August 1987 (Sommersituation). Insbesondere über den eurasischen Schelfgebieten wird das dort junge, dünne Eis im Sommer weitgehend geschmolzen. Das großskalige räumliche Muster mit dem dicksten Eis nördlich Grönlands und Kanadas bleibt auch im Sommer erhalten. Die Lage der Eiskante (dicke Linie) im Sommer hängt stark von äußeren Antriebsgrößen (Lufttemperatur, Strahlung) und Modellparametern (Albedo, Wärmeaustauschkoeffizienten) ab.

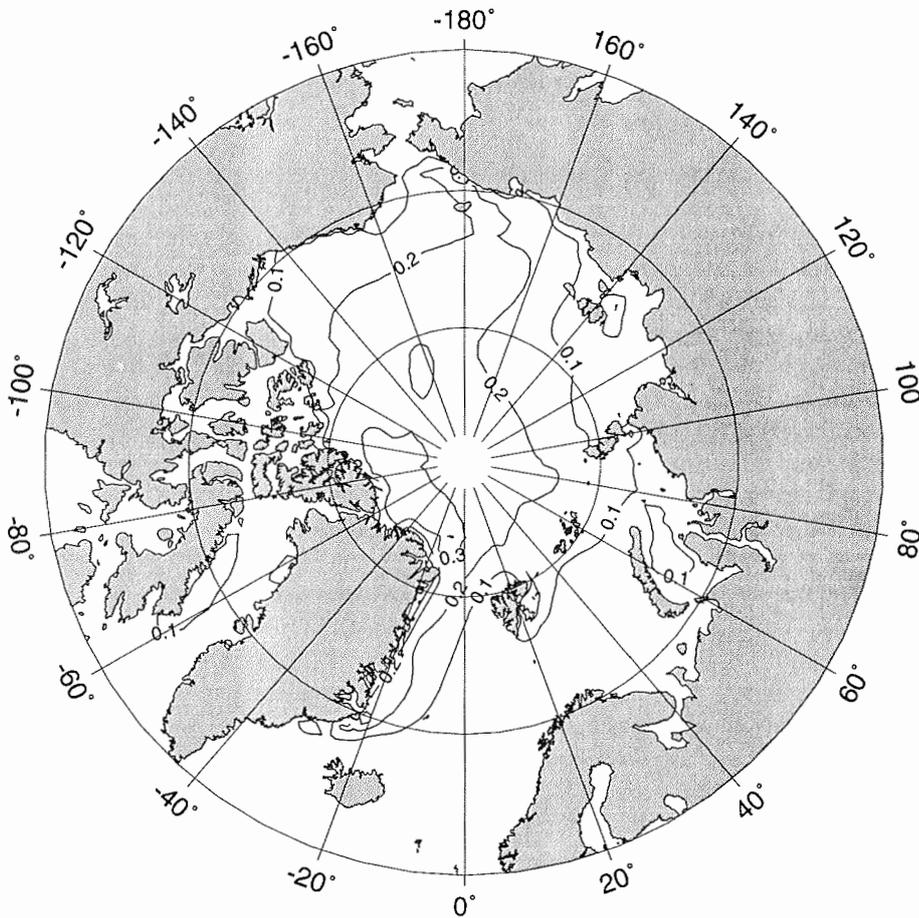


Abbildung 5.6: *Simulierte mittlere Schneedicke [m] im April 1992 als Beispiel für die Situation am Ende des Winters. Im Sommer schmilzt die Schneedecke vollständig. Das durch die Wechselwirkung von Thermodynamik und Advektion entstandene räumliche Muster der Schneedickenverteilung steht in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen (Barry et al., 1993).*

Noch weniger als für die Eisdicke stehen für die Schneedicke flächendeckende, kontinuierliche Messungen zur Verfügung. Gleichwohl gibt es immer wieder Expeditionen in die Arktis, aus denen eine Vielzahl stichprobenartiger Beobachtungen gewonnen wird (Barry et al., 1993; Tucker et al., 1987; Hanson, 1980; Buzuev et al., 1979; Buzuev und Dubovtsev, 1978; Loshchilov, 1964; Iakovlev, 1960): winterliche Schneedicken von 10–40 cm, starke Schneeschmelze im Sommer und Abnahme der Schneedicke vom grönländisch-kanadischen zum sibirischen Sektor – diese beobachteten Eigenschaften der Eisdecke werden vom Modell qualitativ richtig wiedergegeben.

5.2 Drift und Kinematik des Meereises

Für die Eisdrift ist die Windschubspannung einer der wichtigsten Antriebsterme, oft sogar der dominierende. Mit dem verwendeten täglichen Windfeld weist die simulierte Eisdrift entsprechend hohe zeitliche Variabilität auf — mit dem Wind kann sich die Drift von einem Tag zum anderen drastisch ändern. Auch auf der zeitlichen Skala von Monatsmitteln ist die Variabilität der Eisdrift hoch. Neben dem saisonalen Zyklus zeigt sich eine beträchtliche interannuale Variabilität. Je nach betrachtetem Monat und Jahr kann sich beispielsweise der Beaufort-Wirbel umdrehen, und Lage und Stärke des Transpolaren Driftstroms und des Eisexports durch die Framstraße (Kapitel 8) schwanken stark.

Einen Überblick über die mittlere Eisdrift geben deren Jahresmittel in Abb. 5.7 für 1987 und in Abb. 5.8 für 1992. Man erkennt den Beaufort-Wirbel, den Transpolaren Driftstrom, den Eisexport aus den eurasischen Schelfgebieten und den Eistransport im Ostgrönlandstrom. Die wichtigen Eigenschaften der beobachteten großskaligen Zirkulation des Meereises werden adäquat wiedergegeben. Die Werte der Driftgeschwindigkeit und der damit erfolgenden Transporte stehen in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen (Kapitel 8).

Der Vergleich der Jahresmittel für 1987 (Abb. 5.7) und 1992 (Abb. 5.8) gibt ein Beispiel für die interannuale Variabilität der Eisdrift. Die großskalig relevanten Phänomene wie Beaufort-Wirbel, Transpolarer Driftstrom und Ostgrönlandstrom treten in beiden Jahren auf — ebenso in den anderen der insgesamt sieben simulierten Jahre. Zugleich erkennt man, wie die Lage und Intensität dieser Phänomene von Jahr zu Jahr schwankt. Die Verfügbarkeit von Antriebsdaten über derzeit sieben (und demnächst mehr als fünfzehn) Jahre erlaubt eine Abschätzung der interannualen Variabilität der Eisdecke. Während in einfachen Klimamodellen zunächst die langfristigen Mittel der Eiseigenschaften relevant sind, ist für Untersuchungen der Klimavariabilität auf Zeitskalen von Monaten bis Jahren auch die durch natürliche oder anthropogene Änderungen der Umweltbedingungen hervorgerufene Schwankungsbreite der Eigenschaften der Eisdecke wichtig.¹

Das vom Meereismodell prognostizierte Geschwindigkeitsfeld in Eulerscher Darstellung kann nach dem von Harder (1994) entwickelten Verfahren zur Berechnung von Trajektorien in Lagrangescher Darstellung verwendet werden, die direkt mit

¹Die Anforderung, neben der mittleren Eisdrift auch deren Variationen auf verschiedenen Zeitskalen wiederzugeben, ist ein wichtiger Test der Meereismodelle.

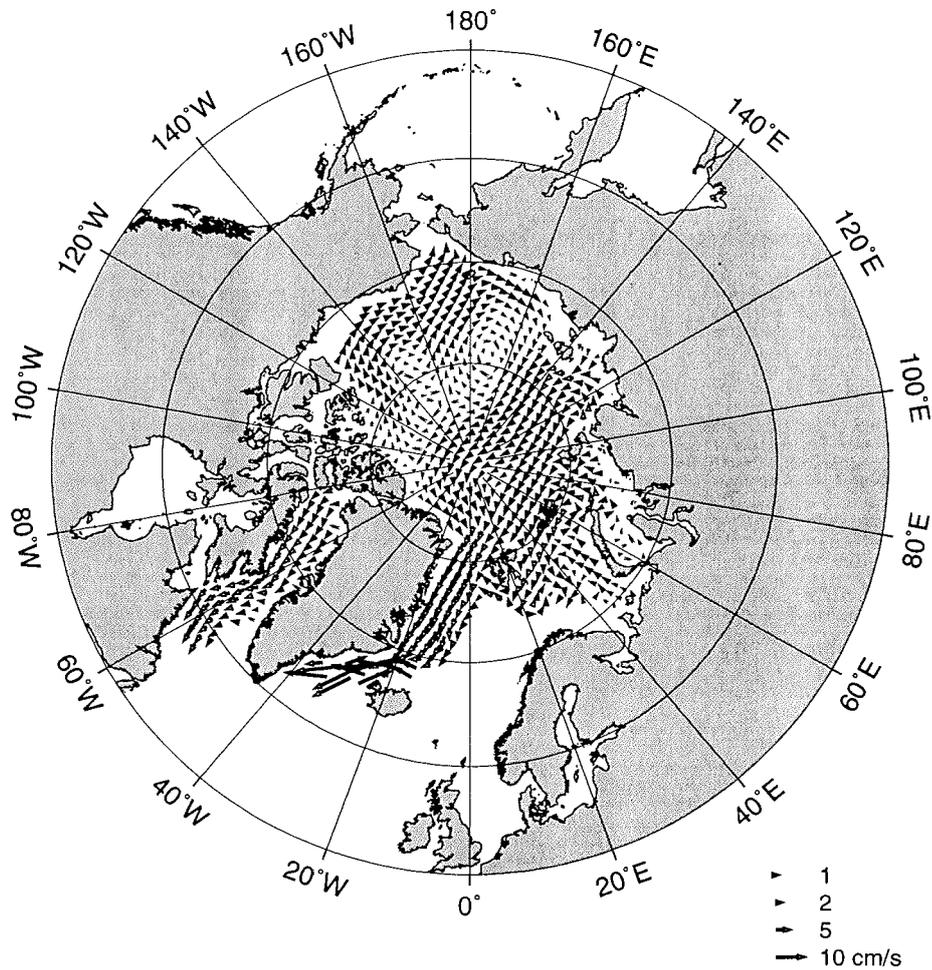


Abbildung 5.7: Simulierte Eisdriftgeschwindigkeit im Jahresmittel 1987. Für Geschwindigkeiten unter 1cm/s ist die Größe der Pfeilspitzen linear reduziert. Das Modell reproduziert den Beaufortwirbel, den Transpolaren Driftstrom und besonders hohe Driftgeschwindigkeiten im Ostgrönlandstrom in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen. Vgl. auch Abb. 5.8.

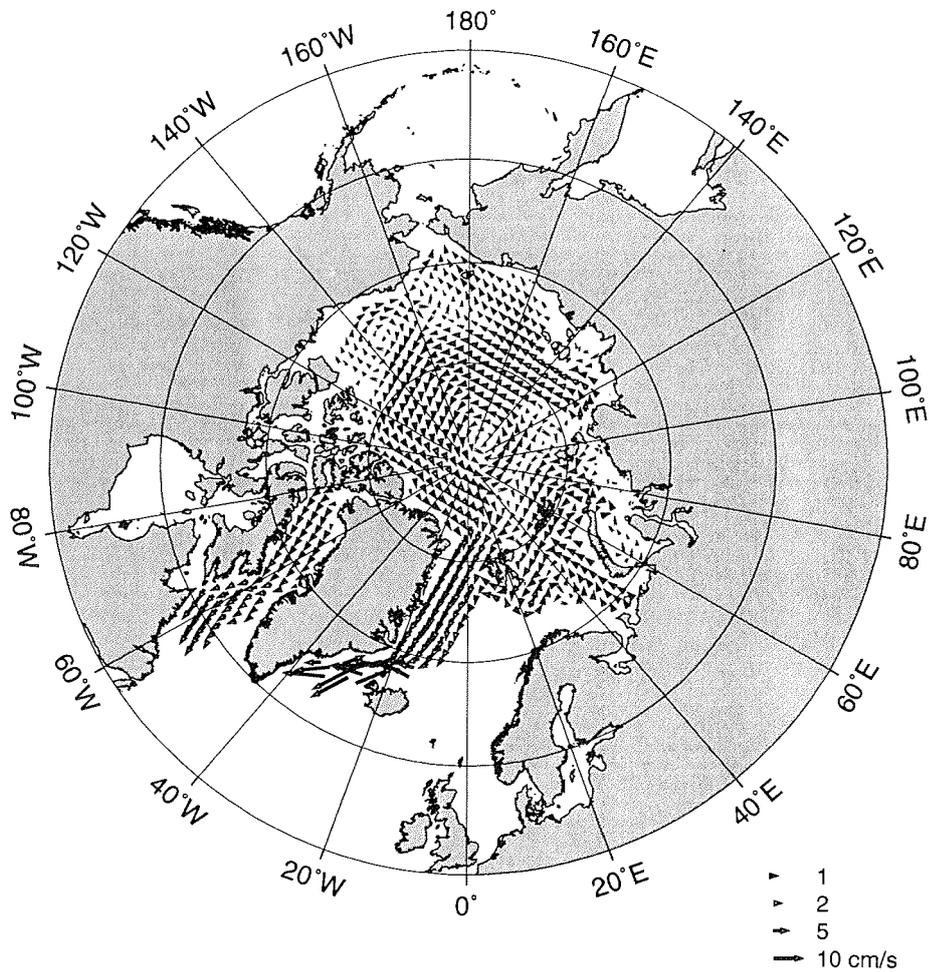


Abbildung 5.8: *Simulierte Eisdriftgeschwindigkeit im Jahresmittel 1992. Im Vergleich mit 1987 (Abb. 5.7) zeigt sich, daß das Zirkulationsmuster auf großen Skalen ähnlich ist, jedoch lokale Unterschiede (z. B. in Lage und Struktur des Beaufort-Wirbels) aufweist, die die interannuale Variabilität erkennen lassen.*

beobachteten Trajektorien von Eisdriftbojen verglichen werden können. Für die Verifikation des Modells stand eine Auswahl von Bojen aus dem International Arctic Buoy Program zur Verfügung², anhand derer die Simulationsergebnisse validiert wurden. Abb. 5.9 zeigt die simulierten Trajektorien im Vergleich mit den Bojenmessungen. Die Übereinstimmung ist außerordentlich gut und wurde von anderen Modellen bislang so nicht erreicht. Die von Harder (1994) entworfene Methode des Vergleichs simulierter Trajektorien mit beobachteter Bojendrift, von Fischer (1995) zu einer quantifizierbaren Gütefunktion fortentwickelt, erweist sich somit als wertvolles Verfahren der Modellverifikation.

Neben der zeitlichen Variabilität ist insbesondere die räumliche Variation eine charakteristische Größe der Eisdrift, die durch den Tensor $\dot{\epsilon}$ der Deformationsrate beschrieben wird, der die räumlichen Ableitungen der Eisdriftgeschwindigkeit enthält (Gl. 3.5). Die internen Kräfte sind als Divergenz des Spannungstensors σ (Gl. 3.2) gegeben, der eine Funktion der Invarianten $\dot{\epsilon}_I$ und $\dot{\epsilon}_{II}$ des Deformationsratentensors $\dot{\epsilon}$ (Gl. 3.7) ist. Die Invariante $\dot{\epsilon}_I$ mißt die Divergenz (bzw. Konvergenz für $\dot{\epsilon}_I < 0$), $\dot{\epsilon}_{II}$ die Scherung der Eisdrift. Der in Gl. 3.11 definierte Deformationswinkel Θ ist das kinematische Maß für das Verhältnis von Divergenz zu Scherung, mit 0° für reine Divergenz, 90° für reine Scherung und 180° für reine Konvergenz.

Die in Abb. 5.10 gezeigten Häufigkeitsverteilungen des Deformationswinkels Θ für eine Sommer- und eine Wintersituation (Februar und August 1987) geben Aufschluß, in welchem Verhältnis Scherung und Divergenz/Konvergenz zur Eisdrift beitragen. Der Deformationswinkel besitzt ein Maximum bei $\Theta = 90^\circ$, also bei reiner Scherung mit keiner — oder im angrenzenden Bereich nur geringer — Divergenz oder Konvergenz. Die Extremwerte $\Theta = 0^\circ$ oder $\Theta = 180^\circ$ werden praktisch nie eingenommen, so daß in allen Fällen die Scherung über die Divergenz/Konvergenz deutlich dominiert. Diese Simulationsergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit der Auswertung von Satellitenbeobachtungen der Eisdrift durch Stern et al. (1995).

An den Histogrammen von Θ (Abb. 5.10) fällt ferner auf, daß sie im Sommer wie im Winter um das Maximum bei $\Theta = 90^\circ$ etwa symmetrisch verteilt sind. In dieser Geschwindigkeitsstatistik ist somit keine Unterscheidung zwischen divergenter und konvergenter Eisdrift ersichtlich, was auch in guter Übereinstimmung mit der Auswertung der Eisbojendrift im Weddellmeer durch Kottmeier (1995, pers. Mitteilung) steht. Die plastische Meereisrheologie ist zwar so formuliert, daß sie konvergenter Eisdrift einen größeren Widerstand entgegengesetzt als divergenter, aber die hauptsächlich windgetriebene Eisdrift ist so stark durch Scherung geprägt, daß sich ihre Divergenz bzw. Konvergenz demgegenüber in der Statistik des Deformationswinkels kaum bemerkbar macht.³

Der einzige Unterschied zwischen Sommer- und Wintersituation des Deformationswinkels Θ (Abb. 5.10) liegt in der Breite des Spektrums: Im Winter, wenn die

²Zu den im Rahmen des International Arctic Buoy Program gewonnenen Bojendaten tragen weltweit mehr als ein Dutzend Institutionen bei. Die von Colony und Rigor aufbereiteten Daten wurden vom National Snow and Ice Data Center (NSIDC) bezogen.

³Im Windfeld, das den Hauptantrieb des Meereises darstellt, ist die Scherung wesentlich größer als die Divergenz/Konvergenz.

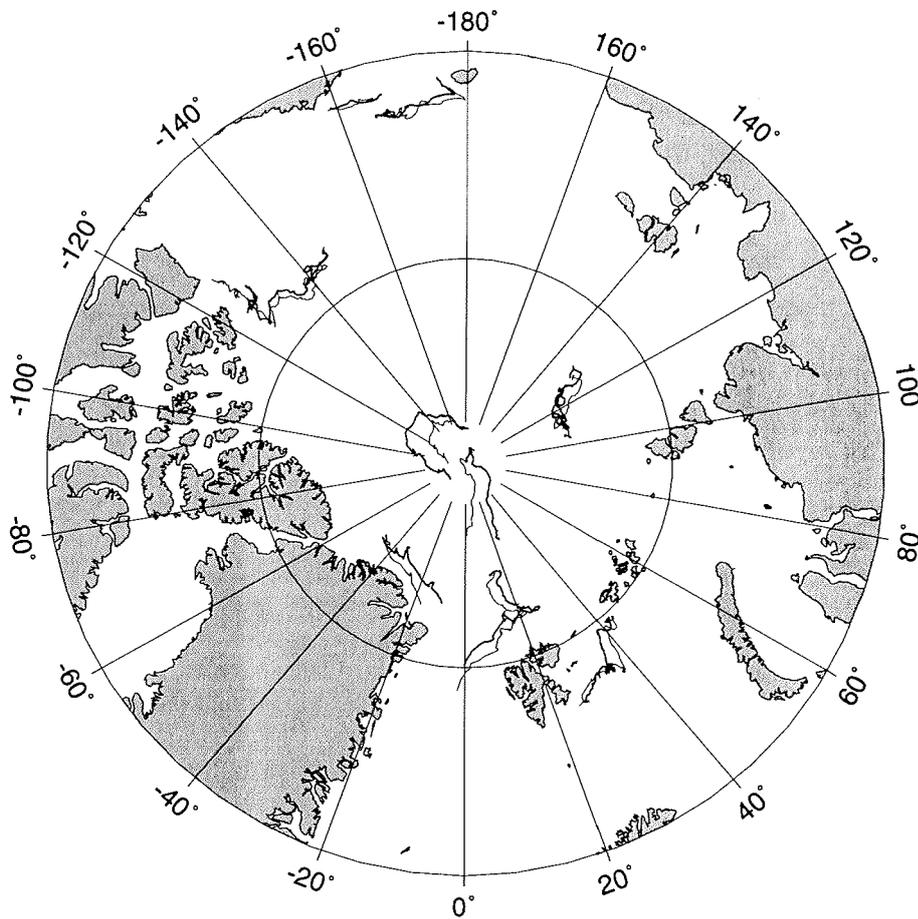


Abbildung 5.9: *Simulierte (dicke Linien) und beobachtete (dünne Linien) Trajektorien der Eisdrift. Die gute Übereinstimmung von Modell und Messung zeigt, daß die Modellparameter geeignet eingestellt sind. Der Vergleich simulierter und gemessener Trajektorien (Harder, 1994; Fischer, 1995) erweist sich als wertvolles Instrument der Modellverifikation.*

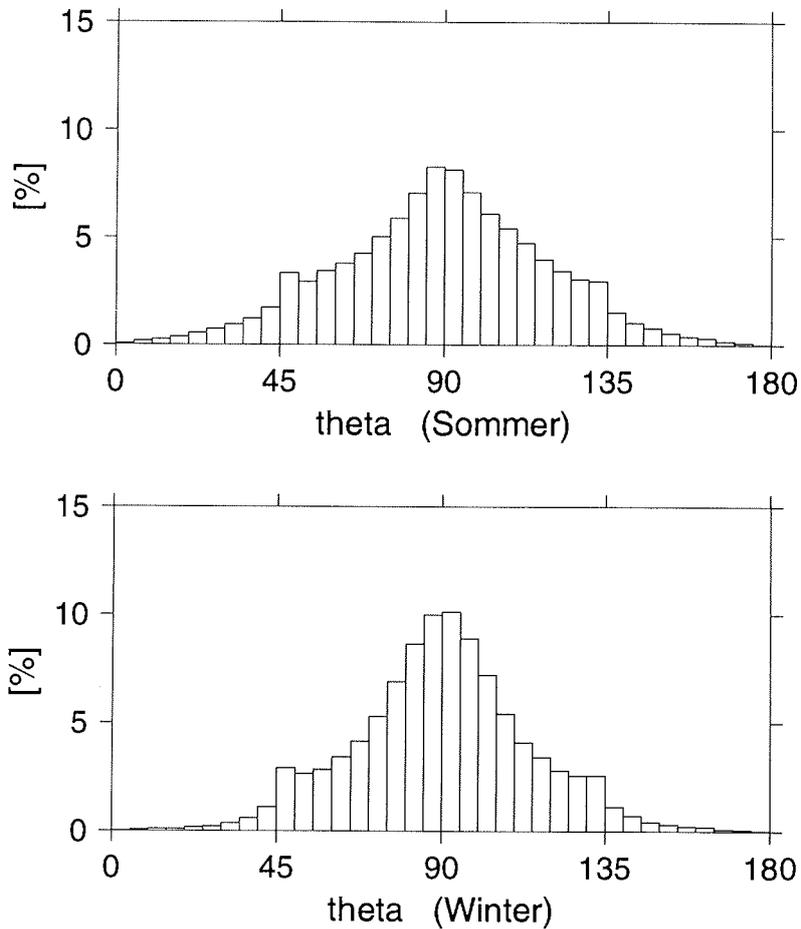


Abbildung 5.10: Histogramme des Deformationswinkels Θ in der Simulation. $\Theta = 0^\circ$ für reine Divergenz, $\Theta = 90^\circ$ für divergenzfreie Scherströmung und $\Theta = 180^\circ$ für reine Konvergenz. Das ausgeprägte Maximum der Häufigkeitsverteilung bei $\Theta = 90^\circ$ zeigt, daß in den meisten Fällen die Scherung dominiert und Divergenz/Konvergenz nur kleine Beiträge zur gesamten Deformation liefern. Bei der nahezu symmetrischen Verteilung ist kein signifikanter Unterschied zwischen konvergenter und divergenter Eisdrift erkennbar.

Eisdecke dick und kompakt ist, treten Fälle hoher Konvergenz und Divergenz mit geringer Scherung seltener als im Sommer auf.

