



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	Inlandeismodelle
Author(s)	Greve, Ralf
Citation	Promet, 29(1-4), 98-104
Issue Date	2003-06
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/34891
Type	journal article
File Information	Greve_2003_Promet.pdf



20 R. GREVE Inlandeismodelle

1 Einleitung

Inlandeisschilde und Schelfeise machen den weitaus größten Teil der irdischen Kryosphäre, dem vereisten Teil des Klimasystems, aus (vgl. Kap. 19, Abb. 19-1 und Tabelle 19-1). Unter einem Inlandeisschild, auch kurz als Inlandeis oder als Eisschild bezeichnet, versteht man eine Eismasse von kontinentaler Größe, deren Basis auf festem Land aufliegt und die sich im Laufe von Jahrtausenden durch akkumulierten Schneefall gebildet hat. Schelfeise sind mit einem Inlandeis verbundene, jedoch im Ozean aufschwimmende Eismassen, die hauptsächlich vom meerwärtigen Massenfluss des Inlandeises gespeist werden; sie existieren typischerweise in großen Buchten eines von Inlandeis bedeckten Kontinentalschelfs. Des Weiteren kommt Eis auf der Erde in Form von Gletschern und kleineren Eiskappen, Meereis, Schnee und Grundeis (Permafrost) vor.

Der bei weitem größte einzelne Eiskörper auf der heutigen Erde ist der antarktische Eisschild mit einem gesamten Eisvolumen von 25,71 Mio. km³, einer eisbedeckten Fläche von 12,37 Mio. km² und einer mittleren Eisdicke von 2,1 km (ohne Schelfeise), was einem Meeresspiegeläquivalent von 61,1 m entspricht (CHURCH et al. 2001). Die anhängenden Schelfeise haben zusammen genommen ein Volumen von 0,66 Mio. km³, eine Fläche von 1,5 Mio. km², eine mittlere Dicke von 0,44 km (ALLISON et al. 2001) und ein Meeresspiegeläquivalent von Null, da sie bereits schwimmen und ein entsprechendes Wasservolumen verdrängen. Weitere Extreme sind eine maximale Höhe von 4,2 km über NN, Jahresmitteltemperaturen bis zu -60 °C in der zentralen Ostantarktis und die tiefste jemals gemessene Temperatur auf der Erdoberfläche von -89,2 °C (21.07.1983) an der russischen Vostok-Station.

Im Vergleich dazu nimmt sich der grönländische Eisschild als zweiter großer Eisschild auf der heutigen Erde relativ bescheiden aus. Sein Eisvolumen beträgt 2,85 Mio. km³ bzw. 7,2 m Meeresspiegeläquivalent, und die vereiste Fläche ist 1,71 Mio. km² (CHURCH et al. 2001). Aufgrund der Abwesenheit von großen Buchten kalbt der Eisschild dort, wo die Küste erreicht wird, direkt in den Ozean, nennenswerte Schelfeise existieren nicht. Ein wichtiger Unterschied zum antarktischen Eisschild besteht darin, dass aufgrund der höheren Oberflächentemperaturen die randnahen und daher tiefergelegenen Bereiche während der Sommermonate in beträchtlichem Maß Schmelzen an der Eisoberfläche zeigen, sodass der grönländische Eisschild wesentlich anfälliger für einen moderaten Temperaturanstieg von einigen Grad ist, welcher in der nahen Zukunft als Auswirkung des anthropogen verstärkten Treibhauseffektes zu erwarten ist.

In der Vergangenheit gab es auf der Erde Perioden mit wesentlich ausgeprägterer Vereisung. Auf dem Höhepunkt

der letzten Eiszeit vor etwa 21000 Jahren bedeckten Eisschilde auch große Teile von Nordamerika, die Europäischen Alpen, Nordeuropa, Sibirien und vielleicht Tibet. Zu dieser Zeit betrug das gesamte Eisvolumen wahrscheinlich etwa dreimal soviel wie heute, und entsprechend war der globale Meeresspiegel im Mittel etwa 130 m erniedrigt, sodass Großbritannien mit Kontinentaleuropa verbunden war und die Beringstraße eine Landbrücke zwischen Ostsibirien und Alaska bildete. Die Hauptursache für den Wechsel zwischen eiszeitlichen und warmzeitlichen Klimazuständen wird in periodischen Schwankungen der Erdbahnparameter Exzentrizität, Achsneigung und Präzession gesehen, welche die Verteilung der solaren Einstrahlung mit den Jahreszeiten und der geographischen Breite beeinflussen und zusammen mit zahlreichen positiven und negativen Rückkopplungen diese Klimazyklen bewirken (MILANKOVIĆ-Theorie; siehe dazu Kapitel 5 im vorangegangenen Heft).

Für die Zukunft ist die Perspektive für die irdischen Eisschilde zwiespältig. Auf der einen Seite liegt nach der MILANKOVIĆ-Theorie das Maximum des Holozäns (heutige Warmzeit) bereits hinter uns und ein nächstes eiszeitliches Maximum könnte in vielleicht 25.000 Jahren eintreten. Auf der anderen Seite besteht aufgrund des anthropogen verstärkten Treibhauseffektes die Aussicht auf einen deutlichen Rückgang der Vereisung in einem Zeitraum von 100 – 1.000 Jahren mit allen Problemen, die der damit verbundene Meeresspiegelanstieg mit sich bringt.

