

Martin Rückamp

**Eisgeometrie und Fließdynamik der subpolaren
Eiskappe von King George Island (Antarktis)**

**Einsatz eines fluggestützten GPR-Systems
und eines numerischen *full-Stokes*-Fließmodells**

2011

Geophysik

**Eisgeometrie und Fließdynamik der subpolaren
Eiskappe von King George Island (Antarktis)**

**Einsatz eines fluggestützten GPR-Systems
und eines numerischen *full-Stokes*-Fließmodells**

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von

Martin Rückamp

aus Münster (Westf.)

- 2011 -

Dekan:	Prof. Dr. T. Kuhn
Erster Gutachter:	Prof. Dr. M. A. Lange
Zweiter Gutachter:	Prof. Dr. U. Hansen

Tag der mündlichen Prüfung:	23.3.2011
Tag der Promotion:	23.3.2011

Veröffentlichungen

peer-reviewed:

F. Pattyn, L. Perichon, A. Aschwanden, B. Breuer, B. de Smet, O. Gagliardini, G.H. Gudmundsson, R.C.A. Hindmarsh, A. Hubbard, J.V. Johnson, T. Kleiner, Y. Konovalov, C. Martin, A.J. Payne, D. Pollard, S. Price, **M. Rückamp**, F. Saito, O. Soucek, S. Sugiyama und T. Zwinger. Benchmark experiments for higher-order and full-Stokes ice sheet models (ISMIP-HOM), *The Cryosphere*, 2(2):95–108, 2008.

M. Rückamp, N. Blindow, S. Suckro, M. Braun und A. Humbert. Dynamics of the ice cap on King George Island, Antarctica - Field measurements and numerical simulations. *Annals of Glaciology*. 51(55):80–90, 2010.

N. Blindow, S. Suckro, **M. Rückamp**, M. Braun, M. Schindler, B. Breuer, H. Saurer, J. Simões und M. A. Lange. Geometry and thermal regime of the King George Island ice cap, Antarctica from GPR and GPS measurements. *Annals of Glaciology*, 51(55):103–109, 2010.

Papers in revision:

M. Rückamp, M. Braun, S. Suckro und N. Blindow. Surface lowering, accumulation and glacier retreat of the King George Island ice cap. *in revision, Global and Planetary Change* 2010.

Papers in review, submitted or in preparation:

J. Sobiech, **M. Rückamp**, S. Suckro, and N. Blindow. Geometry and Glacial hydrology of Bellingshausen Dome, King George Island, Antarctica. In preparation for *Polarforschung*

non-reviewed literature:

W. Korth, W. Adler, U. Hofmann, U. Münster, F. Polte und **M. Rückamp**. Bestimmung von Eishöhenänderungen in Grönland. *Zeitschrift für Vermessungswesen*. Herausgeber: Deutscher Verein für Vermessungswesen (DVV) e.V. - Gesellschaft für Geodäsie, Geoinformation und Landmanagement. zfv2008 Heft3.

[...]“No apology is made for introducing mathematics. In the author’s opinion, a mere handful of mathematical physicists, who may seldom set foot on a glacier, have contributed far more to the understanding of the subject than have hundered measures of ablation stakes or records of advances and retreats of glacier termini. This is not to say that the latter are unimportant; in glaciology, as in other branches of science, there is a place for both the theoretical and the experimental approach.”[...] (Paterson, 1994)

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	xi
Abstract	xiii
1 Einleitung	1
2 Wissenschaftlicher Kontext	7
2.1 Das Untersuchungsgebiet	7
2.1.1 Geographie	7
2.1.2 Geologie	8
2.1.3 Vereisungsgeschichte	9
2.1.4 Klima	10
2.2 Stand der Forschung	12
2.2.1 Glaziologie	12
2.2.2 Temperiertes Eis	20
2.2.3 Modellstudien	24
2.2.4 Thermaler Status der Eiskappe von KGI	27
3 Methodik der Feldmessungen	31
3.1 Differentielles GPS	32
3.1.1 Funktionsprinzip des DGPS	32
3.1.2 Datenakquisition und Datenprozessierung	34
3.1.3 Datenqualität	40
3.2 Ground Penetrating Radar	43
3.2.1 Theorie zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen	43
3.2.2 Prinzip der Messung beim Ground Penetrating Radar	45
3.2.3 Spezielle Aspekte von GPR-Messungen auf Eis	46
3.3 Fluggestütztes GPR	48
3.3.1 Datenakquisition	49
3.3.2 Datenprozessierung und Datenqualität	52
3.4 Balisenortung	55
3.5 Ergänzende Datensätze	57
4 Ergebnisse der Feldmessungen	59
4.1 Eisgeometrie	59
4.2 Eisbewegung	69
4.3 Gletscherrückzug	72
4.4 Akkumulation	75
4.5 Höhenänderung	76

5	Diskussion der Feldmessungen	81
6	Theoretische Grundlagen der Fließdynamik von Eiskappen	85
6.1	Relevante Feldgleichungen	85
6.2	Randbedingungen	87
6.2.1	Eisoberseite	88
6.2.2	Eisbasis	88
6.2.3	Seitliche Begrenzungen	90
6.2.4	CTS	91
6.3	Eismächtigkeit	91
6.4	Zustandsgleichungen und Spezifizierung physikalischer Größen	92
7	Das numerische Fließmodell	97
7.1	Implementierung in COMSOL	97
7.2	Verifikation des numerischen Modells	101
7.2.1	ISMIP-HOM	101
7.2.2	Temperatur	115
7.2.3	Wassergehalt	119
8	Ergebnisse der Fließdynamik von King George Island	123
8.1	Überblick	123
8.2	Initialisierung: Kalt, Temperiert oder Polythermal?	128
8.2.1	Fließfaktor-Parametrisierungen	129
8.2.2	Simulationen für exemplarische Temperaturregime	130
8.3	Tuning: Fließdynamik des Arctowski Eisfeldes	139
8.3.1	Wahl des Gleitgesetzes	141
8.3.2	Wahl der Parameterkombination	143
8.4	Validierung: Fließdynamik der Haupteiskappe	148
8.5	Komplexität: Fließdynamik unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter	152
9	Diskussion der Fließdynamik	163
10	Zusammenfassung und Ausblick	167
	Literaturverzeichnis	171
A	Bilder	193
B	Tabellen	199
	Abbildungsverzeichnis	203
	Tabellenverzeichnis	207
	Danksagung	211
	Lebenslauf	216

Kurzfassung

Die Eiskappe von King George Island (Südshetland Inseln, Antarktis) wird aufgrund ihrer Größe und geographischen Lage als temperiert und hinsichtlich des beobachteten Temperaturanstiegs entlang der Antarktischen Halbinsel als sensitiv eingestuft. Insbesondere die während der letzten 50 Jahre beobachteten glazialen Veränderungen können mit der im Bereich der Antarktischen Halbinsel nachgewiesenen regionalen Erwärmung in Zusammenhang gebracht werden. Im Hinblick auf die vielen Anzeichen für aktuelle klimatische und glaziologische Veränderungen in dieser Region befasst sich die vorliegende Arbeit mit der Dokumentation und Erweiterung der Kenntnis des gegenwärtigen glazialen Zustandes und der Fließdynamik der Eiskappe von King George Island.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden anhand von Satellitenbildern und DGPS (Differentiellen GPS)-Messungen Gletscherrückzüge und signifikante Höhenänderungen in den vergletscherten Rand- und Küstenbereichen der Insel abgeleitet; diese verdeutlichen den voranschreitenden Eismassenverlust als Antwort auf die beobachtete Erwärmung. Eine Analyse von DGPS-Messungen in den zentralen, topographisch höheren Lagen unter glaziokinematischen Gesichtspunkten lässt keine Rückschlüsse auf eine klimainduzierte Änderung der Fließbewegung zu.

Für eine weitergehende Betrachtung des momentanen Bildes des glazialen Zustandes der Eiskappe wird ein *full-Stokes*-Fließmodell der neuesten Generation entwickelt und auf das Untersuchungsgebiet angewendet. Das Fließmodell basiert auf den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie und berücksichtigt die Rheologieeigenschaften von polythermalen Eismassen. Mit Hilfe des Programmpaketes COMSOL Multiphysics[®] wurde das Modell implementiert und, unter anderem, im Rahmen der Vergleichsstudie ISMIP-HOM (*Ice Sheet Model Intercomparison Project for Higher Order Models*) erfolgreich verifiziert.

Die Anwendung auf das Modellierungsgebiet der Eiskappe von King George Island erfordert die Assimilation verschiedener Datensätze: Die benötigten digitalen Geländemodelle der Topographie der Eisoberseite, der Eismächtigkeit und des subglazialen Felsreliefs werden im wesentlichen aus bodengebundenen und fluggestützten Messdaten mehrerer durchgeführter Feldkampagnen abgeleitet. Insbesondere der Einbezug fluggestützter GPR (*Ground Penetrating Radar*)-Messungen mit dem am Institut für Geophysik (Universität Münster) entwickelten 30 MHz BGR-P30-System vervollständigt das Bild. In-situ gemessene Eisoberseitengeschwindigkeiten werden primär zur Bewertung und Optimierung der numerischen Modellstudien eingesetzt.

Aus der hier präsentierten Vergleichsstudie zwischen gemessenen und berechneten Geschwindigkeiten können, unter anderem, zwei Kernaussagen in Bezug auf Eiskappenfließmodellierung gewonnen werden. Zum ersten kann gezeigt werden, dass umfangreiche Parameterstudien unerlässlich sind, um mehrere fließdynamisch-thermodynamisch koexistente Lösungen zu bewerten und/oder auszuschließen. Zum zweiten wird deutlich, dass das Miteinbeziehen von Gletschergleit-Mechanismen in der numerischen Berechnung absolut notwendig ist, um ein realistisches Fließfeld an der Oberfläche dieser subpolaren Eiskappe zu bestimmen. Als Schlussfolgerung wird gegenüber der allgemeinen Annahme einer durchweg temperierten Eiskappe ein polythermaler Eiskörper mit einem ausgedehnten Kalteisbereich postuliert.

Abstract

Due to its small size and geographical location, the King George ice cap Island (South Shetland Islands, Antarctica) is regarded as temperate and sensitive to the observed temperature increase along the Antarctic Peninsula. Especially the glacial changes observed during the last 50 years can be connected with the regional warming. Based on various indications of on-going climatic and glacial changes in this region the work focuses on reviewing and enhancing the knowledge of the present glacial state and flow dynamics of the King George Island ice cap.

By means of satellite images and DGPS (Differential GPS) measurements considerable height changes and glacier retreats were derived at the glacierized margins and shores; this underlines the continued ice mass loss as a response to the observed warming. Nevertheless, a glaciokinematic analysis of DGPS measurements in the central, topographically higher parts, admits no conclusions on a climate-induced change of the flow dynamics.

For further consideration of the current glacial state of the ice cap, a full-Stokes flow-model belonging to the newest generation was developed and applied to the investigation area. It is based on the balance equations for mass, momentum, and energy and takes rheology properties of polythermal ice masses into account. The model is implemented in the commercial software package COMSOL Multiphysics[®] and was successfully verified within the scope of the international intercomparison project ISMIP-HOM (Ice Sheet Model Intercomparison Project for Higher Order Models).

The application of the flow-model to the selected model area of the ice cap requires the assimilation of several input datasets: the used digital elevation models of the ice surface topography, the ice thickness and the subglacial relief are basically derived from groundbased and airborne data of several conducted field campaigns. In particular, the inclusion of airborne GPR (Ground Penetrating Radar) measurements with the 30 MHz BGR-P30-System developed at the Institute of Geophysics (University of Münster) completes the mapping. In-situ measured ice surface velocities are used primarily for the assessment and optimization of the numerical model studies.

The combined field and modeling study performed in this research leads to two main conclusions. First, it is essential to establish a statistical framework involving ensembles of parameter studies to assess and/or to exclude several coexistent flowdynamic-thermodynamical solutions. Second, in order to realistically model the glacier velocity distribution, it is mandatory to include basal motion in the computation of the three dimensional velocity field of the ice cap. As a result, a polythermal ice body with a spatially extended cold ice area is postulated compared to the general assumption of a completely temperate ice cap.

Kapitel 1

Einleitung

Eine der wichtigsten Komponenten im System Erde stellt die Kryosphäre dar. Dabei machen Eisschilde bei weitem den größten Anteil des auf der Erde vorhandenem Eisvolumens aus. Deren Volumen und räumliche Ausdehnung haben einen bedeutenden Einfluss auf den mittleren globalen Meeresspiegel und das Strahlungsgleichgewicht und beeinflussen das Klima der Erde. Die aktuelle IPCC-2007 (*Intergovernmental Panel of Climate Change*)-Bewertung schätzt ein, dass der Antarktische und Grönländische Eisschild bis zu mehr als 60 m zum aktuellen globalen Meeresspiegelanstieg beitragen (Bamber et al., 2001; Lythe et al., 2001; IPCC, 2007; Lemke et al., 2007). Für die kleineren Gletscher und Eiskappen (GIC, *glaciers and ice caps*) wird hingegen ein Wert zwischen 15 und 37 cm Beitrag zum aktuellen globalen Meeresspiegelanstieg geschätzt. Im Vergleich des eustatischen Meeresspiegelanstieges von den Eisschilden der Antarktis und Grönland ist dieser Wert klein; gleichwohl wird erwartet, dass die GIC's in unmittelbarer Zukunft die größten Beiträge liefern (Meier et al., 2007), insbesondere da sich ihr geschätzter Beitrag seit der IPCC-2001-Bewertung um 40 % erhöht hat (Kaser et al., 2006). Allerdings beruhen diese globalen Schätzungen auf der Extrapolation von sehr wenigen direkten Volumen- und Massenbilanzmessungen der GIC's; eine Inventarisierung ist bislang nur sehr spärlich vorhanden.

Weiterhin schätzt die IPCC-2007-Bewertung ein, dass die Summe aller Beiträge für die Zeitperiode von 1961 bis 2004 einen Anstieg des globalen Meeresspiegels von $1.1 \pm 0.5 \text{ mm a}^{-1}$ zur Folge hatte. Da momentan ein Anstieg von $1.8 \pm 0.5 \text{ mm a}^{-1}$ beobachtet wird, bleibt eine Lücke von $0.7 \pm 0.7 \text{ mm a}^{-1}$. Hock et al. (2009) können zeigen, dass diese Lücke größtenteils auf die GIC's der Antarktischen Halbinsel zurückzuführen sind (ca. 28 %), da deren Beitrag in der IPCC-2007-Bewertung aufgrund des Fehlens von in-situ Messungen extrapoliert oder auch ausgeschlossen ist (z. B. Cogley, 2005; Raper und Braithwaite, 2006). Dies unterstreicht die Rolle der GIC's entlang der Antarktischen Halbinsel mit einem signifikant unterschiedlichen Klima gegenüber den kalten Bedingungen der großen Eisschilde; in vielen Studien wird die Dringlichkeit der verbesserten Bestandsaufnahme der GIC's in den globalen Datenbanken WGMS (*World Glacier Monitoring Service*) und NSIDC (*National Snow and Ice Data Center*) betont (Dyurgerov und Meier, 2005; Cogley, 2005, 2009; Kaser et al., 2006; Lemke et al., 2007; IPCC, 2007; Hock et al., 2009; Radić und Hock, 2010)

Darüber hinaus ist der Bereich der Antarktischen Halbinsel weltweit mit am stärksten von der globalen Klimaerwärmung betroffen. Aufgrund ihrer Größe und Lage in maritimen Klimabedingungen werden die GIC's am Rand der Antarktis als besonders sensitiv für Klimaänderungen eingestuft. Sie besitzen gegenüber dem antarktischen Eisschild eine kürzere Reaktionszeit und können daher zur Beobachtung von klimainduzierten Veränderungen dienen. Der Kenntnis über die Dynamik und die Massenbilanz der kleineren Eismassen in den sensitiven Küstenbereichen kommt daher eine Schlüsselrolle zu.

Um Veränderungen der Kryosphäre möglichst umfassend und detailliert zu beschreiben, be-

darf es der Bestimmung von glaziologischen Basisgrößen. In diesem Kontext stellen numerische Fließmodelle ein bedeutendes Werkzeug zur Beschreibung der Fließdynamik von Eismassen dar. Die theoretische Beschreibung des Fließens von Eis beruht auf der Annahme, dass polykristallines Eis eine viskose, inkompressible Flüssigkeit ist. Mit Hilfe kontinuumsmechanischer Methoden werden Bilanzgleichungen aufgestellt und durch Stoffgesetze komplementiert. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass das in Gletschern vorkommende Eis in zwei grundsätzlich verschiedenen Zuständen existiert: *Kaltes Eis* ist durch eine Temperatur unterhalb des druckkorrigierten Schmelzpunktes charakterisiert; es macht in den großen Eisschilden der Erde den weitaus größten Anteil aus. *Temperiertes Eis* befindet sich exakt am druckkorrigierten Schmelzpunkt, demzufolge kann dieses Eis zusätzlich Wasser in geringer Menge aufweisen; in den großen Eisschilden kann temperiertes Eis in dünnen bodennahen Schichten auftreten, welche das Fließverhalten entscheidend mit beeinflussen. Die kleineren zirkumpolaren Eiskappen und Gletscher gelten im Allgemeinen als temperiert. Gletscher die beide Phasen enthalten, werden als *polythermal* bezeichnet.

In der Literatur finden sich zahlreiche Studien, die dreidimensionale thermodynamisch gekoppelte Fließmodelle für die Untersuchung klimatologischer und glaziologischer Fragestellungen nutzen. Das einzige Modell, welches polythermale Eisschilde adäquat behandeln kann (SICOPOLIS; *simulation code for polythermal ice sheets*), basiert auf den Gleichungen der SIA (*Shallow Ice Approximation*), welche das Verhältnis zwischen geringer vertikaler zu hoher horizontaler Ausdehnung großskaliger Inlandeisschilde ausnutzt. Es wurde gezeigt, dass die Näherungen der SIA im Bereich von Eisströmen, Eisscheiden und kleineren Eiskappen und Gletschern nicht mehr gültig sind und auf Modelle höherer Ordnung oder ein sogenanntes *full-Stokes*-Modell zurückgegriffen werden muss. Des Weiteren konstatierte die aktuelle IPCC-2007-Bewertung:

[...]“*Dynamical processes related to ice flow not included in current [computer] models but suggested by recent observations could increase the vulnerability of the ice sheets to warming, increasing future sea level rise. Understanding of these processes is limited and there is no consensus on their magnitude.*” [...]

Mit anderen Worten: Die vor 2007 verwendeten numerischen Fließmodelle konnten nur wenige wichtige Prozesse repräsentieren, die zu einem signifikanten Anstieg des Meeresspiegels führen können. Um Prognosen der Eisevolution und Massenbilanz zu quantifizieren, ist zuvor eine genaue Kenntnis und Reproduktion des aktuellen glaziologischen Zustandes und der vorherrschenden Prozesse unerlässlich. Auf der Grundlage von in-situ Messungen und Beobachtungen und den daraus resultierenden Erkenntnissen ist noch keine umfassende Quantifizierung der wesentlichen eisdynamischen Basisgrößen sowie eine genaue Bestimmung der einzelnen Massenbilanzgrößen und deren Beitrag zum eustatischen Meeresspiegelanstieg möglich. Das Einschätzen dieses Beitrages verlangt verifizierte und gut validierte numerische Fließmodelle. Um dieses Ziel zu erreichen, müssen in-situ gemessene Basisgrößen zu den Simulationen als Eingabe- und Validierungsparameter herangezogen werden. Diese Vorgehensweise ist ein Zusammenspiel zwischen Messung und Numerik.

Ziele der Arbeit

Das Forschungsinteresse dieser Arbeit gilt der subpolaren Eiskappe von King George Island (Südshetland-Inseln). Diese wird aufgrund ihrer Größe und geographischen Lage als temperiert und hinsichtlich des beobachteten Temperaturanstieges entlang der Antarktischen Halbinsel als sensitiv eingestuft. Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit ist eine Dokumentation und Erweiterung der Kenntnis des gegenwärtigen glazialen Zustandes der Eiskappe. Hierzu werden einerseits umfangreiche in-situ Messungen aus mehreren durchgeführten Feldkampagnen ausgewertet und analysiert und andererseits wird ein numerisches *full-Stokes*-Fließmodell auf das Untersuchungsgebiet angewendet. Für die vorliegende Arbeit ergeben sich folgende einzelne Zielsetzungen:

1. Um die Topographie der Eisoberseite, die Eismächtigkeitsverteilung und das subglaziale Felsbettrelief im Untersuchungsgebiet möglichst genau und flächendeckend abbilden zu können, sollen anhand umfangreicher Flugmessdaten und geeigneter Zusatzdaten entsprechend digitale geometrische Modelle erstellt und für numerische Modellstudien zugänglich gemacht werden.
2. Durchgeführte DGPS-Messungen werden unter glaziokinematischen Gesichtspunkten ausgewertet. Die auf einem engen Netzwerk gemessenen in-situ Eisoberseitengeschwindigkeiten sollen primär zur Bewertung von numerischen Simulationen der Fließdynamik dienen. In die Felduntersuchungen werden aufbereitete Satellitendaten eingebunden, um zusammen mit abgeleiteten Höhenänderungen und gemessenen Akkumulationsraten den gegenwärtigen glazialen Zustand zu bewerten.
3. Die Entwicklung und Verifizierung eines dreidimensionalen, thermodynamisch-fließdynamisch gekoppelten numerischen *full-Stokes*-Fließmodells für die adäquate Beschreibung von kleinskaligen, polythermalen Eiskappen.
4. Mittels einer numerischen, diagnostischen Modellierung soll die Eisbewegung und das thermale Regime (d.h. das Fließgeschwindigkeitsfeld und die Temperatur des Eises) umfassend und detailliert quantifiziert werden. Dabei sind auch charakteristische lokale Prozesse einzubeziehen, um deren jeweilige Bedeutung für das großräumige Fließregime beurteilen zu können.

Strukturierung der Arbeit

Diese These lässt sich in zwei Unabhängige in sich selbst geschlossene Teile aufspalten. Kapitel 3–5 umfassen eine Abhandlung der glaziologischen Feldmessungen auf King George Island, wohingegen die Kapitel 6–9 die numerische Behandlung der Fließdynamik von Eiskappen zum Thema haben.

Kapitel 2

Wissenschaftlicher Kontext: Das Kapitel gibt einen Überblick des wissenschaftlichen Kontextes. Dieser gliedert sich in eine Einführung in das Untersuchungsgebiet und einer Wiedergabe des aktuellen Standes der Forschung. Spezielle Aufmerksamkeit wird den polythermalen/temperierten Strukturen und Eigenschaften von Gletschern und Eiskappen gewidmet.

Kapitel 3

Methodik der Feldmessungen: Die Feldmessungen sind mit verschiedenen geophysikalischen und geodätischen Methoden unter glaziologischen Gesichtspunkten durchgeführt worden. Daten für die Bestimmung von präzisen Eisoberseitengeschwindigkeiten wurden mit DGPS gesammelt. Mit dem GPR-Helikoptersystem BGR-P30, das mit kurzen 30 MHz-Impulsen arbeitet, und mit einem mehrfrequenten GPR-Schlittensystem sind großflächig Geometriedaten hochauflösend kartiert worden. Die Darstellung der angewendeten Methodik mit ihren glaziologischen Eigenschaften ist Bestandteil diese Kapitels.

Kapitel 4

Ergebnisse der Feldmessungen: Die Ergebnisse der Feldmessungen sind aufgeteilt in die Unterkapitel Geometrie, Eisbewegung, Gletscherrückzug, Akkumulation und Höhenänderung.

Kapitel 5

Diskussion der Feldmessungen: Die Ergebnisse der Feldmessungen werden detailliert diskutiert, zu früheren Arbeiten in Bezug gesetzt und in den wissenschaftlichen Kontext eingeordnet.

Kapitel 6

Theoretische Grundlagen der Fließdynamik von Eiskappen: Aufbauend auf den kontinuumsmechanischen Bilanzgleichungen und Sprungbedingungen für Masse, Impuls und Energie für polythermale Eisschilde wird ein *full-Stokes*-Fließmodell entwickelt. Dabei wird das Eis rheologisch als inkompressibles, nichtlinear viskoses und wärmeleitendes Fluid angenommen.

Kapitel 7

Das numerische Fließmodell: Nach einer Erläuterung der technischen Umsetzung in dem kommerziellen FE (Finite Elemente) Programmpaket COMSOL Multiphysics[®] findet eine gründliche Verifizierung des *full-Stokes*-Fließmodells statt. Die numerischen Lösungen müssen analytischen Lösungen Stand halten sowie in hoch idealisierten Experimenten das intuitiv angenommene Verhalten reproduzieren.