Insgesamt läßt sich als Resultat dieser Simulation festhalten, daß die Unterscheidung von Divergenz und Konvergenz nicht zur Charakterisierung der Eisdrift geeignet ist. Der Scheranteil der Eisdrift überwiegt in nahezu allen Fällen, und das in der Rheologie theoretisch angelegte unterschiedliche Verhalten bei divergenter bzw. konvergenter Drift kommt praktisch nicht zum Tragen. Dies ist ein wichtiges Ergebnis zur Interpretation der Meereisrheologie, die ein genaueres Verständnis des Verhaltens des Mediums Meereis und eine verbesserte, eventuell vereinfachte Modellierung ihrer Eigenschaften ermöglicht.

Der Deformationswinkel Θ ist eine kinematische Größe, die das Geschwindigkeitsfeld beschreibt, aber zunächst nicht direkt mit den Kräften zusammenhängt. Das Rheologengesetz Gl. 3.16 beschreibt den Zusammenhang zwischen den räumlichen Ableitungen des Geschwindigkeitsfelds (Deformationsrate $\dot{\epsilon}$) und der internen Spannung σ , deren Divergenz die internen Kräfte erzeugt. Die Form des Rheologengesetzes (Gl. 3.16), das einen allgemeinen, für sehr viele Fluide gültigen Zusammenhang darstellt, schließt ein, daß die Hauptachsen und damit die Invarianten der Tensoren der Deformationsrate und der internen Spannung räumlich gleich orientiert sind.

Insbesondere bei plastischen Rheologien (Kapitel 3), die das Materialverhalten durch eine Bruchkurve im Spannungsraum beschreiben, ist mit dem Deformationswinkel Θ die Lage des aktuellen Spannungszustands auf der Bruchkurve, damit das Verhältnis $\sigma_{II}/|\sigma_I|$ der Beiträge von Scherung und Divergenz/Konvergenz zum Spannungstensor σ festgelegt. Dieses Verhältnis hängt von Form und Größe der Bruchkurve ab; ist diese für ein Material aber einmal gegeben, so gibt es eine eindeutige⁴ Abbildung der Invarianten der Deformationsrate auf die Invarianten des Spannungstensors (Gl. 3.16). Ist das Verhältnis von Scherung zu Divergenz/Konvergenz, $\dot{\epsilon}_{II}/|\dot{\epsilon}_I|$, in der Deformationsrate groß, so ist auch das Verhältnis der Scherkräfte gegenüber den Volumenkompressionskräften, $\sigma_{II}/|\sigma_I|$, groß.

Die Lage des Maximums der Häufigkeitsverteilung des Deformationswinkels Θ (Abb. 5.10) bedeutet, daß der vom Modell bevorzugt eingenommene Spannungszustand auf der Bruchkurve dort liegt, wo das Verhältnis $\sigma_{II}/|\sigma_I|$ maximal ist — in Abb. 3.2 für maximale bzw. minimale Werte von σ_{II}/P und zugleich mittlere Werte von $\sigma_I/P = -0.5$. Von den durch die Bruchkurve vorgegebenen, möglichen Spannungszuständen wird in den meisten Fällen also nur ein kleiner Teil tatsächlich eingenommen.⁵ Für das Modellverhalten ist daher nicht so sehr die Form der gesamten Bruchkurve entscheidend, sondern vor allem jener kleine Bereich auf ihr, der

⁴Die Abbildung der Deformationsrate auf die interne Spannung ist eindeutig, jedoch bei idealplastischen Rheologien nicht umkehrbar. Kapitel 3.5 zeigt, wie mit Hilfe einer Regimefunktion die plastische Rheologie mit elliptischer Bruchkurve so modifiziert werden kann, daß diese Abbildung ein-eindeutig wird.

⁵Die hier zunächst theoretisch abgeleitete Aussage, daß nach dem Rheologengesetz bei einem Bewegungszustand mit hohem Scherungsanteil auch ein Spannungszustand mit hohen Scherkräften eingenommen wird, ist an den Simulationsergebnissen verifiziert worden. In der durchgeführten Simulation tritt eine ausgeprägte Häufung der auftretenden Spannungszustände in dem von der Theorie vorhergesagten Bereich mit hohem Verhältnis $\sigma_{II}/|\sigma_I|$ auf.

in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle tatsächlich besetzt wird.

Dies ist ein wichtiges Ergebnis für den Vergleich verschiedener Bruchkurven. Die simulierte Eisdrift hängt in besonderem Maße von den Eigenschaften der Bruchkurve im Bereich des Maximums von $\sigma_{II}/|\sigma_I|$ ab. Bruchkurven unterschiedlicher Form, die sich speziell in diesem häufig eingenommenen Spannungszustand ähneln, sollten vergleichbare Simulationsresultate liefern. Möglicherweise läßt sich für diesen entscheidenden Bereich der Bruchkurve eine besonders einfache Form — z. B. in einer linearen Näherung eine Gerade — finden, die gleichwertige oder sogar noch bessere Ergebnisse als die derzeit gebräuchlichen Bruchkurven (Ellipse (Hibler, 1979), Sinuslinse oder Mohr-Coulomb (Ip, 1993)) liefert. Ein ausführlicher Vergleich mit Beobachtungen wird Aufschluß über die optimale Beschreibung der Bruchkurve geben (Kapitel 9).

Histogramme der Windgeschwindigkeit und der zugehörigen Eisdriftgeschwindigkeit sind in Abb. 5.11 für die Monate Februar und August 1987 dargestellt. Für die Sommersituation im August ist die Form der Verteilungen für Eisdrift und Windgeschwindigkeit sehr ähnlich und belegt, daß im Sommer die Näherung der freien Drift (Gl. 3.1), nach der sich das Eis mit rund 2% der Windgeschwindigkeit bewegt, die Advektion des Eises gut charakterisiert.

Auch in der Wintersituation ähneln sich die Histogramme der Eisdrift und der Windgeschwindigkeit, doch sind hier häufiger kleine oder sogar verschwindende Eisdriftgeschwindigkeiten zu verzeichnen, für die keine entsprechend häufigen geringen Windgeschwindigkeiten zu finden sind. Der Grund hierfür sind die internen Kräfte, die bei kompakter Eisedecke die Eisdrift auch bei starkem Windantrieb deutlich reduzieren.

Sowohl für die Sommer- wie auch die Wintersituation stehen die Geschwindigkeitshistogramme (Abb. 5.11) in guter Übereinstimmung mit den jahrelangen Beobachtungen der Eisdriftbojen (Colony, 1993, pers. Mitteilung). Das Dominieren des Windantriebs, die freie Drift im Sommer und die im Winter durch interne Kräfte gehemmte Eisdrift werden vom Modell gut wiedergegeben.

Eine noch an Beobachtungen zu verifizierende Modellprognose ist die auffallend hohe Häufigkeit, mit der die simulierte Eisdrift im Winter vollständig zum Erliegen kommt. Wengleich die Bojendaten (Colony, 1993, pers. Mitteilung) durchaus das Phänomen zeigen, daß die Eisdrift durch interne Kräfte völlig blockiert werden kann, ist noch zu untersuchen, ob dies tatsächlich so häufig wie vom Modell prognostiziert der Fall ist — oder ob es sich teilweise um ein numerisches Artefakt der Rheologie handelt, das nach Ip (1993) und Hibler (1994, pers. Mitteilung) mit der Schließungshypothese für den viskosen Grenzfall korreliert sein könnte.

5.3 Kräfte und Dynamik des Meereises

In die großskalige Impulsbilanz Gl. 2.6 (S. 22) des Meereises gehen die sieben in Tab. 5.1 aufgelisteten Kräfte ein. Wenig untersucht wurde bislang, welche dieser Kräfte wirklich der wesentliche Antrieb des Meereises sind, und welche Terme vernachlässigt oder zumindest vereinfacht werden können.

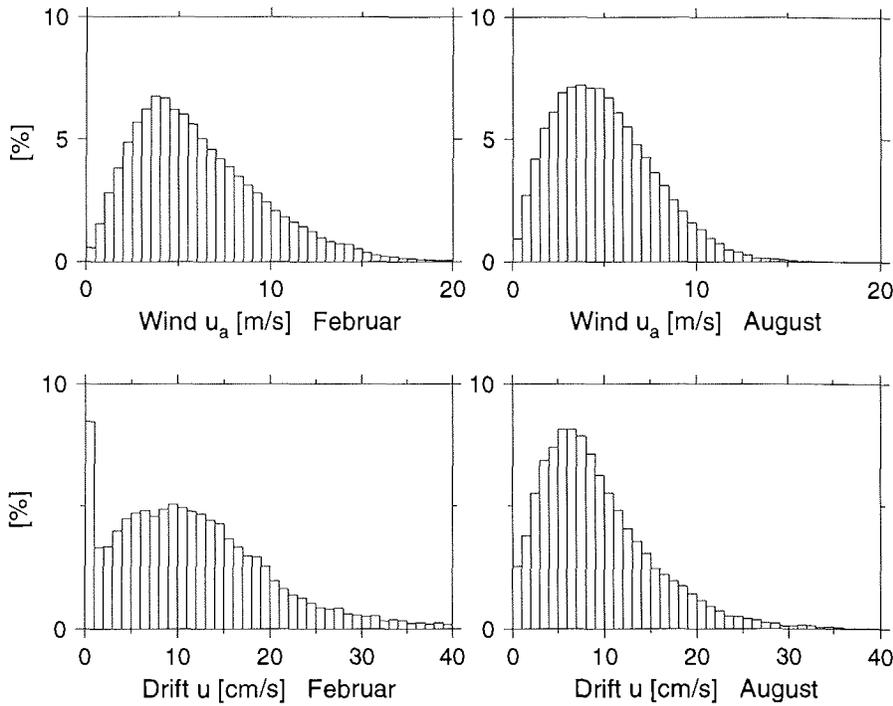


Abbildung 5.11: *Geschwindigkeitsstatistik: In der oberen Reihe ist die Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit u_a im Februar und August 1987 dargestellt. Die untere Reihe zeigt die Histogramme der Eisdriftgeschwindigkeit in denselben Zeiträumen.*

Kraft	Symbol	Betrag [N/m^2]	Stärke
Windantrieb	τ_a	$10^{-1} - 10^0$	0
ozeanischer Antrieb	τ_w	$10^{-1} - 10^0$	0
interne Kräfte	\mathbf{F}	$10^{-1} - 10^0$	0
Corioliskraft	\mathbf{K}_c	$10^{-2} - 10^{-1}$	1
Oberflächenneigung	\mathbf{K}_H	$10^{-2} - 10^{-1}$	1
Massenträgheit	$m\partial\mathbf{u}/\partial t$	$10^{-3} - 10^{-2}$	2
Advektion von Impuls	$m\mathbf{u} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{u})$	$10^{-4} - 10^{-3}$	3

Tabelle 5.1: *Die großskaligen Antriebskräfte des Meereises, ihre symbolische Bezeichnung, ihre typische Größe und die relative Stärke ihres Beitrags zur Impulsbilanz des Meereises. Den stärksten Kräften ist die Stärke 0, den schwächsten die Stärke 3 zugeordnet.*

Tab. 5.1 zeigt eine Abschätzung der Stärke der internen Kräfte, die durch Einsetzen typischer Werte für Eisdicke, -driftgeschwindigkeit etc. in die Impulsbilanz berechnet wird. Die vierte Spalte dieser Tabelle gibt die Größenordnung der Stärke s der jeweiligen Kraft als ganzzahlige Zahl an, wobei Kräften der maximalen Stärke 10^{-s} der Wert s zugeordnet ist.⁶

Die in Tab. 5.1 gezeigte Abschätzung der Stärke der Kräfte wurde im Modell verifiziert: Für verschiedene Gitterzellen wurde der Betrag aller beteiligten Kräfte für den Zeitraum eines ganzen Jahres ausgegeben. Für zwei repräsentative⁷ Gitterzellen sind die Zeitserien dieser Kräfte hier abgebildet: In Abb. 5.12 bei $83.9^\circ N, 39.5^\circ W$ für die Region nördlich Grönlands, in der die Eisdrift oft durch starke interne Kräfte behindert wird, und in Abb. 5.13 bei $74.2^\circ N, 11.3^\circ W$ für die Framstraße, wo die internen Kräfte gering, dafür der ozeanische Antrieb mit den hohen Driftgeschwindigkeiten des Ostgrönlandstroms dagegen relativ stark ist.

Dargestellt sind, von oben nach unten, die Beträge der Kräfte pro Fläche in $[N/m^2]$: durch den Windantrieb, den gesamten ozeanischen Antrieb (Bremsreibung und Ozeanstrom), den Ozeanstrom (ohne ozeanische Bremsreibung), interne Spannungen, Corioliskraft, Kraft durch Neigung der Ozeanoberfläche und der Trägheitsterm. Der nicht abgebildete Term der Impulsadvektion $m\mathbf{u} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{u})$ ist noch eine Größenordnung kleiner als der schon verschwindend kleine Trägheitsterm.

Der ozeanische Antrieb enthält zwei Anteile, die Bremsreibung im Ozean und den eigentlichen Antrieb durch Ozeanströmungen. Um festzustellen, wie stark die einzelnen Beiträge sind, ist der ozeanische Antrieb doppelt dargestellt: In Zeile zwei der Abb. 5.12 und Abb. 5.13 ist die gesamte, tatsächlich wirksame ozeanische Antriebskraft $\tau_w = \rho_w c_w |\mathbf{u}_w - \mathbf{u}| \mathbf{R}_\theta (\mathbf{u}_w - \mathbf{u})$ nach Gl. 2.14 gezeigt. In Zeile drei ist dagegen die (fiktive) ozeanische Antriebskraft $\rho_w c_w |\mathbf{u}_w| \mathbf{R}_\theta \mathbf{u}_w$ angegeben, die bei ruhendem Eis allein durch den Ozeanstrom (ohne den Bremsreibungseffekt) verursacht würde.⁸ Dieser eigentliche Antrieb durch die Ozeanströmung (Zeitreihe 3) ist deutlich kleiner als die gesamte vom Ozean auf das Meereis ausgeübte Kraft (Zeitreihe 2). Der dynamisch wichtigere Effekt des Ozeans auf das Meereis ist somit die Bremsreibung, nicht die Ozeanströmung.⁹

⁶Kräfte mit $s = 0$ sind am stärksten, mit $s = 3$ am schwächsten, und ein Unterschied um eine Stärke ($\Delta s = 1$) bedeutet einen Unterschied in der Kraft um eine Größenordnung.

⁷Die ausgewählten Gitterzellen zeigen die beiden Extremfälle der möglichen Kombinationen der Antriebskräfte des Meereises. Eine Auswertung zahlreicher, hier nicht abgebildeter Zeitserien anderer Gitterzellen zeigte, daß sich dort die Größenordnung der Kräfte zwischen diesen beiden Extremen bewegt. Die Stärke der internen Kräfte ist die einzige Antriebsgröße, die für verschiedene Gitterzellen (d. h. geographische Regionen) deutlich schwankt.

⁸Da der Ozeanstrom in dieser Simulation als zeitlich konstantes Feld vorgegeben ist, ist auch die (fiktive) ozeanische Antriebskraft $\rho_w c_w |\mathbf{u}_w| \mathbf{R}_\theta \mathbf{u}_w$ zeitlich konstant.

⁹Dies schließt keineswegs aus, daß auch die Ozeanströmung einen deutlich erkennbaren Einfluß auf die Eisdrift haben kann. Während das auf Zeitskalen von Stunden und Tagen variable Windfeld insbesondere die kurzfristigen Fluktuationen der Eisdrift verursacht, wirkt der Ozeanstrom über längere Zeiträume gleichmäßig in eine Richtung. Auch wenn der vom Ozeanstrom verursachte Antrieb dem Betrag nach deutlich kleiner ist als der Windantrieb und die diesen etwa balancierende Bremsreibung im Ozean, kann er aufgrund seiner beständigen, in Stärke und Richtung relativ gleichmäßigen Einwirkung auf das Eis einen signifikanten Einfluß auf die mittlere Eisdrift über längere Zeiträume (Monate, Jahre) haben. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß gerade

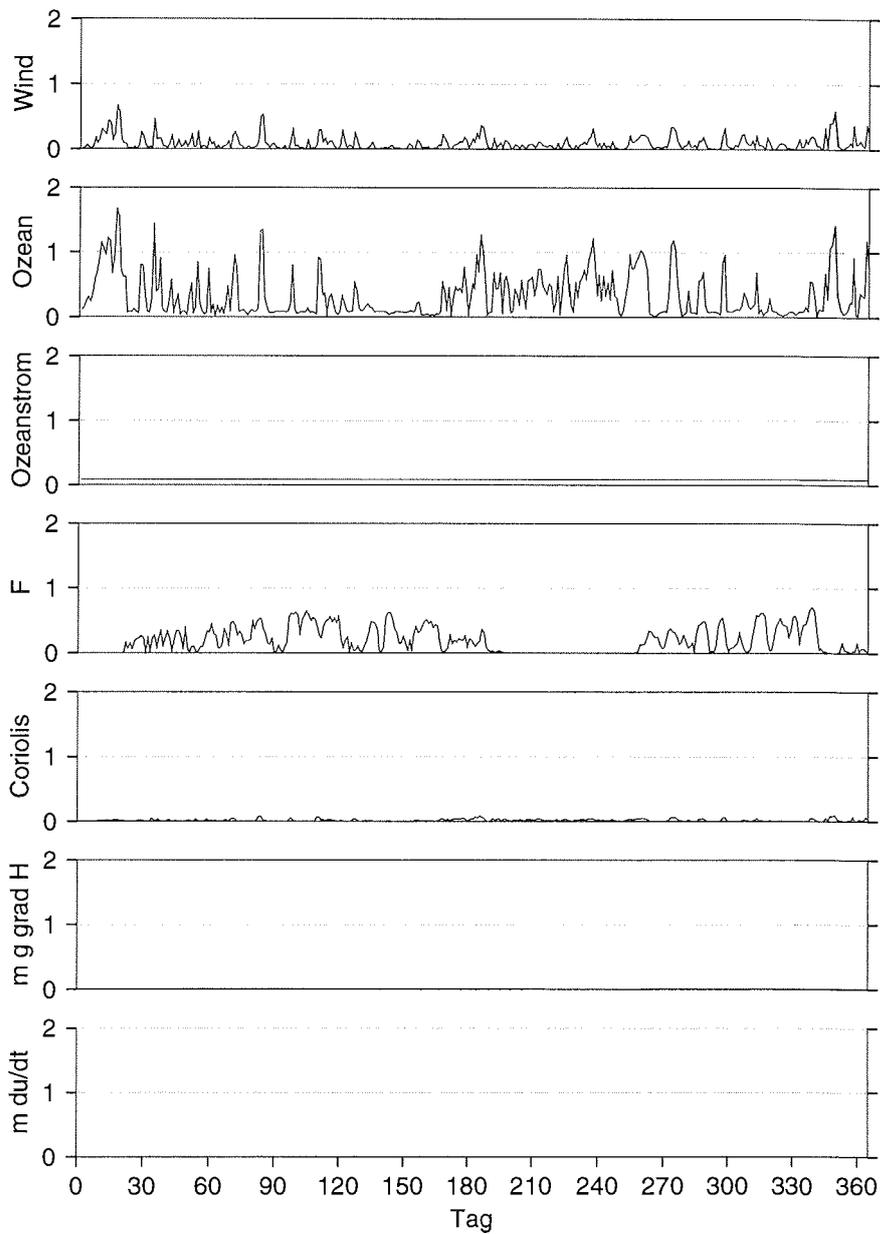


Abbildung 5.12: Zeitserien der Stärke der auf das Meereis wirkenden Kräfte [N/m^2] in einer Gitterzelle nördlich Grönlands über 365 Tage. Dargestellt sind (von oben nach unten) die Windschubspannung, die gesamte ozeanische Schubspannung (Ozeanstrom und ozeanische Bremsreibung), der Antrieb durch Ozeanstrom ohne Bremsreibung, die internen Kräfte, die Corioliskraft, die Kraft durch die Neigung der Ozeanoberfläche ∇H und die Trägheitskraft $m\partial u/\partial t$.

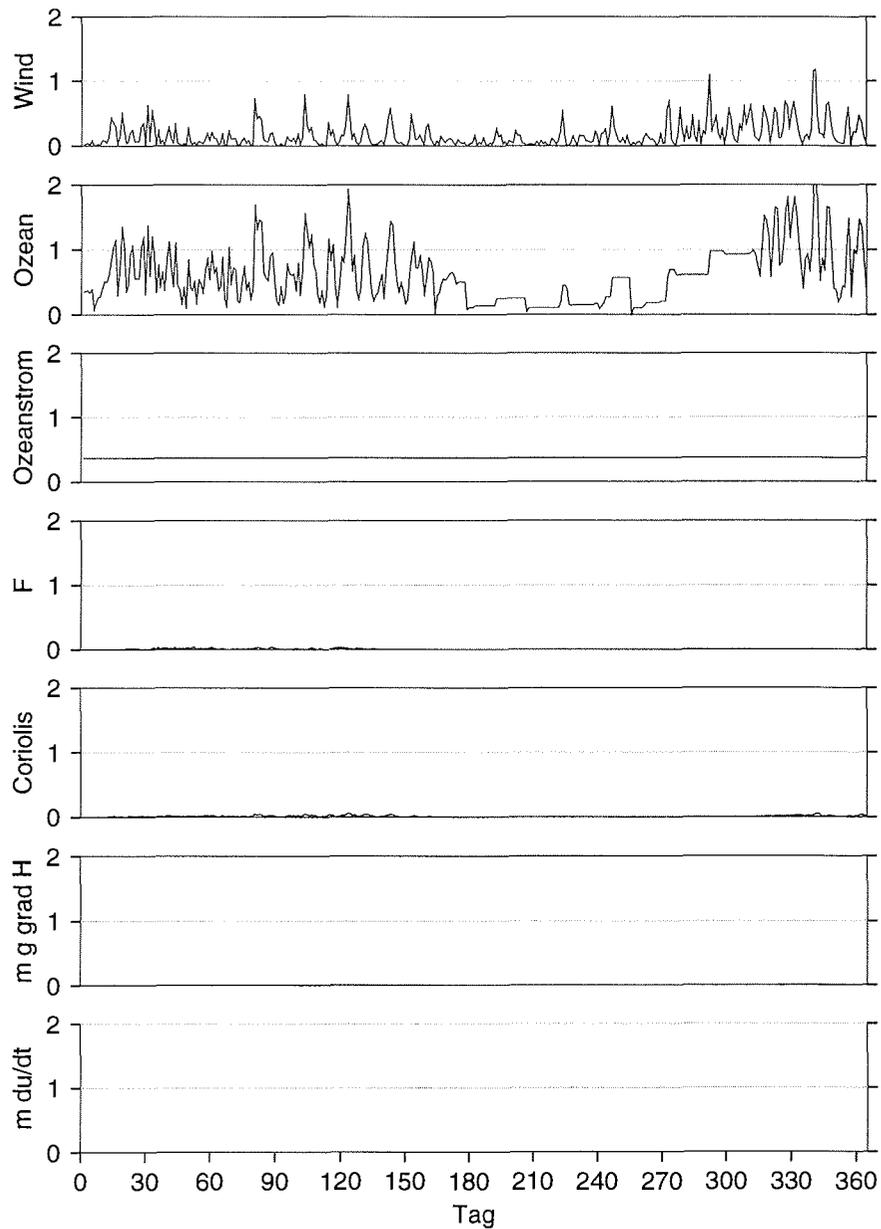


Abbildung 5.13: Zeitserien der Stärke der auf das Meereis wirkenden Kräfte [N/m^2] (analog Abb. 5.12) in einer Gitterzelle in der Framstraße über 365 Tage.

Das wichtigste Simulationsergebnis aus den Zeitserien der Kräfte (Abb. 5.12 und Abb. 5.13): Die Hauptantriebskräfte des Meereises sind Wind, Ozean und interne Kräfte. Alle diese Kräfte sind Oberflächenkräfte, während die verbleibenden, deutlich schwächeren Kräfte Volumenkräfte sind.¹⁰ Das Meereis wird also in erster Näherung durch Oberflächenkräfte angetrieben.

Die abgebildeten Zeitserien zeigen eine Reihe charakteristischer Merkmale der Meereisdynamik. Der Wind (Zeitserie 1 von oben) ist der Hauptantrieb des Meereises; er ist in beiden gezeigten Fällen der Eisdrift eine der stärksten Antriebsgrößen.