2 Inlandeisschilde im Klimasystem

Inlandeisschilde stellen auf Zeitskalen von Jahrhunderten und mehr einen wichtigen dynamischen Bestandteil des Klimasystems dar. Wie man auch an alpinen Gletschern eindrucksvoll beobachten kann, besitzt das Material Eis aufgrund seiner besonderen hexagonalen Kristallstruktur mit geringer Dichte deutlich ausgeprägte viskose Fließeigenschaften. Ein Eisschild ist also nicht einfach ein starrer, unbeweglicher Festkörper, der nur durch Schneefall und Schmelzen in seiner Form geändert werden kann, sondern zerfließt unter seinem eigenen Gewicht wie Honig auf einem Frühstücksteller. Dabei stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein. Dem Massenabfluss im Innern aufgrund des Eisfließens wirkt der akkumulierte Schneefall entgegen, und der Massenzufluss in den randnahen Bereichen wird durch Schmelzen und Kalben kompensiert.

Dies deutet bereits an, dass Eisschilde mit den angrenzenden Systemen Atmosphäre, Ozean und Lithosphäre (Erkruste einschließlich der obersten, elastischen Schicht des Erdmantels) in einer komplexen Wechselbeziehung stehen (Abb. 20-1). Wie bereits erwähnt wird die Massenbilanz von Eisschilden

durch die von atmosphärischen Prozessen (Niederschlag, Lufttemperatur, Strahlung) kontrollierten Verteilungen von Schneefall und Schmelzen an der Eisoberfläche bestimmt. Weiterhin folgt daraus auch die Oberflächentemperatur des Eises, also die obere Randbedingung für das Temperaturfeld im gesamten Eisschild. Dieses ist von entscheidender Bedeutung für das Eisfließen, da die Eisviskosität stark temperaturabhängig ist (Variation um drei Größenordnungen zwischen 0 °C und -50 °C, vgl. PATERSON 1994). Rückwirkungen des Eises auf die Atmosphäre ergeben sich zum einen direkt aus der Topographie, welche die atmosphärische Zirkulation beeinflusst, zum anderen aus der hohen Albedo über kontinentalen Eisschilden, welche eine zusätzliche Kühlung der unteren Luftschichten bewirkt.

Auch zwischen Eisschild und Ozean besteht eine beidseitige Beziehung. Die Einwirkung des umgebenden Ozeans auf einen Eisschild ergibt sich aus der Höhe des Meeresspiegels, welcher die überhaupt der Vereisung zugängliche Landmasse bestimmt und, damit zusammenhängend, in Randnähe die Position definiert, an der das Eis die Schwimmbedingung erfüllt (sofern der Felsgrund unter dem Meeresspiegel liegt) und dann entweder kalbt oder ein Schelfeis ausbildet. Über den Eintrag von kaltem, salzfreiem Schmelzwasser, entweder direkt oder durch Abschmelzen der abgekalbten Eisberge, und dessen Auswirkung auf die ozeanische Zirkulation wirkt der Eisschild auf den Ozean zurück. An der Unterseite eines Schelfeises kann je nach der lokalen Energiebilanz auch wieder Meerwasser angefroren, wobei das Salz größtenteils im Wasser verbleibt, sodass dann kaltes, stark salzhaltiges Wasser entsteht, welches aufgrund seiner hohen Dichte in die Tiefe absinkt.

An der Unterseite eines Eisschildes, wo dieser auf dem Felsgrund (Oberseite der Lithosphäre) aufsitzt, fließt der geotherme Wärmefluss in den Eiskörper hinein, was die untere Randbedingung für das Temperaturfeld im Eis ergibt. Aufgrund dieses Wärmeeintrags nimmt die Temperatur einer Eissäule generell mit der Tiefe zu und kann je nach Situation in Bodennähe den Druckschmelzpunkt erreichen. Dies führt zur Bildung von Wasser und somit zu einer verringerten Eis-

viskosität, bei Anwesenheit von Sedimenten bis hin zur Ausbildung eines Schmierfilms, auf dem der Eisschild abgleiten kann. Ein solcher Mechanismus wird diskutiert als Möglichkeit zur rapiden Destabilisierung des westantarktischen Eisschildes mit dem Potential für einen globalen Meeresspiegelanstieg von 5 m (MACAYEAL 1992). Die Auflast eines mehrere Kilometer dicken Eiskörpers bewirkt auf der anderen Seite, dass die elastische Lithosphärenplatte eine isostatische Verschiebung nach unten erleidet, bis ein Gleichgewicht mit dem Auftrieb in der darunter liegenden viskosen Asthenosphäre erreicht wird. Dies ergibt eine Absenkung von etwa 30 % der Eisdicke, die mit einer zeitlichen Verzögerung in der Größenordnung von Jahrtausenden erreicht wird, was sich in der bis heute andauernden Landhebung in Skandinavien und Nordamerika als Folge der Entlastung von eiszeitlichen Eisschilden widerspiegelt (GREVE 2001).

Aufgrund ihrer Größe sind die Reaktionszeiten von Eisschilden auf Änderungen von klimatischen Randbedingungen sehr lang. Eine typische Zeitskala $[t]$ lässt sich aus der typischen Eisdicke $[H]$ und der typischen Akkumulationsrate (Schneefall) $[S]$ als Verhältnis

$$[t] = \frac{[H]}{[S]} \quad (1)$$

gewinnen. Diese Zeitskala hat für die Antarktis mit $[H] = 2$ km und $[S] = 100$ mm/a den Wert $[t] = 20$ ka, und für Grönland ergibt sich mit $[H] = 1,5$ km und $[S] = 300$ mm/a der Wert $[t] = 5$ ka. Dies hat zur Folge, dass für Zeiträume von Jahrzehnten und weniger die innere Dynamik und Thermodynamik von Eisschilden innerhalb des gesamten Klimasystems vernachlässigbar ist und diese mithin als statische Körper angenommen werden können. Erst ab Zeiträumen von Jahrhunderten aufwärts ist dies nicht mehr gerechtfertigt, und Eisschilde müssen als eigenständige dynamisch/thermodynamische Komponente des Klimasystems berücksichtigt werden.