Kapitel 8

Ergebnisse der Fließdynamik von King George Island: Das verifizierte *full-Stokes*-Fließmodell wird auf die Eiskappe von King George angewendet. Um die momentan herrschenden glazialen Verhältnisse der Haupteiskappe von KGI umfassend, detailliert und quantitativ zu beschreiben, sind eine Reihe von Parameterstudien notwendig. Als Resultat wird das Fließregime beschreibende Fließgeschwindigkeitsfeld und die damit zusammenhängende Temperaturverteilung im Eiskörper angegeben.

Kapitel 9

Diskussion der Fließdynamik: Analog zu Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Fließdynamik detailliert diskutiert, zu früheren Arbeiten in Bezug gesetzt und in den wissenschaftlichen Kontext eingeordnet.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick: Basierend auf den zusammengefassten Resultaten schließt die Arbeit mit einem Ausblick für weitere potenzielle und zukünftige Anforderungen von wissenschaftlichen Studien auf diesem Gebiet ab.

Teile der Arbeiten sind in Pattyn et al. (2008), Blindow et al. (2010) und Rückamp et al. (2010a) veröffentlicht sowie eingereicht zur Publikation in Rückamp et al. (2010b).

Kapitel 2

Wissenschaftlicher Kontext

2.1 Das Untersuchungsgebiet

In diesem Kapitel wird kurz die Geographie von King George Island (KGI) mit den verwendeten Ortsnamen vorgestellt (Kap. 2.1.1). Da das subglaziale Relief die Oberflächentopographie und die Drainagecharakteristik von Eiskappen mitbestimmt, wird ein kurzer Überblick der geologischen Eigenschaften von KGI gegeben (Kap. 2.1.2). In den anschließenden Kapiteln 2.1.3 und 2.1.4 erfolgt ein kurzer Abriss über die lokale Vereisungsgeschichte und das lokale Klima von KGI. Diese Hintergründe sind bei der Analyse der jetzt vorherrschenden Wechselwirkungen zwischen Klima – Gletscher und Felsbett – Gletscher von Bedeutung.

2.1.1 Geographie

Die Südshetland Inseln (SSI) liegen ca. 150 km nordwestlich des antarktischen Festlandes (Abb. 2.1). Die Bransfield Strait trennt diese von der Antarktischen Halbinsel. Mit mehr als 1250 km² ist KGI die größte Insel der Gruppe (Simões et al., 1999). In Ost-West Richtung hat KGI eine Ausdehnung von ca. 80 km und in Nord-Süd ca. 30 km. Das Erscheinungsbild wird durch drei große Buchten geprägt: die King George Bay, die Admiralty Bay sowie die Maxwell Bay. Nach Simões et al. (1999) sind 93 % der Oberfläche von KGI mit Eis bedeckt. Die größten eisfreien Gebiete liegen an der westlichen Küste der Insel (Fildes Halbinsel) sowie der südlichen Küste (Barton und Potter Halbinsel, Admiralty Bay und Penguin Island). An der nördlichen Küste existieren lediglich kleinere eisfreie Aufschlüsse.

Die Oberflächentopographie der Eiskappe von KGI ist stark vom subglazialen Relief geprägt. Entlang eines ausgeprägten geologischen Rückens (Barton Horst, Kap. 2.1.2), der sich in ONO-WSW Richtung erstreckt (Birkenmajer, 1997), finden sich die höchsten Erhebungen. Der südliche Teil ist durch tiefe fjordähnliche Einbuchtungen charakterisiert, während die Topographie im nördlichen Teil eher flach und eben ist. Die Haupteiskappe von KGI kann in folgende geographische Einheiten unterteilt werden:

- Die Haupteiskappe bestehend aus dem Arctowski Eisfeld, Zentralteil und Ostteil weist mehrere erhöhte Eiskuppen auf. Die höchsten Erhebungen erreichen ca. 700 m a.s.l. (Braun, 2001). An den südlichen Begrenzungen drainiert die Haupteiskappe durch zahlreiche Auslassgletscher, während im Norden die Eistopographie eher flach und eben ist.
- Der Bellingshausen Dome verbindet die Fildes Halbinsel und die Haupteiskappe. Die Höhen erreichen hier ca. 250 m a.s.l., bei einer Ausdehnung des Domes von ca. 5 × 5 km.
- Die beiden Eisfelder, die die Admiralty Bay eingrenzen, das Warszawa und das Krakow Eisfeld, erreichen Höhen bis 450 m a.s.l.

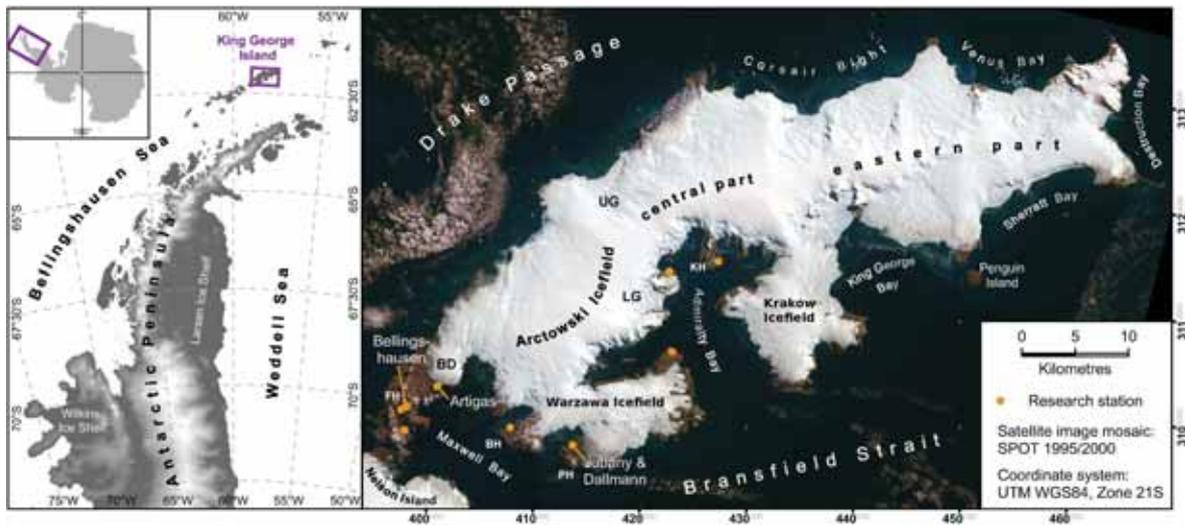


Abbildung 2.1: King George Island im Überblick mit Lage zur Antarktischen Halbinsel, Ortsbezeichnungen und permanenten Forschungsstationen. Die Abkürzungen BD, LG und UG stehen für Bellingshausen Dome, Lange Gletscher und Usher Gletscher. Die Abkürzungen FH, BH, PH und KH stehen für Fildes Halbinsel, Barton Halbinsel, Potter Halbinsel und Keller Halbinsel. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

Die Küsten bestehen aus Sand- und Kiesstränden, Felskliffs sowie Eisbrüchen, die den hauptsächlichen Teil der Küste ausmachen (Gengnian et al., 1992). Einige wenige Gletscher münden ins Wasser und schwimmen auf. Diese werden als Gezeitengletscher (*tidewater glaciers*) bezeichnet, da sie dem Tidenhub ausgesetzt sind (Noble, 1965; Gengnian et al., 1992). Gezeitengletscher werden als Gletscher mit gegründeten aber marinen Termini definiert; Schelfeise werden als die aufschwimmende Begrenzung von Auslassgletschern definiert.

Aufgrund der Nähe zum südamerikanischen Kontinent existieren auf KGI mehrere Forschungsstationen von verschiedenen Nationen (Argentinien, Brasilien, Chile, China, Peru, Polen, Russland, Südkorea und Uruguay). Die Inselgruppe ist Teil des Argentinischen, Britischen sowie Chilenischen Antarktisterritoriums, fällt jedoch unter den Antarktisvertrag, der keine staatliche Souveränität zulässt. Durch diese Multi-Nationalität existieren mehrere Namensgebungen von Orten. Die im Text verwendeten Ortsnamen beziehen sich auf *Gazetter Antarctica* (Working Group on Geodesy & Geographic Information, 2000) und Sievers und Thomson (1998).

2.1.2 Geologie

Die geologische Entwicklung von KGI ist direkt mit der Entstehung der Antarktischen Halbinsel verknüpft. Letztere wurde während des späten Mesozoikums bis ins späte Tertiär als magmatischer Inselbogen durch Subduktion von paläopazifischem Ozeanboden unter den zerfallenden Superkontinent Gondwana gebildet (Birkenmajer, 1997). Die ostwärts gerichtete Subduktion, von der heute noch der South Shetland Trench zeugt, endete vor ca. 4 Ma. Im Zeitraum des späten Pliozäns bis in das frühe Pleistozän wurde die Inselgruppe von der Antarktischen Halbinsel infolge der Öffnung der Bransfield Strait getrennt. Die Kruste weist hier typische Merkmale wie Krustenausdünnung und Dehnungsstrukturen auf (Frisch und Loesch-

ke, 1993). Als Folge der Subduktion kam es zu vulkanischer Tätigkeit, welche überwiegend im Eozän bis ins untere Miozän stattfand (Clapperton, 1990; Youyu und Zhijiu, 1992).

Das Grundgebirge von KGI ist aus vulkanischem Gestein aufgebaut und wird teilweise von glazialen Ablagerungen überdeckt (Birkenmajer, 1997, 1989). KGI besteht aus verschiedenen tektonischen Einheiten, welche durch eine in ONO-WSW verlaufende Blattverschiebung getrennt sind (Abb. 2.2). Die Blöcke, die jeweils einzelne Terranes repräsentieren, sind teilweise durch jüngere NW-SO verlaufende Blattverschiebungen durchsetzt. Der Barton Horst – bestehend aus kalkalkalinen Vulkaniten und zwischengelagerten, leicht metamorph überprägten Sedimenten – bildet die wichtigste geologische Einheit (Tokarski, 1987). Der im Nordwesten anschließende Fildes Block besteht aus terrestrischen Laven, Truffen, basaltischen und andesitischen Agglomeraten (Birkenmajer, 1997; Tokarski, 1987). Der Warsawa Block im Südosten des Barton Horsts ist aus nicht-metamorphen Vulkaniten und Sedimenten aufgebaut (Tokarski, 1987). Hier wird zusätzlich der Krakow Block unterschieden, da sich dieser aus vulkanischen und glazialen Ablagerungen zusammensetzt (Birkenmajer, 1982; Tokarski, 1987).

Die letzte wichtige geologische Einheit – Penguin Island – ist markiert durch die rezenten Schlackekegel des Melville Peak und des Penguin Island Vulkans. Birkenmajer und Keller (1990) bestimmten zwei vulkanische Phasen. Eine davon datiert zurück auf das Mittlere und Späte Pleistozän; die andere korreliert mit der Bildung des Deacon Peak auf Penguin Island. Die beiden Krater auf Penguin Island werden auf 300 Jahre (Deacon Peak) und 100 Jahre (Petrel crater maar) datiert (Birkenmajer und Keller, 1979; Birkenmajer, 1979). Speziell diese Nähe von KGI zu rezentem Vulkanismus ist wichtig für Eiskerndatierungen, da die Ascheablagerungen stratigraphische Markierungen bilden (Orheim und Govorukha, 1982). Insbesondere die in den Jahren 1967, 1969 und 1970 beobachteten Eruptionen auf Deception Island (Abb. A.1) zeugen von rezentem Vulkanismus und Krustenbewegung.

2.1.3 Vereisungsgeschichte

Daten aus dem Südpolarmeer sprechen gegen eine Vereisung während der Kreidezeit. Glaziologische Modelle für diesen Zeitraum belegen, dass ausgedehnte Eisfelder und Gletscher lediglich in den Hochlagen und im Innern der Antarktis zu finden waren (Ehrmann, 1994).

Erst im mittleren Eozän (vor 52 Ma) setzte eine Abkühlung ein und erste Gletscher erreichten die Küste. Infolge geänderter Ozeanströmungen und somit der Abkühlung des Südpolarmeeress fand im Oligozän die Bildung eines kontinentalen Eisschildes statt. Der Eisaufbau setzte sich bis ins obere Miozän fort, wobei der Prozess durch wärmere Phasen mit Eisabbau unterbrochen wurde. Im Unterpliozän wurde das maximale Eisvolumen erreicht, da sich das Eis danach durch eine großräumige Klimaerwärmung zurückzog. Dieser Rückzug endete vor ca. 3.5 Ma und es schlossen sich weitere Glazial-/Interglazialzyklen an (Ehrmann, 1994). Anhand von marinen Fossilien und vulkanischen Gesteinen, deren Alter radiometrisch bestimmt wurden, kann die tertiäre Vereisung der Antarktischen Halbinsel und der SSI in vier kalte und drei warme Epochen aufgeteilt werden (Birkenmajer, 1996, 1999; Clapperton, 1990). Die Rekonstruktion des Paläoklimas während des mittleren Oligozäns bis in das Pliozän ist bisher nicht möglich, da noch keine Zeugnisse aus dieser Zeit eine deutliche Zuordnung zuließen (Birkenmajer, 1992).

Über die Vereisung im Quartär der SSI ist weniger bekannt als die im Tertiär. Die Frage nach der exakten Anzahl von Glazialen und Interglazialen und den damit verbundenen Eismassenänderungen blieb bislang unbeantwortet. Es wird jedoch angenommen, dass infolge der Öffnung der Bransfield Strait die Eiskappe der SSI im Pleistozän von der Antarktischen

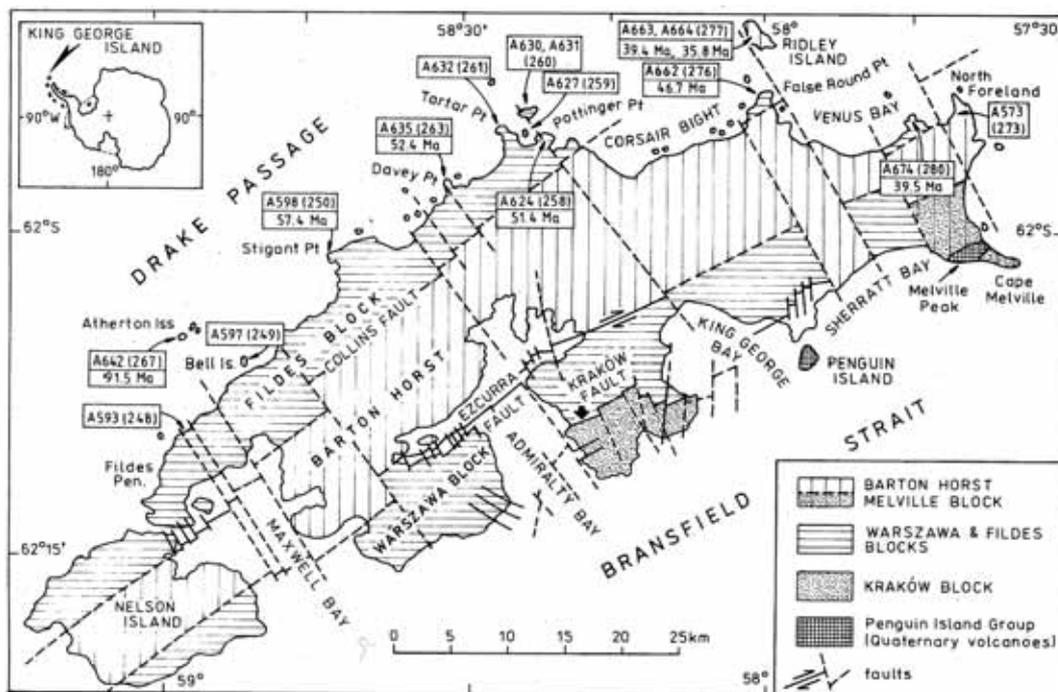


Abbildung 2.2: Geologische Karte von King George Island im Überblick. Abbildung entnommen aus Birkenmajer (1997).

Halbinsel getrennt waren. Im Verlauf des Quartärs zerfiel die Eiskappe der Inselgruppe in die rezenten kleineren Eiskappen der Inseln. An der Pleistozän-Holozän-Grenze kam es infolge einer globalen Klimaerwärmung zum Rückzug der Eiskappen. Der exakte Zeitpunkt ist nicht bekannt und wird für die Fildes Halbinsel mit ca. 8000 BP (*before present*) und für die Admiralty Bay mit 5000 BP angegeben (Birkenmajer, 1992).

Aufgrund der isostatischen Hebung von KGI lassen sich die letzten Vorstoß- und Rückzugszyklen bestimmen (Barsch und Mäusbacher, 1986). Demnach waren die SSI vor 6000 BP noch weitgehend vergletschert. Innerhalb von 1000 Jahren erfolgte ein rapider Rückzug des Eises, dem sich wieder ein Vorstoß anschloss. Dieser endete vor 1000 Jahren, seitdem befinden sich die Gletscher wieder im Rückzugsstadium. Barsch und Mäusbacher (1986) geben für diesen Zeitraum eine durchschnittliche isostatische Hebungsrates von $4\text{--}5\text{ mm a}^{-1}$ an, die bis heute andauert.

2.1.4 Klima

KGI weist aufgrund seiner geographischen Position ein maritimes Klima auf und wird dem Küstenklima zugeordnet. Durch die Lage der SSI in der subantarktischen Westwindzone ziehen in schneller Abfolge ostwärts gerichtete Zykclone mit relativ warmer und feuchter Luft über sie hinweg (Bintanja, 1995). Im Vergleich zum antarktischen Kontinent führen diese Luftmassen hohe Niederschlagsraten mit sich. Subpolare Klimazonen sind durch relativ milde Winter gekennzeichnet und folglich mit einer für die Antarktis hohen Jahresmitteltemperatur geprägt. Die im Jahr 2009 gemessene 2m-Jahresmitteltemperatur der Luft an der Forschungsstation Bellingshausen beträgt -2.7°C auf Meeresspiegelniveau mit einem Trend von

$+0.252^{\circ}\text{C decade}^{-1} \pm 0.181^{\circ}\text{C decade}^{-1}$ (Abb. 2.3(a)). Im Vergleich beträgt die Jahresmitteltemperatur an der deutschen Forschungsstation Neumayer -16.8°C (Quelle: British Antarctic Survey (BAS)¹); die des Antarktischen Kontinentes wird mit -40°C angegeben (Lauer, 1999).

In den Sommermonaten kann die Lufttemperatur auf KGI oberhalb des Gefrierpunktes liegen (Abb. 2.3(b)). Die größten innerjährlichen Schwankungen sind mit einer Differenz der Maximum und Minimum Temperaturen von 13°C in den Wintermonaten zu verzeichnen. In den Sommermonaten liegt die Differenz hingegen bei 3°C . Aufgrund der relativ hohen Temperaturen in den Sommermonaten weisen die unteren Lagen der Eiskappe und der Gletscher eine signifikante Ablation auf (Bintanja, 1995; Knap et al., 1996). In den Wintermonaten kann ebenfalls Schneeschmelze auftreten, ausgelöst durch warme, feuchte Luftmassen die aus nördlicher Richtung herantransportiert werden (Rachlewicz, 1995; Rakusa-Suszczewski et al., 1993). Generell sind die Jahresmitteltemperaturen im Süden von KGI (Admiralty Bay) um 0.7°C höher, als im Westen (Fildes Halbinsel, Bellingshausen Station Kenja et al. (1998)). Dies wird sowohl auf sogenannte Föhneffekte als auch auf höhere Sonneneinstrahlung in der Admiralty Bay zurückgeführt (Martianov und Rakusa-Suszczewski, 1989; Bintanja, 1995; Braun, 2001).

Der hypsometrische Lufttemperaturgradient wird bei Wen et al. (1994) aus meteorologischen Beobachtungen mit $-0.78^{\circ}\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ im Winter und $-0.66^{\circ}\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ im Sommer angegeben. Bintanja (1995) gibt einen Wert von $-0.62^{\circ}\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ an, welcher über 23 Ballonsondierungen bestimmt worden ist. Braun (2001) bestimmte für den Sommer 1997/98 mittels AWS (*Automatic weather station*) ein Temperaturgefälle von $-0.58^{\circ}\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ bzw. $-0.66^{\circ}\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ für die Höhenbereiche von 84–225 m a.s.l. bzw. 84–619 m a.s.l.. Braun und Hock (2004) stellen mit einem Oberflächen-Energie-Bilanz-Modell zur Ablationsberechnung die Variabilität des hypsometrischen Lufttemperaturgradienten heraus. Um gemessene Schmelzereignisse im Modell zu reproduzieren, muss der Gradient niedriger angenommen werden ($-0.4^{\circ}\text{C } 100\text{ m}^{-1}$).

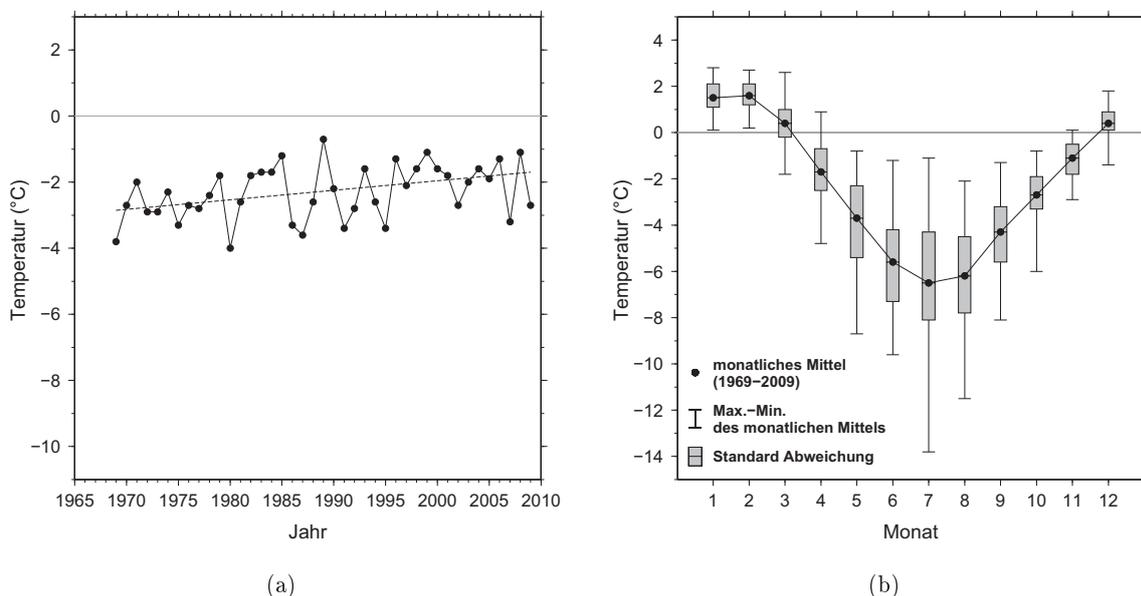


Abbildung 2.3: Jahresmitteltemperatur (a) und Monatstemperaturen (b) aus Aufzeichnungen von 1969–2009 an der Forschungsstation Bellingshausen (Quelle: BAS).

¹<http://www.antarctica.ac.uk/met/gjma/>, Abgerufen: Sep. 2010.

Die Temperatur-, Akkumulations- und Ablationsmessungen als auch die Messungen zur Gleichgewichtslinie ELA (*Equilibrium Line Altitude*) werden im anschließenden Kapitel erläutert.

2.2 Stand der Forschung

Die Eiskappen der SSI, insbesondere KGI, waren bislang Inhalt verschiedener Aktivitäten von Feldexpeditionen zur Bestimmung von glaziologischen in-situ Parametern und von numerischen Modellierungen. Zur Einordnung der in dieser Arbeit erhobenen in-situ Messungen und Ergebnisse werden ausgewählte Studien vorgestellt (Kap. 2.2.1). Ein anschließendes Kapitel beleuchtet zunächst Eigenschaften von temperiertem Eis und zugehörige Studien (Kap. 2.2.2). Motiviert ist dieses Kapitel durch die Annahme dass die Eiskappen der SSI als temperiert gelten. Das ist die Grundlage der anschließend vorgestellten Modellstudien zur Sensitivität und Dynamik der SSI Eiskappen (Kap. 2.2.3). Abschließend wird der bisherige Kenntnisstand des thermalen Status der Eiskappe von KGI abgeleitet (Kap. 2.2.4).