Der ozeanische Antrieb (Zeitserie 2) ist in den Abbn. 5.12 und 5.13 dem Betrag nach noch stärker, wobei der Hauptanteil auf die Bremsreibung entfällt, während der eigentliche Antrieb durch den Ozeanstrom (Zeitserie 3) relativ klein ist. Die Schwankungen des ozeanischen Antriebs sind mit denen des Windes stark korreliert. Da der Wind als äußere Randbedingung festgeschrieben ist, muß diese Korrelation durch eine Reaktion des Ozeans bedingt sein — und zwar durch die von der Eisdrift abhängige ozeanische Bremsreibung, die im Unterschied zur Ozeanströmung nicht fest vorgegeben ist.

Aufgrund der Corioliskraft und der Prozesse in der ozeanischen Ekman-Schicht ist sowohl die Richtung der Eisdrift gegenüber der antreibenden Windschubspannung gedreht, wie auch die Richtung der ozeanischen Bremsreibung gegenüber der Eisdrift¹¹. Insgesamt tritt somit zwischen der Richtung der Windschubspannung und der ozeanischen Bremsreibung ein Winkel von typischerweise rund 45° auf, aufgrund dessen nur ein Anteil von etwa 70% der Bremsreibung in der Windschubspannung direkt entgegengesetzter Richtung wirkt. Bei Vernachlässigung aller anderen Kräfte muß der Betrag der ozeanischen Bremsreibung daher rund das 1.4fache des Betrags der Windschubspannung betragen, um diese zu balancieren. Ein Vergleich der Zeitserien 1 und 2 der Abbn. 5.12 und 5.13 bestätigt und verdeutlicht dies.

Die in Zeitserie 4 dargestellten internen Kräfte sind in der Region nördlich Grönlands (Abb. 5.12) von gleicher Größenordnung wie Wind- und Ozeanantrieb. Sie verhindern, daß in diese Region dicken, kompakten Eises weiterhin ein Einstrom von Eis erfolgt. Simulationen ohne interne Kräfte zeigen in solchen Regionen konvergenter Eisdrift eine auf unrealistisch hohe Werte anwachsende Eisdicke (vgl. Fischer, 1995). In der Framstraße dagegen (Abb. 5.13) sind die internen Kräfte relativ gering, kleiner noch als die Corioliskraft, so daß die Eisdrift hier gut durch die freie Drift als Balance von Wind- und Ozeanantrieb (und Corioliskraft) beschrieben wird. Globale Modelle enthalten neben Regionen freier Eisdrift stets auch Gebiete konvergierenden, kompakten Eises, in denen die internen Kräfte ein unverzichtbarer Bestandteil der Eisdynamik sind.

in polaren Regionen mit schwacher Dichteschichtung im Ozean die Strömung der oberen Wasserschichten zu einem erheblichen Anteil windgetrieben ist und insofern keinen windunabhängigen Antriebssterm darstellt, sondern vor allem durch das mittlere Windfeld über längere Zeiträume bestimmt ist.

¹⁰Oberflächenkräfte wirken, wie ihr Name schon ausdrückt, nur auf die Oberfläche eines Körpers, während Volumenkräfte im gesamten Volumen des Körpers wirksam sind. Da Volumenkräfte auf jedes einzelne Teilchen im betrachteten Körper bzw. Fluid wirken, sind sie stets proportional zu dessen Masse. Siehe z. B. Spurk (1989).

¹¹Siehe Gl. 2.14 in Kapitel Kapitel 2.4.

Die Corioliskraft (Zeitserie 5) ist etwa eine Größenordnung kleiner als die Hauptantriebskräfte. Sie beeinflußt den Betrag der Eisdrift nur wenig, erzeugt jedoch eine typische Drehung in der Richtung: Das Eis driftet in der Arktis typischerweise rund 25° rechts des antreibenden Windes (McPhee, 1979), und die umgekehrte Richtungs-differenz zwischen Wind und Eisdrift wird in der Antarktis beobachtet. Wegen dieses Einflusses auf die Driftrichtung muß die Corioliskraft, die bei jedem aktuellen Bewegungszustand stets senkrecht zur Bewegung wirkt und daher eine systematische Änderung der Driftrichtung bewirkt, bei der großskaligen Eisdrift berücksichtigt werden.

Die anderen drei der sieben Terme in der Impulsbilanz können jedoch für großskalige Untersuchungen vernachlässigt werden. Die Neigung der Ozeanoberfläche (Zeitserie 6) erzeugt selbst in der Framstraße, wo die höchsten Oberflächengradienten auftreten, nur eine vernachlässigbar kleine Kraft (Abb. 5.13).

Noch wesentlich wichtiger ist das Ergebnis, daß die zeitabhängigen Terme in der Impulsbilanz sehr klein sind: Zeitserie 6 zeigt die gegenüber den anderen Termen auf dieser großskaligen Zeitskala verschwindende Größe der lokalen Beschleunigung; und die (hier gar nicht erst abgebildete) Impulsadvektion ist noch eine Größenordnung kleiner. Für großskalige Simulationen mit einer Zeitskala des Antriebs von einem Tag (oder länger, z. B. Monatsmittel) vereinfacht sich die Impulsbilanz Gl. 2.6

$$m \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \mathbf{K} \quad (5.1)$$

zu der Kräftebilanz

$$\mathbf{K} = 0 \quad , \quad (5.2)$$

worin die vernachlässigten Trägheitsterme mit

$$m \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \approx 0 \quad (5.3)$$

angesetzt sind. Die für großskalige Simulationen optimale Form der zur Kräftebilanz vereinfachten Impulsbilanz ist somit

$$\tau_a + \tau_w + \mathbf{F} + \mathbf{K}_c = 0 \quad , \quad (5.4)$$

in der der geringe Einfluß der Neigung der Ozeanoberfläche ebenso vernachlässigt ist wie die noch kleineren Trägheitsterme. Diese Kräftebilanz enthält keine zeitlichen Ableitungen, und sie erlaubt Zeitschritte beliebiger Länge (z. B. auch monatliche statt tägliche), die rein implizit gelöst werden können. Das aufwendige, semi-implizite „leap frog“-Zeitschrittverfahren im Modell Hiblers (1979) kann durch diese wesentlich einfachere, quasi-stationäre Lösung ersetzt werden. Während das spezielle Zeitschrittverfahren im originären Modell Hiblers (1979) erhebliche Schwierigkeiten bereitet, wenn das Meereismodell an Ozean- oder Atmosphärenmodelle mit anderen Zeitschrittverfahren gekoppelt wird (Gerdes, Scheduikat, 1994, pers. Mitteilung), kann das nach Gl. 5.4 vereinfachte Eismodell problemlos an beliebige andere Klimamodelle angekoppelt werden.

Zur Verifikation dieser Resultate wurden zwei modifizierte Simulationen durchgeführt:

- Im ersten Fall werden die Trägheitsterme vernachlässigt, so daß die Kräftebilanz Gl. 5.2 anstelle der Impulsbilanz Gl. 2.6 zur Bestimmung der Eisdrift verwendet wird. Im Vergleich der Simulationsergebnisse zeigt sich keine erkennbare Veränderung durch den Fortfall der Trägheitsterme, deren Vernachlässigbarkeit auf Zeitskalen von einem Tag oder mehr somit auch im numerischen Experiment nachgewiesen ist.
- Im zweiten Fall wird nach Gl. 5.4 zusätzlich auch die Neigung der Ozeanoberfläche vernachlässigt. Die Eigenschaften der simulierten Eisdecke werden hierdurch lokal um maximal drei Prozent verändert, im Mittel über die gesamte Arktis noch deutlich weniger. Dies belegt, daß die Oberflächenneigung einen nur geringen, in den meisten Regionen völlig vernachlässigbaren Einfluß auf die großskalige Eisdrift hat.

Kapitel 6

Die Rauhigkeit des Eises

6.1 „Glattes“ und „rauhes“ Eis

Die durch Wind und Ozeanströmung erzeugte Drift des Eises ist mit Deformationsprozessen verbunden, die eine wichtige Rolle beim Aufbau der Eisdecke und bei der Ausbildung verschiedener Eistypen spielen. Bei ruhiger See gefrorenes Meereis bildet eine ebene, gleichmäßige Fläche an der Ozeanoberfläche. Durch Stürme, Wellen im Ozean und Meeresströmungen entstehen interne Spannungen, die die Eisdecke in einzelne Schollen aufbrechen. Das Eis weicht dem durch den äußeren Antrieb aufgebauten Druck durch plastische Verformung aus, bei der es vertikal aufgetürmt wird. Das entstandene deformierte Eis ist deutlich dicker als die ursprüngliche, ebene Eisdecke.¹ Dies bestätigen Beobachtungen mit neuen, u. a. elektromagnetischen Meßverfahren bei Arktisexpeditionen (Haas und Eicken, 1995, pers. Mitteilung) ebenso wie frühere Messungen.

In dickem Eis können sich bei hohen Spannungen Preßeisrücken bilden, indem das Eis bricht und sich die Bruchstücke unter dem Druck mehr oder weniger vertikal ausrichten, so daß sich sog. „Segel“ und „Kiele“ an Ober- bzw. Unterseite der Eisdecke ausformen („Ridging“). Bei dünnem Eis beobachtet man auch häufig, daß sich eine Eisscholle über eine andere schiebt („Rafting“).

Die Geschichte der Deformationsprozesse, denen eine Eisscholle unterlag, spiegelt sich in deren beobachtbarer Oberflächenrauheit wieder. Bereits mit bloßem Auge kann man zwischen stark deformiertem, unregelmäßig aufgebrochenem, übereinandergeschobenem Eis und einer ebenen, nichtdeformierten Eisdecke unterscheiden.² Feldmessungen, bei denen Bohrkerne aus dem Eis gezogen werden, liefern näheren Aufschluß über Art und Anzahl der Deformationsprozesse.

Fernerkundungsverfahren liefern Beobachtungen der Eisrauheit über größere räumliche Gebiete. Bislang wurden vor allem Laseraltimeter an Bord von Hub-

¹Diese Zunahme der vertikalen Eisdicke bei Deformationsprozessen ist mit einer Reduzierung der horizontalen Eisausdehnung verbunden. Wenn sich beispielsweise zwei Schollen übereinanderschieben, nehmen sie im neuen Zustand eine geringere horizontale Fläche als zuvor ein. Die freiwerdende Fläche stellt entweder zusätzliches offenes Wasser dar, oder sie wird durch aus der Umgebung einströmendes Eis bedeckt.

² Anschauliche Abbildungen unterschiedlicher Eistypen geben Parkinson et al. (1987).

schrauben und Flugzeugen eingesetzt, mit denen Variationen der Oberflächenhöhe entlang der Fluglinie bestimmt werden können. Mit wiederholten Flügen in verschiedenen Regionen (siehe z. B. Dierking (1995) im Weddellmeer; Hibler et al. (1974) in der Arktis) wurde mit dieser Methode ein qualitatives Bild der räumlichen Verteilung und der saisonalen Variation der Eisrauhigkeit erzielt. Aus U-Boot-gestützten Echolotmessungen leiten Bourke und McLaren (1992) räumliche Verteilungsmuster der Eisrauhigkeit ab (siehe Kapitel 6.6, Abb. 6.8).

Seit kurzem werden Radaraltimeter auf Satelliten eingesetzt, mit denen die Eisrauhigkeit beobachtet werden kann. Beispielsweise befindet sich ein solcher Sensor auf dem seit 1991 aktiven ERS-1-Satelliten, dem in den nächsten Jahren weitere Satelliten folgen werden. Durch Analyse des Rückstreuensignals dieser Radaraltimeter wird die Rauigkeit des Eises gemessen werden können. Wenn die gegenwärtig noch in der Entwicklung befindlichen Auswertungsmethoden operationell anwendbar sind, wird eine flächendeckende, kontinuierliche Beobachtung der Eisrauhigkeit zur Verfügung stehen.

Die Rauigkeit ist dann eine weitere beobachtbare Größe, die die Eigenschaften der Meereisdecke charakterisiert. Dies legt nahe, die Eisrauhigkeit auch in großskaligen Meereismodellen als prognostische Variable einzuführen, die im Vergleich mit den Messungen zur Modellverifikation und -optimierung genutzt werden kann.

6.2 Definitionen der Eisrauhigkeit

Die Rauigkeit der Eisoberfläche wird durch Elemente wie z. B. Preßeisrücken gebildet, die typischerweise einige Dezimeter bis Meter hoch und breit sind und sich entlang einer horizontal verlaufenden Bruchlinie erstrecken, die einige Meter bis Kilometer lang ist. Insbesondere auf älteren Eisschollen, die mehreren Deformationsprozessen unterlagen, ist ein Gemisch von Rauigkeitselementen zu finden, die sich nach Ursprung, Größe, Form und räumlicher Orientierung unterscheiden.

Die Definition, was unter „Rauigkeit“ des Meereises als quantitativ meßbarer Größe zu verstehen ist, variiert mit der räumlichen Skala und der verwendeten Meßmethode. In Feldmessungen kann die geometrische Rauigkeit bestimmt werden, die eine Beschreibung der Form und Größe einzelner Rauigkeitselemente darstellt.

Für die Rolle des Meereises im Klimasystem (Kapitel 1) ist jedoch nicht die geometrische Form eines einzelnen Preßeisrückens von Bedeutung, sondern das statistische Mittel der vielen kleinen Rauigkeitselemente über größere räumliche Regionen. Soweit der mittlere Effekt der Oberflächeneigenschaft für die Prozesse in der Grenzschicht Atmosphäre – Meereis betrachtet wird, spricht man von aerodynamischer Rauigkeit.

Die bereits vorliegenden Messungen mit flugzeuggestützten Laseraltimetern verwenden meist eine Rauigkeitsdefinition, die auf der Statistik der Variationen der Oberfläche beruht. Wegen der Eigenbewegung des Flugzeugs (oder Helikopters) treten zudem Meßfehler auf, die herausgefiltert werden müssen (Dierking, 1995).

Die mit satellitengestützten Radaraltimetern beobachtbare Eisrauhigkeit besitzt mit einer Auflösung von einigen Kilometern etwa die räumliche Skala, die für groß-

skalige Klimaprozesse relevant ist. Allerdings beruht die Definition der Rauhhigkeit hier auf dem Rückstreukoeffizienten des Radarsignals und ist daher nicht mit aerodynamischer oder geometrischer Rauhhigkeit identisch, sondern muß durch Eichungen an Feldmessungen vergleichbar gemacht werden.

Je nach Anwendungsfall und Meßverfahren werden somit unterschiedliche Definitionen der Rauhhigkeit verwendet, für deren quantitativen Vergleich noch durch Eichmessungen abgestützte Methoden zu entwickeln sind. Jedoch zumindest für qualitative Untersuchungen, in denen die Regionen und Jahreszeiten bestimmt werden, in denen vorwiegend rauhes oder aber glattes Eis vorgefunden wird, sind die bereits vorliegenden sowie die demnächst erheblich umfangreicheren Beobachtungen der Eisrauhigkeit ein wertvoller Datensatz, dessen Nutzen für die Klimaforschung bei weitem noch nicht ausgeschöpft ist.

6.3 Rauhhigkeit in großskaligen Eismodellen

Die Nutzung der beobachtbaren Größe Eisrauhigkeit zur Modellverifikation erfordert, daß sie von Meereismodellen vorhergesagt werden kann. Die klassischen Meereismodelle (Hibler, 1979; Parkinson und Washington, 1979) und deren Nachfolger leisten dies jedoch nicht.

In den letzten Jahren wurden neue Modelle entwickelt, in denen deformiertes und nichtdeformiertes Eis unterschiedlichen Eisklassen zugeordnet ist. Einen ersten Ansatz hierzu geben Flato und Hibler (1991), der von Harder (1994) zu einem kompletten Dreischichtenmodell mit den Klassen offenes Wasser, glattes Eis und rauhes Eis fortentwickelt wurde.³ Aufwendigere Modelle verwenden eine noch größere Zahl verschiedener Eisklassen. Die Ansätze mit mehreren Eisklassen enthalten allerdings mehrere Schwierigkeiten:

- Die Frage, welche und wieviele Eisklassen für großskalige Modelle sinnvoll sind, ist noch nicht geklärt. Bislang wurde nicht einmal durch einen ausführlichen Vergleich verschiedener Modelle nachgewiesen, daß Mehrklassenmodelle grundsätzliche Vorteile bieten, die mit optimierten Einklassenmodellen nicht auch zu erreichen sind.
- Die Umwandlung glatten Eises in rauhes tritt in der Natur in vielfältigen Formen auf, die aus den wenigen Feldmessungen nur exemplarisch bekannt sind. Die Beschreibung dieser Übergänge in Modellen muß auf stark vereinfachte, empirische Parametrisierungen zurückgreifen, die durch nur wenige Beobachtungen gestützt werden.
- Die thermodynamische Entwicklung von Preßeisrücken kann kaum mit einfachen thermodynamischen Modellen, die das Eis als ebene Schicht konstanter Dicke betrachten, beschrieben werden. Preßeisrücken, die näherungsweise eine dreieckige Form besitzen, sind zwar dicker als das sie umgebende Eis, besitzen aber zugleich eine relativ große Oberfläche. Daher sind Preßeisrücken einem

³Siehe hierzu auch Harder und Lemke (1994).

weitaus stärkeren Einfluß durch thermodynamisches Gefrieren und Schmelzen ausgesetzt, als allein aufgrund ihrer größeren Dicke in einfachen thermodynamischen Modellen zu erwarten wäre. Hierfür wäre eine weitere empirische Parametrisierung nötig, für die nur wenige Meßdaten zur Verfügung stehen.

Im folgenden soll ein anderer, neuer Weg gezeigt werden, wie die Eisrauhigkeit in einem Modell mit einer Eisklasse als zusätzliche prognostische Variable beschrieben werden kann. In diesen Ansatz geht keine empirische Parametrisierung ein, und die Probleme der Mehrklassenmodelle werden umgangen. Die Implementierung dieser Rauigkeitssimulation in andere dynamisch-thermodynamische Meereismodelle ist problemlos möglich.

6.4 Prognostische Gleichung der Eisrauhigkeit

Rauhigkeit wird hier als Eigenschaft des Eises aufgefaßt, die durch eine skalare, positiv definite Größe R beschrieben wird.⁴ Glattes Eis besitzt die Rauigkeit $R = 0$, und steigende Werte $R > 0$ zeigen zunehmende Rauigkeit des Eises an. Die Rauigkeit R ist somit eine prognostische, skalare Variable analog zur Eisdicke h , zur Eiskonzentration A und zum in Kapitel 7 eingeführten Eisalter a .

Die Quelle der Rauigkeit R ist die Zufuhr von Energie durch Wind und Ozeanströmung in das Eis, durch die sich interne Spannungen aufbauen. Die als Divergenz der internen Spannungen bestimmten internen Kräfte (Kapitel 2.4) verrichten bei der Deformation des Meereises mechanische Arbeit. Deren Leistung pro Fläche P_i [W/m^2] ergibt sich aus dem Produkt der beiden Tensoren der Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ und der internen Spannung σ (Rothrock, 1975)

$$P_i = \dot{\epsilon} \cdot \sigma \quad . \quad (6.1)$$

Dies ist der kontinuumsmechanische Ausdruck dafür, daß Leistung gleich Kraft mal Weg pro Zeit ist. Verwendet man die Invarianten der beiden Tensoren $\dot{\epsilon}$ und σ (Gln. 3.7 und 3.14), so erhält man die Gleichung

$$P_i = \dot{\epsilon}_I \sigma_I + \dot{\epsilon}_{II} \sigma_{II} \quad , \quad (6.2)$$

in der nur noch skalare Größen auftreten. Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ und interne Spannung σ ändern sich mit den von außen auf das Eis wirkenden Kräften und sind daher zeitabhängig. Die insgesamt an einer Scholle geleistete Deformationsarbeit pro Fläche W ergibt sich als zeitliches Integral der nacheinander auf sie einwirkenden Deformationsprozesse:

$$W = \int P_i(t) dt \quad . \quad (6.3)$$

Diese an der Scholle verrichtete Deformationsarbeit pro Fläche W wird hier als Maß für die Rauigkeit R des Eises genommen. Die Grundidee besteht darin, daß

⁴Die Beschreibung der Rauigkeit als eine quantitativ bestimmbar Größe unterscheidet sich wesentlich von Modellen mit zwei Eisklassen, in denen das Eis *entweder* glatt *oder* rau ist.

sich jede an der Scholle verrichtete mechanische Deformationsarbeit in einer Zunahme ihrer Rauigkeit niederschlägt. Wie der Deformationsprozeß im einzelnen abläuft, welcher Anteil der Arbeit zum Aufbrechen der Scholle, für Reibungsverluste und für den Aufbau potentieller Energie beim Aufeinanderstapeln des Eises verwendet wird, spielt in dieser Definition keine Rolle — die gesamte Arbeit durch interne Kräfte dient hier als Maß der Rauigkeit.⁵

Diese Abstraktion von den Details der Deformationsprozesse bietet den großen Vorteil, daß dieses Rauigkeitsmaß ausschließlich aus prognostischen Größen des Modells abgeleitet wird und daß keinerlei empirische Parametrisierungen eingehen. Dieses Rauigkeitsmaß ist universell, da es in jedem Meereismodell verwendet werden kann, das die durch die internen Kräfte geleistete Arbeit pro Fläche W prognostiziert.

Da in diesem Rauigkeitsmaß die Einzelheiten der Deformationsvorgänge, über die keine für die großskalige Modellierung geeigneten Messungen vorliegen, bewußt nicht aufgelöst werden, kann der hier verwendete Rauigkeitsbegriff nicht direkt mit der geometrischen oder der aerodynamischen Rauigkeit identifiziert werden. Die Details der Deformationsprozesse, die sich auf räumlichen Skalen von Zentimetern bis Metern abspielen, müssen durch Feldmessungen und kleinskalige Modelle noch näher untersucht werden. Für die großskaligen Prozesse und Modelle ist jedoch nicht die Form einzelner Eisschollen, sondern das statistische Mittel der Rauigkeitselemente auf der Eisoberfläche relevant. Wenn die Annahme zutrifft, daß jede am Meereis verrichtete Deformationsarbeit eine beobachtbare Zunahme ihrer Rauigkeit bewirkt, dann ist diese Arbeit eine geeignete Größe zur Beschreibung der großskaligen Rauigkeit.

Die Rauigkeit R ist die über die Lebensdauer der Eisdecke integrierte, an ihr verrichtete mechanische Arbeit und wird in der Einheit Energie pro Fläche [J/m^2] angegeben. Ihre Quelle ist die von den internen Kräften verrichtete Leistung P_i . Zwei weitere Prozesse sind zu berücksichtigen: die Advektion des Eises und das thermodynamische Schmelzen der Eisdecke, das die Senke der Eisrauigkeit darstellt.

Die Eisrauigkeit R , die hier als Eigenschaft des Eises betrachtet wird, hat ihren Träger in dem Eisvolumen pro Fläche h . Wird das Eisvolumen in eine andere Region advehiert, so wird zugleich auch die Eisrauigkeit dorthin transportiert. Hinsichtlich der Advektion ist die Eisrauigkeit R also genauso wie h zu behandeln.

Das Schmelzen des Eises ist die Senke der Eisrauigkeit: In dem Maße, wie das Eisvolumen geschmolzen wird, verschwindet auch die Eisrauigkeit R . Für den Schmelzprozeß gilt daher

⁵Nach den Untersuchungen von Parmeter und Coon (1973) und Rothrock (1975) geht nur ein Teil der gesamten Arbeit W in den Aufbau potentieller Energie, die sich in der geometrischen Rauigkeit der Eisoberfläche ausdrückt und die Grundlage der aerodynamischen Rauigkeit bildet. Wie groß der Anteil an der insgesamt geleisteten Arbeit W ist, der durch Aufstapeln des Eises potentielle Energie aufbaut, ist eine noch unbeantwortete, in Feldmessungen zu klärende Frage. Die auf numerischen Simulationen beruhenden Schätzungen ergeben Werte von 50% in einem frühen, einfachen Modell von Parmeter und Coon (1972), 20% bei Hopkins et al. (1991) und nach neuesten Rechnungen möglicherweise nur 5% bis 10% (Hibler, 1994, pers. Mitteilung).