3 Modellierung von Eisschilden gestern und heute

3.1 Entwicklung von den siebziger Jahren bis zur Gegenwart

Durch die rapide Zunahme der Leistungsfähigkeit moderner Großcomputer wurde es in den siebziger Jahren erstmals möglich, die Dynamik von Inlandeisschilden dreidimensional zu simulieren. Als Geburtsstunde derartiger Simulationen kann die Arbeit von MAHAFFY (1976) bezeichnet werden, in welcher ein entsprechendes Modell auf die Barnes Ice Cap in der kanadischen Arktis angewendet wurde. Es vernachlässigte allerdings noch die starke Temperaturabhängigkeit der Eisviskosität; so können die Modellgleichungen vertikal integriert werden, und das numerische Problem reduziert sich auf die zwei horizontalen Dimensionen. Das Modell von JENSSEN (1977) rechnete bereits mit temperaturabhängiger Eisviskosität und wurde auf den grönländischen Eisschild angewendet, allerdings mit sehr geringer räumlicher Auflösung aufgrund der damals noch beschränkten Rechner-

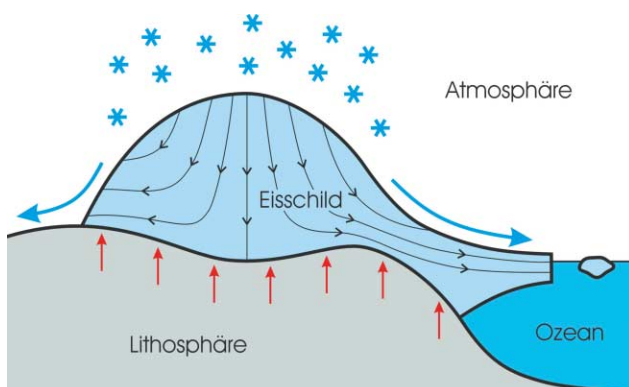


Abb. 20-1: Schema eines fließenden Inlandeisschildes mit anhängendem aufschwimmenden Schelfeis sowie seine Wechselwirkungen mit der Atmosphäre, dem Ozean und der Lithosphäre durch Topographie, Schneefall, Schmelzen, Kalben und geothermen Wärmefluss.

kapazitäten. Es folgten weitere Modelle, die auf unterschiedliche Probleme, wie Grönland, die Antarktis, Tibet, angewendet wurden (OERLEMANS 1982a, b, BUDD und SMITH 1982, BUDD et al. 1984, HERTERICH 1988, 1990, KUHLE et al. 1989, FASTOOK und CHAPMAN 1989, HUYBRECHTS und OERLEMANS 1988, 1990, HUYBRECHTS 1990a, b, 1992, 1993, 1994, HUYBRECHTS et al. 1991, LETRÉGUILLY et al. 1991a, b, FABRÉ et al. 1995, CALOV und HUTTER 1996, 1997, RITZ et al. 1997). Ein Überblick über die gegenwärtig betriebenen Modelle findet sich in den Publikationen zum Modellvergleich im Rahmen der **European Ice Sheet Modelling INiTiative EISMINT** (HUYBRECHTS et al. 1996, PAYNE et al. 2000). Auch für Schelfeise existieren eine Reihe von Modellen vergleichbarer Komplexität, siehe hierzu MACAYEAL et al. (1996).

Als Beispiel eines modernen Eisschildmodells soll nun das vom Verfasser (R.G.) entwickelte Modell **SICOPOLIS** (**Simulation COde for POLythermal Ice Sheets**; GREVE 1997a, b, 2000a) kurz beschrieben werden. Es basiert auf den in Anhang A skizzierten dynamisch/thermodynamischen Modellgleichungen der *Shallow-Ice Approximation* und berechnet, wie in Abb. 20-2 schematisch dargestellt, für einen beliebigen Eisschild dreidimensional die zeitliche Entwicklung von Ausdehnung, Dicke, Geschwindigkeit, Temperatur, Wassergehalt (in den temperierten Bereichen, d. h., bodennahen Bereichen auf dem Druckschmelzpunkt, sofern vorhanden) und Alter des Eises; ferner für die unterliegende Lithosphäre die isostatische Vertikalverschiebung und die Temperatur. Eingabegrößen sind dabei seitens der Atmosphäre der Schneefall, das Oberflächenschmelzen und die Oberflächentemperatur, seitens des Ozeans der mittlere Meeresspiegel (bestimmt die der Vereisung zugängliche Landmasse), seitens der Lithosphäre der geotherme Wärme- fluss, sowie die physikalischen Eigenschaften des Eises und des Felsmaterials der Lithosphäre. Dieses Modell kann grundsätzlich für beliebige Eisschilde (Antarktis, Grönland,

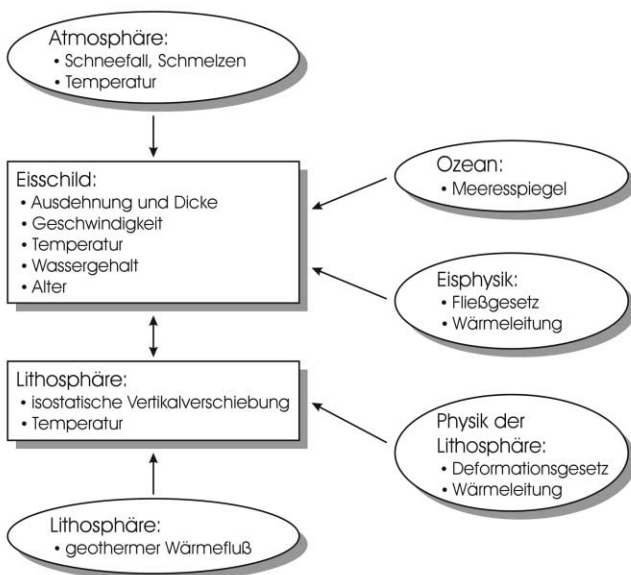


Abb. 20-2: Schema des polythermen Eisschildmodells SICOPOLIS. Die rechteckigen Boxen entsprechen den prognostischen Modellkomponenten, die ovalen Boxen den Eingabegrößen.

gesamte Nordhemisphäre, kleinere Eiskappen) und beliebige Szenarien (z. B. heutiger Gleichgewichtszustand, paläoklimatische Simulationen, Auswirkungen eines anthropogen verstärkten Treibhauseffekts) eingesetzt werden. Die bisher durchgeführten Anwendungen sind in GREVE (2000a) umfassend beschrieben.