2.2.1 Glaziologie

Gletscherrückzug: Seit Mitte der 1950er ist eine Untersuchung von Gletscherrückzügen anhand der aufgenommenen Luftbilder während der FIDASE (*Falkland Islands and Dependencies Aerial Survey Expedition* durchgeführt vom BAS) für die SSI möglich. Zu den Gletscherständen davor ist nichts bekannt. Die detektierten Rückzüge sind ein offensichtliches Anzeichen für die lokalen klimatischen und glazialen Änderungen der Eiskappe von KGI. Eine Analyse von Luft- und Satellitenbildern (SPOT, Landsat, ERS-1) liefert für die Zeitspanne von 1956–1995 ein Gebietsverlust von 89 km² (ca. 7% der Eisbedeckung) (Simões et al., 1999, Abb. A.6). Nach Macheret und Moskalevsky (1999), Simões und Bremer (1995) und Simões et al. (1999), ist die nördliche Begrenzung im Rahmen der Genauigkeit der Satellitenbilder stationär. Die Rückzugsgebiete befinden sich größtenteils an der südlichen Küste, d. h. Admiralty Bay, King George Bay und Sherrat Bay. Eine anschließende Studie von Braun (2001) und Braun und Goßmann (2002) erstellte Rückzugsstadien für die Admiralty Bay mit feineren Zeitschritten (Abb. A.3 und A.4). Sie konnten zeigen, dass der Rückzug hauptsächlich mit großen Gezeitengletschern in Verbindung zu bringen ist. Maximale Werte von Gletschergebietsverlust weisen der Polar Club Gletscher (2.9 km²), gefolgt vom Vieville Gletscher (2 km²) und Lange Gletscher (1.7 km²) auf. Die Gletscherfront des Lange Gletscher hat sich seit 1956 um 1380 m zurückgezogen (Braun, 2001; Braun und Goßmann, 2002). Weiterhin ist zu beachten, dass die Eisfronten der Gezeitengletscher innerjährlichen Schwankungen unterworfen sind. Stansbury (1961a) und Noble (1965) konnten am Stenhouse Gletscher Vor- und Rückstoßzyklen feststellen. Hier folgte einem Kalbungsprozess im Herbst 1957 ein Vorstoß im Frühling 1957 von 150 m.

Die oben genannten Gletscher mit den maximalen Rückzugsgebieten weisen ebenfalls die größten Einzugsgebiete auf. Jedoch war eine Klassifizierung der Gletscher mit starkem bzw. wenig Gebietsverlust nach Höhen oder Gebietscharakteristiken nicht möglich. Dies wird auf vielfältige Mechanismen zurückgeführt, welche die Dynamik der Kalbungsfront mitbestimmen, wie z. B. Eiskliffhöhe, Wassertemperatur, Eistopographie, Bathymetry und Auftriebskräfte (Warren, 1992; Benn und Evans, 1998; Van der Veen, 1996; Vieli et al., 2001; Oerlemans und Nick, 2005; Nick und Oerlemans, 2006; Nick et al., 2007; Benn et al., 2007a,b). Es ist festgestellt worden, dass Gezeitengletscher von Natur aus nicht stabil und

im Stande sind, selbstgestützte Fluktuationen der horizontalen Ausdehnung zu zeigen (siehe z.B. die gemessenen Vor- und Rückzug-Zyklen von Stansbury (1961a) und Noble (1965)), die nicht oder nur schwach mit Klimaveränderungen verbunden sind (Warren, 1992). Ein Auslöser für Fluktuationen in der Ausdehnung von Gezeitengletschern mag klimatisch bedingt sein, die anschließenden Prozesse können jedoch durch interne Mechanismen verstärkt oder abgeschwächt werden (Braun, 2001; Braun und Goßmann, 2002; Warren, 1992; Paterson, 1994; Benn und Evans, 1998). Dies bedeutet, dass ein Rückzug von Gezeitengletschern nicht direkt auf eine Erwärmung zurückgeführt werden kann. Betrachtet man längere Zeitskalen sind es jedoch die klimatischen Bedingungen, die den zukünftigen Zustand des Gletschers bestimmen (Oerlemans und Nick, 2005). Während des letzten Jahrhunderts ist die Zahl der sich zurückziehenden Gezeitengletscher bedeutsam größer, als die Zahl von vorstoßenden Gezeitengletscher, was wiederum häufig mit der beobachteten Temperaturzunahme verknüpft wird (Meier und Post, 1987; Warren et al., 1995a,b; Powell, 1991; Park et al., 1998; Kenja et al., 1998). Meier und Post (1987) deuten darauf hin, dass Gezeitengletscher einem Zyklus des langsamen Fortschritts (in der Ordnung einiger Hundert bis Tausend Jahre²) und des schnellen Rückzugs (Jahrzehnte bis Jahrhunderte) unterliegen.

Analog zu den Gezeitengletschern zeigen auch die an Land endenden Gletscher einen Rückzug (Braun, 2001; Braun und Goßmann, 2002). Diese Gletscher gelten durch ihre relativ niedrige mittlere Höhe sowie einem kleinen abgedeckten Höhenbereich als sensitiv für Massenbilanzänderungen (Bintanja, 1995). Es kann also gefolgert werden, dass ihr Rückzug mit dem beobachteten Anstieg der mittleren Lufttemperatur entlang der Antarktischen Halbinsel (Jones, 1990; King, 1994; Stark, 1994; Smith et al., 1996; Harangozo et al., 1997; Skvarca et al., 1998; Comiso, 2000; Vaughan et al., 2001; Morris und Vaughan, 2003) zusammenhängt (ca. 2°C seit 1950). Ein Anstieg der ELA ist auf den SSI beobachtet worden (s.u.). Der überwiegende Massenverlust dieses Gletschertyps ist durch Ablation verursacht. Es ist jedoch zu beachten, dass die Eisfrontänderungen dieses Typs deutlich kleiner gegenüber den der Gezeitengletscher sind. Da die Genauigkeit in der Bestimmung der Eisfrontposition durch die Auflösung der Luft- und Satellitenbildern begrenzt ist, sollten die berechneten Werte für die Rückzugsgebiete dieses Typs unter Vorbehalt behandelt werden (Muser, 1995; Braun, 2001). Trotzdem wurde für den Ecology Gletscher ein Gebietsverlust von 0.37 km² berechnet und ein maximaler Rückzug der Eisfront von 270 m zwischen 1956–1992 (Braun, 2001; Braun und Goßmann, 2002). Generell wird der Rückzug der beider Gletschertypen mit dem Anstieg der mittleren Lufttemperatur in Verbindung gebracht (Kenja et al., 1998; Park et al., 1998; Simões et al., 2004b). Auswertung von Luftbildern die zwischen 1956–2000 aufgenommen wurden, liefern für den Johnson und Hurd Gletscher (Livingston Island, Abb. A.1) ebenfalls einen Rückzug (Calvet und Corbera, 1993; Calvet et al., 1999; Ximenis et al., 1999; Molina et al., 2007).

Der Gletscherrückzug wird nicht nur für KGI beobachtet. Für die internationale Forschungsinitiative GLIMS (*Global Land Ice Measurements from Space*, Bishop et al. (2004)) haben Rau et al. (2004) mittels ASTER (*Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer*) und TM (*Lansat Thematic Mapper*) Änderungen der Eisfrontpositionen für 1986–2002 für den Bereich der Antarktischen Halbinsel (nördlich von 70° S) untersucht.

²Hierbei ist der *surge*-Mechanismus ausgenommen. Ein Gletscher der *surged*, kann innerhalb weniger Monate einen Vorstoß der Eisfront im Bereich von Kilometern aufweisen (z.B. Paterson, 1994).

Als generellen Trend erhalten sie einen Rückzug der Eisfrontpositionen wobei die höchsten Rückzugsraten wiederum für die Gezeitengletscher abgeleitet werden.

Die Studie von Cook et al. (2005) untersucht ebenfalls die Eisfrontpositionen im Bereich der Antarktischen Halbinsel (nördlich von 70° S), bezieht jedoch nur Gezeitengletscher mit ein. Sie können im Untersuchungszeitraum von 1945–2004 zeigen, dass es eine klare breitengradabhängige Trennung zwischen gemitteltem Vorstoß und Rückzug gibt; diese zieht über den Untersuchungszeitraum südwärts. Durch Gegenüberstellung der mittleren Änderungsrate der Eisfrontposition zu den gemessenen Jahresmitteltemperatur der Luft (aufgenommen an der Station Faraday/Vernatzky seit 1945) bringen sie dieses Prozesse mit der voranschreitenden Erwärmung entlang der Antarktischen Halbinsel in Verbindung. Sie stufen die Antarktischen Halbinsel als klares Rückzugsregime ein (87 % der Gletscher zeigen einen Rückzug).

Als Folge des Rückzuges leiten Pritchard und Vaughan (2007) für die Westküste der Antarktischen Halbinsel mittels *feature tracking* von ERS-1/2 SAR Bildern eine Beschleunigung der Eismassen um 12 % von 1992 bis 2005 ab. Sie erklären dies als dynamische Antwort des Gletschers als Folge der Ausdünnung und des Rückzuges.

Akkumulation: Seit 1950 wurden auf KGI eine Reihe von Messungen zur Bestimmung von Massenbilanz, Akkumulation und Ablation durchgeführt. Den ersten Messungen von Stansbury (1961a,b), Noble (1959) und Noble (1965) im Bereich der Keller Halbinsel (Admiralty Bay), folgten die Studien von Orheim (1972), Orheim et al. (1972) und Orheim und Govorukha (1982) am Bellingshausen Dome. Jüngste Messungen konzentrierten sich dann schon auf die Haupteisplatte (Simões et al., 2004a; Wen et al., 1998) aber auch weiterhin auf den Bellingshausen Dome (Han et al., 1999; Braun et al., 2001b, 2004).

In Tabelle 2.1 ist einen Überblick der gemessenen Akkumulationsraten für KGI gegeben. Ein Vergleich der aufgelisteten Informationen zeigt teilweise widersprüchliche Werte. Die gemessenen Akkumulationsraten in den höheren Gebieten des Arctowski Eisfeldes schwanken zwischen 590 mm w.e. a⁻¹ (*water equivalent w.e.*) und 2480 mm w.e. a⁻¹.

Knap et al. (1996) nutzte für sein Eisfließmodell 500 mm w.e. a⁻¹ auf Meeresspiegelniveau und einen linear interpolierten Wert von 2000 mm w.e. a⁻¹ am Gipfel der Eiskappe (Bintanja, 1995; Zamoruyev, 1972). Diese Werte korrelieren mit den extrahierten Werten von Wen et al. (1998) und Han et al. (1999) aus Kernbohrungen auf 240 m a.s.l. und 702 m a.s.l.. Da die Proben vom Arctowski Eisfeld durch Schmelzwasserperkolation beeinträchtigt waren, wurde zur Altersdatierung nur eine Stratigraphie-Interpretation durchgeführt. Insgesamt haben Wen et al. (1998) vier Eiskernbohrungen auf dem Arctowski Eisfeld abgetäuft. In einem Höhenbereich von 250–700 m a.s.l. zeigen die bestimmten Akkumulationsraten einen linearen Gradienten von 420 mm w.e. a⁻¹ pro 100 m.

Diesen Daten steht der gemessene Wert von 590 mm w.e. a⁻¹ aus einer Kernbohrung auf ca. 690 m a.s.l. von Simões et al. (2004a) gegenüber. Dieser Wert wurde mittels stabiler Isotopen und einer markanten Cs¹³⁷ Spitze in 7.5 m Tiefe, welcher auf die französischen Atomtests im Jahre 1978 zurückgeführt wird, datiert. Diesen zu bisherigen Messungen abweichenden Wert führen Simões et al. (2004a) auf die schwierige Bestimmung der Jahreslagen in dem Eiskernen und oszillierende Akkumulationsraten die durch El Niño Effekte verursacht werden zurück.

Die von Orheim und Govorukha (1982) gemessenen Akkumulationsraten von 500–700 mm w.e. a⁻¹ in den Jahren 1957–1970 in einem Höhenbereich von 240 m a.s.l. korrelieren mit den den Werten von Han et al. (1999) und Simões und Bremer (1995). Basierend

Tabelle 2.1: Zusammenstellung der bisherigen angegebenen Akkumulations- und Ablationsraten für KGI. Abkürzungen: Lange Gletscher (LG), Arctowski Eisfeld (AE), Bellingshausen Dome (BD), Noble Gletscher (NG), Bellingshausen Station (BS), Flagstaff Gletscher (FG) und Ecology Gletscher (EG).

Typ	Rate (mm w.e. a ⁻¹)	Periode oder Datum	Höhe (m a.s.l.)	Lokation	Referenz
Netto-Akkumulation	590	Mittel aus 73 Jahren, Kernbohrung in 1995/96, 50 m Tief	690	LG	Simões et al. (2004a)
Netto-Akkumulation	2480	Kernbohrung von 1985–1992, 18 m Tief	702	AE	Wen et al. (1998)
Netto-Akkumulation	500–700	1957–70	240	BD	Orheim und Govorukha (1982)
Netto-Akkumulation	700	Kernbohrung in 1991, 80 m Tief	240	BD	Han et al. (1999)
Akkumulation	700–900	–	–	NG	Simões und Bremer (1995)
Akkumulation	2000	–	700	AE	Zamoruyev (1972)
Niederschlag	500	–	0	BS	in Bintanja (1995)
Ablation	544	3. Feb. 59–21. Apr 59	–	FG	Stansbury (1961a)
Ablation	1430	Nov. 91–Nov. 92	45	BD	Wen et al. (1998)
Ablation	410	Nov. 91–Nov. 92	252	BD	Wen et al. (1998)
Ablation	750	Dez. 90–Jan. 91	100	EG	Bintanja (1995)
Ablation	120	16. Dez. 95–15. Jan. 96	250	BD	Braun et al. (2004)
Ablation	385	02. Dez. 97–12. Jan. 98	85	BD	Braun et al. (2001b)
Ablation	405	24. Nov. 99–08. Jan. 00	85	BD	Braun et al. (2004)
Ablation	295	2. Dez. 97–12. Jan. 98	255	BD	Braun et al. (2004)

auf den oberflächennahen Eiskernen am Noble Gletscher (zur geographischen Einordnung siehe Abb. A.4), schätzen Simões und Bremer (1995) für Livingston Island Raten von 800–900 mm w.e. a⁻¹ ab. Für den Hurd Gletscher (Livingston Island) wird ein mittlerer Wert von 590 mm w.e. a⁻¹ für einen Höhenbereich von 160–330 m a.s.l. angegeben (in Braun, 2001). In Otero et al. (2010), Benjumea et al. (2003) und Ximenis et al. (1999) werden maximale Akkumulationsraten von 1000 mm w.e. a⁻¹ für 300 m a.s.l. für den Johnson Gletscher (Livingston Island) angegeben. Allerdings zeigen die gemessenen Raten eine starke räumliche und zeitliche Variabilität. Für eine direkte Nachbarinsel von KGI – Nelson Island – geben Jiawen et al. (1995) Akkumulationsraten von 790 mm w.e. a⁻¹ in 230 m a.s.l. Höhe und 1050 mm w.e. a⁻¹ in 200 m a.s.l. an, gemessen über den Zeitraum von Feb. 1988–Feb. 1989. Unter Einbezug von Ascheschichten, resultierend aus den Vulkanausbrüchen von Deception Island, erhalten die Autoren einen Mittelwert (1970–1988) von 1200 mm w.e. a⁻¹ für die höchste Erhebung auf Nelson Island (330 m a.s.l.).

Ablation: Die ersten Ablationsmessungen von Stansbury (1961a) wurden auf dem Flagstaff Gletscher (Keller Halbinsel) gewonnen (Tab. 2.1). Für den 3. Feb.–21. Apr. 1959 gibt er eine mittlere Rate von 544 mm w.e. a⁻¹ an. Allerdings wurden während der gesamten Zeitspanne der Expedition (1957–1960) jährliche Variationen der Ablationsraten in den Sommermonaten beobachtet. Diese Unterschiede werden auf die variierenden Durchzugswege von Tiefdruckgebieten zurückgeführt.

Bintanja (1995) führte 1990/91 umfangreiche meteorologische Energie-Bilanzmessungen auf dem Ecology Gletscher durch. Die Ablationsrate von 750 mm w.e. a⁻¹ auf einer Höhe von 100 m a.s.l. für einen Monat (Dez.–Jan.) deckt jedoch nicht die ganze Ablationssaison ab. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache erhält man einen Wert von ca. 1500–2000 mm w.e. a⁻¹ für die gesamte Saison (2,5 Monate). Allerdings muss bei dieser Ablationsrate berücksichtigt werden, dass die Lufttemperatur in dieser Messperiode um 1,5°C wärmer war, als das langjährige Mittel. Wen et al. (1998) geben Werte für verschiedene Höhenbereiche an und erhalten somit einen Ablationsgradienten. Auf 45 m a.s.l. erhalten sie einen Wert von 1430 mm w.e. a⁻¹ bis hin zu einem Wert von 410 mm w.e. a⁻¹ auf dem Gipfel des Bellingshausen Dome (252 m a.s.l.). Der aus diesen Daten errechnete Gradient beträgt 500 mm w.e. a⁻¹ auf 100 m. Außerdem konnten die Autoren zeigen, dass die Ablationsperiode mit zunehmender Höhe kleiner wird.

Die Ablationswerte von Braun et al. (2001b, 2004) aus verschiedenen Jahren decken ebenfalls nur circa einen Monat ab. Nach einer Hochrechnung auf die gesamte Ablationsperiode (d. h. nach Wen et al. (1998) eine Ausdehnung der Periode auf 120 Tagen) erhält Braun (2001) einen mittleren Wert von 1500 mm w.e. a⁻¹. Dieser deckt sich dann mit den Angaben von Bintanja (1995). Maximale Ablationsraten für den Johnson Gletscher geben Ximenis et al. (1999) und Otero et al. (2010) mit 4000 mm w.e. a⁻¹ auf einem Höhengniveau von 100 m a.s.l. an.

Massenbilanz und Höhenänderungen: Noble (1959, 1965) errechnet einen Wert von -0,53 m w.e. für den Kargletscher Flagstaff (Keller Halbinsel) für das Internationale Geophysikalische Jahr (IGY, 1957/58). Für das Massenbilanzjahr 1959/60 gibt Stansbury (1961a) eine Bilanz von -0,76 m w.e. an. Gleichzeitig gibt Stansbury (1961a) eine Beziehung zwischen Massenbilanz und gemessener Lufttemperatur an. Daraus folgert er für die Zeitspanne 1948–1960 fünf starke negative Massebilanzjahre gegenüber vier schwächeren positiven Bilanzjahren. Die verbleibenden Jahre zeigen schwache negative Bilanzen. Diese Berechnungen gehen konform mit den beobachteten Gletscher Rückzügen, die in der Admiralty Bay und Keller Halbinsel zu

verzeichnen sind (s. o., Simões und Bremer, 1995; Simões et al., 2004b).

Nach Oerlemans (1993) ist ein steiler Massenbilanzgradient für Gletscher in einem maritimen Klima typisch. Dies wird von Wen et al. (1998), Orheim und Govorukha (1982) und Bintanja (1995) bestätigt. Wen et al. (1998) geben als Massenbilanzgradienten am Bellingshausen Dome einen Wert von 840 mm w.e. auf 100 m a.s.l. an. Des Weiteren folgern Wen et al. (1994) mit Hilfe der Massenbilanzmessungen und Bestimmung der ELA, dass der Bellingshausen Dome seit 1971 bis 1992 im glazialen Gleichgewicht ist. Dies steht jedoch entgegen dem beobachteten Gletscherrückzug von Simões et al. (1999).

Auf Livingston Island (Johnson Gletscher) haben die Akkumulations- und Ablationsraten in der Zeitspanne von 1995–1997 leicht zugenommen (Ximenis et al., 1999). Ximenis et al. (1999) führen den Anstieg der Akkumulations- und Ablationsraten auf den Anstieg der Sommertemperaturen und Winterniederschläge zurück. Damit verbunden ist ein Anstieg der ELA von 100 m (Ximenis et al., 1999) und eine Oberflächenabnahme. In dieser Zweijahresspanne (1995–1997) variiert die Abnahme zwischen 2 und 10 m für den Johnson Gletscher. In einer neueren Studie wird für einen Zeitraum von 1956–2000 eine leicht negative Massenbilanz von -0.23 m w.e. für den Johnson und Hurd Gletscher berechnet (Molina et al., 2007; Otero et al., 2010). Weiter südlich an der Rothera Eisrampe (67°S) ermittelten Smith et al. (1998) einen mittleren Abnahmewert von 0.32 m w.e. a^{-1} entlang einer Höhenlinie von 10 bis 110 m a.s.l. für die Sommerperioden 1989/90 bis 1996/97. Nach Orheim et al. (1972) ist die Massenbilanz der SSI stark von den Sommertemperaturen gesteuert.

In einer jüngsten Studie von Pritchard et al. (2009) werden aus hochauflösender ICESat (*Ice, Cloud, and land elevation Satellite*)-Laseraltimetrie für die Zeitperiode 2003–2007 erhebliche Dickenabnahmen an den Rändern der Eiskappen von Grönland und der Antarktis abgeleitet. Entlang einer Satellitenbahn im Ostteil von KGI wird ein mittlerer Wert von 1.5 m a^{-1} Höhenverlust für KGI angegeben; dies ist der einzige Wert für die SSI.

ELA: Die ersten Höhenangaben der ELA stammen von Orheim und Govorukha (1982). Aus ihren Angaben der Höhen für Bellingshausen Dome, Rotch Eis Dome (Livingston Island) und Deception Island folgern sie, dass die Massenbilanzkurven der SSI miteinander korrelieren. Tabelle 2.2 zeigt eine Zusammenstellung der Höhenangaben der ELA für den Bellingshausen Dome. Auffällig ist der Anstieg der ELA in den 90er-Jahren. Auf Livingston Island ist ein Anstieg der ELA von 150 m a.s.l. auf 250 m a.s.l. in der Zeitperiode von 1965–1997 beobachtet worden (Ximenis et al., 1999).

Dichte und Firn-Eis-Übergang: Der Firn-Eis-Übergang wurde in den beiden abgetäuferten Tiefbohrungen in den höheren Lagen des Arctowski Eisfeldes von Simões et al. (2004a) und Wen et al. (1994) bestimmt. In beiden Proben liegt diese bei 37–39 m Tiefe. In einer zweiten Publikation geben Wen et al. (1998) die Tiefe jedoch in 45 m an und zusätzlich das Antreffen einer Wassertafel in ca. 50 m Tiefe. Am Bellingshausen Dome wurde die Firn-Eis-Übergang in den Jahren 1969–1971 in einer Tiefe von 12–20 m bestimmt (Orheim und Govorukha, 1982). Eine erneute Bestimmung der Tiefe in den Jahren 1985–1991 von Wen et al. (1998) am Bellingshausen Dome zeigt einen Anstieg auf 7 m. Auf der höchsten Erhebung von Nelson Island (330 m a.s.l.) wurde der Firn-Eis-Übergang in einer Tiefe von 25–26 m und in einer etwas niedrigeren Lage (250 m a.s.l.) bei 15 m lokalisiert (Jiawen et al., 1995). Eine Wassertafel wurde bei einer Bohrung in einer Tiefe von 15 m im Höhenbereich von 240 m a.s.l. angetroffen.

Tabelle 2.2: Zusammenstellung der ELA-Angaben für den Bellingshausen Dome seit dem Massenbilanzjahr 1967.

Bilanzjahr	Höhe (m a.s.l.)	Referenz
1967–70	140	Orheim und Govorukha (1982)
1970–71	170	Orheim und Govorukha (1982)
1985–86	150	Jiawen et al. (1995)
1991–92	140; 160 m	Wen et al. (1994); Braun und Rau (2000)
1992–93	200	Braun und Rau (2000)
1993–94	200	Braun und Rau (2000)
1995–96	200	Braun und Rau (2000)
1996–97	250–270	Braun und Rau (2000)
1997–98	180–200	Braun und Rau (2000)
1998–99	200–220	Braun und Rau (2000)

Aus der abgetäufelten Bohrung am Lange Gletscher wurde zusätzlich ein Dichte-Tiefenprofil bestimmt (Simões et al., 2004a). An der Eisoberseite ist der typische Wert der Dichte von Schnee ($\rho_s = 400 \text{ kg m}^{-3}$) gemessen worden. Mit zunehmender Tiefe steigt der Wert der Dichte näherungsweise linear an, hin zu der Dichte von Eis ($\rho_i = 910 \text{ kg m}^{-3}$) in einer Tiefe von 39 m.