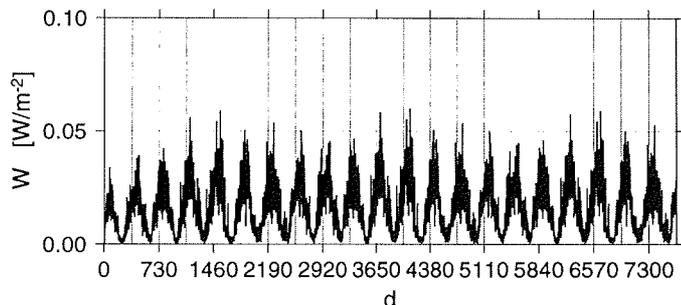


Abbildung 6.1: Zeitserie der von den internen Kräften geleisteten Arbeit W , gemittelt über das gesamte Modellgebiet, für die 21 Jahre (7671 Tage) der Simulation. Ein ausgeprägter Jahresgang mit einem Maximum im Winter ist zu erkennen.

$$\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial t} = \frac{1}{h} \frac{\partial h}{\partial t} \quad (6.4)$$

Im Falle des Gefrierens wird dagegen die Eisrauhigkeit R nicht verändert: Das Eisvolumen pro Fläche, an dem die Deformationsarbeit verrichtet wurde, existiert hier weiter.⁶ Faßt man alle diese Prozesse zusammen, so ergibt sich die prognostische Gleichung für die Eisrauhigkeit

$$\frac{\partial R}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}R) = P_i + \frac{R}{h} M_h \quad (6.5)$$

Diese Bilanzgleichung ist analog zu Gl. 2.3 bis Gl. 2.5 (S. 22) für h , h_s und A formuliert. Die linke Seite mit der lokalen zeitlichen Änderung und dem Advektionsterm hat die Form einer Kontinuitätsgleichung. Auf der rechten Seite steht die in Gl. 6.2 definierte Leistung P_i der internen Kräfte als Quelle und das thermodynamische Schmelzen nach Gl. 6.4 als Senke, wobei M_h die bereits in Gl. 2.24 (S. 27) definierte Schmelzrate ist.

6.5 Modellergebnisse

Die Zeitserie der von den internen Kräften im Eis geleisteten Arbeit pro Fläche W , gemittelt über das gesamte Modellgebiet, ist in Abb. 6.1 dargestellt. Ein ausgeprägter Jahresgang ist erkennbar: Gegen Ende des Winters, wenn die Eisdecke dick und kompakt ist, erreicht die Deformationsarbeit ein Maximum. Im Sommer hingegen, wenn die Schmelzprozesse für eine Auflockerung der Eisdecke und eine Zunahme der Flächen offenen Wassers sorgen, gehen die internen Kräfte praktisch auf Null zurück. Dies steht ganz im Einklang mit den Beobachtungen (McPhee, 1979).

⁶Hier soll das einfachste Modell zur Simulation der großskaligen Eisrauhigkeit vorgestellt werden. Modellverfeinerungen, mit denen z. B. eine Glättung des Eises durch thermodynamische Prozesse beschrieben wird, sind denkbar, würden jedoch zusätzliche empirische Annahmen erfordern.

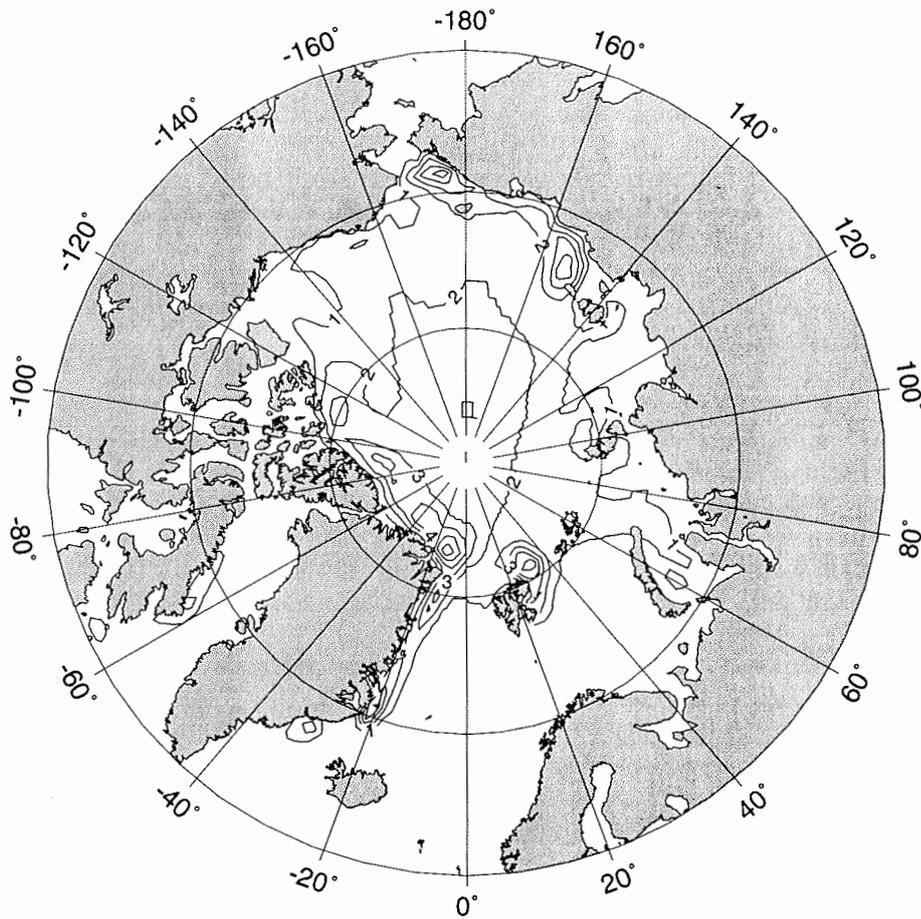


Abbildung 6.2: Die von den internen Kräften am Meereis geleistete Deformationsarbeit pro Fläche W [10^{-3} W/m^2] im Jahresmittel 1987. Starke Deformation findet nördlich Grönlands und in anderen Küstenregionen statt. In der zentralen Arktis ist die Deformation geringer, gleichwohl noch deutlich sichtbar. Über den eurasischen Schelfgebieten wird das Meereis nur schwach deformiert.

Abb. 6.2 zeigt die räumliche Struktur, in welchen Regionen interne Kräfte im Mittel des Jahres 1987 Deformationsarbeit am Eis verrichten. Ein Maximum der Verformungsarbeit ist nördlich und östlich Grönlands erkennbar, wo sich dickes, kompaktes Eis befindet. Allgemein tritt an Küsten relativ starke Deformation auf, während die Verformungsarbeit in der zentralen Arktis schwächer, gleichwohl deutlich erkennbar ist. Für andere Jahre ergibt sich ein ähnliches räumliches Muster.

Die Stärke der von den internen Kräften verrichteten Arbeit liegt im Jahresmittel in der Größenordnung 10^{-3} bis $10^{-2} W/m^2$. Aufgrund des ausgeprägten saisonalen Zyklus geht diese Arbeit im Sommer nahezu auf Null zurück, während sie im Winter Spitzenwerte von mehr als $10^{-1} W/m^2$ erreicht. Die flächenbezogene Deformationsarbeit hat die gleiche Dimension wie die thermodynamischen Wärmeflüsse: Energie pro Zeit und Fläche [W/m^2]. Der Unterschied besteht jedoch darin, daß die thermodynamischen Wärmeflüsse das Eis unter Überwindung der sehr hohen latenten Wärme des Wassers erzeugen oder schmelzen, während die internen Kräfte eine Verformung bereits vorhandenen Eises bewirken, die schon bei wesentlich niedrigerem Energieaufwand sichtbare Resultate erzeugt.

Der Größenordnung nach liegt die Verformungsarbeit mit rund $0.1 W/m^2$ weit unter den thermodynamischen Wärmeflüssen, die sich im Bereich mehrerer hundert W/m^2 bewegen. Dies bedeutet, daß die bei der Deformation freigesetzte Reibungswärme allenfalls unbedeutende Mengen des Eisvolumens schmilzt, die Verformung also praktisch massenerhaltend stattfindet. Der überwiegende Anteil der Verformungsarbeit geht in das Aufbrechen des Eises in Bruchstücke und in den Aufbau potentieller Energie, wenn diese übereinandergeschoben werden (Hopkins et al., 1991). Für die hier zu leistende mechanische Arbeit ist eine Leistung von rund $0.1 W/m^2$ im Winter durchaus beträchtlich.

Einen Eindruck von der Größe der Kräfte, die das Meereis verformen, gibt folgendes Gedankenexperiment: Würde die Leistung $0.1 W/m^2$ allein zum vertikalen Anheben des Eises verwendet, könnte eine 1 m dicke Eisscholle oberhalb der Wasserlinie um rund 1 m pro Tag, oder entsprechend 30 m pro Monat, angehoben werden. Die zur Verformung zur Verfügung stehende potentielle Energie entspräche der, die nach einem freien Fall dieser Scholle bei einem Aufprall auf eine feste Oberfläche freigesetzt würde.

Die von den internen Kräften geleistete Arbeit tritt bei zwei Prozessen auf: bei konvergenter Eisdrift, die eine Akkumulation von Eis in einer Region bewirkt, und bei Scherströmung des Eises, wenn sich unterschiedlich schnell bewegende Eisschollen seitlich aneinander vorbeibewegen und dabei miteinander kollidieren. Das Verhältnis

$$r_c = \frac{\dot{\epsilon}_I \sigma_I}{\dot{\epsilon}_I \sigma_I + \dot{\epsilon}_{II} \sigma_{II}} \quad (6.6)$$

ist ein Maß dafür, wie groß der Anteil der Konvergenz an der insgesamt geleisteten Arbeit durch interne Kräfte ist. Das Jahresmittel von r_c für 1987 ist in Abb. 6.3 gezeigt, das in den anderen Jahren der Simulation sehr ähnlich aussieht.

Für weite Bereiche der zentralen Arktis liegt der Anteil r_c durch Konvergenz bei 40%, d. h. der mit 60% überwiegende Anteil der Deformationsarbeit wird von den

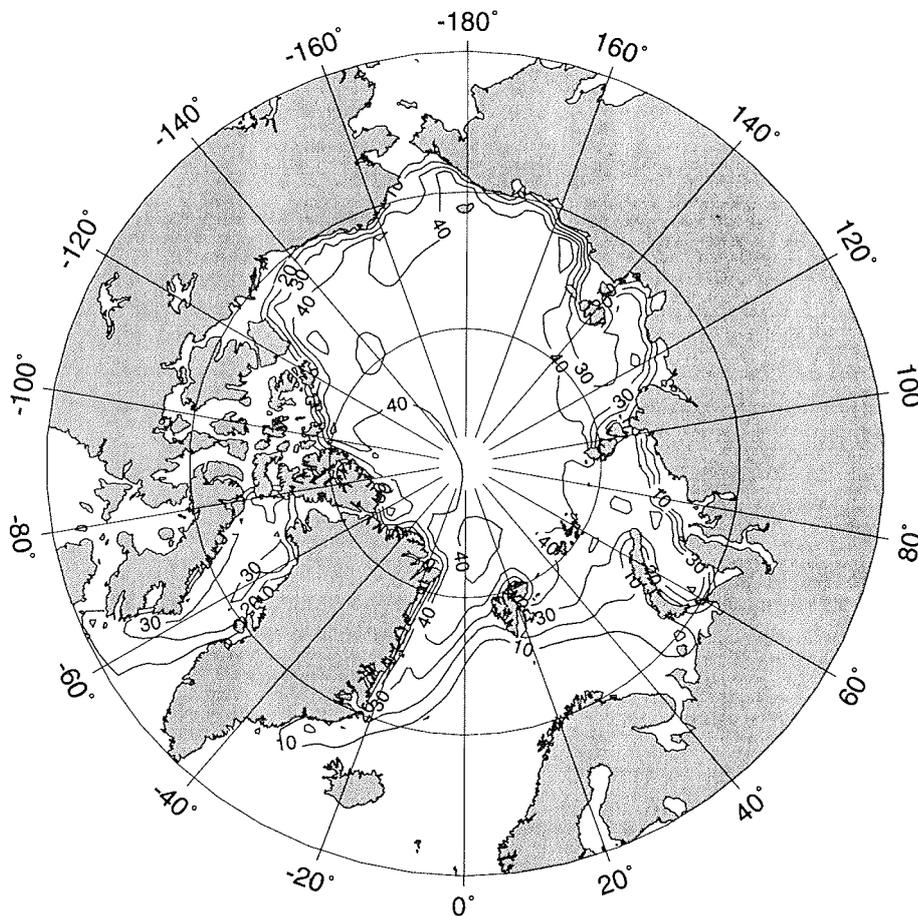


Abbildung 6.3: Der Anteil r_c [%] der Konvergenz der Eisdrift an der gesamten von den internen Kräften geleisteten Arbeit im Jahresmittel 1987. Der andere Anteil stammt von Scherkräften, die die Differenz zu 100% ausmachen. Im Mittel wird rund ein Drittel der Deformationsarbeit aufgrund des Widerstandes gegen konvergente Eisdrift geleistet, während Scherkräfte mit zwei Dritteln für den überwiegenden Anteil der Deformation verantwortlich sind. An Küsten ist der relative Anteil der Scherkräfte besonders hoch, der Beitrag durch Konvergenz dementsprechend kleiner.

Scherkräften geleistet. An Küsten ist r_c noch kleiner, der Beitrag der Scherkräfte dementsprechend höher. Die Scherkräfte tragen in diesem viskos-plastischen Modell also entscheidend zur Eisdynamik bei, so daß nicht zu erwarten ist, daß Modelle ohne Scherkräfte, z. B. das „cavitating fluid model“ von Flato und Hibler (1992), ähnliche Simulationsergebnisse erbringen.⁷

Die vier Abbildungen 6.4–6.7 zeigen die Eisrauhigkeit R für jeweils zwei Winter- und Sommersituationen. In diese Eisrauhigkeit, deren Zeitentwicklung durch die prognostische Gl. 6.5 beschrieben wird, geht die Entstehung der Rauhhigkeit durch die Deformationsarbeit der internen Kräfte, die Advektion rauhen Eises mit der Eisdrift und schließlich das Verschwinden der Rauhhigkeit mit dem Eisschmelzen ein.

In allen vier Abbildungen erkennt man eine Grundstruktur im räumlichen Muster: Nördlich Grönlands und des kanadischen Archipels ist das Eis besonders rau. In der zentralen Arktis werden mittlere Werte der Eisrauhigkeit prognostiziert, während das Eis über den eurasischen Schelfgebieten nur geringe Rauhhigkeit aufweist. Man erkennt deutlich, wie sich von dem rauhen Eis nördlich Grönlands eine durch die Eisdrift im Beaufort-Wirbel erzeugte Zunge nach Westen erstreckt, was die wichtige Rolle der Advektion belegt. Zugleich sieht man in der geringen Rauhhigkeit nördlich Sibiriens den thermodynamisch bedingten Effekt, daß in dieser Hauptproduktionszone des Eises im Sommer das Eis weitgehend schmilzt, so daß hier im Winter weite Flächen neuen, glatten Eises gefrieren. So kann anhand der neu eingeführten, prognostischen Größe Eisrauhigkeit das Zusammenspiel von Dynamik und Thermodynamik beim Aufbau der Eisdecke studiert werden.

Im Vergleich zwischen den Sommer- und den Wintersituationen ist festzustellen, daß die simulierte Eisrauhigkeit im Winter generell geringer ist. Der in der Natur auftretende Zyklus, daß im Winter neues, zunächst glattes Eis gefriert, im Sommer dann lediglich altes, dickes, recht rauhes Eis das Schmelzen übersteht, wird vom Modell realistisch wiedergegeben.

Ein Vergleich der beiden Jahre 1987 und 1992 liefert ein eindrucksvolles Beispiel für die durch das Windfeld erzeugte interannuale Variabilität der Eisdecke: Während 1987 das rauhe Eis vom Wind relativ weiträumig über die zentrale Arktis verteilt wurde, ist 1992 eine ausgeprägte Anhäufung rauhen Eises nördlich Grönlands zu erkennen. Mit dem hier vorgestellten Modell der Eisrauhigkeit als prognostischer Größe kann also das entstandene rauhe Eis als „Tracer“ auf seinem weiteren Weg im polaren Wirbel verfolgt werden, und die stark durch die Atmosphäre geprägte Variabilität der Eisverhältnisse wird deutlich.

6.6 Vergleich mit Beobachtungen und Ausblick

Die beobachtete Eisrauhigkeit im Sommer nach Bourke und McLaren (1992) ist in Abb. 6.8 dargestellt. Die Messungen wurden mit U-Boot-gestützten Eisecholoten (ULS) durchgeführt, die kontinuierlich die Kiertiefe der Eisdecke bestimmen. Für

⁷Wie groß der Einfluß der Scherkräfte in der Natur wirklich ist, muß durch Feldmessungen ermittelt werden. Die umfangreichen Messungen der Driftbojen aus dem Arctic Ocean Buoy Program können als Verifikationsdaten zum Test verschiedener Modelle dienen.

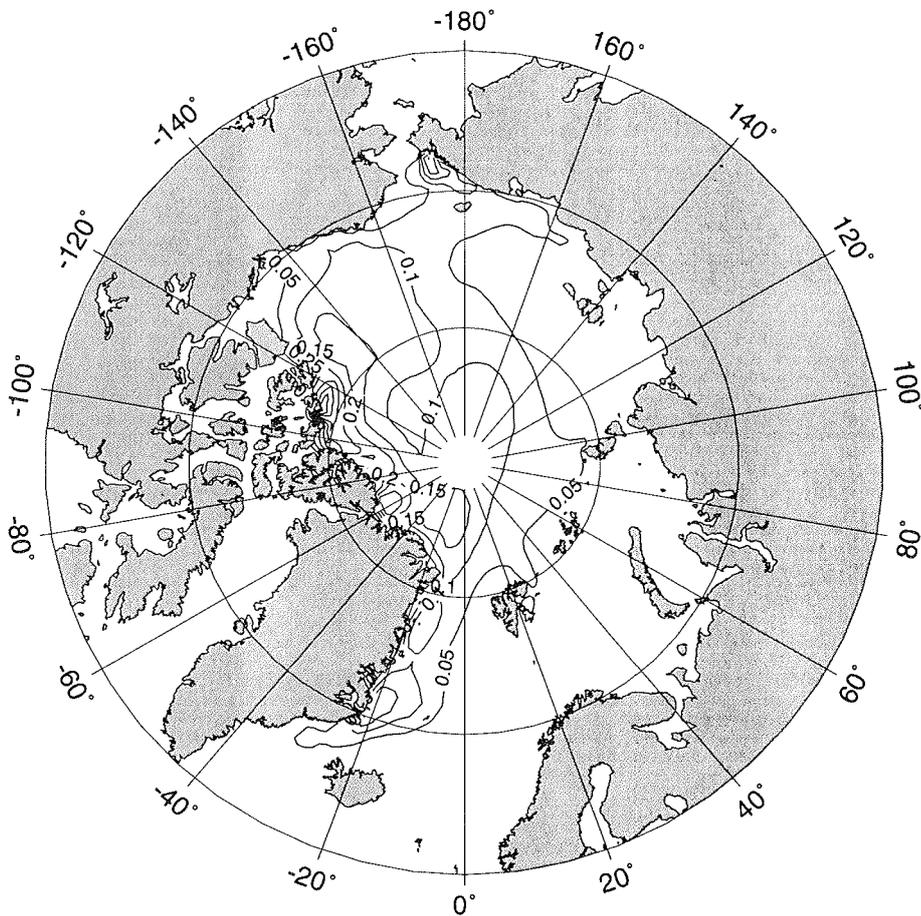


Abbildung 6.4: *Simulierte Eisrauigkeit R [10^6 J/m^2] im Februar 1987. Das rauheste Eis befindet sich nördlich Grönlands und des kanadischen Archipels. Mittlere Werte der Eisrauigkeit werden für die zentrale Arktis prognostiziert. Über dem eurasischen Schelf nördlich Sibiriens ist das Eis relativ glatt.*

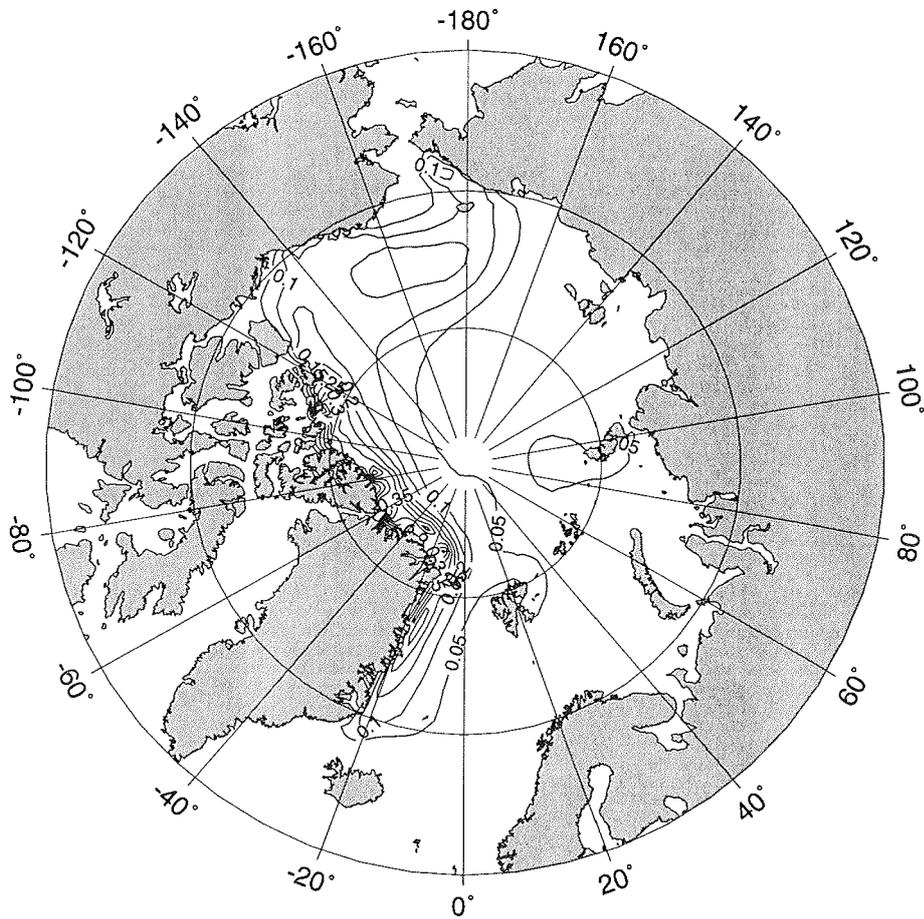


Abbildung 6.5: Simulierte Eisrauhigkeit R [10^6 J/m^2] im Februar 1992. Das Grundmuster ist ähnlich wie im Februar 1987 (Abb. 6.4), aber der Kontrast zwischen hoher Eisrauhigkeit nördlich Grönlands und Kanadas und abnehmender Rauhhigkeit in Richtung zentraler Arktis und weiter nach Sibirien ist ausgeprägter. Ursache hierfür sind interannuale Variationen des Windfelds.