3.2 Aktuelle Anwendung:

Simulationen zum verstärkten Treibhauseffekt

Als Beispiel für eine konkrete Anwendung der Eisschildmodellierung werden nun Simulationen des grönländischen und antarktischen Eisschilts (Schelfeise unberücksichtigt) mit dem Modell SICOPOLIS von der Gegenwart bis 1000 Jahre in die Zukunft unter der Annahme einer Oberflächen- temperaturerhöhung aufgrund des anthropogen verstärkten Treibhauseffektes vorgestellt (GREVE 2000b, MÜGGE 2001). Dabei wird davon ausgegangen, dass sich die Oberflächentemperatur über dem jeweiligen Eisschild gleichförmig gegenüber der heutigen räumlichen Verteilung um eine konstante Temperatur ΔT^0 erhöht, welche exponentiell asymptotisch mit einer Verzögerungszeit von 100 Jahren angenommen wird (Abb. 20-3). Der Schneefall und der Meeresspiegel werden auf der heutigen Verteilung festgehalten, und das Oberflächenschmelzen wird durch eine einfache, sog. Degree-Day-Parameterisierung beschrieben, welche eine Schmelzrate proportional zum Lufttemperaturrezess über 0°C zu jedem Zeitpunkt des Jahres annimmt (REEH 1991). Die Auflösung des numerischen Gitters beträgt für Grönland 20 km, für die Antarktis 80 km. Als Anfangsbedingung wird jeweils ein simulierter gegenwärtiger Zustand der beiden Eisschilde verwendet.

Die Abb. 20-4 und 20-5 zeigen den simulierten Zustand des grönländischen bzw. antarktischen Eisschiltes für heute und nach 1000 Jahren bei asymptotischen Temperaturanstiegen von $\Delta T^0 = 3^\circ\text{C}$, 6°C , 10°C (Grönland) und $\Delta T^0 = 10^\circ\text{C}$, 15°C , 20°C (Antarktis). Im Fall von Grönland (Abb. 20-4) zeigt sich, dass die Auswirkungen des Anstiegs von 3°C noch moderat sind; der Eisvolumenrückgang beträgt nach 1000 Jahren 10,2 % des ursprünglichen Eisvolumens, was einem Meeres-

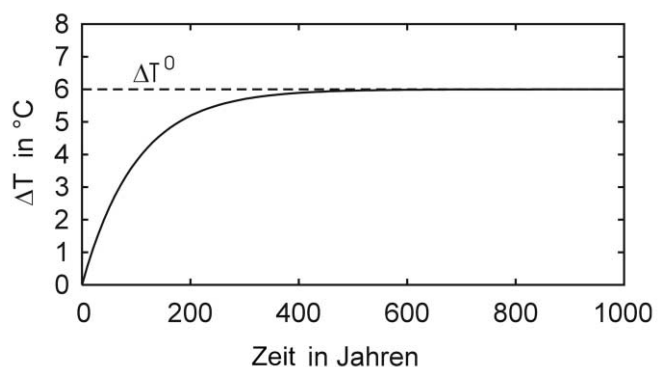


Abb. 20-3: Temperaturerhöhung ΔT im Vergleich zu heute für die Treibhaussimulationen des grönländischen und antarktischen Eisschilts, von der Gegenwart ($t=0$) bis 1000 Jahre in die Zukunft. Asymptotischer Anstieg $\Delta T^0=6^\circ\text{C}$, Verzögerungszeit 100 Jahre.

spiegeläquivalent (global gemittelter Meeresspiegelanstieg aufgrund des Abschmelzens) von 72 cm entspricht. Dagegen sind die Auswirkungen von 6 °C und vor allem 10 °C Erwärmung nach 1000 Jahren mit Eisvolumenrückgängen von 34,4 % bzw. 83,5 %, entsprechend Meeresspiegeläquivalenten von 2,4 m bzw. 5,8 m, drastisch.

Aufgrund wesentlich niedriger Oberflächentemperaturen erweist sich die Antarktis (Abb.20-5) als deutlich stabiler. Für $\Delta T^0 = 6\text{ °C}$ (nicht gezeigt) erhält man nach 1000 Jahren eine Abnahme des Eisvolumens von nur 0,045 % und ein Meeresspiegeläquivalent von 2,9 cm, was praktisch zu vernachlässigen ist. Auch für $\Delta T^0 = 10\text{ °C}$ erscheint der Eisrückgang noch gering; die Abnahme von 5,4 % entspricht jedoch aufgrund des großen absoluten Eisvolumens bereits einem Meeresspiegeläquivalent von 3,5 m. Bei $\Delta T^0 = 15\text{ °C}$ und 20 °C wird der Eisabbau vor allem auf der Antarktischen Halbinsel und in der Westantarktis mit Rückgängen von insgesamt 24,1 % bzw. 51,4 %, entsprechend Meeresspiegeläquivalenten von 15,7 m bzw. 33,4 m, sehr deutlich, wobei die zentrale Ostantarktis selbst unter diesen extremen Szenarien kaum Veränderungen zeigt.