Eisgeschwindigkeiten: Während des IGY (1957/58) wurden nicht nur umfangreiche Massenbilanzmessungen auf der Keller Halbinsel durchgeführt; Noble (1965) bestimmte zusätzlich für den Stenhouse Gletscher die Eisgeschwindigkeiten. Die gemessenen Werte liegen im Bereich von $20\text{--}365 \text{ m a}^{-1}$. Die hohen Werte wurden im Bereich der marinen Kalbungsfront des Gezeitengletschers gemessen. Die Messungen von Noble (1965) weisen keine saisonalen und/oder temperaturbedingten Schwankungen auf.

Jiawen et al. (1995) und Dahe (1989) geben für die höheren Lagen ($>200 \text{ m a.s.l.}$) der Eiskappe von Nelson Island Eisgeschwindigkeiten von $2\text{--}20 \text{ m a}^{-1}$ an. Diese niedrigeren Geschwindigkeiten sind zu vergleichen mit den DGPS (Differentiellen GPS)-Messungen am Bellingshausen Dome (Braun, 2001) und andererseits mit einem Wert von 18.3 m a^{-1} gemessen von Hattersley-Smith auf der Ostseite der Admiralty Bay ($62^\circ 05' \text{S} / 58^\circ 21' \text{W}$) im Jahr 1949 (Stansbury, 1961a). Auf dem Johnson Gletscher (Livingston Island) haben Ximenis et al. (1999) und Benjumea et al. (2003) auf zwei Profilen insgesamt zwölf Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt. Entlang der Profile steigen die Werte der Eisgeschwindigkeit dem Topographiegradienten folgend von 1 m a^{-1} an der Eisscheide bis hin zu maximal 40 m a^{-1} im Bereich der Eisfront an. Ximenis et al. (1999) und Martin et al. (2004) beobachteten saisonale Schwankungen der Eisbewegung mit Differenzen bis maximal 50 %. Diese Differenzen werden mit sich ändernden basalen Gleitprozessen in Verbindung gebracht.

Im Rahmen von Messkampagnen im Südsommer 1997/98, 1999/00 und 2004/05 der Universität Münster, Freiburg und Bonn (vgl. Tab. B.1) wurden umfangreiche DGPS-Messungen zur Bestimmung von Eisoberseitengeschwindigkeiten auf dem Arctowski Eisfeld durchgeführt (Rückamp, 2006)³. Die maximalen in-situ Geschwindigkeiten von 60 m a^{-1} sind im nordwestli-

³Die gemessenen Geschwindigkeiten in den Expeditionen 1997/98, 1999/00 und 2004/05 werden hier nicht

chen Bereich gemessen worden. Analog zu den Messungen am Johnson Gletscher konzentrieren sich die niedrigen Werte der Geschwindigkeit auf den Bereich der Eisscheide (0.7 m a^{-1}); die Zunahme der Werte folgt dem Topographiegradienten. Ein Vergleich der in-situ Geschwindigkeiten von 1997/98 und 2004/05 zeigt keine signifikanten Änderungen im Zustrombereich des Lange Gletschers (Rückamp, 2006).

In den letzten Jahren werden verstärkt Satelliten-Fernerkundungsdaten in der Glaziologie eingesetzt. Mit Hilfe der differentiellen Radarinterferometrie Technik (DInSAR; *Differential Interferometric Synthetic Aperture Radar*) können Geschwindigkeitsfelder von Eiskappen oder Gletschern berechnet werden. Für die Eiskappe von KGI liegen jedoch kaum Daten aus Überfliegungen von Satelliten vor (Moll und Braun, 2007). In der Abbildung A.5 ist das DInSAR-Geschwindigkeitsfeld (ERS-1/2 Tandem) dargestellt. Das Geschwindigkeitsfeld ist jedoch nur aus einer absteigenden Satellitenbahn (d. h. SO-NW Überflugsrichtung, engl. *descending orbit*) berechnet worden. Die hauptsächliche Eisbewegung verläuft jedoch senkrecht dazu und wird somit kaum erfasst. Ein Vergleich der DInSAR-Bewegung mit den in-situ Geschwindigkeiten (2004/05) zeigt eine deutliche Abweichung (Streudiagramm in Abb. A.5). Der Betrag des DInSAR-Geschwindigkeitsfeldes ist unter Vorbehalt zu behandeln, jedoch ist die Struktur der Eisbewegung generell wiedergegeben (pers. Mitt. M. Braun). Das zeigt u. a die deutliche Ausprägung der Eisscheiden und Auslassgletscher (z. B. am Lange Gletscher). Allerdings sind an der nördlichen Küste des Arctowski Eisfeldes die Auslassgletscher nicht im DInSAR-Geschwindigkeitsfeld ausgebildet. Ein Geschwindigkeitsfeld aus Fernerkundungsdaten des im Jahr 2007 in Betrieb genommenen deutschen Satelliten TerraSAR-X liegt bislang nicht vor.

Eisgeometrie: Die ersten GPR (*Ground Penetrating Radar*)-Messungen zur Eisdickenbestimmung von KGI wurden im April 1970 durchgeführt (Govorukha et al., 1975). Bei einer Messfrequenz des GPR-Systems von 4.4 MHz wurden in einem Abstand von 50 m Punktmessungen vorgenommen. Mittels dieser Messungen wurden eine durchschnittliche Eisdicke von 100 m und eine maximale Eisdicke von 326 m auf dem Arctowski Eisfeld erfasst (Orheim und Govorukha, 1982). Im Jahr 1975 lieferte ein Messflug des BAS (Flugnummer 38) weitere Punktmessungen mit Radar und eine maximale Eisdicke von 357 m auf dem Arctowski Eisfeld. Ein chinesisches Team führte im Übergangsbereich des Bellingshausen Dome zum Arctowski Eisfeld Messungen mit einem 300 MHz GPR-System durch. Analog zu Orheim und Govorukha (1982) haben sie eine mittlere Eisdicke von 109 m messen können, jedoch die maximalen Eisdicken der russischen Studien und vom BAS nicht erreichen können. Mitte der 90er Jahre wurden Eisdicken entlang der Eisscheide bis in den Ostteil der Eiskappe von KGI sowie mehrere Profile im Einzugsbereich des Lange Gletschers von einem russischen Team mit einem 40 MHz GPR-System registriert (Macheret et al., 1997; Macheret und Moskalovsky, 1999). 65 % der Radargramme zeigen die Reflexionen der Eis-Fels-Grenze. Die Messungen ergaben eine mittlere Eisdicke von 180–230 m. Allen oben genannten Erkundungen fehlt jedoch eine verlässliche Positions- und Höhenangabe. Bei den Messungen von Macheret und Moskalovsky (1999) wurde zumindest ein GPS mit $\pm 200 \text{ m}$ zur Bestimmung der UTM-Koordinaten und ein barometrischer Höhensensoren zur Höhenbestimmung mitgeführt.

Eine umfassende GPR-Erkundung wurde 1997/98 auf dem Arctowski Eisfeld im Rahmen einer deutsch-brasilianischen Kooperation durchgeführt (Universität Münster und Bonn (Deutschland) und Porto Alegre (Brasilien))⁴. Insgesamt wurde eine Fläche von ca. 200 km^2

gezeigt, sondern in der Zusammenstellung in den Kapiteln 3 und 4.2.

⁴Die räumliche Verteilung der Profile sowie Eis- und Felsbettopographie werden hier nicht gezeigt, sondern

mit einem Profilabstand von 1 km kartiert. Entlang der Profile wurde mit einem 50 MHz GPR-System und einem DGPS-Empfänger kontinuierlich Eisdicken, Orts- und Höhenangaben aufgezeichnet (Pfender, 1999; Blindow et al., 2010). In der Studie wurde eine mittlere Eisdicke von ca. 200 m und eine maximale Eisdicke von 397 m gemessen. Die tektonischen Hauptstrukturen, wie der Fildes Block und Barton Horst, konnten abgebildet werden. Zwei ausgeprägte Becken im subglazialen Relief, welche in der Eistopographie nicht sichtbar sind, drainieren nach Nordwest. Die mit DGPS kartierte Eistopographie zeigt gegenüber dem subglazialen Relief eine glatte Struktur. Die südwestliche Erhebung des Arctowski Eisfeldes ist mit 680 m a.s.l. um 50 m höher, als die nordöstlich anschließende Kuppe. Beide Erhebungen werden durch einen ca. 600 m a.s.l. hohen Sattel voneinander getrennt. Die Profile für die Eisoberseitentopographie wurden in einer weiteren Feldkampagne der Universität Münster und Bonn im Jahr 2004/05 auf einen Profilabstand von 500 m mit DGPS verdichtet (Rückamp, 2006).

Parallel zu den in Kapitel 3 vorgestellten Kampagnen wurden GPR-Messungen auf KGI im November 2006 und Dezember 2007 von einem koreanischen Team auf dem Fourcade Gletscher (Potter Cove; zur geographischen Einordnung siehe Abb. A.2) bis zu einer topographischen Höhe von 200 m a.s.l. durchgeführt (Kim et al., 2007, 2010; Lee et al., 2010). Der Fokus lag jedoch nicht in der flächenhaften Aufnahme von Geometriedaten, sondern in der Auswertung von internen Strukturen in den Radargrammen. Kim et al. (2010) detektierten mit einem fluggestützten 100 MHz GPR-System entlang von drei Profilen (ca. 1.25 km) eine maximale Eisdicke von 79 m. Lee et al. (2010) werteten zwei bodengebundene Profile mit einer Länge von 490 m und 470 m, die jeweils mit einem 50, 100 und 500 MHz GPR-System kartiert wurden, hinsichtlich interner Strukturen aus. Hinzugezogen wird noch ein weiteres helikopter-gestütztes Profil mit einem 100 MHz GPR-System. Die detektierten Eisdicken liegen hier bei ca. 60 m. Beide Studien zeigen ein raues Felsbett, verbunden mit einer glatten Eistopographie.

Seit 1999 wurden diverse Feldkampagnen auf dem Hurd und Johnson Gletscher (Livingston Island) durchgeführt, um ihre Geometrie zu bestimmen (Benjumea et al., 2003; Molina et al., 2007; Navarro et al., 2009). Mit einem 15–20, 25 und 200 MHz GPR-System und DGPS-System wurde eine Fläche von ca. 11 km² kartiert. Die Eistopographie zeigt eine Erhebung (ca. 330 m a.s.l.) auf dem Hurd Gletscher. Der Johnson Gletscher ist ein mächtiger Auslassgletscher, der im Nordosten an den Hurd Gletscher anschließt. Es wurde eine mittlere Eismächtigkeit von 93.6 m berechnet; mit maximalen Eismächtigkeiten von 200 m bzw. 160 m am Hurd bzw. Johnson Gletscher. Das gesamte Eisvolumen beider Gletscher wird auf $0.968 \pm 0.026 \text{ km}^3$ geschätzt.

2.2.2 Temperiertes Eis

Die Beschreibung und Analyse der Temperaturverteilung in den Gletschern und Eiskappen verdient aus zweierlei Hinsicht eine besondere Aufmerksamkeit: Zum einen deren interne Abläufe und zum anderen die daraus resultierende mittelbare Kopplung weiterer Prozesse. Die gegenwärtige Temperaturverteilung beinhaltet Informationen der Klimageschichte. Weiterhin hängt die Deformationsrate von Eis signifikant von der Temperatur ab; ein Abkühlen von -10°C auf -25°C reduziert diese auf ein fünftel (Paterson, 1994). Erreicht die Temperatur an der Eisbasis den Druckschmelzpunkt kann ein vorher angefrorener Eiskörper anfangen zu gleiten. Dies führt zu einem möglichen Vorstoß der Eisfront, also einer möglichen Destabilisation

in der Zusammenstellung in den Kapiteln 3 und 4.1.

des Eiskörpers. Eigenschaften wie die Geschwindigkeit von seismischen Wellen, Absorption von elektromagnetischen Wellen und der spezifische elektrische Widerstand werden durch die Temperatur beeinflusst. Im Besonderen hat das Vorkommen von Wasser im Eiskörper u. a. Einfluss auf Materialeigenschaften, Deformation, Streuung von elektromagnetischen Wellen sowie eine Rückkopplung auf die Temperaturverteilung im Falle von Wiedergefrieren und somit Freisetzen von latenter Wärme. Des Weiteren hat die Temperaturverteilung nicht nur Auswirkung auf die Fließdynamik des Eises, sondern einen entscheidenden Einfluss auf die Sensitivität der Eiskappe bezüglich Klimaänderungen. Temperierte Gletscher gelten als höchst sensitiv, da die gesamte zugeführte Energie zum Schmelzen von Eis zur Verfügung steht; während bei einem polythermalen Gletscher die Energie zunächst zum Erwärmen verbraucht wird.

Die Faktoren, welche die Temperaturverteilung im Eis bestimmen, sind vielfältig. Die Temperatur der Eisoberseite wird generell durch das herrschende Klima bestimmt. An der Eisbasis führt der geothermale Wärmestrom und, im Falle von basalem Gleiten, Reibung zur Erwärmung des Eises. Deformation, Wiedergefrieren von Wasser und Wärmetransport durch perkolierendes (Schmelz-)Wasser beeinflusst im Inneren die Eistemperatur. Die Wechselwirkung zwischen Wärmestrom und Eisbewegung erschwert mathematische Analysen. Je nach Gewichtung der einzelnen Prozesse können sich drei Regime ausprägen: (1) kalt, d. h. die Temperatur ist überall unter Druckschmelzpunktbedingungen; (2) temperiert, d. h. die Temperatur ist überall an Druckschmelzpunktbedingung; oder (3) polythermal, d. h. der Eiskörper besteht aus einem kalten und temperierten Teil, wobei der Übergang durch die CTS (*cold-temperate transition surface*) markiert ist. Enthält der Eiskörper z. B. Salzeinschlüsse, verschimmt die Unterscheidung von kaltem und temperiertem Eis (Paterson, 1971). Das temperierte Eis ist durch das Vorkommen von flüssigem Wasser in einer geringen Menge charakterisiert (Lliboutry, 1971). Kaltes Eis hingegen ist frei von flüssigem Wasser. In polythermalen Gletschern oder Eiskappen ist die CTS eine Phasengrenze zwischen den kalten und temperierten Bereichen des Eiskörpers. An dieser Grenze kann es z. B. zum Gefrieren von Wasser kommen, wobei die freigesetzte Energie entlang des Temperaturgradienten im kalten Bereich abgeführt wird.

Als Quellen für flüssiges Wasser im Eiskörper von Gletschern und Eiskappen sind von Paterson (1971) und Lliboutry (1976) vier genannt worden:

1. Eintreten von Wasser durch Spalten oder Gletschermühlen;
2. Schmelzwasser perkoliert durch die Firnzone und sammelt sich an der impermeablen Firn-Eis-Grenze (als eine sogenannte Wassertafel);
3. Schmelzen von Eis durch Deformationswärme;
4. Änderung des Schmelzpunktes durch Änderung des lithostatischen Drucks.

Die ersten beiden Prozesse sind schwierig zu quantifizieren und beschreiben makroskopische Wasserquellen und Senken. Bei Ersteren wird angenommen, dass das Wasser nicht zum mikroskopischen Wassergehalt in der Eismatrix beiträgt, sondern in einem Drainagesystem auf makroskopischer Ebene verbleibt (Lliboutry, 1971; Raymond und Harrison, 1975). Es bleibt jedoch die Frage offen, ob ein Austausch zwischen Wasser in der Eismatrix und dem Drainagesystem stattfindet. Generell wird angenommen, dass die Feuchtigkeitsdiffusion aufgrund kleiner Wassergehaltsgradienten zu vernachlässigen ist. Dies kann sich jedoch ändern, wenn der hydraulische Druck im Drainagesystem signifikant vom Wasserdruck in der Eismatrix abweicht (Aschwanden, 2008). Generell erfolgt der Transport von Wasser in diesem Drainagesystem auf einer Zeitskala von Stunden bis wenigen Wochen (Paterson, 1994; Greve und Blatter, 2009). Im

zweiten Prozess bildet das Schmelzwasser an der impermeablen Firn-Eis-Grenze ein Aquifer-System (Sharp, 1951; Behrens et al., 1976; Lang et al., 1976; Schommer, 1976; Oerter und Moser, 1982; Oerter et al., 1982; Fountain, 1989; Schneider, 1999). Das flüssige Wasser kann also durch Spalten oder seitwärts abfließen. Die Menge von eingeschlossenem Wasser ist somit schwierig abzuschätzen.

Die Punkte 3 und 4 betreffen Wasserquellen auf mikroskopischer Ebene. Die Änderung des lithostatischen Druckes führt jedoch nur zu 0.007 g pro Kilogramm Eis-Wasser-Gemisch bei einem Meter Differenz in der Tiefe (Pettersson et al., 2004). Dieser Beitrag ist somit im gesamten temperierten Bereich zu vernachlässigen (Greve und Blatter, 2009). Es wird angenommen, dass die Prozesse 2 und 3 die hauptsächlichen Wasserquellen sind (Greve und Blatter, 2009).

Methoden, um den Wassergehalt im Eis abzuschätzen können aufgeteilt werden in thermodynamische- und Fernerkundungsmethoden. Die thermodynamischen Methoden beinhalten die adiabatische Wärmemessung an Eiskernen oder die in-situ Wärmemessung. In beiden wird mittels der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Kaltfront im Eiskörper und den bekannten Randbedingungen der absolute Wassergehalt bestimmt (Pettersson et al., 2004). Als Fernerkundungsmethoden kann der Radar-Rückstreuoeffizient in Radargrammen bestimmt oder eine Analyse der Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen durchgeführt werden (Macheret et al., 1993; Moore et al., 1999; Murray et al., 2000; Pettersson et al., 2004). Aus diesen Techniken erhält man einen relativen Wassergehalt zu einem Referenzpunkt (Hamran et al., 1996). In-situ bestimmte, mittlere Wassergehalte liegen bei ca. 2.2% (siehe Auflistung in Pettersson et al., 2004; Benjumea et al., 2003). Generell wird angenommen, dass die Eismatrix nur einen bestimmten Anteil Wasser aufnehmen kann. Das Wasser oberhalb dieser Grenze läuft z. B. zur Eisbasis ab und wird über Drainagesysteme abgeführt. Studien von Vallon et al. (1976) und Murray et al. (2000) weisen darauf hin, dass das obere Limit bei ca. 2–3% liegt. Nach Lliboutry (1976) liegen der mikroskopische Wassergehalt temperierter Gletscher zwischen 0.1–2%. Abweichend von diesen Aussagen werden auch in-situ gemessene Wassergehalte von bis zu 9% angegeben (in Pettersson et al., 2004).

Die Beschreibung der Temperatur durch die Wärmetransportgleichung und die temperaturabhängige Viskosität hat sich für kalte Eiskörper mittlerweile etabliert (Smith und Morland, 1981; Paterson, 1994). Theoretische Beschreibungen von polythermalen Eiskörpern wurden von z. B. Fowler und Larson (1978); Fowler (1984), Hutter (1982, 1983, 1993), Blatter (1991) und Greve (1995, 1997a,b) formuliert. Die vorgeschlagenen Modelle können in zwei Klassen aufgeteilt werden: (1) Diffusionsmodelle beschreiben das temperierte Eis mit zwei Massenbilanzen, jedoch nur einer Gleichung für Impuls- und Energiebilanz. Der Transport des Wassers wird hierbei mit dem Fickschen Diffusionsgesetz beschrieben Hutter (1983). (2) Zweiphasenmodelle hingegen verwenden für jede der beiden Komponenten eine Massen- und Impulsbilanz sowie eine Wechselwirkungskraft zwischen beiden Komponenten (Darcy Typ) Fowler (1984). Beide Ansätze werden durch Modellgleichungen für kaltes Eis sowie Randbedingungen an der Eisbasis und Oberfläche und der Sprungbedingung an der CTS ergänzt. Diese beiden konkurrierenden Ansätze wurden von Hutter (1993) getrennt, indem er vorschlug polythermale und komplett temperierte Eiskörper unterschiedlich zu behandeln: Da in polythermalen Eiskappen der Wassergehalt eher klein ist und nur entlang von Korngrenzen in der Eismatrix als mikroskopischer Wassergehalt gebunden ist, ist die Behandlung des temperierten Eises mit dem Fick-Typ-Diffusionsmodell geeigneter. In komplett temperierten

Gletschern ist der Wassergehalt groß und die Geschwindigkeit des Porenwassers überschreitet die des Eises. Aus diesem Grund kann die Beschreibung des temperierten Eises als poröses Medium mit dem Darcy Gesetz adäquat behandelt werden.

Die einzige numerische Umsetzung für zeitabhängig dreidimensionale polythermale Eisschildgeometrien von Greve (1995, 1997a,b) gehört dem Diffusionstyp an (SICOPOLIS; *simulation code for polythermal ice sheets*). Hierbei wird die CTS-Phasengrenze mit einer *front-tracking* Methode positioniert (Greve und Blatter, 2009). Eine weitere Methode um den mikroskopischen Wassergehalt numerisch zu berechnen wurde von Aschwanden und Blatter (2005) vorgeschlagen. Die Trajektorienmethode (Integration von Deformationswärme entlang von Trajektorien) ist jedoch nur bei einem isothermalen Eiskörper und nicht bei wassergehaltsabhängiger Viskosität im diagnostischen Fall anzuwenden. Diese Methode ist eher eine Nachbearbeitungsmethode, um auftretende Wasserquellen, die aus Deformationswärme resultieren, abzuschätzen.

Die Strukturen von polythermalen Gletschern lassen sich in sechs Klassen aufteilen (Blatter, 1991; Blatter und Hutter, 1991). In Abbildung 2.4 sind verschiedene Typen von polythermalen Gletschern skizziert. In (1) und (2) besteht der Großteil aus kaltem Eis ausgenommen einer basalen temperierten Schicht (Abb. 2.4(1) und (2)). Die Dicke der temperierten Schicht hängt vom Klima, der Eisdicke und des Eisflusses ab. Diese Typen sind in kalten arktischen Gebieten zu finden und werden als *Canadian*-Typ bezeichnet (Blatter und Kappenberger, 1988). (3) Es existiert lediglich eine temperierte Schicht im unteren Bereich des Akkumulationsgebietes (Abb. 2.4(3)). Schmelzwasser perkoliert durch die Firnschicht und gefriert am kalten Firn/Eis. Dabei wird latente Wärme freigesetzt, die zur Erwärmung und Bildung einer temperierten Schicht eines ansonsten kalten Gletschers führt. (4) Der illustrierte Gletschertyp in Abbildung 2.4(4) ist typisch für die europäischen Alpen und kleine grönländische Eiskappen (Haeberli, 1976). (5) Abbildung 2.4(5) zeigt den sogenannten *Scandinavian*-Typ oder *Svalbard*-Typ (Pettersson, 2004). Diese etwas paradoxe Darstellung ist durch das direkte Abfließen des Schmelzwassers über die impermeable Eisschicht im Ablationsgebiet zu erklären. Es findet also kein Wiedergefrieren des Schmelzwassers statt, somit keine Freisetzung von latenter Wärme und es stellt sich eine Temperaturinversion ein. (6) Der Typ aus Abbildung 2.4(6) hat im Gegensatz zu dem *Scandinavian*-Typ höhere Netto-Ablation in niedrigeren Lagen.

Polythermale Eiskappen existieren hauptsächlich in hohen arktischen Breiten (Blatter, 1987; Hutter et al., 1988; Greve und Blatter, 2009) und in großen Höhen in Europa (Haeberli, 1976) und China (Maohuan, 1990). Aber auch die großen Eiskappen wie Grönland und die Antarktis zeigen lokal polythermale Strukturen. Lüthi et al. (2002) zeigen mit Bohrungen temperierte Stellen am Jakobshavn Isbræ, Westgrönland. Anzeichen von temperiertem Eis in der Antarktis sind durch subglaziale Seen (Siegert et al., 2005) sowie durch das Vorkommen von Schmelzwasser an der EPICA (European Project for Ice Coring in Antarctica) Bohrung (Parrenin et al., 2007) gegeben.