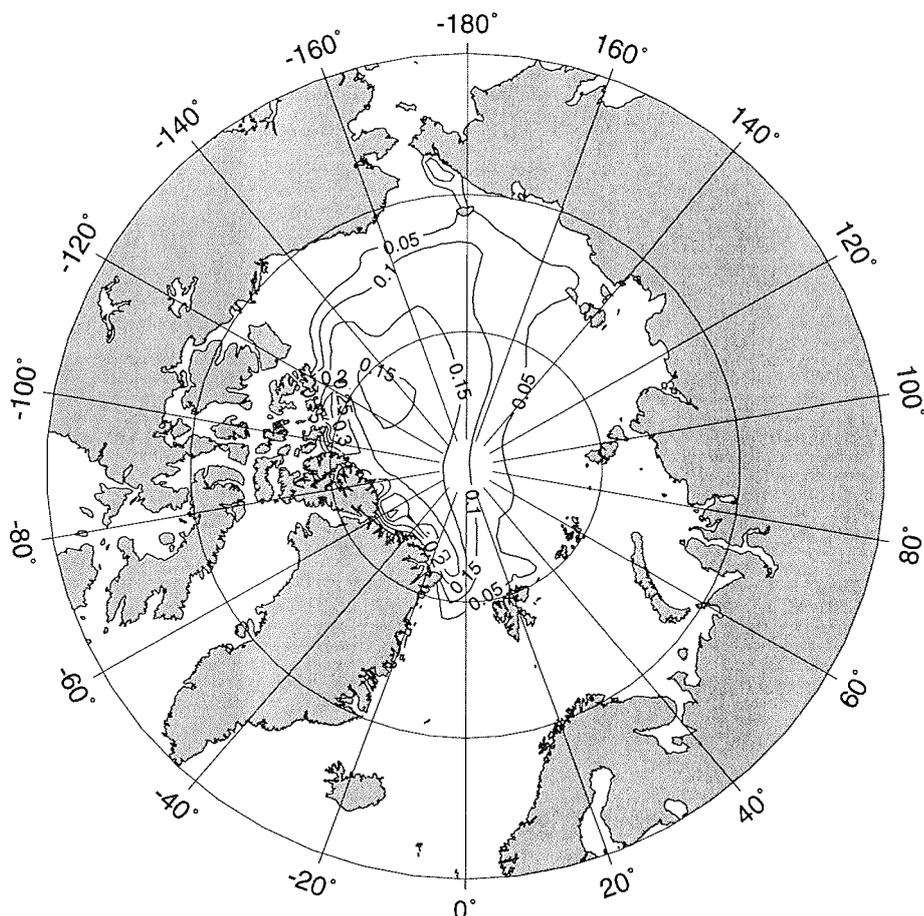


Abbildung 6.6: Simulierte Eisrauigkeit R [10^6 J/m^2] im August 1987. Die Eisrauigkeit ist im Sommer generell höher als im Winter (vgl. Februar 1987, Abb. 6.4), da das dünne, glatte Eis im Sommer rasch schmilzt und nur das dicke, rauhe Eis die Schmelzperiode überstehen kann. Das Grundmuster der Eisrauigkeit, die mit einem Maximum nördlich Kanadas und Grönlands in Richtung zentrale Arktis und Sibirien abnimmt, ist dem der Wintersituation ähnlich.

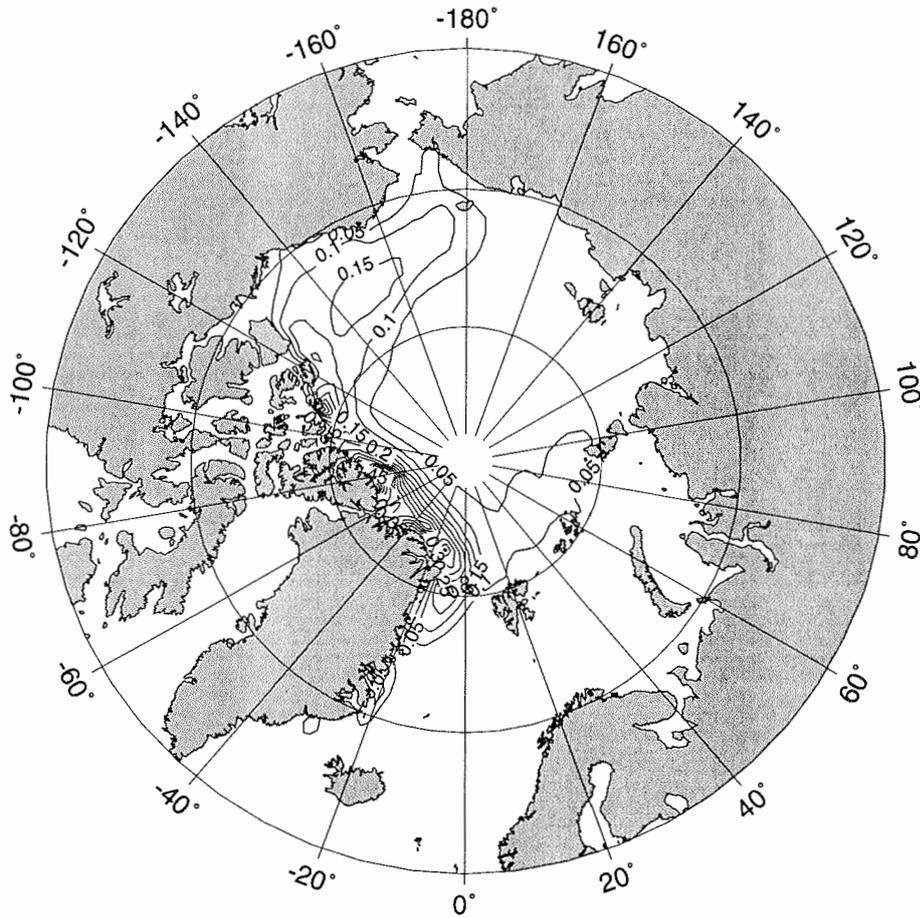


Abbildung 6.7: Simulierte Eisrauhigkeit $R [10^6 \text{ J/m}^2]$ im August 1992. Ähnlich der Wintersituation ist auch im Vergleich der Sommersituation 1992 mit 1987 eine durch den Wind bedingte, ausgeprägtere Konzentration rauhen Eises nördlich Grönlands und Kanadas zu finden.

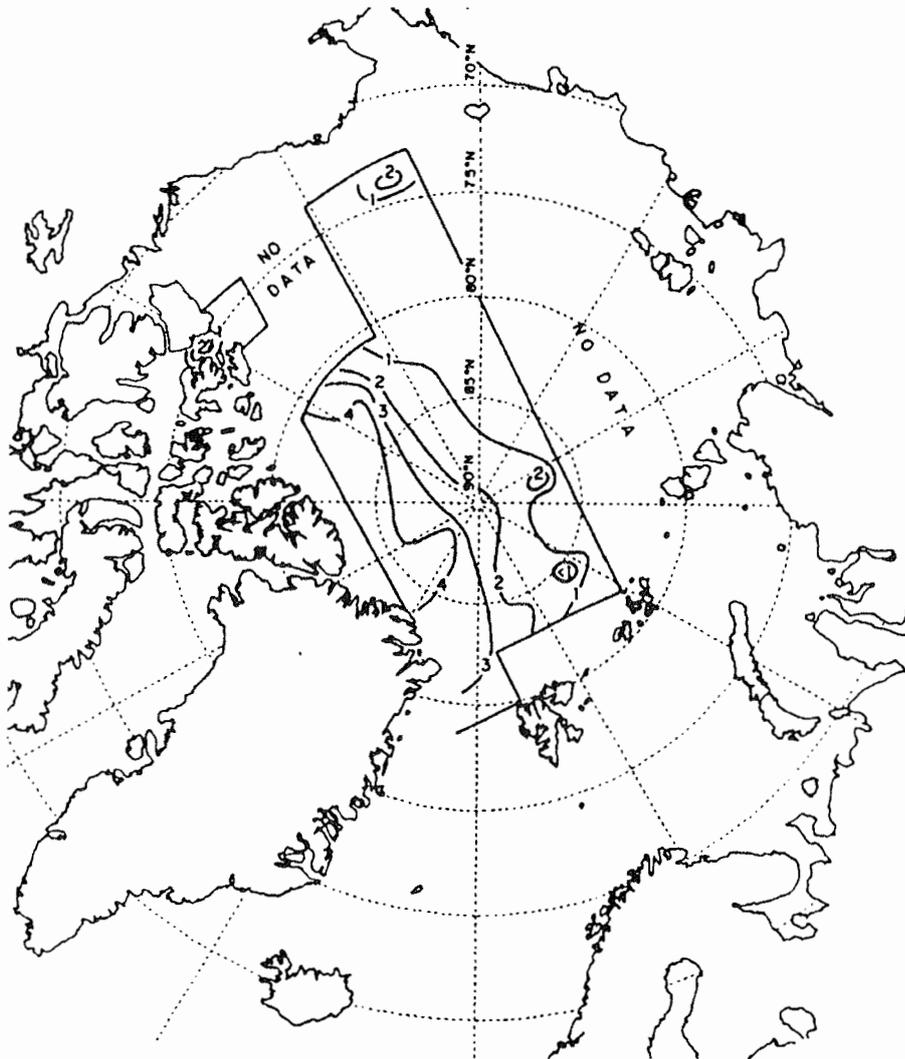


Abbildung 6.8: Beobachtete Eisrauigkeit im Sommer nach Bourke und McLaren (1992). Dargestellt ist die Häufigkeit (Anzahl pro Kilometer) von Preßeisrücken mit einer Kieltiefe von mehr als 9m entlang der Fahrtrouten von U-Booten. Diese räumliche Verteilung wurde durch Auswertung der Meßdaten nach oben gerichteter Echolote (upward looking sonar — ULS) an Bord der U-Boote gewonnen, mit denen kontinuierlich die Kieltiefe der Eisdecke gemessen wurde.

diese Abbildung ist die Eisrauhigkeit definiert durch die Häufigkeit der Preßeisrücken mit mehr als 9m Tiefgang, berechnet als Anzahl dieser Preßeisrücken pro Kilometer Fahrtroute.

Man erkennt ein deutliches Muster, das gut mit den Simulationsergebnissen übereinstimmt: besonders rauhes Eis nördlich Grönlands und des Kanadischen Archipels, Abnahme der Rauhigkeit vom nordamerikanischen zum euroasiatischen Kontinent, mittlere Werte der Rauhigkeit in der Nordpolregion. Das räumliche Verteilungsmuster ist im Winter ähnlich wie im Sommer (Bourke und McLaren, 1992).

Es gibt eine Reihe weiterer Definitionen der Rauhigkeit aus Messungen, beispielsweise die mittlere Kieltiefe der Preßeisrücken (ebenfalls von Bourke und McLaren, 1992, berechnet). Die unterschiedlichen Definitionen und die auf ihnen beruhenden Darstellungen liefern — schon von den Dimensionen her — unterschiedliche Maße der Rauhigkeit, die gleichwohl recht ähnliche räumliche Verteilungsmuster zeigen.

Auch die Ergebnisse mehrerer Meßkampagnen mit flugzeuggestützten Altimetern aus den Jahren 1970–1973 (Hibler et al., 1974, AIDJEX Bulletin No. 23), mit denen die Rauhigkeit der Oberfläche (statt der Unterseite) des Eises bestimmt wurde, zeigt ein ähnliches räumliches Muster wie von Bourke und McLaren (1992) berechnet. Wenngleich die Beobachtungen auf verschiedenen Meßmethoden und Auswertungsverfahren beruhen, liefern sie doch insgesamt ein konsistentes Bild der mittleren räumlichen Verteilung rauhen Eises in der Arktis, das zur Modellverifikation geeignet ist.

Der existierende Datensatz an Messungen der Eisrauhigkeit und -dicke mit U-Boot-gestützten Sonargeräten und flugzeuggestützten Altimetern ist wesentlich umfangreicher als die hier zitierten Beobachtungen (Hibler, 1985). Da allerdings ein erheblicher Teil dieser Messungen unter militärischen Gesichtspunkten in der Zeit des Ost-West-Gegensatzes gewonnen wurde, sind diese Daten bislang nur teilweise öffentlich verfügbar (Bourke und McLaren, 1992).⁸ Ferner wurden selbst die veröffentlichten Daten erst unvollständig wissenschaftlich ausgewertet. Hierin liegt ein Potential für eine erhebliche Ausweitung des Beobachtungsdatensatzes der Eisrauhigkeit.

Eine wesentliche Verbesserung der Qualität und Quantität der Messungen der Eisrauhigkeit wird in naher Zukunft gegeben sein, wenn mit satellitengestützten Sensoren und noch zu entwickelnden Auswertungsalgorithmen flächendeckende, kontinuierliche Beobachtungen der Eisrauhigkeit vorliegen werden (Drinkwater, 1995, pers. Mitteilung). Die hier vorgestellten Methoden der Simulation der Eisrauhigkeit können dann umfassend getestet, optimiert und zur Modellverifikation eingesetzt werden.

⁸Die in (Abb. 6.8) auftretende sog. Datenlücke („no data“) beruht darauf, daß die dort gewonnenen Daten nicht veröffentlicht werden dürfen.

Kapitel 7

Das Alter des Eises

7.1 „Junges“ und „altes“ Eis

Meereis hat eine typische Lebensdauer von einigen Monaten bis mehreren Jahren. Das zunächst als dünne Schicht auf dem polaren Ozean gefrorene Eis besitzt im Anfangsstadium eine hohe optische Transparenz und erscheint im sichtbaren Spektrum ähnlich dunkel wie der Ozean. Bei weiterem Gefrieren nimmt die Eisdicke zu, und das Eis nimmt eine höhere Reflektivität im optischen Bereich an, so daß es dem Betrachter oder Satellitensensor als milchig-grau bis -weiß erscheint. Zudem sammelt sich Niederschlag, der in polaren Regionen hauptsächlich als Schnee fällt, auf der Eisoberfläche und verändert deren optische Eigenschaften erheblich.

Der Jahreszyklus des thermodynamischen Gefrierens und Schmelzens spielt eine wichtige Rolle in der Geschichte einer Eisscholle. Die Sonneneinstrahlung im polaren Sommer erwärmt die Eisoberfläche und die darüber befindliche Luftschicht. Die Eisscholle wird dabei teilweise oder sogar vollständig geschmolzen. Selbst dann, wenn die Erwärmung nicht zum Erreichen des Schmelzpunktes ausreicht, weiten sich die Kanäle im Eis, und die Salzeinschlüsse im Eis können nach unten auslaufen. Die Oberfläche von Meereis, das im Sommer erwärmt wurde, hat daher einen sehr geringen Salzgehalt.

Überlebt eine Eisscholle mehrere Jahreszyklen des Schmelzens und Gefrierens, so bilden sich in ihr entsprechend viele vertikale Schichten aus¹, die beim Schmelzen nach und nach wieder verschwinden. In Bohrkernen, die bei Feldmessungen aus einer Eisscholle gezogen werden, lassen sich diese Schichten nachweisen (Eicken et al., 1994), anhand derer das Alter einer Eisscholle abgeschätzt werden kann. Man unterscheidet zwischen einjährigem² Eis, das noch keinem sommerlichen Schmelzprozeß unterlag, und mehrjährigem Eis, das eine oder mehrere Schmelzperioden überstand.

Mehrjähriges Eis hat einen deutlich geringeren Oberflächensalzgehalt als einjähriges Eis. Die beiden Eistypen unterscheiden sich daher in den elektromagneti-

¹Ein Analogon aus der Biologie sind die Jahresringe in Baumstämmen.

²Einjähriges Eis befindet sich im ersten Jahr seines Wachstums und ist in der Regel wenige Monate, nicht ein ganzes Jahr alt. Die englische Bezeichnung „first-year ice“ drückt dies besser aus. Ein guter Überblick über verschiedene Meereistypen ist z. B. im NASA-Atlas von Parkinson et al. (1987) zu finden.

schen Eigenschaften ihrer Oberflächen, was sich in Fernerkundungsbildern bemerkbar macht. Durch Kombination mehrerer passiver Mikrowellensensoren unterschiedlicher Frequenz kann zwischen ein- und mehrjährigem Eis unterschieden werden. Mittlerweile liegen für mehrere Jahre flächendeckende Satellitenbeobachtungen über den Anteil mehrjährigen Eises in der arktischen Eisdecke vor (siehe Kapitel 7.6; Parkinson et al., 1987; Gloersen und Campbell, 1993).

Das Eisalter ist also eine mit Fernerkundungsmethoden wie in Feldmessungen beobachtbare Eigenschaft des Meereises. Zusätzlich zu den Größen Eisdicke, -konzentration, -drift und -rauigkeit kann das Eisalter zur Verifikation und Optimierung von Meereismodellen verwendet werden — vorausgesetzt, die Modelle können das Eisalter prognostizieren, was bei den meisten bislang verwendeten Modellen (z. B. Hibler, 1979) nicht der Fall ist. Manche der neueren Modelle (Kwok et al., 1995; Harder, 1994) enthalten mehrere Eisklassen, die unterschiedlich altes Eis repräsentieren. Allerdings bedeutet die Einführung mehrerer Eisklassen einen erheblichen Aufwand, da eine getrennte Behandlung der Klassen und eine Beschreibung der Übergänge zwischen ihnen erfolgen muß (siehe Kapitel 6).

Im folgenden soll ein ganz anderes, neues Konzept zur Simulation des Eisalters beschrieben werden, in dem das Eisalter als zeitlich variable Eigenschaft der Eisdecke aufgefaßt wird. Dieses Modell kommt mit einer einzigen Eisklasse aus, enthält keinerlei empirische Parametrisierung und kann in praktisch jedes dynamisch-thermodynamische Meereismodell implementiert werden, das die Eisdicke und -drift prognostiziert. Die Übertragung auf Modelle mit mehreren Eisklassen, denen jeweils ein unterschiedliches Alter zuzuordnen wäre, ist ebenfalls leicht möglich (vgl. Harder und Lemke, 1994). Wenngleich Alter und Rauigkeit verschiedene physikalische Größen sind, die unterschiedliche Quellen und Senken besitzen, ist die formale Behandlung des Eisalters hier in vielerlei Hinsicht analog zur in Kapitel 6 beschriebenen Simulation der Rauigkeit.

7.2 Definition des Eisalters

Das Eisalter a wird als eine skalare Größe definiert, die analog zur Eisdicke h und zur Eiskonzentration A eine Eigenschaft der Eisdecke beschreibt. Das Eisalter variiert wie h und A sowohl räumlich als auch zeitlich, und die Kontinuumshypothese (Kap. 2.1) wird auch auf das Eisalter angewendet. In der formalen Behandlung wird das Eisalter genauso wie die anderen skalaren prognostischen Variablen behandelt und durch eine zusätzliche prognostische Gleichung beschrieben. Das Eisalter a hat die Dimension einer Zeitdauer, die in SI-Einheiten in Sekunden, für praktische Zwecke aber in Tagen oder Jahren angegeben wird. Das Eisalter ist positiv definit: $a \geq 0$.

Zum Zeitpunkt seiner Entstehung hat das Meereis das Alter 0. Das Modell beginnt mit einem eisfreien Ozean und enthält somit keine willkürliche Vorgabe für das Anfangsalter des Meereises. Durch thermodynamische Gefrierprozesse wird Eis des Alters 0 erzeugt. Das einmal erzeugte Eisvolumen, soweit es nicht durch thermodynamische oder dynamische Prozesse verändert wird, altert fortan mit der

Rate 1, d. h. sein Alter nimmt pro Tag um einen Tag zu.

An das bereits vorhandene Eisvolumen friert zu späteren Zeitpunkten weiteres Eis an. Die Eisdecke besteht somit vertikal aus mehreren Schichten, die zu unterschiedlichen Zeiten anfroren und daher ein unterschiedliches Eisalter besitzen. Diese vertikale Schichtung im Eis wird im großskaligen Modell jedoch nicht aufgelöst. Das Eisalter a als prognostische Modellvariable wird daher als vertikales Mittel über alle Schichten unterschiedlichen Alters $\tilde{a}(z)$, aus denen die Eisdecke besteht, definiert:

$$a = \frac{1}{D} \int_0^D \tilde{a}(z) dz \quad , \quad (7.1)$$

wobei z die vertikale Koordinate und $D = h/A$ die Eisdicke ist. Diese vertikale Mittelung ist die Voraussetzung dafür, daß auch bezüglich des Alters das Meereis als zweidimensionales Kontinuum beschrieben werden kann.

Bei der Interpretation der Modellergebnisse ist zu beachten, daß das Eisalter hier nicht das Alter des ältesten Bestandteils einer Eisscholle, sondern das Mittel über alle ihre Schichten, junge wie alte, angibt. Wenn beispielsweise eine Eisscholle aus drei gleich dicken Schichten mit einem jeweiligen Alter von 1, 2 und 3 Jahren besteht, so ist das mittlere Eisalter a dieser Scholle 2 Jahre.

In der theoretischen Formulierung wird das Eisalter a vertikal gemittelt, kann horizontal jedoch beliebig variieren. In der numerischen Umsetzung in großskaligen Modellen ist das Eisalter als auch horizontal über die Fläche der jeweiligen Modellgitterzelle gemittelte Größe zu verstehen, analog zu den anderen prognostischen Variablen.

7.3 Prognostische Gleichung für das Eisalter

In das mittlere Eisalter gehen, gewichtet mit ihrem jeweiligen Volumen, mehrere Beiträge ein: Das bereits in der Zelle vorhandene, das im aktuellen Zeitschritt zusätzlich gefrorene sowie das aus benachbarten Regionen einströmende Eis tragen zum mittleren Eisalter bei. Das Eisalter a ist also als *volumengewichtetes Mittel* in einer Gitterzelle zu verstehen, zu dem große Eisschollen mehr beitragen als kleine. Zur Berechnung des mittleren Eisalters kann daher nicht einfach das Alter der verschiedenen Beiträge addiert werden, sondern es muß mit ihrem jeweiligen Volumen gewichtet werden. Die adäquate prognostische Größe zur Beschreibung der Entwicklung des Eisalters ist (ha) , das Produkt aus Eisalter a und Eisvolumen pro Fläche h . Während a eine intensive Größe ist, sind h und (ha) extensive Größen³. Die prognostische Gleichung wird für (ha) aufgestellt. Nach deren Lösung läßt sich daraus das Eisalter

$$a = \frac{(ha)}{h} \quad (7.2)$$

³Während extensive Größen proportional zur Masse eines Körpers sind, hängen intensive Größen von dieser nicht ab. Beispielsweise ist die Temperatur eines Körpers eine intensive, sein Wärmehalt eine extensive Größe. Die formale Behandlung der intensiven Größe Eisalter erfolgt hier analog zur prognostischen Gleichung für den Salzgehalt in der Ozeanographie.

berechnen, wobei das Eisvolumen pro Fläche h durch die prognostische Gleichung 2.3 (S. 22) des Standardmodells vorhergesagt wird. Die lokale zeitliche Änderung des Eisalters ist

$$\frac{\partial a}{\partial t} \equiv \frac{1}{h} \frac{\partial(ha)}{\partial t} - \frac{a}{h} \frac{\partial h}{\partial t} \quad , \quad (7.3)$$

was aus Differentiation von Gl. 7.2 unter Verwendung der Regeln zur Ableitung von Produkten hervorgeht.⁴ Die hier neu eingeführte prognostische Bilanzgleichung für (ha) lautet

$$\frac{\partial(ha)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}ha) = h + a M_h \quad . \quad (7.5)$$

Die linke Seite hat die Form einer Kontinuitätsgleichung, während die rechte Seite die Quelle und die Senke von (ha) beschreibt. Wären diese Quellen und Senken 0, so wäre (ha) eine Erhaltungsgröße, deren lokale zeitliche Änderung $\partial(ha)/\partial t$ allein durch den Advektionsterm $\nabla \cdot (\mathbf{u}ha)$ gegeben wäre. Indem nicht das Eisalter a , sondern das Produkt (ha) aus Eisalter und Eisvolumen pro Fläche advehiert wird, ist automatisch gewährleistet, daß beim Einstrom von Eis aus benachbarten Gitterzellen das neue Eisalter als volumengewichtetes mittleres Alter des schon vorhandenen und des zusätzlich eingeströmten Eises berechnet wird.

Auf der rechten Seite der Gl. 7.5 ist h der Quellterm, der das Altern des Eises beschreibt. Er bewirkt die lokale zeitliche Änderung

$$\frac{\partial(ha)}{\partial t} = h \quad . \quad (7.6)$$

Da durch den Alterungsprozeß die Eisdicke h selbst nicht verändert wird, gilt hier $\partial h/\partial t = 0$, womit durch Einsetzen von Gl. 7.6 in Gl. 7.3

$$\frac{\partial a}{\partial t} = 1 \quad (7.7)$$

folgt, was gerade das Altern des Meereises mit der Rate 1 ausdrückt.