Gegenwärtige Prognosen lassen unter Berücksichtigung der Tatsache, dass in den Polargebieten eine stärkere Klimaerwärmung als im globalen Mittel zu erwarten ist, einen

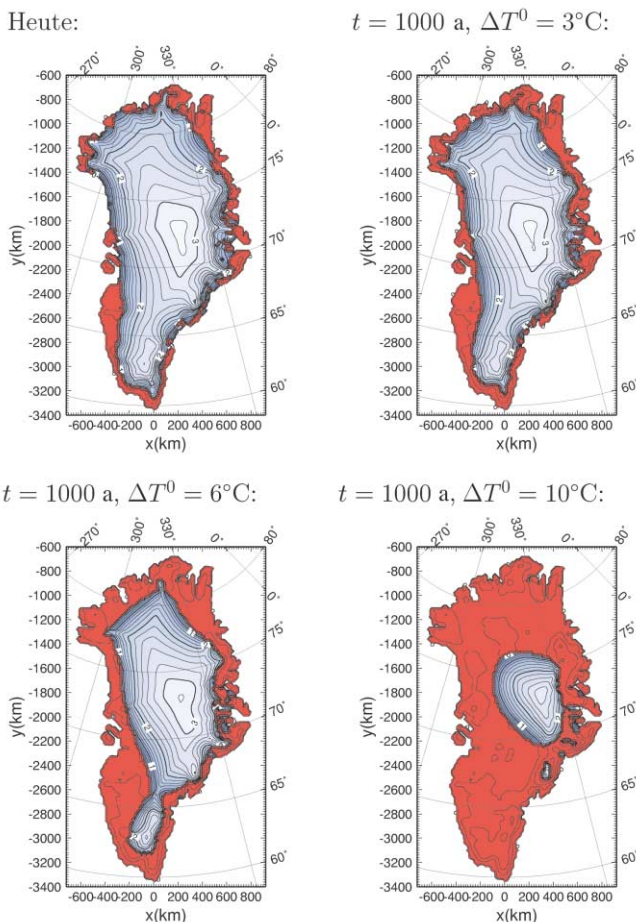


Abb.20-4: Simulierte Oberflächentopographie von Grönland (blau: Eisschild, braun: eisfreies Land) für heute und nach 1000 Jahren bei asymptotischen Temperaturanstiegen von $\Delta T^0 = 3\text{ °C}$, 6 °C , 10 °C . Labels in km über NN, Isolinenabstand 0,2 km.

Temperaturanstieg von 6–10 °C über den Eisschilden innerhalb eines Jahrhunderts möglich erscheinen. Nach obigen Zahlen, die natürlich einer gewissen Unsicherheit unterliegen (siehe GREVE 2000b), ist unter diesen Bedingungen ein Beitrag der Eisschilde zum globalen Meeresspiegelanstieg von insgesamt einigen Millimetern pro Jahr zu erwarten. Sollte sich der Treibhauseffekt über ein Jahrhundert hinaus weiter verstärken, könnten langfristig auch die diskutierten Extremszenarien, welche zu weitgehender Auflösung der Eisschilde führen, Wirklichkeit werden.

4 Perspektiven für zukünftige Entwicklungen

Die im vorigen Abschnitt besprochenen Simulationen zum verstärkten Treibhauseffekt zeigen deutlich eine Schwäche der isolierten Eisschildmodellierung, welche darin besteht, dass die Einflüsse der übrigen Komponenten des Klimasystems, welche ja nicht Bestandteil des modellierten Systems sind, als Randbedingungen vorgegeben werden müssen. Ein Hauptziel zukünftiger Arbeiten ist daher die Kopplung von Eisschildmodellen mit bestehenden Atmosphären- und Ozeanmodellen. Hierbei kommen sowohl komplexe *General Circulation Models* (GCM's) als auch einfachere *Earth-System Models of Intermediate Complexity* (EMIC's) in Frage. Ziel ist dabei, ein integriertes Klimamodell zu entwickeln, welches möglichst alle relevanten Komponenten des Klimasystems beinhaltet und als Randbedingungen nur noch Einflüsse von außerhalb (solare Einstrahlung, Wärmefluss aus dem Erdinneren) benötigt. Derartige Projekte sind bereits in Angriff genommen, in Deutschland speziell am Max-Planck-Institut für Meteorologie Hamburg (Kopplung ECHAM/LSG/SICOPOLIS), am Meteorologischen Institut der Universität Hamburg (Kopplung PUMA/LSG/SICOPOLIS), am Potsdam-Institut für Klimafolgenforschung

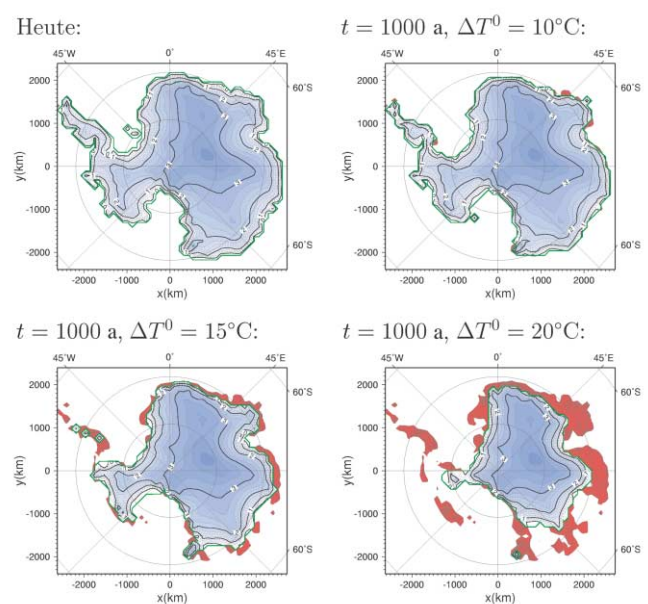


Abb.20-5: Simulierte Oberflächentopographie der Antarktis (blau: Eisschild, braun: eisfreies Land) für heute und nach 1000 Jahren bei asymptotischen Temperaturanstiegen von $\Delta T^0 = 10\text{ °C}$, 15 °C , 20 °C . Labels in km über NN, Isolinenabstand 0,25 km.