Die Fließeigenschaften des Eises sind abhängig vom Gehalt des flüssigen Wasser in der Eismatrix. Bisläng gibt es nur eine Studie in der diese Beziehung quantifiziert wurde. Lliboutry und Duval (1985) fanden heraus, dass der Fließparameter von temperiertem Eis mehr als drei mal größer ist, als der von wasserfreiem Eis. Nach Duval (1977) kann dieser Effekt nicht allein auf thermale Aktivierung zurückgeführt werden (Arrhenius Relation). Diese Erhöhung des Fließparameters am Druckschmelzpunkt ist nach Barnes et al. (1971) durch das

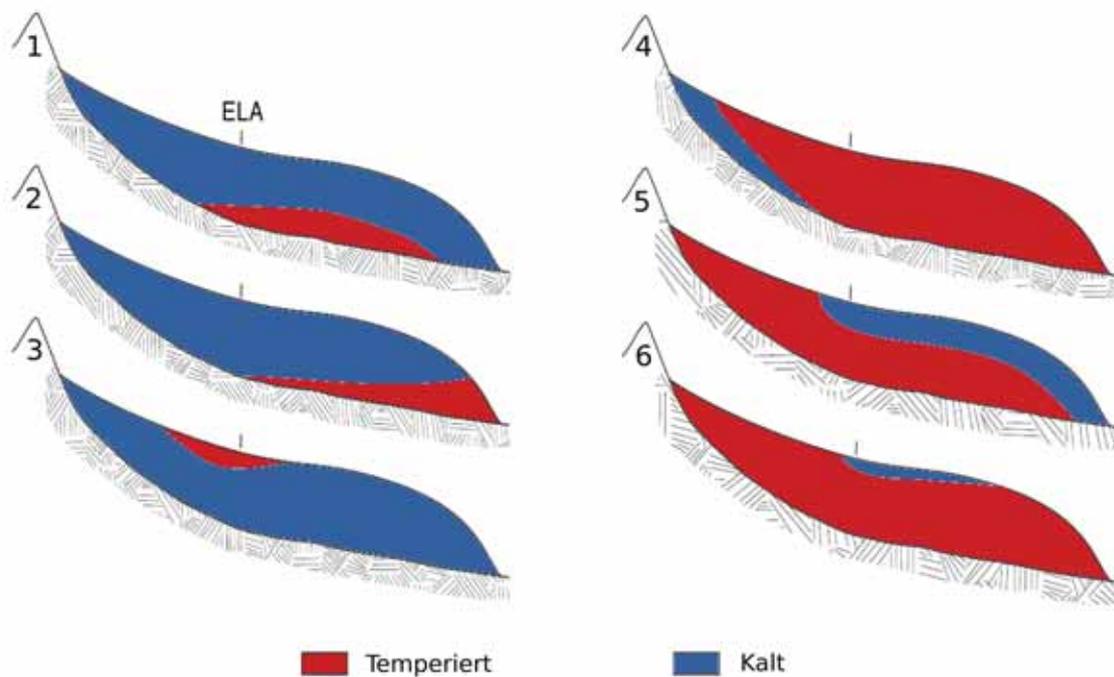


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung von polythermalen Gletschern basierend auf Blatter (1991) und Blatter und Hutter (1991). Die Typen (1)–(6) sind im Text erklärt. Temperiertes Eis ist rot gekennzeichnet, kaltes Eis blau. Die Markierung (schwarzer Strich) zeigt die Höhe der Gleichgewichtslinie ELA. Abbildung modifiziert nach Aschwanden (2008).

Zusammenspiel von Korngrenzengleiten und dem flüssigen Wasser an den Kontaktpunkten von drei oder vier Körnern, was zur Erhöhung der Deformation führt, zu erklären. Duval (1977) erklärt die höhere Deformation von temperiertem Eis durch (i) den Anstieg von Defekten der Eismatrix (sogenannten *dislocations*, (Paterson, 1994; Greve und Blatter, 2009)), (ii) teilweise wiedergefrorenes Wasser verheilt die sogenannten *dislocation pile ups* (Paterson, 1994) und durch (iii) synteutonische Rekristallisationsprozesse, mit ausgezeichneter Richtung der Kristalle, die für die Deformation günstig ist (Paterson, 1994). Alle Prozesse wirken der Verfestigungsverformung (*strainhardening*) entgegen.

2.2.3 Modellstudien

Eine erste Modellstudie zur Sensitivität der Eiskappe von KGI wurde 1995 von Bintanja (1995) vorgestellt. Basierend auf den meteorologischen Messungen aus dem Südsommer 1990/91 (s. o.) wurde die Energiebilanz und Ablation des Ecology Gletschers (Admiralty Bay) bei 100 m a.s.l. durch Variation meteorologischer Parameter (z. B. Sonneneinstrahlung, Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit) abgeschätzt. Die Berechnungen zeigen hauptsächlich eine Sensitivität gegenüber einem Anstieg der Lufttemperatur. Im Falle eines Anstieges von 1°C reagiert die Eiskappe mit einem Anstieg der Ablation um 15%. Diese Temperatur-Sensitivität ist nach Bintanja (1995) für alle Eiskappen der SSI zu erwarten, da diese in derselben Klimazone liegen.

In einer weiteren Modellstudie haben Knap et al. (1996) die Sensitivität der Eiskappe von KGI hinsichtlich veränderlicher Klimabedingungen herausgestellt. Mit Hilfe eines zweidimensionalen vertikal integrierten Eisfließmodells und einem Energiebilanzmodell als Antrieb, konnten Klimaszenarien simuliert werden. Als Eingabegeometrie dienten die von Orheim und Govorukha (1982) gewonnenen Profildaten. Die Szenarien prognostizieren eine Reduktion des Eisvolumens um 36 % bei einer Zunahme der Lufttemperatur um 1°C in 100 Jahren. In einem *worst-case*-Szenario (+5°C in 100 Jahren) verschwindet die Eiskappe bis zum Ende des 21. Jahrhunderts. Aufgrund der damaligen Rechnerkapazitäten wird hier die Eisdynamik mit den Gleichungen der SIA (*Shallow Ice Approximation*) berechnet und der Eiskörper als isothermal angenommen (d.h. temperaturunabhängige Viskosität). Aus diesen vereinfachten Annahmen resultieren Probleme bei der Validierung des diagnostischen Zustandes (d.h. Übereinstimmung von simulierter und in-situ Eistopographie) im Bereich der Eisscheide und Gletscherbegrenzung. Die SIA nutzt das Verhältnis zwischen geringer vertikaler zu hoher horizontaler Ausdehnung großskaliger Inlandeisschilde aus und wird somit überwiegend in großskaligen Inlandeismodellen eingesetzt. Es wurde gezeigt, dass die Näherungen der SIA im Bereich von Eisströmen, Eisscheiden, Gletscherbegrenzungen, kleineren Eiskappen und Gletschern und im Übergangsbereich von Eisschild zum Schelfeis nicht mehr gültig sind (Blatter, 1995); es muss auf Modelle höherer Ordnung (*higher-order-model*) oder ein sogenanntes *full-Stokes*-Modell zurückgegriffen werden (Modellklassifizierung nach Hindmarsh, 2004). Um zu einer akzeptablen Übereinstimmung zu gelangen, haben Knap et al. (1996) den Fließparameter auf einen Wert gesetzt, der um einen Faktor von 2.5 größer als der von temperiertem Eis ist.

Barboza et al. (2004) folgern aus prognostischen Simulationsrechnungen und Variation der Netto-Akkumulation, dass der Lange Gletscher im stationären Gleichgewicht ist. Bei einer Verringerung der Netto-Akkumulation um 20 % (in Relation zu dem Wert von Simões et al., 2004b, (s. o.)) zeigt die Eisoberfläche keine Veränderung; erst bei einer Reduktion um 50 % weist die Topographie einen Rückgang um 26 m in 100 Jahren auf. Analog zu dem Eisfließmodell von Knap et al. (1996) werden hier die Gleichungen der SIA zur Beschreibung der Eisdynamik genutzt. Des Weiteren wird weder basales Gleiten noch die Temperaturabhängigkeit der Viskosität berücksichtigt. Für den Fließparameter wird der Wert für temperiertes Eis verwendet. Eine Anpassung von simulierten Geschwindigkeiten an in-situ Geschwindigkeiten wird hier nicht gezeigt.

In der Studie von Brocq (2003) konzentrieren sich die Simulationsrechnungen auf das Warsawa Eisfeld. Auch hier wird die Sensitivität gegenüber eines Anstieges der Lufttemperatur herausgestellt. Ein Anstieg der ELA um 100 m führt zu einer 36%igen Reduktion des Eisvolumens. Das verwendete numerische Modell zur Beschreibung der Dynamik basiert auf einer vertikalen Integration der SIA-Gleichungen mit Berücksichtigung der longitudinalen deviatorischen Spannungen (Hubbard, 1999). Analog zu Knap et al. (1996) wird die Temperaturabhängigkeit vernachlässigt und die Simulationen durch Übereinstimmung der simulierten Eisoberseiten und -volumen mit den in-situ Messungen bewertet. Der Parameterraum der unbekanntenen Größen (*tuning*-Parameter) konnte jedoch nicht eindeutig abgegrenzt werden, so dass mehrere fließdynamische Lösungen koexistieren, die unterschiedliche Temperaturregime repräsentieren.

Die oben vorgestellten Modelle beruhen auf Vereinfachungen in der Beschreibung der EISRheologie und Dynamik. Die Schwierigkeiten der Autoren den diagnostischen Zustand zu simulieren, kann aus diesen Vereinfachungen resultieren. Breuer et al. (2006) nutzten für ihre

Studien der Eiskappe von KGI das Modell höherer Ordnung COMBIS²S (*Computer-based Ice Shelf/Ice Sheet Simulator*) für kalte kleinskalige Eisschilde (Sandhäger, 2000, 2003; Grosfeld und Sandhäger, 2004; Breuer et al., 2006). COMBIS²S berücksichtigt neben weiteren Spannungstermen gegenüber der SIA zur Beschreibung der Eisdynamik, basale Gleitprozesse und die Temperaturabhängigkeit der Viskosität. Breuer et al. (2006) heben die Notwendigkeit hervor, Kalteismodelle zu modifizieren, um deren Anwendbarkeit auf polythermale oder temperierte Gletscher zu gewährleisten. Die Modifikationen von Breuer et al. (2006) umfassen die Berücksichtigung des mikroskopischen Wassergehaltes in der Eismatrix und dessen Einfluss auf den Fließparameter. Durch das Fehlen von in-situ Messungen erfolgte in dieser Arbeit keine Validierung der Eisdynamik des Arctowski Eisfeldes. In den anschließenden Arbeiten von Rückamp (2006) und Breuer (2007) konnte mittlerweile auf in-situ gemessene Oberflächengeschwindigkeiten des Arctowski Eisfeldes zurückgegriffen werden. Beide Arbeiten zeigen Simulationsergebnisse mit ähnlich gut validierten Geschwindigkeitsfeldern, jedoch unterscheiden sich die Temperaturregime massiv. In Rückamp (2006) liegt die 0°-Isotherme an der Eisoberseite auf 0 m a.s.l. gegenüber einer Höhe von 400 m a.s.l. bei Breuer (2007). Die Arbeit von Breuer (2007) stützt sich auf die These, dass die Eiskappe von KGI nahezu temperiert ist (s. o.). Jedoch wird keine umfangreiche Parameterstudie zur Minimierung der möglichen Szenarien durchgeführt. Diese unterschiedlichen Ergebnisse verdeutlichen, dass hier noch kein Konsens bezüglich des Temperaturregimes besteht. Breuer (2007) stellt in ihrer Arbeit heraus, dass eine verbesserte Datenlage die Glaubwürdigkeit der Simulationen erhöhen würde. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass durch die Parametrisierung der Fließeigenschaften (Breuer et al., 2006), die Kalteisbereiche einen signifikanten Anteil an mikroskopischen Wassergehalt aufweisen können (von 0–1.6 %).

Neben diesen Studien wurde offengelegt, dass das COMBIS²S-Modell für die Beschreibung der Eisdynamik von KGI nicht geeignet ist. Diese Einschränkung ist auf die verwendete numerische Lösungsmethode nach Blatter (1995) zurückzuführen, welche nur ein begrenztes Höhen- zu Längenverhältnis ϵ und Undulationen der Eismächtigkeit zulässt. Um eine numerisch stabile Lösung zu gewährleisten, müssen lokale Eismächtigkeitsgradienten begrenzt werden. Als Folge weichen die simulierten Geschwindigkeiten teilweise signifikant von den in-situ Geschwindigkeiten ab. Ein weiterer Schwachpunkt des Modells stellt die Berechnung des basalen Gleitens, basierend auf der SIA dar (Sandhäger, 2000; Greve und Blatter, 2009); dies verdeutlichen die Simulationsrechnungen der internationalen ISMIP-HOM-Vergleichsstudie (*Ice Sheet Model Intercomparison Project for Higher Order Models*, Pattyn et al., 2008; Breuer, 2007).

Die oben dargestellte Problematik, eine akzeptable diagnostische Dynamik mit Hilfe von numerischen Simulationsrechnungen zu erhalten, ist auch Gegenstand von Studien am Johnson Gletscher (Livingston Island). In einer ersten Arbeit von Corcuera et al. (2001) wird geschlussfolgert, dass ein zweidimensionales Fließlinienmodell die Dynamik nicht geeignet wiedergeben kann. Dies wird auf die komplexe Geometrie zurückgeführt, zu deren korrekten Beschreibung der Fließdynamik ein dreidimensionales Fließmodell erforderlich ist. In einer anschließenden Studie treffen Martin et al. (2004) die Aussage, dass die Gleichungen der SIA die Dynamik kleinskaliger Gletscher nicht adäquat beschreiben können. Aus diesem Grund verwenden sie ein dreidimensionales *full-Stokes*-Fließmodell, um den diagnostischen Zustand des Spannungs- und Geschwindigkeitsfeldes des Johnson Gletschers zu simulieren. Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität wird vernachlässigt und der Fließparameter und die unbekanntenen Koeffizienten im basalen Gleitgesetz als *tuning*-Parameter verwendet. Der

optimal angepasste Wert des Fließparameters entspricht dem eines temperierten Gletschers mit einem niedrigen mittleren Wassergehalt von 0–0.3%. Das neu erlangte Geschwindigkeitsfeld zeigt eine deutliche Verbesserung gegenüber Corcuera et al. (2001), jedoch ist im Bereich der Kalbungsfront die Dynamik eines Gezeitengletschers nicht adäquat wiedergegeben (Martin et al., 2004). Durch die Einführung eines Kalbungsmechanismus an der Eisfront wird dieser Aspekt verbessert (Otero et al., 2010). Allerdings wird eine erneute Anpassung der *tuning*-Parameter gefordert. Der in dieser Studie resultierende Wert des Fließparameters ist der gebräuchliche Wert für polythermale Eiskörper (z. B. Hanson, 1995; Paterson, 1994). Dieser mögliche Wandel in der thermalen Struktur des Johnson Gletschers ist von besonderem Interesse, da im Allgemeinen angenommen wird, dass die Eiskappen der SSI temperiert sind (z. B. Qin et al., 1994; Furdada et al., 1999; Benjumea et al., 2003; Macheret et al., 2009).

2.2.4 Thermaler Status der Eiskappe von KGI

Wie oben ausgeführt, gelten die Eiskappen der SSI im Allgemeinen als temperiert. Dies wird auf ihre subpolare Lage mit maritimen Klimabedingungen zurückgeführt. Orheim und Govorukha (1982) bezeichnen Akkumulationsgebiete der Eiskappe von KGI aufgrund von gemessenen Schneetemperaturen als temperiert. Diese These wird von Macheret et al. (1997) und Macheret und Moskalevsky (1999) durch GPR-Messungen gestützt. Allerdings wird deren Schlussfolgerung durch eine nicht spezifizierte Analyse fragwürdig. Simões und Bremer (1995) und Simões et al. (1999, 2004a) stellen heraus, dass zumindest große Gebiete der Eiskappe temperiert sind. Dies führen sie einerseits auf die fehlende Registrierung von Felsbettreflexionen in durchgeführten GPR-Messungen und andererseits auf gemessene Bohrlochtemperaturen zurück. In der oben zitierten Bohrlokation wurden variierende Firntemperaturen von -0.35°C bis -0.25°C bis zu einer Tiefe von 45 m gemessen. Zu ihrer Analyse ziehen sie detektierte Sedimentströme an Auslassgletschern hinzu (Pichlmaier et al., 2004), welche ein Anzeichen einer temperierten Basis sind. Das austretende Schmelzwasser transportiert Sedimente, welche als Trübungsfahnen im Meer vom Satelliten im optischen Spektralbereich zu sehen sind (Abb. 2.5). Die Bohrlochmessungen von Simões et al. (2004a) auf dem Arctowski Eisfeld decken sich mit den Messungen von Wen et al. (1998); ihre 15 m tiefen Firntemperaturen variieren von -0.1°C , 0°C , 0°C und -0.2°C (bei 380 m, 510 m, 610 m und 702 m). Wen et al. (1998) schließen durch hinzuziehen von weiteren gemessenen Größen (Niederschlag, Wassertafel, Jahresmitteltemperatur, etc.), dass die Eiskappe temperiert ist.

Erste Indizien, dass die Haupteiskappe Kalteisbereiche birgt, werden von Pfender (1999) und Blindow et al. (2010) dargelegt. In den Radargrammen sind neben der Reflexion der Eis-Fels-Grenze auch Strukturen der Firnschichtung (Stratigraphie), eine Wassertafel, Isochronen, *Raymond-Bumps* und Diffraktionen zu identifizieren. Deren Analyse beruht auf der Interpretation von Diffraktionen in den GPR-Sektionen, welche als makroskopische Wassereinschlüsse gedeutet werden. Eine Trennung von temperierten und kalten Bereichen wird durch die Häufigkeit der Diffraktionen abgeschätzt. Demnach verläuft die CTS-Phasengrenze in einem Höhenbereich von ca. 550 m a.s.l. (Pfender, 1999). Bei Blindow et al. (2010) wird diese Schlussfolgerung durch Überarbeitung von mehrdeutigen GPR-Profilen revidiert und der Eiskörper unterhalb von 400 m a.s.l. als temperiert angenommen. Die Indizien eines kalten Kerns in den topographisch höheren Lagen deckt sich mit den dort detektierten *Raymond-Bumps* (Pfender, 1999; Blindow et al., 2010), da diese ein Phänomen einer kalten nicht gleitenden Eisbasis sind und bislang nicht in temperierten Gletschern detektiert wurden (Raymond, 1983).

Eisen et al. (2009) konnten in ihren Studien zeigen, dass ein Rückschluss von hoher und

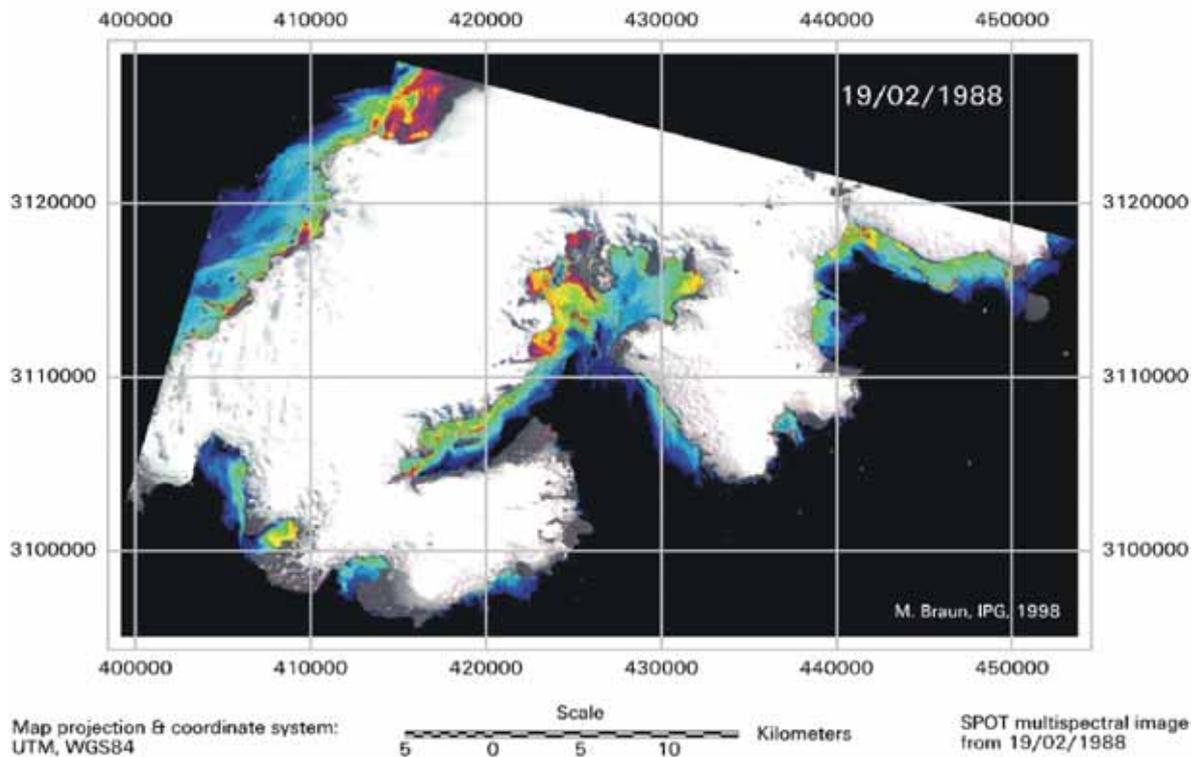


Abbildung 2.5: Sedimenteintrag auf King George Island in das marine Ökosystem sichtbar in einem SPOT XS Bild vom 19. Februar 1988. Die Menge des Sedimenteintrages ist qualitativ durch die Farbgebung dargestellt: Rot bedeutet hoher Eintrag, blau wenig Eintrag. Abbildung von M. Braun zur Verfügung gestellt.

niedriger Rückstreuung des Radarsignals auf den Verlauf der CTS nicht machbar ist. Lediglich der Rückschluss von niedriger Radar-Rückstreuung auf kaltes Eis ist möglich. In ihrer Studie weicht die bestimmte CTS-Tiefe aus Bohrlochtemperaturen mit der CTS aus dem Einsatz erhöhter Radar-Rückstreuung (RTS, *Radar Transition Surface*) signifikant ab. Für diese Abweichung führen die Autoren saisonale Effekte, Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Tiefe der GPR-Sektion und im Besonderen die verwendete Radarfrequenz als Gründe an.

Da oben ausgeführt wurde, dass die Eistemperatur der Eisoberseite durch das herrschende Klima bestimmt wird, verlangt der hier aufgezeigte Unterschied der gemessenen Firntemperaturen mit der gemessenen 2 m-Jahresmitteltemperatur der Luft nach einer Erklärung. Dieser Widerspruch kann durch Wiedergefrieren und Perkolation von Schmelzwasser in der Firnschicht, also Freisetzen von latenter Wärme und Energiezufuhr erklärt werden. Diese Prozesse führen zu einem Erwärmen der Firnschicht und des Eiskörpers. Die Annahme, dass die gemessene 10 m-Eistemperatur gleich der Jahresmitteltemperatur der Luft ist (Paterson, 1994), gilt hier somit nicht. Ein Erwärmen der Firnschicht durch Gefrierprozesse von Schmelzwasser konnte von Sverdrup (1935) gezeigt werden und Abweichungen von Firntemperaturen zur Jahresmitteltemperatur der Luft z. B. von Hughes und Seligman (1939).

Im Ablationsgebiet ist dieser Effekt aufgrund einer nicht vorhandenen Firnschicht weniger oder nicht ausgeprägt. Das Wiedergefrieren findet hier nahe oder an der Oberfläche statt und die freigesetzte latente Wärme kann in die Luft entweichen. Des Weiteren fließt Schmelzwasser direkt über der impermeablen Eisschicht ab. Dies deckt sich wiederum mit den gemessenen Bohrlochtemperaturen von Wen et al. (1998) am Bellingshausen Dome. Hier wurden 10 m-Eistemperaturen von -1.9°C , -1.4°C , -0.1°C und -1.1°C in Höhenlagen von 110 m, 150 m, 185 m und 252 m gemessen; die kälteste Temperatur wird auf dem niedrigsten Höhenniveau erreicht (vgl. Beschreibung zur Temperaturinversion Abb. 2.4(5)). Ablationsgebiete können somit gegenüber einem temperierten Akkumulationsgebiet kalt sein. Abhängig von den lokalen Gegebenheiten (z. B. geothermaler Wärmestrom) kann eine temperierte Basis unterhalb der kalten Schicht vorhanden sein. Der Fall eines temperierten Gletschers mit einer oberflächennahen kalten Schicht im Ablationsgebiet wurde von Björnsson et al. (1996) auf Svalbard mit Hilfe von hochfrequenten GPR-Messungen und Bohrlochtemperaturen nachgewiesen. Die Vermutung, dass das Ablationsgebiet auf KGI, in diesem Fall der Bellingshausen Dome, kalt ist, wird durch die GPR-Messungen von Pfender (1999), Sobiech (2009) und Blindow et al. (2010) und Beobachtungen vor Ort gestützt: (i) Unterhalb von ca. 160 m zeigen die GPR-Messungen am Bellingshausen Dome keine Radar-Rückstreuung; (ii) in einem Höhenbereich von ca. 200 m einen kontinuierlichen Rückgang der Firnschicht bis hin zum Verschwinden am Ende des Sommers verbunden mit enormen Schmelzwasserflüssen auf der Eisoberseite (Eraso und Domínguez, 2007; Domínguez und Eraso, 2007).