Der zweite Term $a M_h$ auf der rechten Seite der Gl. 7.5 beschreibt die Senke für (ha) . M_h ist die in Gl. 2.24 (S. 27) definierte Schmelzrate, die $\partial h/\partial t \leq 0$ bei Schmelzen und 0 bei Gefrieren ist. Zur Untersuchung der Wirkung dieser Senke betrachten wir

$$\frac{\partial(ha)}{\partial t} = a M_h \quad , \quad (7.8)$$

was die Bilanzgleichung 7.5 ohne Advektions- und Alterungsterm darstellt. Zwei Fälle sind zu unterscheiden:

⁴Zur Herleitung: Gl. 7.3 ist äquivalent zu

$$\frac{\partial(ha)}{\partial t} \equiv h \frac{\partial a}{\partial t} + a \frac{\partial h}{\partial t} \quad . \quad (7.4)$$

- Schmelzen ($M_h = \partial h / \partial t \leq 0$)

In diesem Falle ist Gl. 7.8

$$\frac{\partial(ha)}{\partial t} = a \frac{\partial h}{\partial t} \quad . \quad (7.9)$$

Setzt man dies in Gl. 7.3 ein, so folgt

$$\frac{\partial a}{\partial t} = 0 \quad , \quad (7.10)$$

d. h. durch Schmelzen wird das mittlere Alter a in einer Gitterzelle nicht verändert. Die zugrundeliegende Annahme besteht darin, daß alle unterschiedlich alten Eisvolumina, die zum mittleren Eisalter a beitragen, durch das Schmelzen gleich stark betroffen sind und entsprechend ihrem Anteil am gesamten Eisvolumen in der Gitterzelle schmelzen. Da das Modell vertikal keine unterschiedlich alten Eisschichten auflöst und auch nicht zwischen unterschiedlich alten Eistypen innerhalb einer Gitterzelle unterscheidet, ist diese Annahme dem Modell angemessen.⁵

- Gefrieren ($M_h = 0, \quad \partial h / \partial t > 0$)

Hier ist Gl. 7.8

$$\frac{\partial(ha)}{\partial t} = 0 \quad . \quad (7.11)$$

Einsetzen in Gl. 7.3 ergibt

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\frac{a}{h} \frac{\partial h}{\partial t} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial t} = -\frac{1}{h} \frac{\partial h}{\partial t} \quad . \quad (7.12)$$

Die zeitliche Änderung $\partial a / \partial t$ des Eisalters, bezogen auf den aktuellen Wert a des Eisalters, ist also proportional zu dem Negativen der zeitlichen Änderung $\partial h / \partial t$ des Eisvolumens pro Fläche, bezogen auf den aktuellen Wert von h . Anschaulich bedeutet dies, daß das mittlere Eisalter in dem Maße abnimmt, in dem durch Gefrieren zusätzliches Eis zum bereits vorhandenen Eisvolumen hinzugefügt wird. Diese Beschreibung wird der Definition des Eisalters als volumengewichtetes Mittel über die Gitterzelle gerecht.

⁵Die Berechnung des Eisalters ist auch für mehrere Eisklassen mit unterschiedlicher Thermodynamik möglich, wie Harder und Lemke (1994) zeigen. Ebenso könnte man verschiedene vertikale Eisschichten einführen, die in unterschiedlichem Maße schmelzen und somit auf verschiedene Weise in die Entwicklung des mittleren Eisalters eingehen. Die Einführung mehrerer Eisklassen oder vertikaler Eisschichten ist allerdings eine erhebliche Erhöhung der Komplexität der verbreiteten großskaligen Meereismodelle, die deren Verifizierung mit den vorhandenen Beobachtungen erschwert. Sie erforderte zusätzliche empirische Gleichungen und Parameter, die nur mit Hilfe eines erheblich zu erweiternden Meßdatensatzes verifiziert werden könnten.

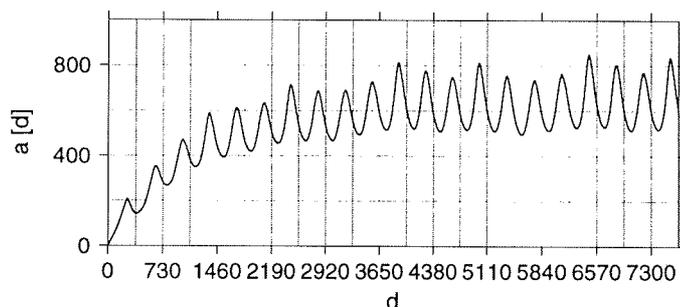


Abbildung 7.1: Zeitserie des simulierten Eisalters [Tage] im Mittel über das gesamte Modellgebiet für die 21 Jahre (7671 Tage) der Simulation.

7.4 Modellergebnisse

Das Alter des Meereises im räumlichen Mittel über das gesamte Modellgebiet ist in Abb. 7.1 dargestellt. In den ersten Jahren der Simulation, die mit einem eisfreien Ozean startet, existiert nur junges Eis. Im Laufe der Zeit entsteht ein Gemisch jungen und alten Eises. Nach etwa 10 Jahren ist ein zyklstationärer Zustand erreicht, in dem das mittlere Eisalter etwa 700 Tage, also rund zwei Jahre beträgt. Dieses mittlere Eisalter steht in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen, daß ein Teil des Eises im Winter gefroren und im Sommer geschmolzen wird, also eine Lebensdauer von mehreren Monaten besitzt, während andere Schollen mehrere Jahre in der Arktis zirkulieren, ehe sie in Schmelzregionen geraten.

Die Variationen des Eisalters in Abb. 7.1 sind in erster Linie durch den Jahresgang des thermodynamischen Schmelzens und Gefrierens verursacht. Im Winter, wenn auf weiten Flächen neues Eis gefroren wird, nimmt das Eisalter ab. Im Sommer dagegen schmilzt vor allem das junge, dünne Eis, so daß hauptsächlich das dicke, alte Eis die Schmelzperiode übersteht und somit ein Ansteigen des mittleren Eisalters bewirkt. Dieser saisonale Zyklus im Modell steht ganz im Einklang mit Beobachtungen (NASA-Atlas von Gloersen und Campbell, 1993; siehe Kapitel 7.6).

Das über sieben Jahre variierende Windfeld erzeugt weitere Änderungen im mittleren Eisalter. Wenn der Wind große Mengen alten Eises durch die Framstraße in die Schmelzregion Grönlandsee treibt und damit zugleich große Flächen offenen Wassers in der Arktis erzeugt, in denen intensives Gefrieren neuen Eises stattfindet, nimmt das mittlere Eisalter ab. Umgekehrt nimmt es zu, wenn das Windfeld den Eisexport verringert und die Arktis mit einer dicken Eisdecke bedeckt hält, die weiteres Gefrieren neuen Eises erschwert.

Die räumliche Verteilung des Eisalters ist in Abb. 7.2 für den Winter (Februar 1987) und in Abb. 7.3 für den Sommer (September 1987) dargestellt. Im Winter (Abb. 7.2) erkennt man eine ausgeprägte räumliche Struktur: Das jüngste, nur wenige Monate alte Eis befindet sich über dem eurasischen Schelf nördlich Sibiriens. Das älteste Eis liegt nördlich Grönlands und des kanadischen Archipels. In der zentralen Arktis liegt das mittlere Eisalter bei 300 – 400 Tagen, was einem Gemisch

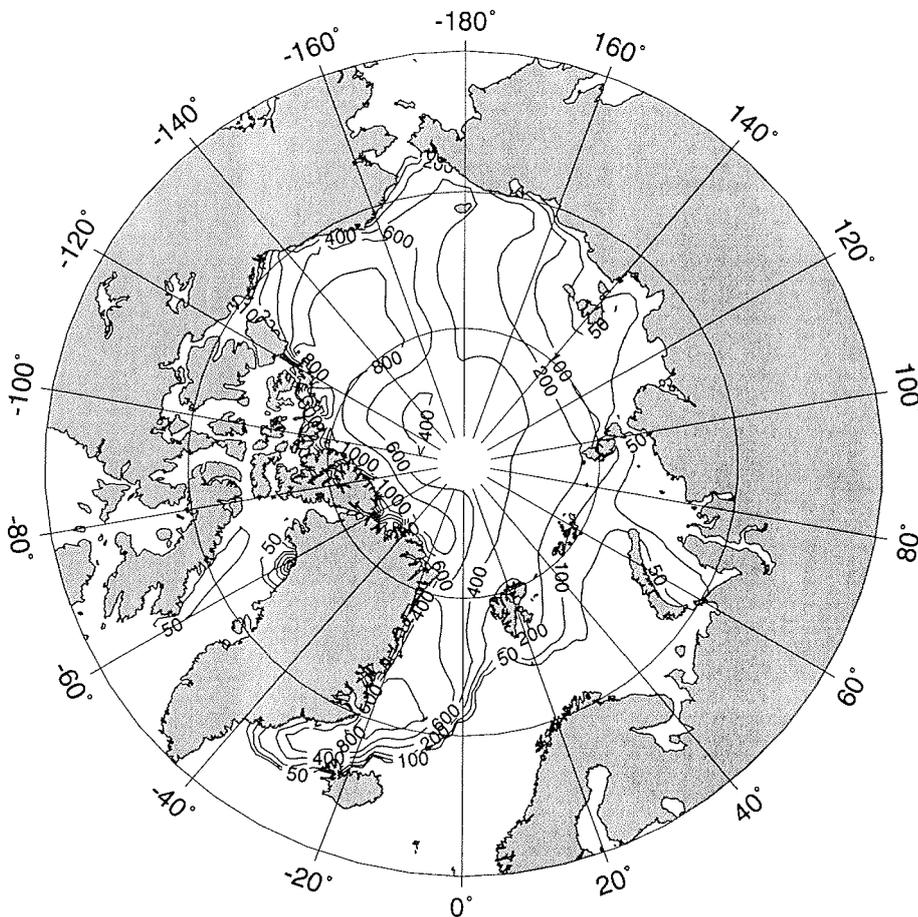


Abbildung 7.2: Räumliche Verteilung des simulierten Eisalters [Tage] im Februar 1987. Das älteste Eis ist nördlich Grönlands und Kanadas zu finden. Das mittlere Eisalter in der zentralen Arktis beträgt rund ein Jahr, was einem Gemisch aus ein- und mehrjährigem Eis entspricht. Das jüngste, erst wenige Monate alte Eis befindet sich über den eurasischen Schelfgebieten, den wichtigsten Gefrierregionen. In der Grönlandsee nimmt das Eisalter nach Süden zu, da dort kein Eis mehr gefroren wird und nur das aus dem Norden einströmende dickste, älteste Eis den Süden Grönlands erreichen kann. Offenem Wasser wird definitionsgemäß das Eisalter 0 zugeordnet.

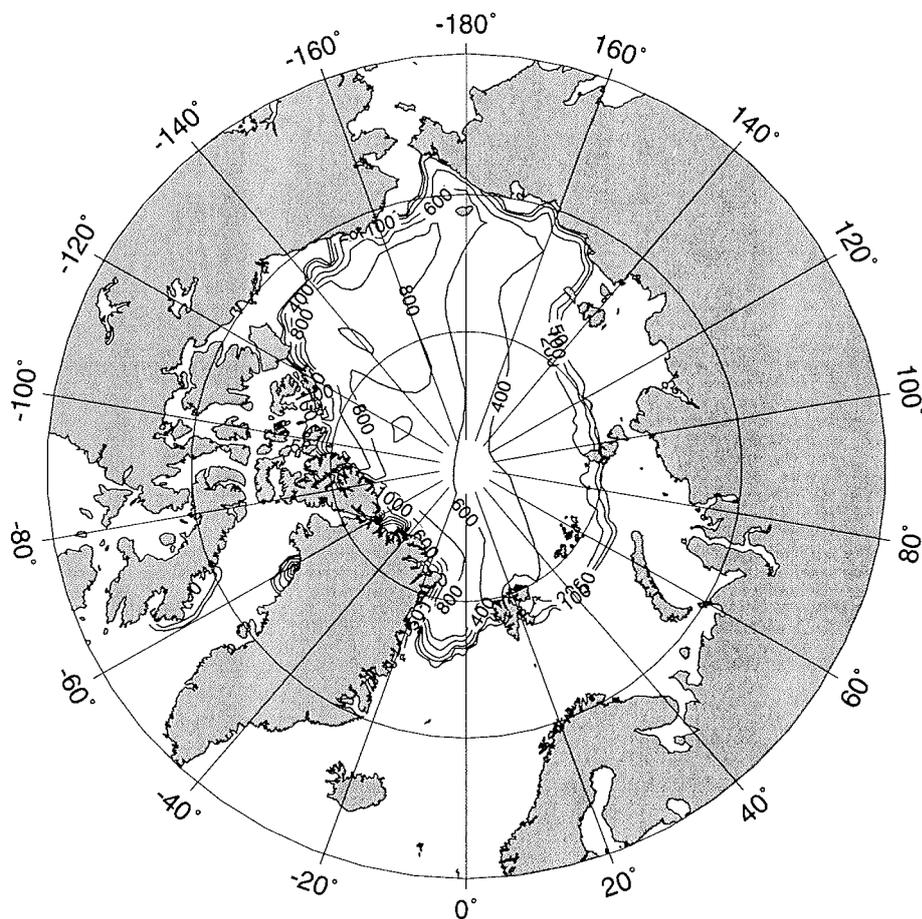


Abbildung 7.3: Räumliche Verteilung des simulierten Eisalters [Tage] im September 1987. Das Eisalter über die weiten Regionen der zentralen Arktis ist deutlich höher als im Winter (vgl. Abb. 7.2), da das dünne, junge Eis zu einem großen Teil geschmolzen wurde und außerdem kein Gefrieren neuen Eises stattfindet.

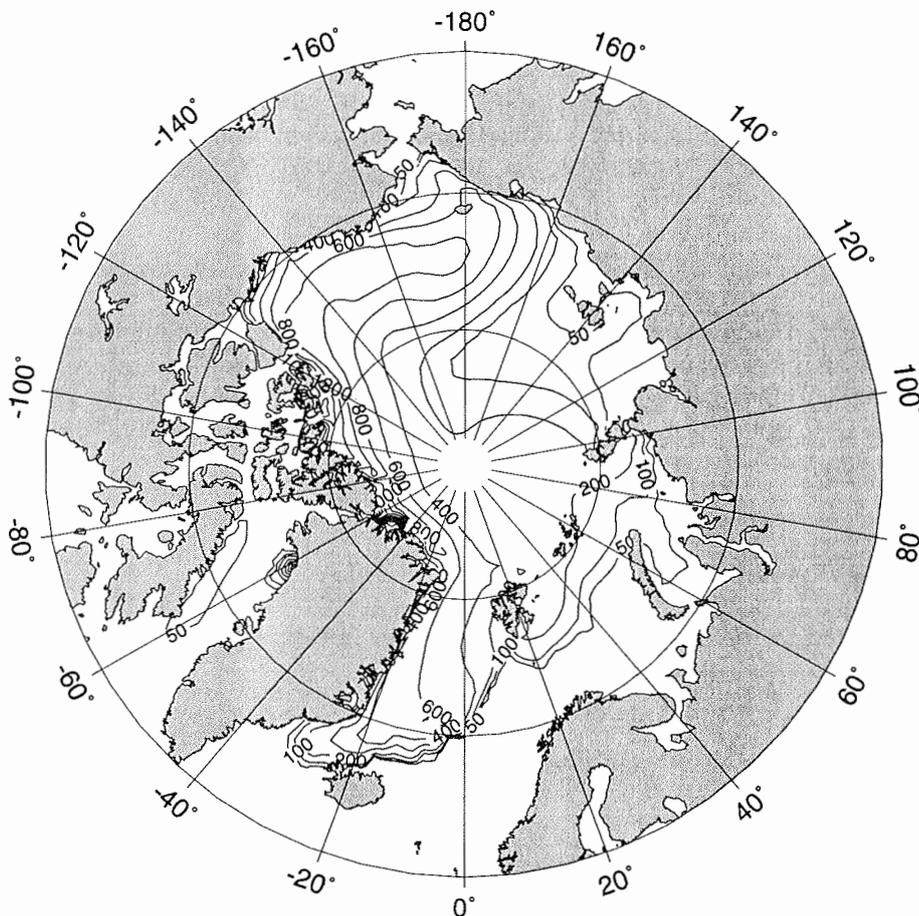


Abbildung 7.4: Räumliche Verteilung des simulierten Eisalters [Tage] im Februar 1992. Wenngleich das Grundmuster ähnlich wie im Februar 1987 (Abb. 7.2) ist, sind doch lokale Unterschiede erkennbar, die aus Variationen des Windfelds resultieren: 1992 ist der Kontrast zwischen altem Eis nördlich Grönlands und Kanadas zu dem jungen Eis nördlich Sibiriens stärker ausgeprägt als 1987. Dies steht in guter Übereinstimmung mit einem ähnlichen Kontrast in der simulierten Eisrauhigkeit (Kapitel 6) und qualifiziert das Eisalter als eine geeignete Größe zur Charakterisierung der Meereisdynamik.

ein- und mehrjährigen Eises entspricht. Das in der Grönlandsee auftretende Eis besitzt ein relativ hohes Alter, das nach Süden hin noch zunimmt. In der nördlichen Grönlandsee wird im Winter noch neues Eis gefroren, das das mittlere Eisalter verringert. In den weiter südlich gelegenen Schmelzregionen altert das Eis hingegen mit der Rate 1, bis es schließlich ganz geschmolzen ist.

Das Modell zeigt auch im Sommer eine ausgeprägte räumliche Verteilung des Eisalters (Abb. 7.3). Das Gefälle zwischen altem Eis nördlich Grönlands und Kanadas und jungem Eis über den eurasischen Schelfgebieten bleibt in abgeschwächter Form bestehen. Im Sommer wird das junge, dünne Eis praktisch vollständig geschmolzen. Das verbleibende Eis ist dementsprechend dick und alt, das mittlere Eisalter größer, und junges Eis kaum mehr vorhanden.

Als ein Beispiel für die interannuale Variabilität der räumlichen Verteilung des Eisalters ist in Abb. 7.4 die Situation im Februar 1992 dargestellt. Im Vergleich mit Abb. 7.2 für den Februar 1987 zeigt sich, daß das großskalige räumliche Muster erhalten ist, in einzelnen Regionen aber durchaus Unterschiede festzustellen sind: Je nachdem, wohin der Wind das alte Eis treibt und wo Flächen offenen Wassers entstehen, in denen neues Eis gefroren wird, variiert die räumliche Verteilung des Eisalters von Jahr zu Jahr.

7.5 Variationsläufe

Zwei zusätzliche, variierte Simulationen zeigen, wie anhand der Größe Eisalter Meereismodelle verglichen und getestet werden können.

- Im ersten Fall wird die Eisdrift ausgeschaltet. Dies ist ein rein thermodynamisches Modell, in dem das Eis nur rein lokal gefrieren und schmelzen kann. Da das Eis in manchen kalten Regionen auch im Sommer nicht geschmolzen wird, nimmt sein Alter im Laufe der Zeit unbegrenzt zu, und es wird kein zyklonstationärer Zustand erreicht. Dieses erwartungsgemäße Simulationsergebnis unterstreicht die Bedeutung der Eisdrift für eine realistische Beschreibung des Meereises.
- Im zweiten Fall bleibt die Physik des dynamisch-thermodynamischen Meereismodells unverändert, aber der Modellparameter Albedo wird so weit herabgesetzt, daß die erhöhte Absorption solarer Einstrahlung das Eis im Sommer praktisch vollständig schmilzt. Das mittlere Eisalter sinkt hier, wiederum erwartungsgemäß, auf wenige Monate, und es gibt kein mehrjähriges Eis.

Eine realistische Simulation des Eisalters kann also nur dann erreicht werden, wenn sowohl Dynamik als auch Thermodynamik im Modells richtig beschrieben sind. Das Eisalter ist damit eine zusätzliche Größe, anhand derer Meereismodelle getestet und optimiert werden können.

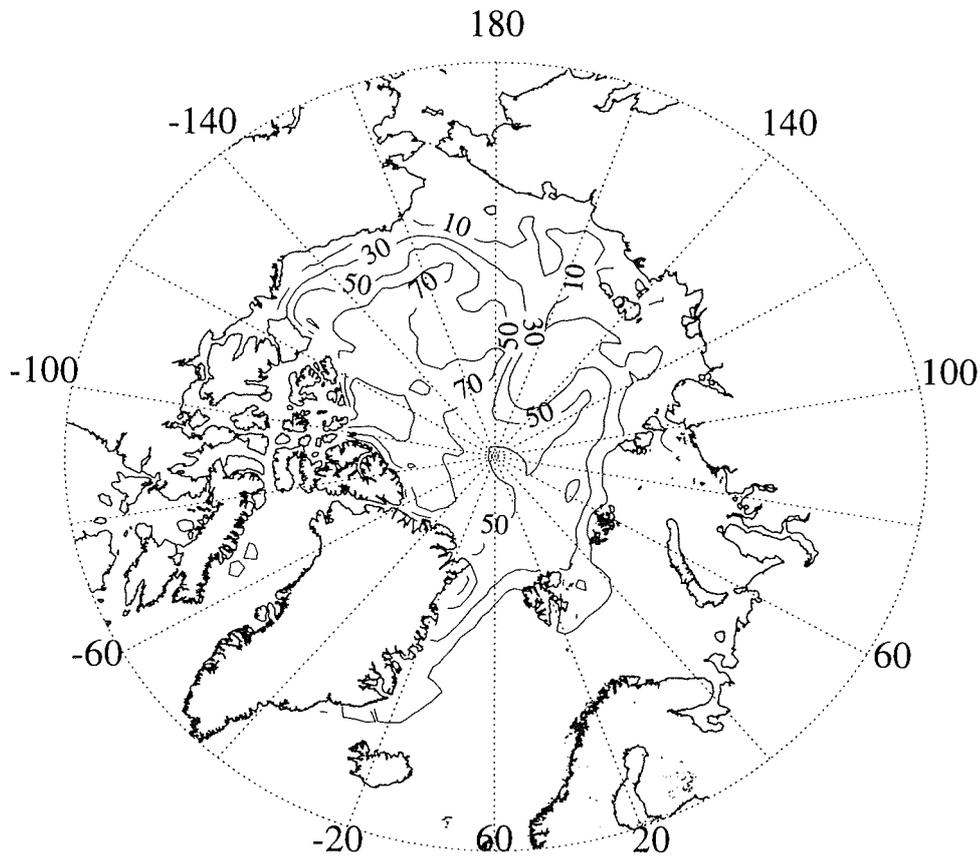


Abbildung 7.5: Vom satellitengestützten SSM/I-Sensor beobachteter Bedeckungsgrad mehrjährigen Eises im Februar 1992. Die höchsten Konzentrationen mehrjährigen Eises sind nördlich Grönlands und Kanadas zu finden. Über dem eurasischen Schelf, wo die Eisdecke starke saisonale Variation aufweist, ist der Anteil mehrjährigen Eises gering.

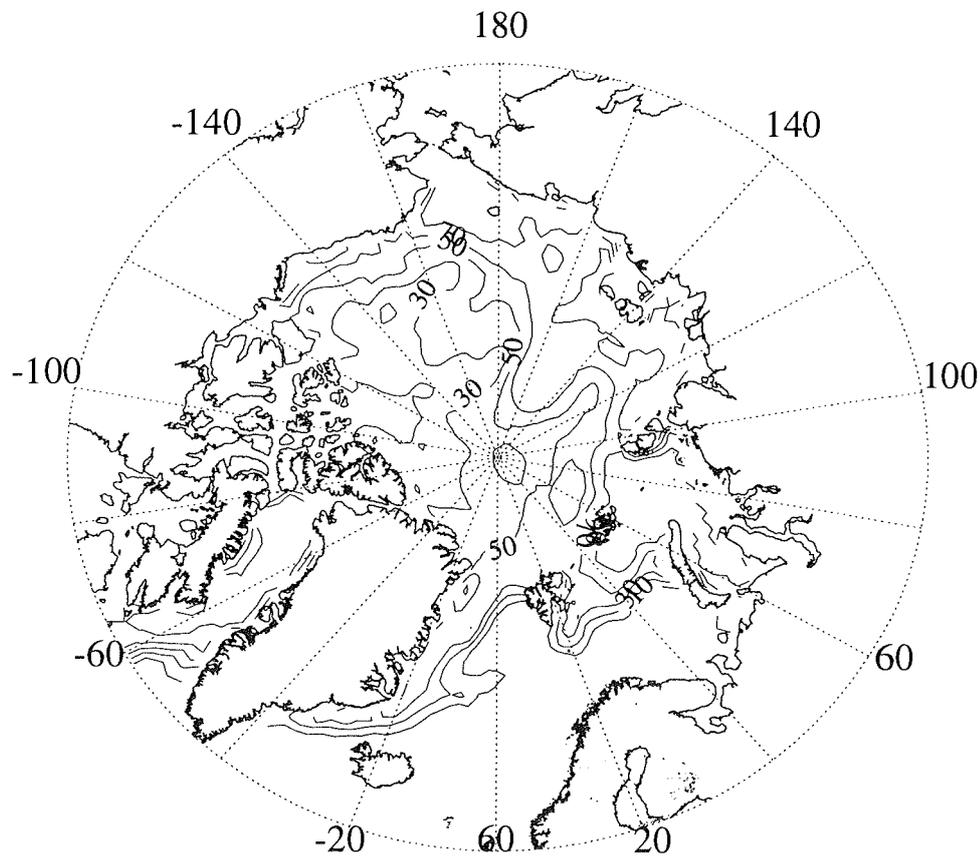


Abbildung 7.6: Vom satellitengestützten SSM/I-Sensor beobachteter Bedeckungsgrad einjähriger Eises im Februar 1992. Das räumliche Verteilungsmuster ist komplementär zu dem des mehrjährigen Eises in Abb. 7.5: Die höchsten Konzentrationen einjähriger Eises werden über den eurasischen Schelfgebieten beobachtet, während nördlich von Grönland und Kanada nur geringe Anteile einjähriger Eises zu finden sind.