(Kopplung CLIMBER/SICOPOLIS) und am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung Bremerhaven (Kopplung CLIMOD/HUYBRECHTS-Eismodell; bei CLIMOD handelt es sich um ein AOGCM der Université Catholique de Louvain, Belgien).

Hierbei treten hauptsächlich zwei Schwierigkeiten auf. Die eine betrifft die physikalisch adäquate Beschreibung der Grenzen zwischen den Subsystemen, z. B. das Schmelzen an der Eisoberfläche aufgrund atmosphärischer Einflüsse, die andere die Rechenzeit solcher gekoppelter Modelle. Letztere Beschränkung resultiert ausschließlich aus den Atmosphären- und Ozeankomponenten, welche bis heute bei Modellzeiten von Jahrtausenden und mehr auch auf Großrechnern kaum akzeptable Rechenzeiten verbrauchen. Die zusätzliche Rechenzeit eines Eismodells ist dagegen aufgrund von möglichen Zeitschrittweiten von mehreren Jahren völlig zu vernachlässigen. Ein Erfolg der Bemühungen um derartige gekoppelte Simulationen konnte kürzlich mit der erstmaligen detaillierten Simulation der *Heinrich Events*, quasiperiodischer Kollapse des nordamerikanischen Eisschildes während der letzten (Weichsel-) Eiszeit, durch die Kombination CLIMBER/SICOPOLIS erzielt werden (CALOV et al. 2002).

Auch auf der Seite der Eisphysik selbst sind einige weitere Entwicklungen wünschenswert und absehbar. Die rapide Verbesserung der Computerleistungsfähigkeit ermöglicht zunehmend feinere Auflösungen für Eisschildmodelle von 20 km und darunter. Damit kommt man in Bereiche, in denen die üblicherweise verwendeten Modellgleichungen der *Shallow-Ice-Approximation* (Anhang A), welche das großskalige Eisfließen gut beschreiben, die Grenze ihrer Gültigkeit erreichen. Es müssen dann die Einflüsse der bisher vernachlässigten Normalspannungsdeviatoren, d. h., Abweichungen der horizontalen und vertikalen Normalspannungen vom hydrostatischen Druck, sowie der schnellen Eisströme nahe des Eisrandes mit ihrer speziellen Dynamik berücksichtigt werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt betrifft die Einbeziehung von induzierter Anisotropie der Eiskristalle. Analysen von Eisbohrkernen haben gezeigt, dass die übliche Annahme einer statistischen Verteilung der Kristallachsen und somit eines makroskopisch isotropen Fließverhaltens des polykristallinen Eises besonders in großen Tiefen nicht mehr zutrifft (z. B. THORSTEINSSON 1996). Somit muss für eine korrekte Beschreibung das gängige nichtlinear-viskose, isotrope GLENsche Fließgesetz [Anhang A, Gl. (4)] durch ein anisotropes Fließgesetz, gekoppelt mit einer Evolutionsgleichung für die Anisotropie, ersetzt werden. Ansätze hierfür wurden u. a. von SVENDSEN und HUTTER (1996), GÖDERT und HUTTER (1998, 2000) vorgeschlagen.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. K. Herterich für die Anregung, diesen Artikel zu verfassen, Herrn Dipl.-Ing. B. Mügge für die Ergebnisse der Antarktis-Treibhaus-Simulationen und Herrn Prof. K. Hutter für langjährige Unterstützung und Förderung meines wissenschaftlichen Werdegangs.

Literatur

- ALLISON, I., R. G. BARRY, B. E. GOODISON (Hrsg.), 2001: *Climate and Cryosphere (CliC) Project Science and Co-ordination Plan, Version 1*. WCRP-114, WMO/TD No. 1053.
- BUDD, W. F., D. JENSSSEN, I. N. SMITH, 1984: A three-dimensional time-dependent model of the West Antarctic ice sheet. *Ann. Glaciol.* **5**, 29–36.
- BUDD, W. F., I. N. SMITH, 1982: Large-scale numerical modelling of the Antarctic ice sheet. *Ann. Glaciol.* **3**, 42–49.
- CALOV, R., K. HUTTER, 1996: The thermomechanical response of the Greenland Ice Sheet to various climate scenarios. *Climate Dyn.* **12**, 243–260.
- CALOV, R., K. HUTTER, 1997: Large scale motion and temperature distributions in land based ice shields – the Greenland Ice Sheet in response to various climatic scenarios. *Arch. Mech.* **49**, 919–962.
- CALOV, R., A. GANOPOLSKI, V. PETOUKHOV, M. CLAUSSEN, R. GREVE, 2002: Large-scale instabilities of the Laurentide ice sheet simulated in a fully coupled climate-system model. *Geophys. Res. Lett.* **29** (24), 2216, doi: 10.1029/2002GL016078.
- CHURCH, J. A. et al., 2001: Changes in sea level. In: J. T. Houghton et al. (Hrsg.), *Climate Change 2001: The Scientific Basis*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 639–693.
- FABRÉ, A., A. LETRÉGUILLY, C. RITZ, A. MANGENEY, 1995: Greenland under changing climates: sensitivity experiments with a new three-dimensional ice sheet model. *Ann. Glaciol.* **21**, 1–7.
- FASTOOK, J. L., J. E. CHAPMAN, 1989: A map-plane finite-element model: three modeling experiments. *J. Glaciol.* **35** (119), 48–52.
- GÖDERT, G., K. HUTTER, 1998: Induced anisotropy in large ice shields: theory and its homogenization. *Cont. Mech. Thermodyn.* **10**, 293–318.
- GÖDERT, G., K. HUTTER, 2000: Material update procedure for planar transient flow of ice with evolving anisotropy. *Ann. Glaciol.* **30**, 107–114.
- GREVE, R., 1997a: A continuum-mechanical formulation for shallow polythermal ice sheets. *Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **355**, 921–974.
- GREVE, R., 1997b: Application of a polythermal three-dimensional ice sheet model to the Greenland ice sheet. Response to steady-state and transient scenarios. *J. Climate* **10** (5), 901–918.
- GREVE, R., 2000a: Large-scale glaciation on Earth and on Mars. Habilitationsschrift, *Fachbereich Mechanik, Technische Universität Darmstadt*. [Erhältlich unter: <http://wegener.mechanik.tu-darmstadt.de/greve/publist.html>.]
- GREVE, R., 2000b: On the response of the Greenland ice sheet to greenhouse climate change. *Climatic Change* **46**, 289–303.
- GREVE, R., 2001: Glacial isostasy: Models for the response of the Earth to varying ice load. In: B. STRAUGHAN, R. GREVE, H. EHRENTAUF, Y. WANG (Hrsg.), *Continuum Mechanics and Applications in Geophysics and the Environment*. Springer Verlag, Berlin, 307–325.