Die oben angeführten Aussagen und Modellstudien zeigen, dass noch keine Einigkeit bezüglich des thermalen Regimes der Haupteiskappe von KGI besteht. Aus den bisherigen Erkenntnissen kann das Ablationsgebiet als kalt eingestuft werden. Die Haupteiskappe weist temperierte Bereiche auf sowie Indizien für einen kalten Kern in den oberen Lagen. Festzuhalten ist auch, dass das Wiedergefrieren von Schmelzwasser zu höheren 10 m-Firntemperaturen im Akkumulationsgebiet gegenüber dem Ablationsgebiet führen kann. Dies verdeutlicht die komplizierte Kopplung zwischen Klima und dem Gletscher: Im Falle von niedrigeren Sommertemperaturen kann sich das Akkumulationsgebiet des Gletschers ausdehnen; damit einher geht ein Temperaturanstieg in der Firnschicht. Folglich führt eine Abnahme der Lufttemperatur zu einem Anstieg der Temperatur des Gletschers.

Weiterhin muss hier angemerkt werden, dass die gemessenen Bohrlochtemperaturen auf KGI im Akkumulationsgebiet repräsentativ für die Firnschicht, also oberhalb der Wassertafel, sind. Temperaturmessungen für den Eiskörper unterhalb der Wassertafel existieren nicht. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich das Bohrloch aufgrund des hydraulischen Drucks mit Wasser füllt, sobald die Wassertafel angebohrt wird und somit die Bohrlokation unbrauchbar wird (Simões et al., 2004a). Über einen Effekt der Wassertafel auf die Eistemperatur des darunterliegenden Eiskörpers kann hier nur spekuliert werden: (1) Da die bisherigen Messungen im Südsommer stattgefunden haben, ist der Zustand, d. h. Ausdehnung oder Existenz, der Wassertafel im Südwinter nicht bekannt. Nach Schommer (1976) und Paterson (1994) gibt es Indizien, die belegen, dass die Firnschicht eines Eiskörpers im Winter keine signifikante Menge an Wasser speichert. Demnach wird das aufgenommene Schmelzwasser am Ende der Schmelzsaison über Drainagemechanismen abgeführt. Saisonale Variationen der Dicke der Wassertafel sind durch Pegelstände im Bohrloch gemessen worden: ein Anstieg im Frühling, Abfall im Herbst und keiner signifikanten Variation im Winter (Lang et al., 1976; Schommer, 1976, 1978; Ambach et al., 1981; Fountain, 1989). Eine Entwässerung der Wassertafel kann auch aus der Entstehung und Öffnung von Spalten und Gletschermühlen resultieren. Die Drainage-

charakteristik ist jedoch aufgrund von Mulden und Senken in der Geometrie, Vorkommen von Spalten, etc. bei jedem Gletscher unterschiedlich und nicht übertragbar. So wurde z. B. am Vernagtferner (Alpen) eine deutlich ausgeprägte Wassertafel am Ende des Winters detektiert (pers. Mitt. N. Blindow).

(2) Die Wassertafel wirkt wie ein Isolator: Das Gefrieren des Schmelzwassers in der Firnschicht resultiert aus der gespeicherten Kälte der eingedrungenen Wintertemperatur. Durch die Freisetzung von latenter Wärme kann diese wiederum ausgelöscht werden (Paterson, 1994; Sverdrup, 1935; Cai et al., 1986). Der Transport der saisonalen Temperaturvariationen, die sich üblicherweise durch Wärmeleitung in das Innere des Eiskörpers fortpflanzen (Paterson, 1994), kann somit zum Erliegen kommen.

Kapitel 3

Methodik der Feldmessungen

Zur Aufstellung der Massenbilanz und Massenbilanzänderungen sowie den damit verknüpften komplexen Reaktionen eines Eiskörpers, bedarf es der Bestimmung glaziologischer Parameter wie Eismächtigkeiten und Eisausdehnung, Temperaturen an der Oberfläche, im Innern und an der Eisunterseite, Schneezutrags- und Abflussraten sowie Eisbewegung und Deformation (Paterson, 1994). Aus diesen Größen lassen sich Aussagen über Massenfluss und Gleichgewichtszustand eines Eiskörpers treffen. Einige dieser Parameter lassen sich von der Oberfläche aus erfassen (z. B. Eisbewegung der Eisoberseite und Eismächtigkeiten) und bei anderen bedarf es einer langen Beobachtungszeit (Schneezuträge; Beobachtungszeit ca. ein Bilanzjahr¹) oder sind nicht direkt zugänglich (z. B. Temperaturen im Innern oder basale Bewegung). Um saisonale Schwankungen oder Änderungen zu quantifizieren, sind Wiederholungsmessungen nötig.

Mit Hilfe des DGPS (Differentiallem GPS) hat sich in der Glaziologie mittlerweile eine einfache Methode zur Bestimmung von Eisoberseitengeschwindigkeiten etabliert. Üblicherweise werden Markierungen auf dem Eis angebracht, deren Fließbewegung mit dem Eis relativ zu einem äußeren Fixpunkt beobachtet wird. Da die verwendeten Markierungen in der Regel in der Eisoberfläche fixierte Bambusstangen oder Aluminiumstangen (Balisen) sind und somit längeren Zeiträumen Stand halten, ist eine Messung von Schneezuträgen über ein Bilanzjahr hinweg möglich (im weiteren Text als Akkumulation für positiven Zutrag und Ablation für negativen Zutrag bezeichnet).

Zum kartieren von Eismächtigkeiten macht man sich die Eigenschaft zu Nutze, dass sich Eis für bestimmte Radarfrequenzen elektromagnetisch nahezu transparent verhält. Die Anwendung von niederfrequenter Radartechnik (im weiteren Text als GPR (*Ground Penetrating Radar*) bezeichnet) in der Glaziologie findet neben der Bestimmung von Eismächtigkeiten mittlerweile eine breite Anwendung, z. B. um interne Strukturen im Eiskörper abzubilden. Für großräumige Erkundungen werden hauptsächlich Flugzeuge mit einem unter den Tragflügeln montierten GPR-System als Messplattformen eingesetzt. Ist eine hohe Wendigkeit gefragt (z. B. in engen Alpentälern), bietet sich als Messplattform ein Hubschrauber mit einem GPR-System als geschleppte Außenlast an. Bodengebundene Messungen, mit Schneemobilen oder zu Fuß, finden hauptsächlich bei kleinräumigen Vermessungen in gut zugänglichem Terrain Anwendung. Hierbei wird neben dem GPR-System ein DGPS zur Positionierung mitgeführt.

Auf der Eiskappe von KGI wurden seit 1997 umfangreiche Messungen zur Bestimmung von glaziologischen Parametern vom Institut für Geophysik der Universität Münster in Kooperation mit dem Zentrum für Fernerkundung der Landoberfläche (ZFL) der Universität Bonn und dem Institut für Physische Geographie der Universität Freiburg durchgeführt (Tab. B.1). Die ersten Expeditionen konzentrierten sich zunächst auf Messungen am Bellingshausen Dome

¹Ein Bilanzjahr ist definiert als das Zeitintervall zwischen zweier sukzessiver Minima der Eisdicke (Paterson, 1994). Im Mittel beträgt das Intervall 365 Tage; die Minima liegen üblicherweise am Ende des Sommers.

und Arctowski Eisfeld². Im Südsommer 2007³ wurden die Messungen auf den Zentralteil der Eiskappe ausgedehnt. In der jüngsten Kampagne konnten im nordwestlichen, verspalteten Küstenbereich des Arctowski Eisfeldes und des Zentralteils fluggestützte Messungen erfolgreich absolviert werden.

Die Erhebung der Daten war fokussiert auf zwei Aspekte:

1. Mit Hilfe von DGPS- und GPR-Messungen und einer adäquaten Auswertung sollen konsistente 3D-Datensätze erstellt werden, welche eine akkurate Darstellung digitaler Geländemodelle (DGM) der Eistopographie, des Felsuntergrundes und einer Karte der Verteilung von Eismächtigkeiten ermöglichen.
2. Auf einem engen Netzwerk sollten präzise Eisbewegungsraten der Eisoberseite mit DGPS gemessen werden.

Diese Daten dienen für die numerischen Modellstudien (Kap. 8) als Eingabe- und Validierungsparameter. Weiterhin werden aus Wiederholungs- und Langzeitmessungen sowie Satellitenbildern Gletschrückzugsgebiete, Akkumulationsraten, Höhenänderungen und saisonale Schwankungen der Eisbewegung abgeleitet. Im Folgenden werden die Funktionsprinzipien, Datenakquisition, -prozessierung und -qualität der benutzten Methoden und erhobenen Daten erläutert.

Anmerkung: Im Zuge der hier vorgelegten Arbeit sind seit des Südsommers 2006/07 Feldmessungen auf KGI durchgeführt worden. Die bodengebundenen GPR-Messungen wurden im Rahmen zweier Diplomarbeiten ausgewertet (Suckro, 2007; Sobiech, 2009), so dass hier auf eine ausführliche Darstellung der Auswertung verzichtet wird. Weiterhin gehen GPR-Messungen der 1997/98er- und DGPS-Messungen der 2004/05er-Kampagnen ein, deren Auswertung bereits in Pfender (1999) und Rückamp (2006) erläutert wird.

3.1 Differentielles GPS

3.1.1 Funktionsprinzip des DGPS

Die Positionsbestimmung mit GPS basiert auf der Messung der Abstände des Empfängers zu mehreren Satelliten. Der Abstand wird indirekt über die Laufzeit der Signale von den Satelliten zum Empfänger gemessen. Dies ist möglich, weil die Geschwindigkeit, mit der sich die Signale ausbreiten, theoretisch konstant und bekannt ist. Allerdings ergeben sich in der Praxis gewisse Ungenauigkeiten, weil die Geschwindigkeit der Signale durch atmosphärische Störungen leicht variiert. Das herkömmliche für den privaten Nutzer geläufige GPS hat eine Lagegenauigkeit von $\sigma_h \approx \pm 15 \text{ m}$ (z. B. Hofmann-Wellenhof et al., 1994, GARMIN⁴). Als Faustformel gilt für die vertikale Genauigkeit $\sigma_z = 2 \times \sigma_h$ (pers. Mitt. Prof. W. Korth, Technische Fachhochschule Berlin). Zur Vermessung der Topographien von Eiskappen, deren Oberflächengradient in der Größenordnung von $\alpha \approx 0.1^\circ$ liegt (z. B. Paterson, 1994), ist somit das GPS nicht geeignet. Ebenso für die Messung von Eisgeschwindigkeiten: Typische Werte

²DFG-Projekt KIGEIS (King George Island); DFG-AZ SA 694/1-1

³Start des DFG-Projektes DATIC (Dynamics of an Antarctic Temperate Ice Cap) im Sep. 2006, DFG-AZ BL 307/3-1

⁴<http://www8.garmin.com/aboutGPS/index.html>, Abgerufen: 1.10.2010.

von Eisesgeschwindigkeiten gegründeter, polarer Gletscher liegen in der Größenordnung von $v \approx 50 \text{ m a}^{-1}$ (z. B. Paterson, 1994). Dies entspricht einem horizontalen Versatz einer an der Eisoberseite verankerten Balise von ca. 4 m in 4 Wochen (typischer Beobachtungszeitraum) und ist mit dem herkömmlichen GPS nicht zu messen.

Zur Vermessung der Eistopographien und Bestimmung von Eisbewegungsraten bietet sich das geodätische Messverfahren DGPS an. Im Vergleich zum GPS hat es, je nach Modus und Beobachtungszeit, eine Lagegenauigkeit von $\sigma_h \approx \pm 2 \text{ mm}$ (Seeber, 2003). Vertikal gilt weiterhin die oben genannte Faustformel. Im Gegensatz zum GPS können die Positionen des DGPS nicht in Echtzeit ausgegeben werden; hierfür ist eine Datenprozessierung nach der Messung notwendig⁵. Beim Verfahren des DGPS werden zwei Empfänger benötigt, die simultan Satellitendaten aufzeichnen. Zudem muss ein Referenzpunkt existieren, dessen Koordinaten exakt bekannt sind. An dem Referenzpunkt wird die sogenannte ortsfeste Basis positioniert. Ein zweiter DGPS-Empfänger (Rover) ist für die Positionsmessung im Einsatz. Aus der Abweichung der tatsächlichen und der empfangenen Position lassen sich für jeden Satelliten die wirklichen Laufwege der Signale zum Empfänger sehr genau bestimmen. In der Datenprozessierung werden diese Differenzangaben als Korrekturwerte genutzt, um die Position des Rovers zu korrigieren. Diese Methode funktioniert jedoch nur bei kurzen Basislinien (Abstand Basis–Rover $< 50 \text{ km}$ Magellan (1994); King (2004)), da in diesem Fall angenommen wird, dass die errechneten Korrekturen an der Basis identisch der des Rovers sind. Bei größeren Basislinien ist dies aufgrund von Änderungen der Laufzeiten in der Ionosphäre und Troposphäre und jeweils unterschiedlicher Satellitenkonfiguration an der Basis und des Rovers nicht mehr der Fall.

Das DGPS bietet verschiedene Modi an, die es erlauben diverse Fragestellungen zu bearbeiten. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen kamen zwei Modi zum Einsatz:

Statischer Modus: Der statische Modus wird zur Ortsbestimmung einzelner Punkte verwendet. Der Rover wird an dem zu bestimmenden Ort installiert und nicht bewegt. Der Rover zeichnet kontinuierlich und simultan zur Basis Positionsdaten auf. Die Beobachtungszeit und das Datenintervall sind der Basislinie und der Fragestellung anzupassen.

Kinematischer Modus: Der kinematische Modus eignet sich zur flächenhaften und schnellen Aufnahme von Positionsdaten. Im Vergleich zum statischen Modus wird der Rover bewegt. Der Rover zeichnet kontinuierlich und simultan zur Basis Positionsdaten auf. Das Datenintervall ist so einzustellen, dass man die gewünschte Datendichte entlang des Messprofils erhält. Aufgrund der kurzen Beobachtungszeit der einzelnen Punkte ist die horizontale und vertikale Genauigkeit reduziert (Seeber, 2003). Im kinematischen Modus ist zu beachten, dass die gewünschte Datendichte von der Basis bestimmt wird, da die Korrekturwerte nur im Datenintervall der Basis vorliegen.

⁵Einige DGPS-Empfänger bieten einen sogenannten RTK (*real-time-kinematic*)-Modus an. Hier werden Korrektursignale via Funk an den Empfänger gesendet und die exakte Position in Echtzeit ausgegeben.

3.1.2 Datenakquisition und Datenprozessierung

Datenakquisition

In Tabelle 3.1 ist ein Überblick der genutzten DGPS-Empfänger, Nachbearbeitungs-Software, Beobachtungsdauer im statischen Modus und eingestellte Datenrate im statischen und kinematischen Modus angegeben. Die Typ-Bezeichnung Ein-Frequenz- und Zwei-Frequenz-Empfänger ist im Prinzip ein Leistungsmerkmal des DGPS-Empfängers. Ein Zwei-Frequenz-Empfänger speichert gegenüber einem Ein-Frequenz-Empfänger beide vom Satelliten ausgesendeten Trägerfrequenzen L1 und L2, welche dann in der Nachbearbeitung zur Verfügung stehen. Mit einem Zwei-Frequenz-Empfängertyp werden qualitativ hochwertigere Positionsbestimmungen erzielt (Seeber, 2003). Die niedrige Datenrate von 15 s^{-1} in der 2007er-Expedition ist auf den kleinen Speicher des Trimble 4000 SSE DGPS-Empfängers zurückzuführen. Die Datenakquisition gliedert sich auf in Referenzpunkt, Eisoberseitengeschwindigkeiten, bodengebundene und fluggestützte Kartierung.

Referenzpunkt (Basis): Als Grundlage für die Vermessung mit DGPS musste zunächst die absolute Bestimmung der Basis sowie die Einbindung in das örtliche Koordinatensystem erfolgen. In der Nähe der uruguayischen Forschungsstation B.C.A.A. (Base Scientifica Antartica Artigas, zur geographischen Einordnung siehe Abbildung 2.1) existiert der Referenzpunkt *Art1*⁶. Dieser Referenzpunkt dient innerhalb eines Krustenbewegungs-Projektes des Institutes für Planetare Geodäsie der TU Dresden als Messpunkt. Die exakten Koordinaten des Referenzpunktes *Art1* wurden von Prof. R. Dietrich (TU Dresden) zur Verfügung gestellt:

Projektion: UTM/Zone 21E

Datum: WGS 84

Ellipsoidische Höhe: 33.507 m

Orthometrische Höhe: 11.810 m

Koordinaten: 430 018.885 E, 3 120 619.420 S

Da während den durchgeführten Expeditionen 2006/07 und 2008/09 der Referenzpunkt *Art1* teilweise vom Servicio Geográfico Militar im Rahmen des Krustenbewegungs-Projektes betrieben wurde, hat Herr Leutnant José María Pampillón Berger (Servicio Geográfico Militar, Montevideo, Uruguay) die Daten der Basis zur Verfügung gestellt, allerdings in einer Datenrate von 15 s^{-1} . Für die hier vorgestellten kinematischen Messungen ist diese Datendichte nicht ausreichend (siehe bodengebundene Kartierung unten). Aus diesem Grund wurde eine zweite Basis *Art2* unmittelbar neben *Art1* installiert und mittels einer statischen DGPS-Punktmessung mit Hilfe des Referenzpunktes *Art1* als Basis eingebunden. Der Referenzpunkt *Art2* wurde dann mit einer der Fragestellung angepassten Datenrate betrieben.

In den Expeditionen 2006/07 und 2007/08 wurden die Messungen von einem Eiscamp im Zentralteil der Eiskappe von King George Island durchgeführt. Eine Besetzung des Referenzpunktes *Art1* war somit nicht täglich möglich. Dies erfordert eine Einbindung einer Basis auf dem Eis in der Nähe der Camps. Die exakten Koordinaten der nicht ortsfesten Eisbasis wurden aus der ermittelten Eisbewegung für die einzelnen Messtage auf dem Eis extrapoliert (Details der Methodik siehe Suckro, 2007).

⁶<http://tpg.geo.tu-dresden.de/ipg/forschung/scargps/stations/ART1.htm>, Abgerufen: Sep. 2010.

Tabelle 3.1: Überblick der genutzten DGPS-Empfänger, Nachbearbeitungs-Software, Beobachtungsdauer im statischen Modus und eingestellte Datenrate im statischen und kinematischen Modus. Der additive Wert von 2 min km^{-1} bzw. 1 min km^{-1} bei der Beobachtungsdauer bezieht sich auf den Abstand von Basis zum Rover.

Exp.	DGPS-Empfänger	Typ	Software	Beobachtungszeit statischer Modus	Datenrate
1995/96	Magellan ProMark XCM	Ein-Frequenz	MSTAR ^a	(20 min + 2 min km ⁻¹) ^b	1 s ⁻¹
1997/98	Magellan ProMark XCM	Ein-Frequenz	MSTAR ^a	(20 min + 2 min km ⁻¹) ^b	1 s ⁻¹
1999/00	Magellan ProMark XCM	Ein-Frequenz	MSTAR ^a	(20 min + 2 min km ⁻¹) ^b	1 s ⁻¹
2004/05	Magellan ProMark XCM und Ashtech ProMark 2	Ein-Frequenz	MSTAR ^a und Ashtech-Solution ^c	(20 min + 2 min km ⁻¹) ^b	1 s ⁻¹
2006/07	Novatel DL4 und Trimble 4000 SSE	Zwei-Frequenz	GrafNav ^d	(5 min + 1 min km ⁻¹) ^e	1–15 s ⁻¹
2007/08	Novatel DL4 und Novatel DLV	Zwei-Frequenz	GrafNav ^d	(5 min + 1 min km ⁻¹) ^e	1–2 s ⁻¹
2008/09	Novatel DL4 und Novatel DLV	Zwei-Frequenz	GrafNav ^d	(5 min + 1 min km ⁻¹) ^e	0.1–2 s ⁻¹

^a(Magellan, 1994), ^b(Hofmann-Wellenhof et al., 1994), ^c(Ashtech, 2002), ^d(Magellan, 2007), ^e(pers. Mitt. Prof. W. Korth)

Eisoberseitengeschwindigkeiten: Die Methode des statischen DGPS wird verwendet, um Eisfließgeschwindigkeiten an der Eisoberseite zu messen. Das Prinzip zur Bestimmung der Eisoberseitengeschwindigkeiten mittels DGPS ist relativ einfach: 3 bis 4.5 m lange Aluminiumstangen werden senkrecht ca. 2 m tief als Markierungen in der Firn- oder Eisschicht fixiert. Die Position wird zu Beginn und am Ende der Kampagne mit DGPS vermessen. Bei den einzelnen Messungen ist die Datenaufnahme abhängig von der Länge der Basislinie und vom Empfängertyp; sie variiert in etwa zwischen 10 Minuten und 2 Stunden (vgl. Tab. 3.1). Aus der Positionsdifferenz wird eine Verschiebung im Messzeitraum berechnet. Die Verschiebungen an den einzelnen Lokationen variieren zwischen 0.06–7.8 m; Messzeitraum ist typischerweise zwischen 20–30 Tagen. Durch lineare Interpolation können jährliche Geschwindigkeiten angegeben werden. Diese Methode zur Bestimmung von Geschwindigkeiten wird im Folgenden als *short-term* Messung bezeichnet (in Bezug auf den relativ kurzen Messzeitraum).

Während der Südsommer-Expeditionen 1997/98, 1999/00 und 2004/05 wurden bereits Geschwindigkeitsraten bestimmt. Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Daten wurden während der Südsommer-Expeditionen 2006/07, 2007/08 und 2008/09 gesammelt. Die Messungen wurden an verschiedenen Orten, hauptsächlich auf dem Zentralteil und auf dem Bellingshausen Dome durchgeführt. Seit 1997 wurden somit an insgesamt 122 Orten Messungen zur Bestimmung von *short-term* Geschwindigkeiten erhoben (Abb. 3.1, schwarze Quadrate; die Bezeichnung *long-term* wird im weiteren Text erläutert). Die Gesamtanzahl verteilt sich auf 69 Messungen auf dem Arctowski Eisfeld, 40 Messungen im Zentralteil und 13 auf dem Bellingshausen Dome. Aufgrund von großen Spaltenzonen in küstennahen Bereichen, konnten die Messungen nur in den unverspalteten höheren Gebieten der Eiskappe durchgeführt werden (Arctowski Eisfeld > 300 m a.s.l.; Zentralteil > 400 m a.s.l.). Die Wahl der Orte ist so gewählt, dass eine flächenhafte Abdeckung des Untersuchungsgebietes gewährleistet ist, sowie die Dynamik großer Auslassgletscher erfasst wird (z. B. Lange Gletscher). Die Anordnung der Messorte am Bellingshausen Dome orientiert sich an den Massenbilanzmessungen einer 1996/97er Expedition (Braun, 2001).

Bodengebundene Kartierung: Ziel der kinematischen Datenaufnahme war es, einen konsistenten 3D-Datensatz zu erstellen, der es ermöglicht ein DGM der Eiskappe von King George Island zu generieren. Dazu wurden die DGPS-Empfänger an den Schneemobilen installiert und entlang der Messprofile Positionsbestimmungen im kinematischen Modus aufgezeichnet. Die Datenrate wurde wenn möglich auf 1 s^{-1} eingestellt. Bei Speicherbegrenzungen, z. B. dem Trimble 4000 SSE DGPS-Empfänger, musste die Datenrate herabgesetzt werden, um bei der abgeschätzten Dauer der Messfahrt eine kontinuierliche Aufzeichnung zu gewährleisten (Tab. 3.1). Der Großteil der Messung (ca. 95 %) liegt bei einer Datenrate von 1 s^{-1} vor, was bei einer Geschwindigkeit von $10\text{--}35 \text{ km h}^{-1}$ einem Punktabstand entlang des Profils von 3–10 m entspricht. Der Abstand der Messprofile des regelmäßigen Gitters beträgt auf dem Arctowski Eisfeld und Zentralteil in etwa 500 m; auf dem Bellingshausen Dome ca. 100 m Messprofilabstand. Die hohe Datendichte entlang der Messprofile wird einerseits für die Zuordnung zu den GPR-Messungen benötigt (Pfender, 1999; Suckro, 2007; Sobiech, 2009; Blindow et al., 2010) und andererseits, um eine sinnvolle Kreuzungspunktanalyse zu gewährleisten (siehe Kap. 3.1.3 und Kap. 4.5).