7.6 Vergleich mit Beobachtungen

Passive Mikrowellensensoren (ab 1987 SSM/I, vorher SMMR) auf Satelliten liefern heute kontinuierliche, flächendeckende Beobachtungen der Anteile ein- bzw. mehrjährigen Eises, die zur gesamten Eisbedeckung beitragen. Die Daten wurden teilweise bereits im NASA-Atlas von Gloersen und Campbell (1993) veröffentlicht; aktuellere Datensätze, wie der hier verwendete, sind in digitalisierter Form auf CD-ROM vom National Snow and Ice Data Center (NSIDC), Boulder, erhältlich.⁶

Abb. 7.5 zeigt den vom satellitengestützten SSM/I-Sensor beobachteten Bedeckungsgrad mehrjährigen Eises im Februar 1992, und Abb. 7.6 zeigt den Bedeckungsgrad einjährigen Eises für denselben Monat. Da in der Wintersituation im Februar praktisch der gesamte arktische Ozean vollständig mit Meereis bedeckt und der Anteil offenen Wassers dementsprechend gering ist, ergänzen sich Abb. 7.5 und Abb. 7.6 nahezu zu 100%. Man erkennt ein deutliches räumliches Verteilungsmuster, das sich komplementär in den beiden Bildern ausdrückt: Das alte, mehrjährige Eis tritt in hohen Konzentrationen nördlich Grönlands und Kanadas auf, während das junge, einjährige Eis hauptsächlich nördlich Sibiriens über dem eurasischen Schelf gefunden wird.

Vergleicht man dieses ausgeprägte räumliche Verteilungsmuster des mehr- bzw. einjährigen Eises mit dem simulierten Eisalter für Februar 1987 (Abb. 7.4), so zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Sowohl in den Beobachtungen wie auch im Modell erkennt man junges Eis über dem eurasischen Schelf, altes Eis nördlich des kanadischen Archipels, und eine „Zunge“ alten Eises, die sich nördlich Kanadas nach Westen erstreckt und eine Folge der Advektion des Eises im Beaufort-Wirbel ist.

Die Übereinstimmung der räumlichen Verteilungsmuster von simuliertem Eisalter und beobachtetem Anteil mehrjährigen Eises ist bemerkenswert gut. Mit der Erweiterung des Modells um die prognostische Größe Eisalter ist es somit möglich, die Satellitenbeobachtungen zur Unterscheidung zwischen ein- und mehrjährigem Eis in die Modellverifikation einzubeziehen.

Die gegenwärtig verfügbaren Messungen besitzen allerdings auch inhärente Grenzen. Zum einen sind die Satellitenbeobachtungen nur im Winter zuverlässig, wenn eine klare Unterscheidung zwischen offenem Wasser sowie ein- und mehrjährigem Eis getroffen werden kann. Im Sommer dagegen, wenn Schmelztümpel ausgedehnte Bereiche des arktischen Meereises bedecken, können die Satellitensensoren die Eisklassen nicht mehr zuverlässig unterscheiden.

Zum anderen sind der Anteil mehrjährigen Eises, den die Satellitenbeobachtungen liefern, und das Alter des Eises zwar miteinander korrelierte, aber nicht identische physikalische Größen. Das Problem liegt hier auf der Seite der Beobachtungen: Während die Satellitenmessungen nur die Oberfläche des Eises analysieren und daraus lediglich den qualitativen Unterschied zwischen ein- und mehrjährigem Eis ableiten können, liefert das hier vorgestellte Modell ein quantifizierbares, vertikal integriertes Eisalter, das über die gegenwärtigen Beobachtungsmöglichkeiten hinausgeht.

⁶Die SSM/I-Daten wurden freundlicherweise von M. Kreyscher aufbereitet.

7.7 Diskussion und Ausblick

Das hier vorgestellte Modell zur Simulation des Eisalters hat sich bewährt: Das mittlere Eisalter, das räumliche Verteilungsmuster und dessen saisonale Variation stehen in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Das Eisalter ist damit eine vom Modell prognostizierbare Größe, die zugleich mit Fernerkundungsverfahren (Satellitenbeobachtungen) über längere Zeiträume flächendeckend beobachtet werden kann und sich daher für die Modellverifikation gut eignet.

Eine Anwendung des simulierten Eisalters wird bereits von Holland (1995, pers. Mitteilung) in einem gekoppelten Meereis–Ozeanmodell vorgenommen, womit die Güte der simulierten Eisdeckeneigenschaften überprüft wird. In den kommenden Jahren wird eine nach Qualität und Quantität steigende Masse an Beobachtungen des Eisalters verfügbar sein, zu deren Auswertung die Ergänzung der Meereismodelle um die prognostische Variable Meereis eine nützliche Erweiterung ist.

Die Simulation des Eisalters kann in Meereismodelle unterschiedlicher Art implementiert werden. Die einzige Voraussetzung dafür ist, daß das thermodynamische Gefrieren und Schmelzen der Eisdecke sowie die Eisdrift vom Modell prognostiziert werden, was bei praktisch allen dynamisch-thermodynamischen Meereismodellen gegeben ist. So stellt das Eisalter auch unabhängig von Beobachtungen eine Größe dar, anhand derer Meereismodelle verglichen werden können.

Kapitel 8

Variabilität des Eisexports durch die Framstraße

8.1 Rolle der Framstraße im Klimasystem

Die Framstraße, die Wasserpassage zwischen Grönland und Spitzbergen, ist die wichtigste Verbindung des arktischen Ozeans mit den anderen Ozeanen: zum einen, weil sie die einzige tiefe Öffnung des arktischen Ozeanbeckens ist, und zum anderen, weil der Export von Meereis aus der Arktis hauptsächlich hier geschieht. Durch die Framstraße findet der Austausch von Wassermassen und Meereis zwischen Arktis und Grönlandsee statt, die über die Islandsee und die Norwegische See mit dem Nordatlantik verbunden ist.

Diese Transporte beeinflussen somit die Temperaturen und Salzgehalte im Nordatlantik und damit die gesamte thermohaline Zirkulation des atlantischen Ozeans, eine der wichtigsten Komponenten im globalen Klimasystem. Insbesondere der das relativ warme nordeuropäische Klima bedingende Golfstrom, dessen Ausläufer in die Grönlandsee und weiter durch die Framstraße in den arktischen Ozean fließen, hängt von der Verteilung der durch Temperatur und Salzgehalt charakterisierten Wassermassen in Nordatlantik, Grönlandsee und arktischem Becken ab.

In den Süßwasserbilanzen für die Arktis und die Grönlandsee stellt der Transport von Meereis durch die Framstraße nach Aagaard und Carmack (1989) den größten Beitrag dar, dessen Größenordnung sie mit 0.1 Sverdrup¹ abschätzen. Dieser Meereistransport durch die Framstraße ist der zweitgrößte Süßwasserfluß der Welt, dessen Stärke nur durch den Amazonas übertroffen wird (Holland, 1978). Für die Bedeutung dieses Flusses für das Klimasystem sind zwei Besonderheiten des Meereistransports, verglichen mit anderen Ozeanströmungen, wichtig:

- Meereis hat einen geringen Salzgehalt von weniger als einem Fünftel des Salzgehalts der Ozeane und stellt für die ozeanische Zirkulation praktisch Süßwasser dar. Der Einfluß von Meereisströmen auf die Salz- bzw. Süßwasserbilanz des Ozeans ist daher bei gleicher Größe des Volumentransports weitaus größer als

¹Sverdrup ($1Sv = 10^6 m^3/s$) ist das in der Ozeanographie gebräuchliche Maß für Transporte.

bei Transporten von Wassermassen im Ozean, die sich im Salzgehalt wesentlich weniger unterscheiden.

- Meereis ist gefrorenes Wasser und enthält gegenüber flüssigem Wasser im Ozean eine erhebliche negative latente Wärme, die die Differenz zweier ozeanischer Wassermassen im Wärmehalt pro Volumen um ein bis zwei Größenordnungen übersteigt.²

Damit wird deutlich, daß der Transport von täglich rund 10^{10} Tonnen Meereis durch die Framstraße einen wichtigen Süßwasserfluß im Klimasystem darstellt, der mit einem horizontalen Transport negativer latenter Wärme verbunden ist: Infolge der Advektion des Meereises durch die Framstraße kühlt der arktische Ozean die Grönlandsee durch Zufuhr negativer latenter Wärme mit einer Leistung von rund 30 Terawatt ab.³

8.2 Simulation des Meereistransports durch die Framstraße

Experimentelle Messungen des Meereistransports durch die Framstraße sind rar, wie auch Aagaard und Carmack (1989) bei ihrer Abschätzung des Transports einräumen. Für die eisbedeckte Fläche existieren Fernerkundungsdaten, doch ist diesen Daten die Eisdicke gar nicht und die Eisdrift nur durch aufwendige Aufbereitung zu entnehmen. Die Eisdicke wurde an einigen Stellen mit Eisecholoten bestimmt; diese punktuellen Messungen geben jedoch nur einen groben Eindruck von der Größe des gesamten Transports. Die Beschaffenheit des zu untersuchenden geophysikalischen Mediums — eine zerklüftete, im Ostgrönlandstrom relativ starker Bewegung und Deformation unterliegende Eisdecke — schränkt den Zugang zu dieser Region stark ein. Für Experimente vor Ort werden in der Regel Eisbrecher benötigt.

Die Diskrepanz, daß für eine Beschreibung und ein Verständnis des globalen Klimasystems die Größe des Meereistransports durch die Framstraße bekannt sein muß, die experimentellen Daten dafür aber auf absehbare Zeit spärlich sind, kann durch Meereismodelle zumindest teilweise geschlossen werden. Das Modell hat hier die Aufgabe, in Raum und Zeit kontinuierliche Prognosen der Größen zu liefern, die aus Messungen ungenügend bekannt sind. An den für einzelne Zeiträume und Regionen vorliegenden Beobachtungen kann das Modell getestet und geeicht werden.

Im folgenden wird der Meereistransport durch die Framstraße für den gesamten Zeitraum der Jahre 1986–1992 simuliert. Mit dem Modell kann nicht nur die mittlere Größe des Transports, sondern auch der Jahresgang und vor allem die interannuale Variabilität untersucht werden, für die keine Beobachtungen vorliegen. Die Simulation liefert das wichtige Ergebnis, daß die interannuale Variabilität des

²Für den Phasenübergang von Eis in flüssiges Wasser wird das 72fache der Energie benötigt, die zur Erwärmung derselben Wassermenge um 1°C erforderlich ist.

³Zur Berechnung der abgegebenen Leistung ist der Transport des Meereises, hier mit $0.1\text{Sv} = 10^5\text{m}^3/\text{s}$ angesetzt, mit der latenten Wärme des Meereises $L_i \approx 3 \cdot 10^8\text{J}/\text{m}^3$ zu multiplizieren. Die daraus berechnete Leistung von $30 \cdot 10^{12}\text{W}$ entspricht der von rund 30 000 Kernkraftwerken.

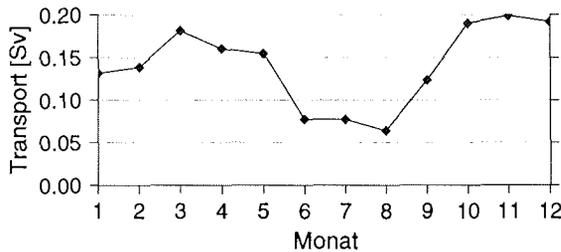


Abbildung 8.1: *Simulierter mittlerer Jahresgang des Meereistransports [Sverdrup] durch die Framstraße bei etwa 80°N im Zeitraum 1986–1992.*

Meereistransports aufgrund der Schwankungen des Windfelds erheblich ist und bei Untersuchungen des Klimasystems zu berücksichtigen ist.

8.3 Berechnung des Transports

Der Transport durch die Framstraße wird im Modell entlang einer Trennlinie L_t von der Nordostspitze Grönlands zur Nordwestspitze Spitzbergens etwas nördlich von 80°N berechnet. Die vier in die Berechnung eingehenden Modellgitterpunkte sind in Abb. 4.1 (S. 50) markiert. Der Volumentransport an Meereis durch die Trennlinie L_t ist

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \int_{L_t} u_{\perp}(\mathbf{x}) D(\mathbf{x}) A(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad , \quad (8.1)$$

wobei u_{\perp} die Eisdriftgeschwindigkeit senkrecht zur Trennlinie L_t , $D = h/A$ die Eisdicke, A die Eiskonzentration und \mathbf{x} den Ort bezeichnet. Die mittlere Eisdicke $h(\mathbf{x}) = D(\mathbf{x}) A(\mathbf{x})$ wird vom Meereismodell direkt prognostiziert (Kapitel 2.2).

8.4 Simulationsergebnisse und Diskussion

Den mittleren Jahresgang des simulierten Meereistransports durch die Framstraße im Zeitraum 1986–1992 zeigt Abb. 8.1. Im Mittel über den gesamten Integrationszeitraum beträgt der Wert des simulierten Meereistransports 0.14 Sv. Dieser Wert ist mehr als doppelt so groß wie der in den Simulationen Legutkes (1992) ermittelte, was insbesondere auf die Optimierung der dynamischen Modellparameter (Harder, 1994; Fischer, 1995) zurückzuführen ist. Vinje und Finnekåsa (1986) geben den aus Messungen berechneten Transport über den 81. Breitengrad, der sich etwa mit der im Modell gewählten Trennlinie deckt, mit 0.16 Sv an. Eine vorläufige Auswertung neuester Meßdaten (Vinje, 1995, pers. Mitteilung) zeigt einen mittleren jährlichen Transport von 0.142 Sv, der in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der Simulation steht. Aagaard und Carmack (1989) schätzen den tatsächlichen Fluß in die Grönlandsee, der weiter südlich berechnet wird, mit 0.1 Sv ab.

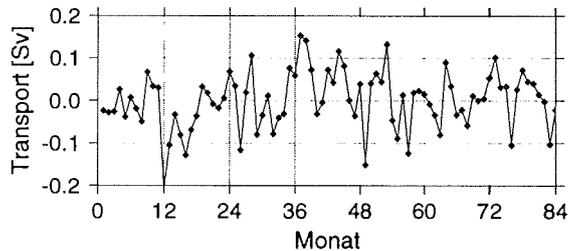


Abbildung 8.2: *Simulierte Anomalien des Meereistransports [Sverdrup] durch die Framstraße bei etwa 80°N im Zeitraum 1986–1992. Dargestellt ist die Abweichung des Transports in den 84 Monaten der Simulation vom 7-Jahresmittel der einzelnen Monate.*

Während Aagaard und Carmack (1989) lediglich einen Mittelwert des Transports angeben, da die zur Verfügung stehende schmale und inhomogene Basis an verfügbaren Meßdaten keine detaillierten Angaben zuläßt, kann mit dem Modell der Jahresgang simuliert werden. Abb. 8.1 ist die Amplitude des simulierten Jahresgangs zu entnehmen: In den Wintermonaten ist der Transport um einen Faktor 2.5 größer als im Sommer.

Auffällig ist ferner ein Rückgang des Transports in den Monaten Januar und Februar, in der Mitte des Winters. Eine wichtige Ursache hierfür ist der Umstand, daß bei einer kompakten, winterlichen Eisdecke interne Kräfte die Eisdriftgeschwindigkeit reduzieren. Erst wenn das Eis im Frühjahr aufbricht, kann das zuvor im Winter gebildete dicke Eis relativ ungehindert ausströmen. Dieses interessante Phänomen ist hier zunächst eine Modellprognose, die durch künftige Feldmessungen zu überprüfen ist.

Eine weitere wichtige Frage ist die Größe der Anomalien des Meereistransports. Während die vorliegenden Beobachtungsdaten ungenügend sind, kann das Modell hierzu Prognosen liefern. Der gesamte simulierte Zeitraum der sieben Jahre 1986–1992 umfaßt 84 Monate und ist lang genug, um aussagefähige Statistik zu erlauben. Im Unterschied zum inhomogenen und diskontinuierlichen Beobachtungsdatensatz liegen für den gesamten simulierten Zeitraum alle benötigten Antriebsdaten vor, so daß eine lückenlose Simulation durchgeführt werden kann.

Zur Untersuchung von Anomalien im Meereistransport durch die Framstraße werden Monatsmittel betrachtet, was die für klimatologische Untersuchungen adäquate Zeitskala darstellt. Für jeden Monat wird das in Abb. 8.1 gezeigte 7-Jahresmittel des Transportes berechnet, das einen mittleren Jahresgang, quasi eine simulierte Klimatologie, darstellt. Dann wird für jeden einzelnen der 84 Monate des Simulationszeitraums die Abweichung von diesem mittleren Jahresgang bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 8.2 dargestellt.

Interessanterweise zeigt der Meereistransport durch die Framstraße auf der Zeitskala von Monatsmitteln eine große Variabilität: Die Anomalien des Transports sind von ähnlicher Größe wie der Mittelwert. Diese hohe interannuale Variabilität

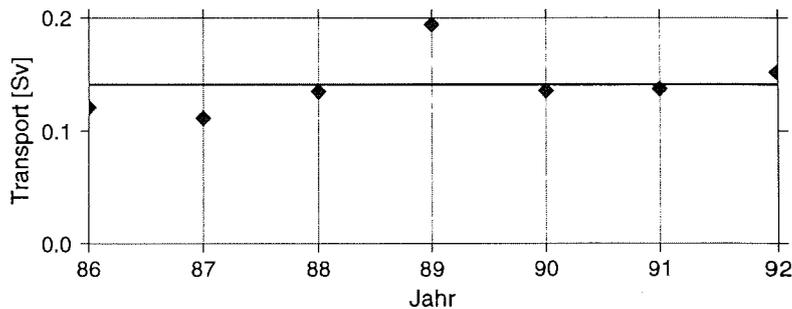


Abbildung 8.3: Jahresmittel des Meereistransports [Sverdrup] durch die Framstraße bei etwa 80°N im Zeitraum 1986–1992. Die Linie zeigt die Größe des Transports im Mittel über alle sieben Jahre.

des Transports zeigt sich bei Simulationen mit verschiedenen Einstellungen der Modellparameter. Während die absolute Größe des Transports von Modellparametrisierungen und Antriebsgrößen abhängt, sind die relativen Schwankungen im Transport in allen physikalisch sinnvoll konfigurierten Simulationen ähnlich.

Die Jahresmittel des simulierten Meereistransports (Abb. 8.3) unterscheiden sich für manche Jahre um einen Faktor zwei. Beispielsweise wird für das Jahr 1989 ein doppelt so hoher Transport wie für 1987 prognostiziert. Die Standardabweichung der Jahresmittel vom mittleren Transport 0.14 Sv hat den Wert 0.03 Sv. Umgerechnet in ein transportiertes Meereisvolumen pro Jahr entspricht die Standardabweichung $950\text{km}^3/\text{a}$ bei einem mittleren Transport von $4400\text{km}^3/\text{a}$. Die relative Standardabweichung beträgt rund 20% und hängt nur schwach von der Wahl der Modellparameter ab.

Für den Einfluß auf den Ozean ist zu berücksichtigen, daß Meereis eine geringere Dichte als Meerwasser besitzt und außerdem nicht reines Süßwasser ist, sondern einen mittleren Salzgehalt von wenigen psu aufweist. Der Fluß reinen Süßwassers in den Ozean beträgt daher rund drei Viertel des Wertes des Meereistransports⁴, also $3300 \pm 700\text{km}^3/\text{a}$, was immer noch eine erhebliche Größe darstellt.

Über die Mitte der 70er Jahre im Atlantischen Ozean und angrenzenden Meeren beobachtete Große Salzgehaltsanomalie wurde von verschiedenen Autoren, z. B. Aagaard und Carmack (1989), die Vermutung geäußert, daß diese Anomalie zumindest teilweise durch einen anomal hohen Meereistransport aus der Arktis ausgelöst wurde. Dickson et al. (1988) schätzen das Ausmaß der Großen Salzgehaltsanomalie mit rund 2000km^3 Süßwasser ab. Aagaard und Carmack (1989) verweisen darauf, daß dieser Wert nur rund die Hälfte des des mittleren Exports von Meereis in die Grönlandsee beträgt und daß schon ein während zwei Jahren um 25% erhöhter Meereisexport ein zusätzliches Süßwasservolumen von der Größe der Großen Salzgehaltsanomalie

⁴Die Dichte des Meereises beträgt etwa 90% der Dichte des Meerwassers. Außerdem besitzt Meereis einen Salzgehalt von etwa einem Siebtel des ozeanischen Salzgehalts, so daß es für die Frage der Süßwasserflüsse hypothetisch in sechs Siebtel reines, salzfreies Süßwasser und in ein Siebtel Meerwasser mit dem typischen Salzgehalt des Ozeans aufgespalten werden kann. Der mit der Eisdrift verknüpfte Süßwassertransport ist somit etwa um den Faktor $0.9 \cdot 6/7 \approx 0.77$ kleiner als der Transport an Eisvolumen.

in die Grönlandsee fließen lassen würde.

Der vom Meereismodell vorausgesagte Wert $700\text{km}^3/\text{a}$ für die interannuale Schwankungsbreite (Standardabweichung) des Meereisexports deutet darauf hin, daß schon im Rahmen der normalen Variabilität des Klimasystems mit dem Auftreten von Süßwasseranomalien zu rechnen ist, die das Ausmaß der Großen Salzgehaltsanomalie annehmen können. Das Modell prognostiziert also eine erhebliche interannuale Variabilität des Transportes von Meereis durch die Framstraße in einer Größenordnung, die für die Variabilität des Klimasystems im ganzen, insbesondere aber für die Ozeanographie des Nordatlantiks und der Grönlandsee relevant ist.

Die primäre Ursache der vom Meereismodell prognostizierten Variabilität ist das Windfeld, das die einzige interannual variierende Antriebsgröße in dieser Simulation ist. Das Windfeld beeinflusst in zweierlei Hinsicht die Größe des Meereistransports:

- Erstens hängt die Eisdicke im Ausflußgebiet im Norden der Framstraße vom Windfeld in der gesamten Arktis ab. Diese Abhängigkeit ist insbesondere auf Zeitskalen von mehreren Monaten oder Jahren gegeben, da sich die Eisdickenverteilung relativ langsam als integrierte Wirkung der hauptsächlich windgetriebenen Eisdrift aufbaut.
- Zweitens reguliert der in der Framstraße auftretende Wind die Eisdrift in dieser Region und darüber die Geschwindigkeit, mit der der Transport stattfindet. Da sich die Eisdrift innerhalb weniger Stunden auf Änderungen des Windfelds einstellt, ist dadurch eine Ursache kurzfristiger Änderungen des Meereistransports gegeben. Für die Variabilität des Klimasystems ist dies relevant, wenn sich der langfristige Mittelwert des Windfelds in der Framstraße ändert.

Kapitel 9

Fazit und Ausblick

9.1 Fazit

Mit der Eisrauhigkeit und dem Eisalter sind hier zwei neue prognostische Variablen in die großskalige Meereismodellierung eingeführt worden, die künftig neben den Standardvariablen Eisdicke, -ausdehnung und -drift für die Anpassung der Modelle an Beobachtungen verwendet werden können. Die Größen Rauhigkeit und Alter sind insbesondere deshalb interessant, weil sie nicht nur über die horizontale, sondern auch über die vertikale Struktur der polaren Eisdecke Aufschluß geben. Zudem bieten Eisrauhigkeit und -alter gegenüber der Standardvariablen für die vertikale Eisstruktur, der Eisdicke, den großen Vorteil, mit Fernerkundungsmethoden beobachtbar zu sein.