- HERTERICH, K., 1988: A three-dimensional model of the Antarctic ice sheet. *Ann. Glaciol.*, **11**, 32–35.
- HERTERICH, K., 1990: Modellierung eiszeitlicher Klimaschwankungen. Habilitationsschrift, *Fachgebiet Meteorologie, Fachbereich Geowissenschaften, Universität Hamburg*, 209 S.
- HUTTER, K., 1983: Theoretical glaciology; material science of ice and the mechanics of glaciers and ice sheets. *D. Reidel Publishing Company*, Dordrecht, 510 S.
- HUYBRECHTS, P., 1990a: A 3-D model for the Antarctic ice sheet: a sensitivity study on the glacial-interglacial contrast. *Climate Dyn.* **5**, 79–92.
- HUYBRECHTS, P., 1990b: The Antarctic ice sheet during the last glacial-interglacial cycle: A three-dimensional experiment. *Ann. Glaciol.* **14**, 115–119.
- HUYBRECHTS, P., 1992: The Antarctic ice sheet and environmental change: a three-dimensional modelling study. *Berichte zur Polarforschung* **99**, 241 S.
- HUYBRECHTS, P., 1993: Glaciological modelling of the Late Cenozoic East Antarctic ice sheet: stability or dynamism? *Geografiska Annaler* **75 A** (4), 221–238.
- HUYBRECHTS, P., 1994: The present evolution of the Greenland ice sheet: an assessment by modelling. *Global Planet. Change* **9**, 39–51.
- HUYBRECHTS, P., J. OERLEMANS, 1988: Evolution of the East Antarctic ice sheet: A numerical study of thermo-mechanically response patterns with changing climate. *Ann. Glaciol.* **11**, 52–59.
- HUYBRECHTS, P., J. OERLEMANS, 1990: Response of the Antarctic ice sheet to future greenhouse warming. *Climate Dyn.* **5**, 93–102.
- HUYBRECHTS, P., A. LETRÉGUILLY, N. REEH, 1991: The Greenland ice sheet and greenhouse warming. *Palaeogeogr., Palaeoclimatol., Palaeoecol. (Global Planet. Change Section)* **89**, 399–412.
- HUYBRECHTS, P., A. J. PAYNE, EISMINT Intercomparison Group, 1996: The EISMINT benchmarks for testing ice-sheet models. *Ann. Glaciol.* **23**, 1–12.
- JENSSSEN, D., 1977: A three-dimensional polar ice-sheet model. *J. Glaciol.*, **18** (80), 373–389.
- KUHLE, M., K. HERTERICH, R. CALOV, 1989: On the ice age glaciation of the Tibetan Highlands and its transformation into a 3-D model. *Geo Journal* **19** (2), 201–206.
- LETRÉGUILLY, A., P. HUYBRECHTS, N. REEH, 1991a: Steady-state characteristics of the Greenland ice sheet under different climates. *J. Glaciol.* **37** (125), 149–157.
- LETRÉGUILLY, A., N. REEH, P. HUYBRECHTS, 1991b: The Greenland ice sheet through the last glacial-interglacial cycle. *Palaeogeogr., Palaeoclimatol., Palaeoecol. (Global Planet. Change Section)* **90**, 385–394.
- MACAYEAL, D. R., 1992: Irregular oscillations of the West Antarctic ice sheet. *Nature* **359**, 29–32.
- MACAYEAL, D. R., V. ROMMELAERE, P. HUYBRECHTS, C. L. HULBE, J. DETERMANN, C. RITZ, 1996: An ice-shelf model test based on the Ross Ice Shelf. *Ann. Glaciol.* **23**, 46–51.
- MAHAFFY, M. W., 1976: A three-dimensional numerical model of ice sheets: Test on the Barnes ice cap, Northwest Territories. *J. Geophys. Res.* **81** (6), 1059–1066.
- MORLAND, L. W., 1984: Thermo-mechanical balances of ice sheet flows. *J. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **29**, 237–266.
- MÜGGE, B., 2001: Simulation of the influence of global warming on the Antarctic ice sheet. Vortrag auf der Tagung der Gesellschaft für Angewandte Mathematik und Mechanik (GAMM), Zürich, Februar 2001 (unpubliziert).
- OERLEMANS, J., 1982a: A model of the Antarctic ice sheet. *Nature* **297**, 550–553.
- OERLEMANS, J., 1982b: Response of the Antarctic Ice Sheet to a climatic warming: a model study. *J. Climatology* **2**, 1–11.
- PATERSON, W. S. B., 1994: *The physics of glaciers*. Third edition. Pergamon Press, Oxford, 480 S.
- PAYNE, A. J., P. HUYBRECHTS, A. ABE-OUCHI, R. CALOV, J. L. FASTOOK, R. GREVE, S. J. MARSHALL, I. MARSIAI, C. RITZ, L. TARASOV, M. P. A. THOMASSEN, 2000: Results from the EISMINT model intercomparison: the effects of thermomechanical coupling. *J. Glaciol.* **46** (153), 227–238.
- REEH, N., 1991: Parameterization of melt rate and surface temperature on the Greenland ice sheet. *Polarforschung* **59** (3), 113–128.
- RITZ, C., A. FABRÉ, A. LETRÉGUILLY, 1997: Sensitivity of a Greenland ice sheet model to ice flow and ablation parameters: Consequences on the evolution through the last climatic cycle. *Climate Dyn.* **13**, 11–24.
- SVENDSEN, B., K. HUTTER, 1996: A continuum approach for modelling induced anisotropy in glaciers and ice sheets. *Ann. Glaciol.* **23**, 262–269.
- THORSTEINSSON, T., 1996: Textures and fabrics in the GRIP ice core, in relation to climate history and ice deformation. *Berichte zur Polarforschung* **205**, 146 S.