Der gesamte Datensatz bodengebundener kinematischer DGPS-Fahrten umfasst ca. 1500 Profilkilometer (siehe Abb. 3.2, farbige Profile). Aus der räumlichen Anordnung der Profildfahrten wurde eine Fläche von ca. 200 km^2 abgeschätzt, die mit bodengebundenem kinematischen

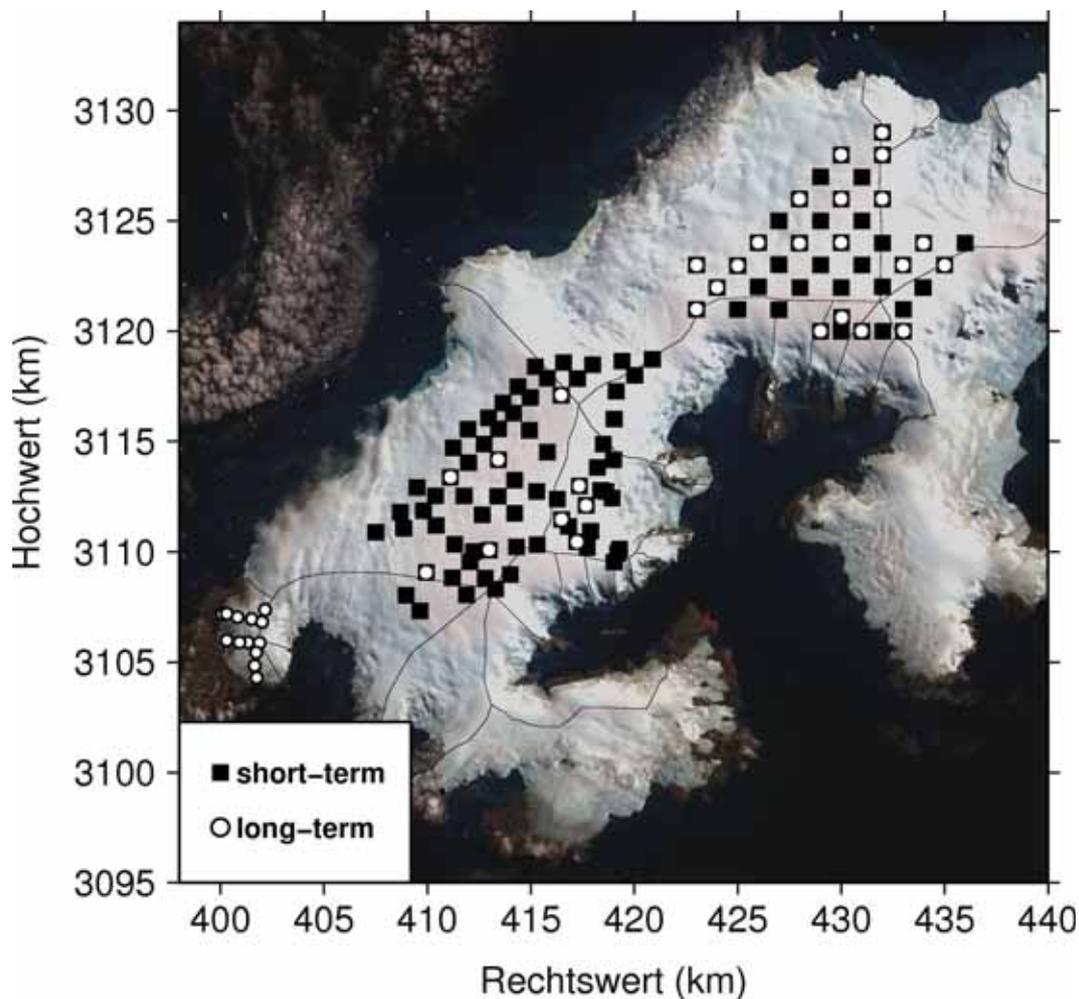


Abbildung 3.1: Lokationen der Messpunkte zur Bestimmung der Eisoberseitengeschwindigkeiten mit statischem DGPS. Die schwarzen Quadrate markieren die *short-term* Messungen, weiße Punkte die *long-term* Messungen. Die schwarze Linie deutet den Verlauf von Eisscheiden an. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

DGPS kartiert wurde. Die Messprofile wurden so angelegt, dass möglichst lange Strecken unterbrechungsfrei abgefahren werden konnten. Die einzelnen Profildfahrten im Ostteil von King George Island werden, unter anderem, zur Georeferenzierung von Satellitenbildern benötigt (siehe Kap. 4.3). In der 2008/09er-Kampagne ist der Bellingshausen Dome auf einem feineren Gitter (Messprofilabstand ca. 100 m) kartiert worden. Diese Profile sind in einem separaten Ausschnitt in der Abbildung. 4.4(b) dargestellt.

Fluggestützte Kartierung: In der jüngsten Kampagne 2008/09 konnten mit Unterstützung von Commandante C. Madina (FACH, Fuerza Area de Chile) fluggestützte Messungen mit dem am Institut für Geophysik (Universität Münster) entwickelten 30 MHz BGR-P30-System durchgeführt werden (Das BGR-P30-System wird detailliert in Kapitel 3.3 erläutert). Ein mitgeführtes kinematisches DGPS an dem BGR-P30-System dient einerseits zur Lokalisati-

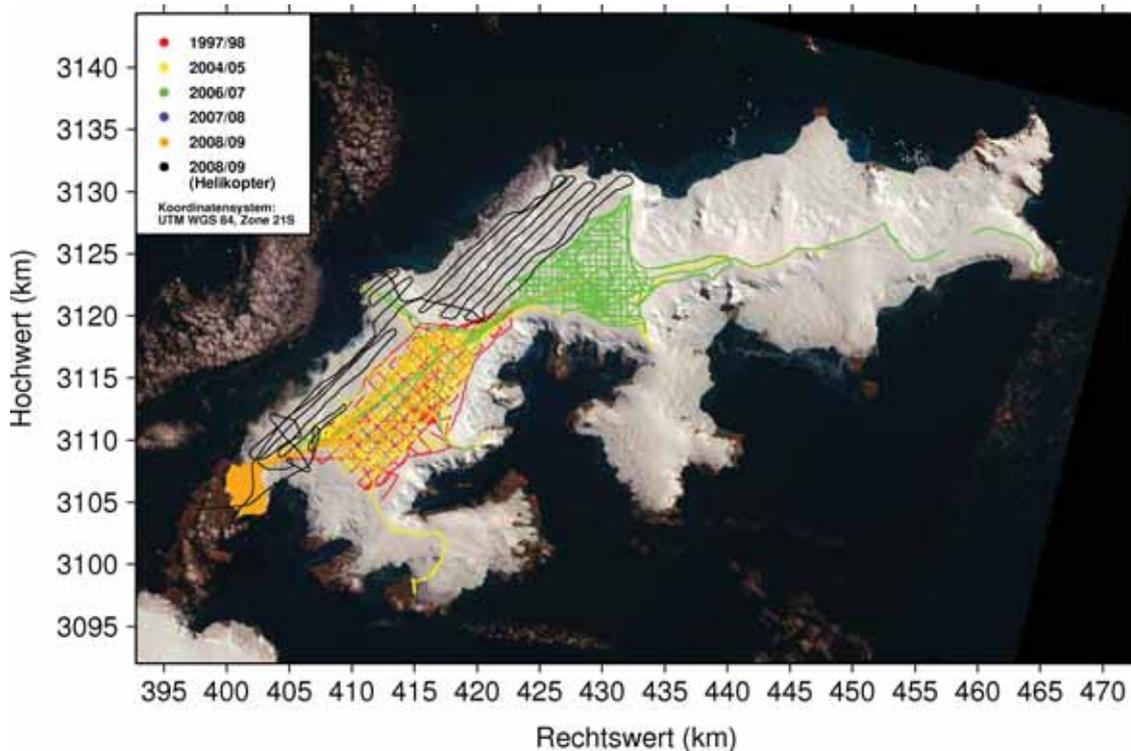


Abbildung 3.2: Lage der kinematischen DGPS-Profilen und GPR-Profilen. Farbcodiert sind die Profile der einzelnen Kampagnen. In schwarz sind die Flugprofile hervorgehoben. Die Messprofile auf dem Bellingshausen Dome sind in einem Ausschnitt in Abb. 4.4(b) gesondert dargestellt. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

on der Profile und andererseits zur Aufnahme von Eistopographiedaten. Um die Höhe der DGPS-Antenne über Grund festzulegen, standen dabei zwei Methoden zur Verfügung: (1) Ein Laseraltimeter vom Typ Universal Laser Sensor (ULS, Laser Technology Inc.⁷) mit einer Genauigkeit von ± 1 cm wurde in einer kadanischen Aufhängung parallel zur Bestimmung des Antennenabstandes zur Oberfläche betrieben. Zur Einhaltung der Mess- und Flughöhe (siehe Kap. 3.3.1) steht dem Piloten des Hubschraubers bei dieser Methode die Abstandsmessung des ULS über eine visuelle Ausgabe zur Verfügung. (2) Die Höhe der Antenne über Grund kann aus dem reflektierten GPR-Signal von der Eisoberfläche ermittelt werden (siehe Kap. 3.3). In dieser Arbeit wurde letztere Methode zur Bestimmung der Antennenhöhe genutzt, da diese nach der Prozessierung der GPR-Daten direkt auf den benötigten Zeitstützstellen vorliegt.

Bei den fluggestützten Messungen wurde der DGPS-Empfänger mit einer Datenrate von 0.1 s^{-1} betrieben, um bei der im Vergleich zur bodengestützten Messung hohen Geschwindigkeit von $40\text{--}60 \text{ km h}^{-1}$ des Helikopters genügend Positionsdaten entlang des Profils aufzuzeichnen. Diese Datenrate war nur mit dem Novatel DLV DGPS-Empfänger möglich (siehe Tab. 3.1). Wie oben erwähnt, konnten mit den fluggestützten Messungen die verspalteten, unzugänglichen Gebiete der Eiskappe risikofrei kartiert werden. Der gesamte Datensatz umfasst ca. 250 Profilkilometer (Abb. 3.2, schwarze Profile). Aus der Verteilung der Flugprofile wurde eine Fläche von ca. 140 km^2 abgeschätzt, die kartiert wurde.

⁷<http://www.lasertech.com/Universal-Laser-Sensor.aspx>, Abgerufen: Okt. 2010.

Wiederholungsmessungen: Die Aspekte, welche bei den Wiederholungsmessungen bearbeitet wurden, lassen sich in vier Unterpunkte aufteilen:

1. Eine Wiederholung von *short-term* Messungen zur Bestimmung von Eisoberseitengeschwindigkeiten an ausgewählten Orten soll Aufschluss über mögliche Änderungen der Eisbewegung in verschiedenen Jahren geben (vgl. auch Tab. B.2).
2. Um saisonale Variationen der Eisgeschwindigkeiten festzustellen, wurden in der 2006/07er-Expedition 60 Aluminiumstangen an verschiedenen Orten im Eis als Markierungen für einen jährlichen Versatz hinterlassen. In den folgenden Saisons 2007/08 und 2008/09 waren die Stangen auf dem Arctowski Eisfeld und Zentralteil komplett mit Schnee bedeckt und ihre Position nicht direkt aufzufinden. Mittels einer 200 MHz GPR-System wurden die verdeckten Positionen der Balisen auf dem Arctowski Eisfeld und Zentralteil aufgespürt und erneut mit statischem DGPS vermessen (Suchmethode ist analog zu Hempel (1994) eine Balisenortung und wird in Kapitel 3.4 erläutert). Die Balisen am Bellingshausen Dome konnten direkt ohne Suche angefahren und eingemessen werden. Aus den neu ermittelten Positionen können Verschiebungen der Markierungen für ca. 1 und 2 Jahr(e) bestimmt und daraus direkt jährliche Geschwindigkeiten der Eisoberseite errechnet werden. Während der Feldkampagne 2007/08 konnten 29 der im Vorfeld fixierten Aluminiumstangen und 11 Stangen während der 2008/09 Kampagne detektiert werden (Abb. 3.1, weiße Punkte und Tab. B.2). Diese Messungen sind im Folgenden als *long-term* Messungen bezeichnet.
3. Mittels der Balisenortung erhält man die Tiefenlage der Markierung. Daraus werden Akkumulationsraten bestimmt (die Balisenortung und Berechnung der Akkumulationsraten wird in Kap. 3.4 ausführlich behandelt).
4. Da diverse Messprofile auf dem Arctowski Eisfeld, Zentralteil und Bellingshausen Dome in dem 11-Jahres-Zeitraum teilweise wiederholt abgefahren wurden, wird der vorliegende kinematische Datensatz auf mögliche klimainduzierte Höhenänderungen analysiert. Um Höhenänderungen abzuleiten, wird eine Kreuzungspunktanalyse durchgeführt, d. h. sich kreuzende Profile aus den verschiedenen Kampagnen werden auf Höhenabweichungen untersucht, die größer als die zu erwartende Messgenauigkeit sind. Insgesamt wurden Höhenabweichungen für die Zeitintervalle $\Delta t = 11, 4, 2$ und 1 Jahr(e) bestimmt, wobei die jüngsten Profile der Expedition 2008/09 den Referenzzustand bilden. Ein sinnvoller Suchradius zum Erfassen von Kreuzungspunkten wurde auf $s = 2$ m abgeschätzt. Dieser Wert ergibt sich aus dem mittleren Messpunktabtsnad entlang der kinematischen DGPS-Profilen und den Anspruch topographische Effekte minimal zu halten.

GPS zur Navigation: Zur Navigation, Orientierung, An- und Abfahren der in der Vorabplanung festgelegten Messorten und Profilen auf der Eiskappe, kamen verschiedene Typen der klassischen Handheld GPS-Geräte der Firma Garmin zum Einsatz. Wie vorab gesagt, besitzen diese eine im Vergleich zum DGPS verminderte Genauigkeit. Für die Orientierung ist die Genauigkeit von ± 15 m jedoch absolut ausreichend.

Datenprozessierung

Die Ausgabe der Positionen nach der Bearbeitung der erhobenen DGPS-Daten erfolgt stets in einem globalen Koordinatensystem sowie in einer zur Kartendarstellung zweckmäßigen Projektion. Das WGS 84-System (*World Geodetic System* von 1984) wird auf ein geozentrisches kartesisches Koordinatensystem zurückgeführt. Die z -Achse fällt hierbei mit der mittleren Rotationsachse der Erde zusammen und die x -Achse wird durch die Meridianebene von Greenwich gebildet. Das rechtshändige orthogonale Koordinatensystem wird durch die y -Achse vervollständigt (z. B. Seeber, 2003).

Für die Erstellung von Karten ist eine Projektion des Ellipsoids in die Ebene nötig. Hier wurde die UTM-Projektion (*Universal Transverse Mercator*) gewählt, die ähnlich zur Gauss-Krüger-Projektion eine konforme (winkeltreue), jedoch keine längentreue Abbildung liefert. Der Ellipsoid wird hierbei in 60 Zonen aufgeteilt, die beginnend vom Hauptmeridian von West nach Ost durchnummeriert werden. KGI befindet sich in der UTM-Zone 21E. Der Hauptmeridian wird mit dem Maßstab $m = 0,9996$ auf die Abzisse projiziert. Folglich müssen alle Längen mit diesem Faktor multipliziert werden. In diesem Koordinatensystem bildet der Äquator die Ordinatenachse. Die Ost- und Nordkomponente wird auch mit Rechts- und Hochwert bezeichnet. Den Ursprung des UTM-Koordinatensystems bildet der Schnittpunkt des Hauptmeridians (Hochwert) mit dem Äquator (Rechtswert). Da negative Werte vermieden werden sollen, wird i) dem Mittelmeridian ein Wert von 5 000 km und ii) auf der Südhalbkugel dem Äquator der Wert 10 000 km zugeordnet. Für Höhenangaben wird die ellipsoidische Höhe verwendet, die sich auf das Rotationsellipsoid WGS 84 bezieht. Eine Umrechnung der ellipsoidischen Höhen in orthometrische Höhen unter Verwendung eines Geoid-Modells beinhaltet in der Regel Geoid-undulationen. Für glaziologische Fragestellungen ist eine Umrechnung jedoch unumgänglich um z. B. marine Eismassen zu identifizieren. Am Basispunkt *Art1* liegt das Geoid ca. 22 m oberhalb des mittleren Meeresspiegels (m a.s.l.). Dieser Wert wird für das Untersuchungsgebiet als konstant angenommen; eine Umrechnung der ellipsoidischen Höhen in orthometrische Höhen erfolgt bei glaziologischen Fragestellungen.

3.1.3 Datenqualität

Statische DGPS-Messungen: Eine Standardabweichung σ der Positionsbestimmung der statischen DGPS-Messungen wird in der Nachbearbeitungs-Software *GrafNav* (Magellan, 2007) für die Zwei-Frequenz DGPS-Empfänger (Tab. 3.1) bei der Datenprozessierung mitberechnet und ausgegeben. Eine Abschätzung der Genauigkeit der gemessenen Positionen mit den Ein-Frequenz DGPS-Empfängern kann durch eine kinematische Auswertung erreicht werden (pers. Mitt. L. Eberlein, Institut für Planetare Geodäsie, TU Dresden). Letztere Methode wurde in Rückamp (2006) detailliert beschrieben und durchgeführt. Die Standardabweichungen aller statischen DGPS-Messungen variieren von $\sigma = \pm 0.005$ m bis hin zu $\sigma = \pm 0.02$ m. Die Variationen der Standardabweichung sind auf die Länge der Basislinien und DGPS-Empfängertypen zurückzuführen. Es muss allerdings angenommen werden, dass die Positionsbestimmung durch Verkippung und/oder Verbiegung der Aluminiumstange, die als Stativ für die DGPS-Antenne genutzt wird, in Folge von Schmelzprozessen an der Fixierung, Transport zum Messort etc. beeinträchtigt ist. Aus diesem Grund wird für die Positionsbestimmung eine Genauigkeit von $\sigma = \pm 0.02$ m angenommen (analog zu Helbing, 2006).

Der relative Fehler der gemessenen *short-term* Eisoberseitengeschwindigkeiten kann mittels Größtfehlerabschätzung angegeben werden

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta t}{t} \quad , \quad (3.1)$$

wobei $\Delta v/v$ der relative Fehler der Geschwindigkeit, Δx der Fehler der Verschiebung, x die berechnete Position, Δt die Genauigkeit der Beobachtungszeit und t die Beobachtungszeit ist. Da die Zeit auf die Sekunde genau bekannt ist, kann der Term $\Delta t/t$ vernachlässigt werden. Der relative Fehler der Geschwindigkeit wird somit durch $\Delta x/x$ bestimmt. Für kleine Verschiebungen gilt somit ein höherer Fehler gegenüber großen Verschiebungen. Der höchste berechnete relative Fehler beträgt $\pm 60\%$ für eine Geschwindigkeit von 0.7 m a^{-1} . Für Geschwindigkeiten größer als 7.0 m a^{-1} liegt der Fehler unter $\pm 10\%$. Letzte Angabe gilt für 94 % des Datensatzes.

Eine Fehlerberechnung für die *long-term* Messungen kann in analoger Weise mit Gleichung 3.1 angegeben werden. Allerdings muss hier eine weitere Unsicherheit betrachtet werden: Aufgrund der Suchmethode (Kap. 3.4) ist die Genauigkeit der Positionsbestimmung auf $\pm 1 \text{ m}$ limitiert. Dieser Angabe liegt die Annahme zu Grunde, dass die Aluminiumstangen nicht verkippt sind. Aus diesem Grund ist die Unsicherheit der Positionsbestimmung mittels statischem DGPS zu vernachlässigen. Für ein Zeitintervall von einem Jahr (2006/07–2007/08), ist der relative Fehler kleiner als $\pm 10\%$ für Geschwindigkeiten größer 20 m a^{-1} , während für zwei Jahre (2006/07–2008/09) die $\pm 10\%$ Fehlergrenze für Geschwindigkeiten von 10 m a^{-1} gilt.

Kinematische DGPS-Messungen: Bei der Zusammenstellung eines konsistenten 3D-Datensatzes ist zu beachten, dass die Höhe der Eisoberseite zeitlichen Schwankungen unterworfen ist (siehe Kap. 4.5). Um den aktuellen Zustand der Geometrie abzubilden, wird bei mehrfach vermessenen Profilen die jüngste Messung bevorzugt. Weiterhin weisen die Magellan ProMark XCM DGPS-Empfänger in der 2004/05er-Kampagne (siehe Tab. 3.1) fehlerhafte Messungen im kinematischen Vermessungsmodus auf (Rückamp, 2006). Aus diesem Grund wird auf diese Daten verzichtet. Dies stellt keine Einschränkung bezüglich der räumlichen Datendichte dar, da die Höhe entlang dieser Profile in den darauf folgenden Kampagnen erneut vermessen wurde.

Eine Angabe der Genauigkeit des erstellten 3D-Datensatzes für das DGM ist mit der Kreuzungspunktanalyse möglich. Bei dieser Analyse werden kreuzende kinematische DGPS-Profile auf Höhenabweichungen Δz untersucht. Im Idealfall liegen die Abweichungen innerhalb der theoretischen Standardabweichung von $2 \times \sigma_h = \sigma_z = \pm 4 \text{ mm}$ (s. o.).

Der Suchradius zum Erfassen von Kreuzungspunkten wurde auf $s = 2 \text{ m}$ gesetzt (s. o.). In Abbildung 3.3(a) ist die Kreuzungspunktanalyse der bodengebundenen kinematischen DGPS-Profile in einem Histogramm dargestellt. Das Histogramm ist eine Zusammenstellung aller Analysen der einzelnen Kampagnen. Da die Richtung der Höhendifferenz keine weitere Information bereithält, sofern kein systematischer Fehler vorliegt, ist die Anzahl der Kreuzungspunkte gegenüber dem Betrag der vertikalen Abweichung $|\Delta z|$ aufgetragen. Insgesamt liegen ca. 98 % der Kreuzungspunkte unterhalb einer Abweichung von $|\Delta z| = \pm 0.06 \text{ m}$. Geringfügig abweichende Werte sind durch eine schwankende Antenne während der Messfahrt als auch durch sich ändernde glaziologische Eigenschaften der Eisoberseite an den unterschiedlichen Messtagen zu erklären: Innerhalb der Firnschicht kann es zu Setzungsprozessen durch Verdichtung kommen. Nach Rückamp (2006) liegen diese im Mittel bei 15 mm d^{-1} . Zutragsprozesse führen ebenfalls zu einer geringfügigen Abweichung der Eisoberseite an unterschiedlichen Messtagen, nach Rückamp (2006) liegen diese im Mittel bei $\pm 5.5 \text{ mm d}^{-1}$. Diese Setzungs- und

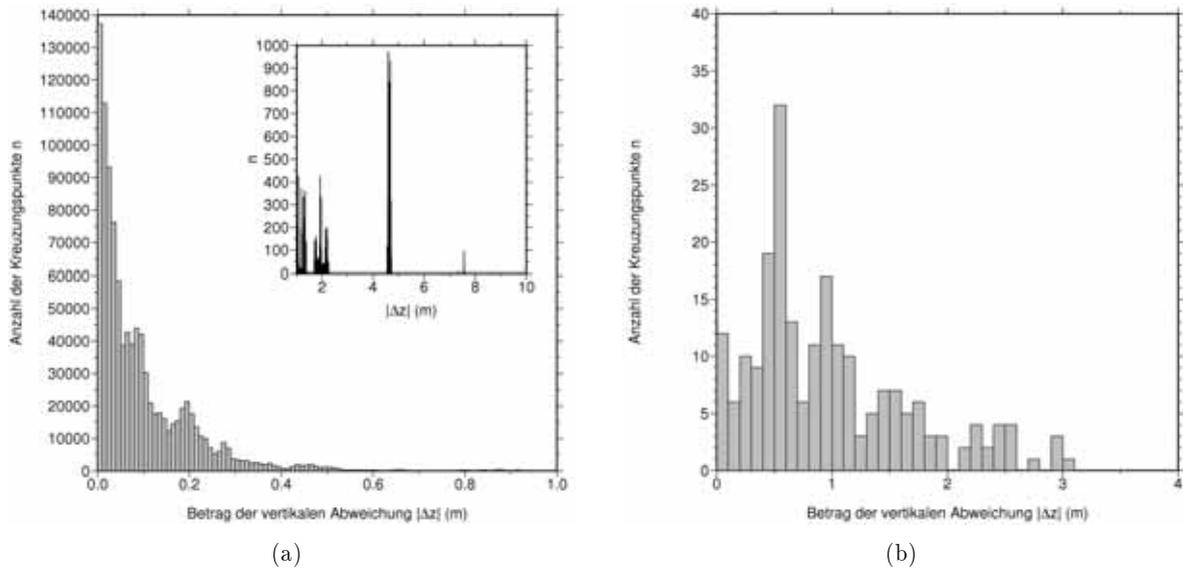


Abbildung 3.3: Histogramm der Kreuzungspunktanalyse der bodengebundenen (a) und fluggestützten (b) kinematischen DGPS-Messungen. Dargestellt sind Anzahl der Kreuzungspunkte gegenüber dem Betrag der vertikalen Abweichung $|\Delta z|$.