Die Simulationsergebnisse zeigen in den räumlichen Mustern gute Übereinstimmung mit den angegebenen Messungen. Eine wichtige künftige Aufgabe wird sein, regelmäßige, flächendeckende Beobachtungen der Rauhigkeit und des Alters des Eises zu gewinnen und zu einem Verifikationsdatensatz zusammenzufassen, an dem die Modelle getestet werden können. Da diesen beiden Größen in verschiedenen Beobachtungen und Modellen unterschiedliche Definitionen zugrundeliegen, sind geeignete Methoden für den quantitativen Vergleich der verschiedenen Datensätze zu entwickeln.

Je mehr Größen für einen flächendeckenden Vergleich der Modelle mit Beobachtungen verwendet werden können, umso besser kann die Zuverlässigkeit der Simulationsprognosen beurteilt werden. Dies ist insbesondere deshalb wichtig, weil die Eisdicke auf absehbare Zeit nicht flächendeckend beobachtet werden kann, so daß für diese Größe nur stichprobenartige Messungen (Eisecholote, Feldmessungen) zum Test der Modelle zur Verfügung stehen.

Das hier verwendete Modell ist mit den neuen atmosphärischen Antriebsdaten des ECMWF in der Lage, über einen kontinuierlichen Zeitraum von sieben Jahren eine Prognose nicht nur für den mittleren Eisexport, sondern auch über dessen Variabilität abzugeben, für die keine entsprechenden Beobachtungen der Eisdicke und Eisdrift existieren. Umso wünschenswerter ist es, für diese Simulationen ein Modell zu verwenden, das an möglichst vielen anderen gemessenen Größen getestet wurde.

9.2 Ausblick

Das Ziel der großskaligen Meereismodellierung ist die möglichst realistische Beschreibung der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre in polaren Regionen, die als eine Randbedingung in globalen Klimamodellen auftritt. Es liegt daher in der Natur der Sache, daß Meereismodelle langfristig als Komponenten gekoppelter Ozean-Meereis-Atmosphärenmodelle eingesetzt werden — der Einsatz großskaliger Eismodelle mit konstanten ozeanischen und atmosphärischen Randbedingungen ist lediglich eine Etappe dahin, in der das optimale Eismodell ermittelt wird.

Das hier vorgestellte, gegenüber dem großskaligen Meereismodell Hiblers (1979) deutlich verbesserte¹ Modell ist ein Kandidat für das optimale Modell: Nicht nur die Standardvariablen, sondern auch die neu eingeführten Größen Rauigkeit und Alter zeigen in sich konsistente Ergebnisse, die in guter qualitativer Übereinstimmung mit den Beobachtungen stehen.

Auch andere Meereismodelle erzielen realistische Ergebnisse. Aussichtsreich ist insbesondere das „cavitating fluid“-Modell (Flato und Hibler, 1992), das wegen seines besonders einfachen Ansatzes für die internen Kräfte attraktiv ist. Allerdings enthält es keine Scherkräfte, die nach den in den Kapiteln 5 und 6 dargestellten Simulationsergebnissen einen erheblichen Beitrag zu den internen Kräften liefern.

Die Aufstellung einer Hierarchie von aussichtsreichen Meereismodellen und ein standardisiertes Verfahren, das die Güte ihrer Simulationsresultate an einem umfangreichen Verifikationsdatensatz aus Beobachtungen mißt, ist der nächste große Schritt bei der Suche nach dem besten derzeit verfügbaren Modell. Dieses Projekt hat im Rahmen des Sea Ice-Ocean Modeling (SIOM) Panel des ACSYS (Arctic Climate System Study)-Vorhabens bereits begonnen und wird in einigen Monaten erste Ergebnisse präsentieren.

Bereits jetzt liefert das hier vorgestellte, optimierte Modell so gute Resultate, daß es für gekoppelte Klimamodelle geeignet ist. Die Arbeiten zur Ankopplung dieses Meereismodells an groß- und mesoskalige Ozeanmodelle, die am Alfred-Wegener-Institut Bremerhaven und am Institut für Meereskunde Kiel betrieben werden, haben bereits begonnen. Damit wird die entscheidende, abschließende Aufgabe der großskaligen Meereismodellierung in Angriff genommen: die Integration des Meereises in globale, gekoppelte Klimamodelle.

¹Zu den Verbesserungen gehören: Rauigkeit und Eisalter als prognostische Variablen, Advektion mit einem Upstream-Schema zur Vermeidung negativer Eisdicken, keine explizite Diffusion, optimierte Modellparameter (Harder, 1994; Fischer, 1995), fließender Übergang von viskosem Verhalten in plastisches, Vereinfachung der Impulsbilanz durch Vernachlässigung von zweien oder dreien der sieben Terme, Berücksichtigung von Schnee.

Anhang A

Formeln zur Luftfeuchtigkeit

Im verwendeten Antriebsdatensatz aus den ECMWF-Analysen wird die Luftfeuchtigkeit durch die Taupunkttemperatur T_d beschrieben. In verschiedene Formeln des Modells geht die Luftfeuchtigkeit als Partialdruck e_v des Wasserdampfs in der Luft oder als spezifische Feuchte q_a ein. Die Umrechnungsformeln zwischen den verschiedenen Beschreibungen der Luftfeuchtigkeit werden im folgenden gegeben. Temperaturen sind in [K], Drücke in [Pa] angegeben.

Die Taupunkttemperatur T_d ist die Temperatur, bis zu der ein gegebenes Volumen feuchter Luft abgekühlt werden muß, damit der Wasserdampf kondensiert. Die Taupunkttemperatur T_d kann — bis auf den Fall unterkühlter feuchter Luft — nicht größer als die aktuelle Lufttemperatur T_a sein. Im Fall $T_a = T_d$ ist die Luft zu 100% gesättigt und befindet sich am Kondensationspunkt.

Der Partialdruck e_v des Wasserdampfs ist der Beitrag gasförmigen Wassers zum gesamten Luftdruck p . An den Grenzflächen Ozean-Atmosphäre und Ozean-Eis ist das thermodynamische Gleichgewicht zwischen den Phasen durch die Theorie idealer Gase und Phasenübergänge nur näherungsweise gegeben. Der Zusammenhang des Partialdrucks e_v des Wasserdampfs mit der Taupunkttemperatur T_d wird daher durch eine empirische Formel beschrieben, die Abweichungen vom Verhalten idealer Phasenübergänge enthält.

Oberfläche	a	b [K]
Eisdecke	9.5	7.66
teilweise eisbedeckter Ozean	8.5	21.76
eisfreier Ozean	7.5	35.86

Tabelle A.1: Die in die Berechnung des Partialdrucks des Wasserdampfs in der Atmosphäre aus der Taupunkttemperatur T_d eingehenden empirischen Konstanten a und b .

Hier wird auf die Formel

$$e_v = 611 \cdot 10^{a(T_d - T_0)/(T_d - b)} \quad (\text{A.1})$$

nach Murray (1967), zitiert in Parkinson und Washington (1979), zurückgegriffen. $T_0 = 273.16\text{K}$ ist der Gefrierpunkt von Süßwasser. a und b sind empirische

Konstanten, die von der Art der Grenzfläche abhängen. Diese Grenzfläche zur Atmosphäre kann eine Eisdecke, eisfreier Ozean oder ein teilweise eisbedeckter Ozean sein. Im letzteren Fall wird eine Mittelung der Parameter a und b der beiden Grenzflächen Eisdecke und eisfreier Ozean vorgenommen (Tab. A.1).

Soll der Partialdruck des Wasserdampfs direkt über einer Grenzfläche (Eis- oder Ozeanoberfläche) berechnet werden, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung befindet, so ist in Gl. A.1 für die Taupunkttemperatur T_d die Temperatur T_s dieser Oberfläche anzusetzen. Hierin geht die Annahme ein, daß die Lufttemperatur direkt über der Oberfläche dieselbe Temperatur wie die Oberfläche selbst besitzt und außerdem zu 100% gesättigt ist. Der Partialdruck e_v des Wasserdampfs nimmt hier den Wert e_s des Sättigungsdampfdrucks an.

Die spezifische Feuchte der Luft q_a ist das dimensionslose Verhältnis der Masse des Wasserdampfs zur Masse feuchter Luft in einem gegebenen Volumenelement. Sie wird aus dem Luftdruck p und dem Partialdruck des Wasserdampfs e_v als

$$q_a = 0.622 \cdot \frac{e_v}{p - (1 - 0.622) e_v} \approx 0.622 \cdot \frac{e_v}{p} \quad (\text{A.2})$$

berechnet, wobei 0.622 das mittlere Verhältnis der Molekulargewichte von Wasserdampf und trockener Luft ist (Gill, 1982).

Anhang B

Tensoren in Meereisrheologien

Im folgenden werden die in der viskos-plastischen Rheologie verwendeten Tensoren in ausgeschriebener Form angegeben. Der Tensor der Deformationsrate ist

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

$$\dot{\epsilon} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) & \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \end{pmatrix} . \quad (\text{B.2})$$

Der Deviator der Deformationsrate ist

$$\dot{\epsilon}'_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22})\delta_{ij} \quad (\text{B.3})$$

$$\dot{\epsilon}' = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22}) & \dot{\epsilon}_{12} \\ \dot{\epsilon}_{12} & \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_{22} - \dot{\epsilon}_{11}) \end{pmatrix} . \quad (\text{B.4})$$

Der Spannungstensor ist gegeben als

$$\sigma_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij} + ((\zeta - \eta)(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}) - P/2)\delta_{ij} \quad (\text{B.5})$$

$$\sigma = \begin{pmatrix} \eta(\dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22}) + \zeta(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}) - \frac{P}{2} & 2\eta\dot{\epsilon}_{12} \\ 2\eta\dot{\epsilon}_{12} & \eta(\dot{\epsilon}_{22} - \dot{\epsilon}_{11}) + \zeta(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}) - \frac{P}{2} \end{pmatrix} . \quad (\text{B.6})$$

Der Deviator des Spannungstensors ist

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22})\delta_{ij} \quad (\text{B.7})$$

$$\sigma' = \eta \begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22} & 2\dot{\epsilon}_{12} \\ 2\dot{\epsilon}_{12} & \dot{\epsilon}_{22} - \dot{\epsilon}_{11} \end{pmatrix} . \quad (\text{B.8})$$

Literaturverzeichnis

- Aagaard, K. und E. C. Carmack** The role of sea ice and other fresh water in the arctic circulation. *JGR*, 94(C10):14485–14498, 1989.
- Barry, R. G., M. C. Serreze und J. A. Maslanik** The arctic sea ice–climate system: observations and modelling. *Reviews of Geophysics*, 31(4):397–422, 1993.
- Bourke, R. H. und A. S. McLaren** Contour mapping of Arctic Basin ice draft and roughness parameters. *JGR*, 97(C11):17715–17728, 1992.
- Bratchie, I.** Rheology of an ice-floe field. *Annals of Glaciology* 5:23–28, 1984.
- Buzuev, A. Ya. und V. F. Dubovtsev** Certain patterns in the distribution of snow and ice cover thickness on the Arctic seas. *Sov. Meteorol. Hydrol., Engl. Transl.*, 8(3):44–48, 1978.
- Buzuev, A. Ya., I. P. Romanov und V. E. Fedyakov** Variability of snow distribution on Arctic-Ocean sea ice. *Sov. Meteorol. Hydrol., Engl. Transl.*, no. 9:957–964, 1979.
- Campbell, W. J.** On the steady flow of sea ice. Department of Atmospheric Sciences, University of Washington, Seattle, WA, 1964.
- Colony, R. und I. Rigor** Arctic ocean buoy data program report. Applied Physics Laboratory Technical Memorandum, APL-UW TM 10-91. National Snow and Ice Data Center (NSIDC), Boulder, CO, 1991.
- Colony, R., I. Appel und I. Rigor** Surface air temperature observations in the Arctic Basin. Applied Physics Laboratory Technical Memorandum, APL-UW TM 01-92, July 1992.
- Coon, M. D. und R. S. Pritchard** Application of an elastic-plastic model of arctic pack ice. In: *The Coast and Shelf of the Beaufort Sea*, Hrsg. J. C. Reed und J. E. Sater, 173-193, Arlington, Va, Arctic Inst. N. Am., 1974.
- Coon, M. D., G. A. Maykut, R. S. Pritchard, D. A. Rothrock und A. S. Thorndike** Modeling the pack ice as an elastic-plastic material. *AIDJEX Bulletin* 24:1-105, 1974.

- Dickson, R. R., J. Meincke, S.-A. Malmberg und A. J. Lee** The „great salinity anomaly“ in the northern Atlantic 1986–1982. *Progr. Oceanogr.*, 20:103–151, 1988.
- Dierking, W.** Laser profiling of the ice surface topography during the Winter Weddell Gyre Study 1992. *JGR*, 100(C3):4807–4820, 1995.
- Drinkwater, M. R., H. Fischer, M. Kreyscher und M. Harder** Comparison of seasonal sea-ice model results with satellite microwave data in the Weddell Sea. *Proceedings der IGARSS-Tagung 1995, Recent Advances in Remote Sensing/Modelling of Sea Ice, Florenz, 1995.*
- Ebert, E. E. und J. A. Curry** An intermediate one-dimensional thermodynamic sea ice model for investigating ice-atmosphere interactions. *JGR* 98(C6):10085–10109, 1993.
- Eicken, H., M. Lange, H. W. Hubberten und P. Wadhams** Characteristics and distribution patterns of snow and meteoric ice in the Weddell Sea and their contribution to mass balance of sea ice. *Annales Geophysicae*, 12:80–93, 1994.
- Fischer, H.** Vergleichende Untersuchungen eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismodells mit Beobachtungen im Weddellmeer. *Berichte zur Polarforschung* 166, ISSN 0176-5027, Alfred-Wegener-Institut (AWI), D-27515 Bremerhaven, 1995.
- Fischer, H. und P. Lemke** On the required accuracy of atmospheric forcing fields for driving dynamic-thermodynamic sea ice models. In: *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment, Geophysical Monograph vol. 85, AGU, Washington, USA, 1994.*
- Flato, G. M. und W. D. Hibler III** An initial numerical investigation of the extent of sea-ice ridging. *Annals of Glaciology*, 15:31–36, 1991.
- Flato, G. M. und W. D. Hibler III** Modeling pack ice as a cavitating fluid. *JPO*, 22:626–651, 1992.
- Gerdes, R. und C. Köberle** Influence of DSOW in a numerical model of the North Atlantic General Circulation. *JPO*, August 1995.
- Gill, A. E.** *Atmosphere-ocean dynamics. International Geophysics Series, vol. 30, Academic Press, 1982.*
- Gloersen, P. und W. J. Campbell** Arctic and Antarctic sea ice, 1978–1987: satellite passive-microwave observations and analysis. *NASA SP no. 511, 1993.*
- Gray, J. M. N. T. und L. W. Morland** A two-dimensional model for the dynamics of sea ice. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 347:219–290, 1994.

- Gray, J. M. N. T. und P. D. Killworth** Stability of the viscous-plastic sea ice rheology. JPO, März 1995.
- Hanson, A. M.** The snow cover of Arctic sea ice during the Arctic Ice Dynamics Joint Experiment, 1975 to 1976. *Arct. Alp. Res.*, 12:215–226, 1980.
- Harder, M.** Erweiterung eines dynamisch-thermodynamischen Meereismodells zur Erfassung deformierten Eises. Berichte aus dem Fachbereich Physik, Report 50, Alfred-Wegener-Institut (AWI), D-27515 Bremerhaven, 1994.
- Harder, M. und P. Lemke** Modelling the extent of sea ice ridging in the Weddell Sea. In: *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment*, Geophysical Monograph vol. 85, AGU, Washington, USA, 1994.
- Hibler, W. D., III, S. J. Mock und W. B. Tucker** JGR, 79:2735–2743, 1974.
- Hibler, W. D., III** A viscous sea ice law as a stochastic average of plasticity, JGR 82(27):3932–3938, 1977.
- Hibler, W. D., III** A dynamic thermodynamic sea ice model. JPO, 9(4):815–846, 1979.
- Hibler, W. D., III** The role of sea ice dynamics in modeling CO_2 increases. In: *Climate processes and climate sensitivity*, 29:238–253, Hrsg. J. E. Hansen und T. Takahashi, Geophysical Monograph, AGU, Washington, D. C., 1984.
- Hibler, W. D., III** Sea ice models and remote sensing. Proceedings of a Conference on the Use of Satellite Data in Climate Models, Alpbach, Austria, ESA SP-244, 1985.
- Holland, H. D.** *The chemistry of the atmosphere and the oceans*, 351pp., Wiley-Interscience, New York, 1978.
- Hopkins, M. A., W. D. Hibler III und G. M. Flato** On the numerical simulation of the sea ice ridging process. JGR, 96(C3):4809–4820, 1991.
- Iakovlev, E. A.** Snezhnyi pokrov na dreifuiushchikh l'dakh tsentral'nol Arktiki (Snow cover on drifting ice in the central Arctic, in Russian). *Probl. Arkt. Antarkt.*, 3:65–76, 1960.
- Ip, Ch. F.** Numerical investigation of different rheologies on sea-ice dynamics (Ph. D. thesis). Thayer School of Engineering, Dartmouth College, Hanover, New Hampshire, 1993.
- König-Langlo, G. und E. Augstein** Parameterization of the downward long-wave radiation at the Earth's surface in polar regions. *Meteorol. Zeitschrift*, p. 343–347, N. F. 3., H. 6, 1994

- Kottmeier, Ch. und L. Sellmann** Physikalische Prozesse im antarktischen Meereisgebiet. Schlußbericht zum BMFT-geförderten Forschungsvorhaben, Kennziffer 07 KFT 6171. Institut für Umweltphysik, Universität Bremen, Fachbereich Physik/Elektrotechnik, 1995.
- Kwok, R., D. A. Rothrock, H. L. Stern und G. F. Cunningham** Determination of the age distribution of sea ice from Lagrangian observations of ice motion. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 33(2):392-400, 1995.
- Laevastu, T.** Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea. *Comment. Phys. Math.*, 25, 1, 1960.
- Legutke, S.** A simulation of the arctic sea ice cover. Berichte aus dem Fachbereich Physik, Report 30, Alfred-Wegener-Institut (AWI), D-27515 Bremerhaven, 1992.
- Lemke, P. und T. O. Manley** The seasonal variation of the mixed layer and the pycnocline under polar sea ice. *JGR*, 89(C4):6494-6504, 1984.
- Lemke, P.** A coupled one-dimensional sea ice - ocean model. *JGR*, 92(C12):13164-13172, 1987.
- Lemke, P., W. B. Owens und W. D. Hibler, III** A coupled sea ice - mixed layer - pycnocline model for the Weddell Sea. *JGR*, 95(C6):9513-9525, 1990.
- Leppäranta, M.** A growth model for black ice, snow ice, and snow thickness in subarctic basins. *Nordic Hydrology*, 14:59-70, 1983.
- Loewe, P.** Full sea ice model forced with GCM atmosphere. In: Sea ice properties and processes, proceedings of the W. F. Weeks Sea Ice Symposium, Hrsg. S. F. Ackley und W. F. Weeks, CRREL Monograph 90-1, 1990.
- Long, R. R.** *Kontinuumsmechanik*, Berliner Union, Stuttgart, 1964.
- Loshchilov, V. S.** Snezhnyi pokrov na l'dakh tsentral'noi Arktiki (Snow cover on ice in the central Arctic, in Russian), *Probl. Arkt. Antarkt.*, 17:36-45, 1964.
- Maykut, G. A. und N. Untersteiner** Numerical prediction of the thermodynamic response of arctic sea ice to environmental changes. Memo. RM-6093-PR, Rand Corp., Santa Monica, CA, 1969.
- Maykut, G. A. und N. Untersteiner** Some results from a time-dependent thermodynamic model of sea ice. *JGR*, 76:1550-1575, 1971.
- McPhee, M. G.** The effect of the oceanic boundary layer on the mean drift of pack ice: Application of a simple model. *JPO*, 9:388-400, 1979.

- McPhee, M. G.** An analysis of pack ice drift in summer. In: Sea ice processes and models, Hrsg. R. S. Pritchard, 62-75. AIDJEX international commission on snow and ice symposium, University of Washington, Seattle, 1980.
- Mesinger, F. und A. Arakawa** Numerical methods used in atmospheric models. Global Atmospheric Research Program Publication Series, vol. 17, WMO, Genf, 1976.
- Murray, F. W.** On the computation of saturation vapor pressure. *J. Appl. Meteorol.*, 6:203-204, 1967.
- Nikiforov, Y. G., Z. M. Gudkovich, Y. I. Yefimov und M. A. Romanov** Principles of a method for calculating the ice redistribution under the influence of wind during the navigation period in arctic seas. *Trudy Arkticheskii i Antarkticheskii Nauchnoissledovatel'skii Institut, Leningrad*, 257, 5-25, 1967 (übersetzt in AIDJEX Bulletin 3:40-64, 1970).
- Overland, J. E. und K. L. Davidson** Geostrophic drag coefficients over sea ice. *Tellus*, 44A:54-66, 1992.
- Owens, W. B. und P. Lemke** Sensitivity studies with a sea ice-mixed layer-pycnocline model in the Weddell Sea. *JGR*, 95(C6):9527-9538, 1990.
- Parkinson, C. L. und W. M. Washington** A large-scale numerical model of sea ice. *JGR*, 84(C1):311-337, 1979.
- Parkinson C. L., J. C. Comiso, H. J. Zwally, D. J. Cavalieri, P. Gloersen und W. J. Campbell** Arctic sea ice, 1973-1976, satellite passive-microwave observations, NASA SP 489, 1987.
- Parmarter, R. R. und M. D. Coon** Model of pressure ridge formation in sea ice. *JGR*, 77:6565-6575, 1972.
- Parmarter, R. R. und M. D. Coon** Mechanical models of ridging in the arctic sea ice cover. *AIDJEX Bull.*, 19:59-112, 1973.
- Preller, R. H., A. Cheng und P. G. Posey** Preliminary testing of a sea ice model for the Greenland Sea. In: Sea ice properties and processes, proceedings of the W. F. Weeks Sea Ice Symposium, Hrsg. S. F. Ackley und W. F. Weeks, CRREL Monograph 90-1, 1990.
- Rothrock, D. A.** The energetics of the plastic deformation of pack ice by ridging. *JGR*, 80(30):4514-4519, 1975.
- Rothrock, D. A.** Testing pack ice constitutive laws with stress divergence measurements, Hrsg. R. S. Pritchard, 102-112. AIDJEX international commission on snow and ice symposium, University of Washington, Seattle, 1980.
- Sellers, W. D.** *Physical Climatology*, 272pp., University of Chicago Press, Chicago, Ill., 1965.

- Semtner, A. J., Jr.** A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. *JPO*, 6(3):379–389, 1976.
- Smith, D. S.** Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *JGR*, 93(C12):15467–15472, 1988.
- Smolarkiewicz, P. K.** A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion. *Monthly Weather Review*, 111:479–486, 1983.
- Stern, H. L., D. A. Rothrock und R. Kwok** Open water production in Arctic sea ice: Satellite measurements and model parametrizations. *JGR*, 100(C10):20601–20612, 1995.
- Spurk, J. H.** Einführung in die Theorie der Strömungen, 2. Aufl., Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 1989.
- Stössel, A.** The Hamburg sea ice model. Technical report no. 3, Deutsches Klimarechenzentrum (DKRZ), Hamburg, 1992.
- Thorndike, A. S.** A toy model linking atmospheric thermal radiation and sea ice growth. *JGR*, 97(C6):9401–9410, 1992.
- Tucker, W. B. III, A. J. Gow, und W. F. Weeks** Physical properties of summer ice in Fram Strait, *JGR*, 92(C7):6787–6803, 1987.
- Ukita J. und R. E. Moritz** Yield curves and flow rules of pack ice. *JGR*, 100(C3):4545–4557, 1995.
- Vinje, T. und Ø. Finnekåsa** The ice transport through the Fram Strait. *Skr. Nor. Polarinst.*, 186:1–39, 1986.
- Vowinckel, E. und S. Orvig** The climate of the North Polar Basin. In: *Climates of the polar regions*, World Survey of Climatology, vol. 14, Hrsg. S. Orvig, New York, 1970.
- Wadhams, P.** Sea ice thickness distribution in the Greenland Sea and Eurasian Basin. *JGR*, 97(C4):5331–5348, 1992.
- Zillman, J. W.** A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans. In: *Meteorological study*, vol. 26, 526pp., Bureau of Meteorology, Dept. of the Interior, Canberra, Australia, 1972.