Anhang: Modellgleichungen der Eisschilddynamik

Eis in Eisschilden wird rheologisch als dreidimensionale, inkompressible, nichtlinear-viskose, wärmeleitende Flüssigkeit beschrieben. Aus der Massenbilanz

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

(Geschwindigkeit $\mathbf{u}$) kann durch Integration über die Vertikalkoordinate z eine Evolutionsgleichung für die Eisdicke $H(x, y, t)$ (horizontale Koordinaten x, y , Zeit t) gewonnen werden,

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + a_s - a_b, \quad (3)$$

wobei $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ der Volumenfluss [vertikal integrierte Horizontalgeschwindigkeit $\mathbf{u}_h = (u_x, u_y)$], a_s die Netto-Akkumulations-Ablationsrate an der Oberfläche (im wesentlichen Schneefall minus Schmelzen) und a_b die basale Schmelzrate sind. Gleichung (3) stellt die zentrale Evolutionsgleichung der Eisschilddynamik dar.

Die Deformation von Eis kann in guter Näherung durch das nichtlinear-viskose GLENSche Fließgesetz (z. B. PATERSON 1994) beschrieben werden,

$$\dot{\epsilon}_{ij} = EA(T, \omega) f(\sigma) \sigma_{ij}^*, \quad (4)$$

mit $f(\sigma) = \sigma^{n-1}$, $n = 3$, wobei $\dot{\epsilon}$ die Deformationsrate [Kap. 19, Gl. (10)], σ^* der Spannungsdeviator [Kap. 19, Gl. (12)], $\sigma = \sqrt{1/2 \sigma_{ij}^* \sigma_{ij}^*}$ die effektive Schubspannung und E der Fließverstärkungsfaktor (gleich Eins für reines Eis; größere Werte können eiszeitlichen Staubgehalt und/oder Anisotropieeffekte berücksichtigen) sind. Der sog. Rate-Faktor $A(T, \omega)$ enthält die Abhängigkeiten von der Temperatur T und dem Wassergehalt ω , vergl. PATERSON (1994). Im Gegensatz zu dem in Kap. 19 beschriebenen Meereis kann für Inlandeis der Trägheitsanteil in der Impulsbilanz vernachlässigt werden, sodass sie sich auf die Kräftebilanz

$$-\text{grad } P + \text{div } \sigma^* + \rho \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (5)$$

reduziert (hydrostatischer Druck P , Dichte von Eis ρ , Schwerkbeschleunigung $\mathbf{g}$). Unter der Annahme einer flachen Eisschildgeometrie, d. h., eines kleinen Aspektverhältnisses

$$\alpha = \frac{[H]}{[L]} \ll 1 \quad (6)$$

von typischer Eisdicke $[H]$ zu typischer Horizontalausdehnung $[L]$ (*Shallow-Ice-Approximation*; HUTTER 1983, MORLAND 1984), ergibt sich aus den Gleichungen (4) und (5) die horizontale Geschwindigkeit

$$\mathbf{u}_h = \mathbf{u}_b - \left(2(\rho g)^n |\nabla h|^{n-1} \int_b^z EA(T, \omega) (h - z')^n dz' \right) \times \nabla h. \quad (7)$$

dabei bedeuten $\mathbf{u}_b$ die basale Gleitgeschwindigkeit, welche durch ein geeignetes Gleitgesetz parameterisiert werden muss [z. B. $\mathbf{u}_b = \mathbf{0}$ für eine kalte Eisbasis unter dem Druckschmelzpunkt, $\mathbf{u}_b = f(\tau_b)$ für eine temperierte Eisbasis auf dem Druckschmelzpunkt, wobei τ_b die Schubspannung am Boden ist], $z = b(x, y, t)$ die Position der Eisbasis und $z = h(x, y, t) = b(x, y, t) + H(x, y, t)$ die Position der Eisoberfläche. Der in der Eisdickengleichung (3) benötigte Volumenfluss folgt dann zu

$$\mathbf{q} = \int_b^h \mathbf{u}_h dz = \int_b^h \mathbf{u}_b dz - \left(2(\rho g)^n |\nabla h|^{n-1} \int_b^h EA(T, \omega) (h - z)^{n+1} dz \right) \times \nabla h. \quad (8)$$

Das Modellgleichungssystem wird komplettiert durch die hier nicht angegebenen thermodynamischen Evolutionsgleichungen für die Temperatur $T(x, y, z, t)$ und den Wassergehalt $\omega(x, y, z, t)$ sowie Evolutionsgleichungen für das Eisalter $A(x, y, z, t)$ und die isostatische Vertikalverschiebung der Position der Eisbasis (bzw. Lithosphärenoberseite) $b(x, y, t)$ aufgrund der zeitlich veränderlichen Eislasten.