Zutragswerte wurden in einem Zeitintervall startend von Anfang Dezember 2004 bis Ende Januar 2005 gemessen. Temperaturbedingt kann es zu einer hartgefrorenen Oberfläche bzw. zu einer weichen Oberfläche kommen, was zu einem eventuellen Einsinken des Schneemobils führt. Dieser Effekt wurde nur beobachtet, nicht gemessen.

Diese Effekte erklären nicht die Abweichungen von $1 < |\Delta z| < 7.5$ m die im Ausschnitt der Abbildung 3.3(a) dargestellt sind. Diese maximalen Abweichungen lassen sich am Gletscher- rand des Bellingshausen Dome lokalisieren. In diesem Bereich sind topographische Effekte nicht mehr auszuschließen, der Gradient der Topographie erreicht hier ca. 50 %. Des Weiteren können die Schmelzraten in der Sommerphase, also während der Zeitspanne der Kampagnen, mehrere Meter betragen (siehe Kap. 4.5).

Die Abbildung 3.3(b) zeigt die Kreuzungspunktanalyse der reinen fluggestützten DGPS-Messungen. Auffällig ist, dass es deutlich weniger Vergleichspunkte gibt und dass die vertikalen Abweichungen an den Kreuzungspunkten größer sind. Es liegen ca. 63% der Daten unterhalb einer Abweichung von $|\Delta z| = \pm 1$ m. Ursache für die vergleichsmäßig höheren Abweichungen zu den rein bodengebundenen Messungen ergeben sich z. B. durch die geometrische Anordnung der DGPS-Antenne über Grund. Die Lage des GPR-Systems in der Luft ist abhängig von der Geschwindigkeit des Helikopters und dem damit wirkenden Luftwiderstand. Des Weiteren ist der Küstenbereich durch Spaltengebiete teilweise stark zerklüftet und die Eisoberseite kann somit in dem Suchradius von $s = 2$ m signifikante Unterschiede, sogar Sprünge im Meterbereich aufweisen. Insgesamt liegt die Genauigkeit jedoch in einem akzeptablen Bereich.

3.2 Ground Penetrating Radar

Die Verwendung des GPR (*Ground Penetrating Radar*) hat sich in der Glaziologie mittlerweile als ein Standardverfahren zur Erkundung von Eismächtigkeiten und innerer Strukturierung etabliert (Bogorodsky et al., 1985). Die Erkundung von Felsbetttopographien war lange Zeit mit hohem technischen Aufwand von Flugzeug aus betriebenen GPR-Systemen vorbehalten (Gudmansen, 1975). Sie wurden auch eingesetzt, um z. B. günstige Lokationen für Eiskernbohrungen auszumachen. Dabei wird vom System eine große Eindringtiefe bei hoher Messfrequenz erwartet. Auf diese Weise sind große Teile der Antarktis und Grönlands befliegen und kartiert worden (Robin, 1971; Gudmansen, 1975; Hodge et al., 1990). Weiterhin konnten fluggestützte GPR-Systeme von Blindow (1986) und Hagen und Sætrang (1991) erfolgreich eingesetzt werden. Mit bodengebunden Messapparaturen können kleinräumige Studien zur Untersuchung lokaler Strukturen durchgeführt werden (z. B. Thyssen, 1969; Blindow et al., 1991). In diesem Fall sollte die Messapparatur leicht und transportabel sein und eine gute Tiefenauflösung erreichen.

Im folgenden Kapitel wird zunächst eine kurze Einführung zur Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen gegeben (Kap. 3.2.1) und das Prinzip der Messmethode (Kap. 3.2.2) erläutert. Anschließend werden spezielle Aspekte von GPR-Messungen, die auf (temperiertem) Eis zu beachten sind, dargelegt (Kap. 3.2.3).

3.2.1 Theorie zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen

Die Theorie des GPR ist in der Literatur ausführlich beschrieben (z. B. Bogorodsky et al., 1985; Blindow et al., 2005; Blindow, 2006), so dass hier nur eine kurze Einführung gegeben wird. Gegenüber der Seismik als weiteres Reflexionsverfahren in der Geophysik zeichnet sich das GPR durch eine höhere Auflösung, vergleichsweise geringem logistischen Aufwand, hohem Messfortschritt und einer visuellen Ausgabe von unprozessierten Daten in Echtzeit aus.

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen kann durch die Wellengleichung beschrieben werden, die man als Lösung der Maxwell'schen Gleichungen erhält. Diese Gleichungen beschreiben die Wechselwirkung zwischen elektrischen und magnetischen Feldern innerhalb eines Mediums mit bestimmten Materialeigenschaften

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon^* \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad , \quad (3.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu^* \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad , \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad , \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad , \quad (3.5)$$

mit dem elektrischen Feld \mathbf{E} und dem magnetischen Feld \mathbf{H} . Das Material wird hier durch die beiden komplexen Stoffkonstanten ε^* und μ^* für die dielektrischen und die magnetischen Eigenschaften beschrieben. Die komplexe magnetische Permeabilität kann für Eis als reell und gleich der des Vakuums $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ V s A}^{-1} \text{ m}^{-1}$ angenommen werden (Bogorodsky et al., 1985)

$$\mu^* = \mu_0 \mu'_r = \mu_0 \quad . \quad (3.6)$$

Der Realteil der Dielektrizitätskonstanten (DK) setzt sich aus der des Vakuums $\varepsilon_0 = 8.8544 \times 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1}$ und der relativen des Mediums ε'_r zusammen. Der Imaginärteil beinhaltet

die elektrische Leitfähigkeit des Materials σ

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - \varepsilon'' = \varepsilon_0 \varepsilon'_r - i \frac{\sigma}{\omega} \quad , \quad (3.7)$$

mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ sind die Größen als frequenzabhängig zu betrachten. Der Realteil ist ein Maß für die dielektrische Polarisierbarkeit eines Mediums und der Imaginärteil fasst dissipative Verluste zusammen (Daniels, 1996). Als Verhältnis zwischen Imaginärteil und Realteil der DK ist der Verlustwinkel δ definiert

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon'} \quad . \quad (3.8)$$

Die Maxwell'schen Gleichungen lassen sich unter Annahme harmonischer Felder in Wellengleichungen der Form

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad , \quad (3.9)$$

$$\Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (3.10)$$

überführen, wobei der Ausbreitungsfaktor k die Materialeigenschaften beinhaltet:

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon^* \mu^* = i \omega \mu_0 \sigma + \omega^2 \mu_0 \varepsilon' \quad . \quad (3.11)$$

Eine Lösung der obigen Wellengleichung ist eine ebene Welle (v.Hippel, 1954)

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t - \gamma z) \quad , \quad (3.12)$$

mit der Amplitude \mathbf{E}_0 . Der räumliche Fortpflanzungsfaktor $\gamma = ik$ setzt sich aus dem Dämpfungsfaktor α und dem Phasenfaktor β zusammen

$$\gamma = \alpha + i\beta \quad . \quad (3.13)$$

Beide Parameter hängen von der Frequenz und den dielektrischen Eigenschaften des Mediums ab

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon'_r}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2(\delta)} - 1 \right)} \quad , \quad \beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon'_r}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2(\delta)} + 1 \right)} \quad , \quad (3.14)$$

wobei $c_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} = 0.2998 \text{ m ns}^{-1}$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Anstelle des Absorptionsfaktors wird häufig der Absorptionskoeffizient $\alpha' = 8.686\alpha$ in dB m^{-1} verwendet (Blindow, 1986, 2006). Der Absorptionskoeffizient ist also abhängig von der DK, der Leitfähigkeit und der verwendeten Signalfrequenz und beschreibt nur die dissipativen Verluste.

Für verlustarme Medien, d. h. mit deren geringer Leitfähigkeit, ist $\tan \delta \ll 1$; die Dämpfung α kann somit vernachlässigt werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{Ph} ebener Wellen ist durch die Flächen konstanter Phasen gegeben, d. h. $\omega t - \beta z = \text{konst.}$ und es folgt

$$v_{\text{Ph}} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'_r}} \quad , \quad \tan \delta \ll 1 \quad . \quad (3.15)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist also nahezu frequenzunabhängig.

3.2.2 Prinzip der Messung beim Ground Penetrating Radar

Unterschiedliche Materialeigenschaften im Untergrund führen zu Änderungen in den dielektrischen Eigenschaften und damit zu unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten elektromagnetischer Wellen. Analog zur Optik kommt es somit zur Brechung und Reflexion an Grenzschichten. Das Amplitudenverhältnis der einfallenden zur reflektierten bzw. gebrochenen Welle wird durch die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten ausgedrückt. Sie setzen sich aus den Impedanzen $Z_i = \sqrt{\mu_i^*/\epsilon_i^*}$ der beiden Materialien zusammen. Bei einer einfallenden Welle mit Amplitude E_0 auf eine Grenzschicht mit Winkel ϕ und Brechungswinkel θ gelten für den Amplituden-Reflexionskoeffizienten r und den Amplituden-Transmissionkoeffizienten t die Fresnelschen Gleichungen (v.Hippel, 1954)

$$r = \frac{E_r}{E_0} = \frac{Z_2 \cos \phi - Z_1 \cos \theta}{Z_2 \cos \phi + Z_1 \cos \theta} \quad , \quad t = \frac{E_t}{E_0} = \frac{2Z_2 \cos \theta}{Z_2 \cos \phi + Z_1 \cos \theta} \quad . \quad (3.16)$$

Unter der Annahme eines senkrechten Einfalls der Welle $\phi = \theta = 0^\circ$ und verlustarmer Medien, lassen sich die beiden Koeffizienten vereinfachen

$$r = \frac{\sqrt{\epsilon'_{r1}} - \sqrt{\epsilon'_{r2}}}{\sqrt{\epsilon'_{r1}} + \sqrt{\epsilon'_{r2}}} \quad , \quad t = \frac{2\sqrt{\epsilon'_{r1}}}{\sqrt{\epsilon'_{r1}} + \sqrt{\epsilon'_{r2}}} = 1 + r \quad , \quad (3.17)$$

so dass diese nur noch von der DK der Medien abhängen. Ein einfallender Wellenzug wird bei Reflexion und Transmission an einer Grenzschicht in seiner Phasenlage verändert. Ein negativer Amplituden-Reflexionskoeffizient r bedeutet eine Umkehr der Amplitude, d. h. eine Verschiebung der Phase um 180° .

Unter der Voraussetzung, dass es im Untergrund Kontraste in der Leitfähigkeit und DK gibt, werden eingestrahlte elektromagnetische Wellen in bestimmtem Maße reflektiert und gebrochen. Dies macht man sich bei GPR-Verfahren zunutze, indem ein kurzer elektromagnetischer Impuls in den Untergrund gesendet wird und die reflektierten Signale aufgezeichnet werden (Abb. 3.4). Von einer breitbandigen Sendeantenne wird der Messimpuls abgestrahlt und eine ebenso dimensionierte Empfangsantenne registriert die Signale aus dem Untergrund. Diese werden an eine Steuerungseinheit weitergeleitet und aufgezeichnet. Das gesamte GPR-System wird in diesem Fall auf Skiern und Schlitten montiert und hinter einem Messfahrzeug hergezogen. Eine kontrollierte Auslösung der Messimpulse während der Fahrt kann einerseits durch Vorgabe von Abständen oder andererseits in festen Zeitschritten erfolgen.

Diese Art der Messung eignet sich zur großräumigen Erfassung von Eismächtigkeiten und internen Strukturen im Untersuchungsgebiet. Bei diesen Profilmessungen werden Sende- und Empfangsantenne mit einem konstanten Abstand zueinander bewegt und es werden Zwei-Wege-Laufzeiten $t = 2d/v$ und Amplituden der reflektierten Signale registriert. Um die Laufzeiten in die Tiefen d umzurechnen, wird ein Geschwindigkeits-Tiefen-Modell benötigt. Hierfür eignet sich die Methode der CMP (*common-midpoint*)-Messung. In diesem Fall werden Sende- und Empfangsantenne symmetrisch von einem gleichen und konstanten Mittelpunkt fortbewegt. Aus der resultierenden mehrfach überdeckenden Messung kann ein Geschwindigkeits-Tiefen-Profil durch Hyperbelanpassung abgeleitet werden (Blindow, 2006).

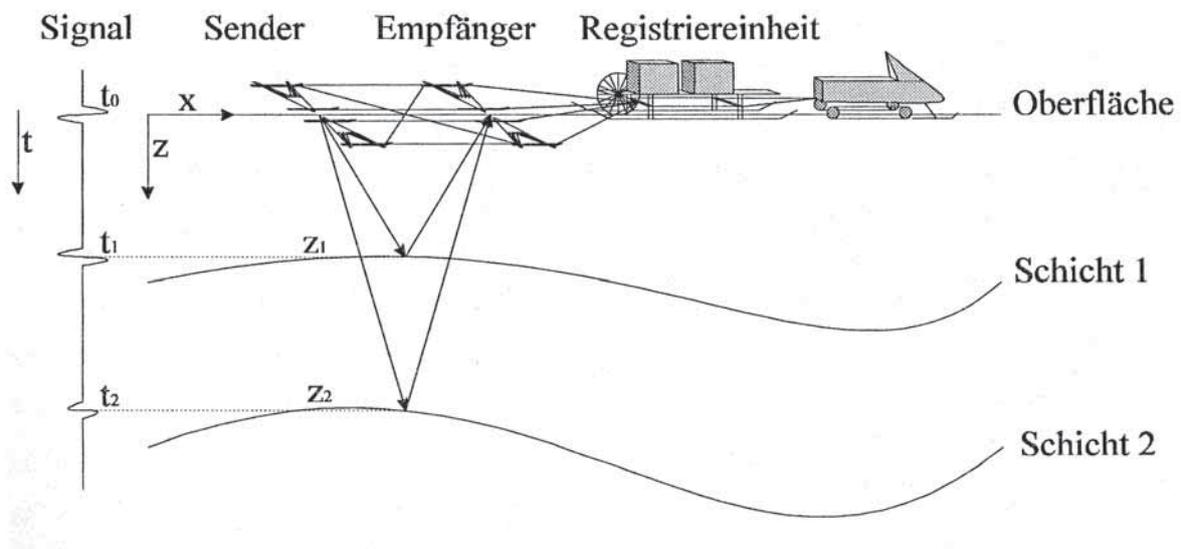


Abbildung 3.4: Prinzip des GPR-Verfahrens. Abbildung entnommen aus Hempel (1994).

3.2.3 Spezielle Aspekte von GPR-Messungen auf Eis

Das GPR-Verfahren eignet sich zur Untersuchung von Strukturen im Eis ebenso, wie zur Erfassung von Grundwasserhorizonten und ähnlichen Diskontinuitäten. Jedoch ist das Eindringungsvermögen, d. h. Erkundungstiefe bei hochohmigen Stoffen, wie z. B. trockenem Sand und Eis, deutlich höher gegenüber gut leitender Medien. In der Antarktis sind Eisdicken von ca. 3500 m gemessen worden (Bogorodsky et al., 1985).

Beim GPR werden im Allgemeinen der Frequenzbereich des elektromagnetischen Spektrums von 3 MHz bis 30 GHz genutzt. Je nach glaziologischer Fragestellung und Zielsetzung, d. h. Ermittlung von Eisdicken, internen Strukturen, Akkumulationsraten und Firnschichtung oder Oberflächenrelief, werden verschiedene (teilweise überlappende) Frequenzbereiche genutzt. Für Eisdickenmessungen wird ein Bereich von 1 MHz und 150 GHz und für interne Strukturen 30 MHz und 500 GHz abgesteckt (Bingham und Siebert, 2007).

Aufgrund der geringen Energieverluste der Radarwellen in Eiskörpern sind sehr hohe Erkundungstiefen möglich. Bei niedrigen Frequenzen (< 10 MHz) breiten sich elektromagnetische Wellen nahezu ungehindert im Eis aus. Mit zunehmender Frequenz nehmen Streu- und Reflexionsverluste zu, bedingt durch die kleinere Wellenlänge des Signals, welche in der Größenordnung von Einlagerungen und internen Strukturen im Eiskörper ist. Bei Frequenzen oberhalb von 1 GHz sind die Streu- und Absorptionsverluste durch Inhomogenitäten so immens, dass die Eindringtiefe nennenswert beschränkt wird. Generell ist die Erkundungstiefe von jenen Größen abhängig, welche die Amplitude der elektromagnetischen Welle auf ihrem Laufweg dämpfen. Diese Verluste setzen sich aus Absorption, sphärischer Divergenz, Streuung und Reflexionsverlusten zusammen.

Verluste: Ein entscheidender Faktor der Erkundungstiefe auf Gletschern ist die Temperatur des Eises welche die Absorption beeinflusst (siehe Tab. 3.2). So ist die Absorption in -20° kaltem Eis ein sechstel kleiner gegenüber annähernd temperiertem Eis. Die Absorption von

Radarwellen durch natürliche Wasservorkommen schwankt beträchtlich mit der elektrischen Leitfähigkeit. Meerwasser gilt für elektromagnetische Wellen als nahezu undurchdringlich und die Dämpfung des Signals resultiert größtenteils aus Absorption. Schmelzwasser ist demgegenüber eher durchlässig und die Dämpfung ist auf Reflexion und Streuung von Energie zurückzuführen. Zu beachten ist, dass die Absorption von der Frequenz f abhängt und somit Erkundungstiefe und Auflösungsvermögen jeweils abgewägt werden müssen.

Tabelle 3.2: Dielektrische Kenngrößen verschiedener Stoffe.

Stoff	f (MHz)	ϵ'_r	$\tan \delta$	v (m ns ⁻¹)	α' (dB m ⁻¹)	Quelle
Vakuum	0 – ∞	1	0	0.2998	0	(a)
Eis: –1°C	35	3.208	10.80×10^{-3}	0.1674	0.062	(b)
Eis: –1°C	60	3.200	6.46×10^{-3}	0.1676	0.037	(b)
Eis: –20°C	35	3.180	2.03×10^{-3}	0.1681	0.012	(b)
Eis: –20°C	60	3.168	1.15×10^{-3}	0.1684	0.007	(b)
Wasser: 1.5°C	35	87	4×10^{-3}	0.0321	0.119	(a)
Meerwasser: 1.5°C	35	87	18290	0.0103	174.9	(a+c)

(a) v.Hippel (1954), (b) Johari und Charette (1975), (c) Jezek (1980)

Die sphärische Divergenz stellt den geometrischen Verlust dar, der dadurch zustande kommt, dass Kugelwellen mit zunehmendem Abstand zur Quelle die gleiche Energie über einen größeren Flächenquerschnitt überstreichen muss. Betrachtet man ein Flächenelement, nimmt die Energie mit größerem Abstand ab. Bei Amplitudenbetrachtung ergibt sich ein reziproker Zusammenhang zwischen Amplitude und Entfernung (z. B. Hempel, 1994).

Durch Verdichtung des Firns in einem Eisschild nehmen die Geschwindigkeiten der Radarwellen mit zunehmender Tiefe ab. Mit zunehmendem ϵ'_r mit der Tiefe und Gleichung 3.15 werden elektromagnetische Wellen zum Lot hingebrochen. Dies kommt einem fokussierenden Effekt gleich und wirkt der sphärischen Divergenz entgegen. Der fokussierende Effekt tritt vor allem in der Firnschicht auf, da hier die Dichte- bzw. Geschwindigkeitskontraste am höchsten sind.

Streuverluste treten an Inhomogenitäten im Untergrund, wie z. B. Wassereinschlüssen und Eislinen auf; besonders in temperiertem Eis ist mit solchen Streukörpern zu rechnen. Die Menge an gestreuter Energie kann an solchen Inhomogenitäten größer sein, als die von zusammenhängenden Reflektoren (Felsuntergrund) zurückgeworfene. Jedoch muss die Ausdehnung der Inhomogenitäten annähernd der Wellenlänge des Radarsignals sein (Rayleigh- und Mie-Streuung, Ewen Smith und Evans, 1972; Blindow, 2006). Um diesem Problem zu begegnen, müssen niedrige Radarfrequenzen eingesetzt werden (einige MHz mit Wellenlängen in Eis bis zu 100 m (Damm et al., 2009)) und es muss ein Kompromiss zwischen Eindringtiefe und Auflösung geschlossen werden.

Aus der Gleichung 3.17 für den Reflexionskoeffizienten r kann die Amplitude des zurückkehrenden Signals von einer Grenzfläche abgeschätzt werden. Aus der Summe aller Verluste kann das Amplitudenverhältnis von ausgestrahltem zu reflektiertem Signal E_r/E_0 bestimmt werden und der einzustellende Dynamikbereich der Registrierapparatur abgeschätzt werden (Ewen Smith und Evans, 1972; Hempel, 1994; Blindow, 2006).

Auflösungsvermögen: Das Auflösungsvermögen ist ein Maß, um Signale benachbarter Objekte zu unterscheiden. Beim GPR hängt die Auflösung von genutzter Mittenfrequenz, der Bandbreite des ausgestrahlten Impulses, der Polarität der Radarwelle, den Kontrasten der elektromagnetischen Parameter und der Geometrie des Objektes ab. Als Faustformel gibt Blindow (2006) für die vertikale Auflösung ein viertel der Wellenlänge $\lambda = v/f$ an, diese wird jedoch in der Praxis selten erreicht und liegt in der Regel unterhalb von $\lambda/2$.

Die laterale Auflösung wird mit dem Durchmesser der ersten Fresnel-Zone d_F (auch als *footprint* bezeichnet) bestimmt, in der sich die Signalanteile konstruktiv überlagern. Für den Durchmesser d_F gilt unter der Annahme, dass die Wellenlänge λ kleiner gegenüber der Reflektortiefe h ist

$$d_F = \sqrt{2h\lambda} \quad , \quad h \gg \lambda \quad . \quad (3.18)$$

Die vertikale Auflösung kann jedoch in der Datenprozessierung mit Hilfe der Migration verbessert werden (Blindow, 2006). Zu beachten ist, dass vertikale und laterale Auflösung frequenzabhängig sind.

3.3 Fluggestütztes GPR

Zur Erfassung der Eismächtigkeiten in den unzugänglichen, verspalteten Randbereichen der Eiskappe von KGI kam ein fluggestütztes 30 MHz GPR-System zum Einsatz. Das System wurde an der Universität Münster von Dr. N. Blindow entwickelt und trug bis Ende 2009 den Namen UMAIR (University of Münster Airborne Ice Radar, Blindow (2009a,b); Damm et al. (2009); Suckro et al. (2009); Bauch (2009); Weitz (2009); Gundelach et al. (2010)). Durch den Kauf des Systems von der BGR (Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe) fliegt es nunmehr unter dem Namen BGR-P30.

Die Historie der Eigenentwicklungen von fluggestützten GPR-Systemen besitzt an der Universität Münster eine lange Tradition. Im Jahr 1981 konnte ein helikoptergestütztes 30 MHz GPR-System erfolgreich Daten liefern, um erstmals eine Karte der Eismächtigkeiten des Ekström-Schelfeises um die Atka-Bucht zu erstellen (Blindow, 1986). Dieser Entwicklungsschritt war die Grundlage für die Entwicklung eines 30 MHz GPR-Systems des Messflugzeuges POLAR 2 vom Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI), welches von 1983–1991 in verschiedenen arktischen Regionen operierte (Thyssen, 1985c,b,a, 1988; Hoppe, 1990).

Die Neuentwicklung des BGR-P30 startete 2006 und ist eine Weiterentwicklung des von Blindow und Thyssen (1986) erfolgreich genutzten 30 MHz GPR-Systems auf dem Vernagtferner. Die Eigenschaften des Systems sind auf kleine alpine und subpolare, klimasensitive Eiskappen abgestimmt. Erste Probeflüge konnten 2006 und 2007 in Norddeutschland zur Erkundung von Grundwasserhorizonten durchgeführt werden. Im August 2007 kam das System erstmals über einem temperierten Gletscher zum Einsatz. Auf dem Gletscher Tyndall (Patagonien, Chile) konnten Eisdicken bis > 500 m gemessen werden. Weitere Messflüge über temperierten Gletschern in den Alpen (u. a. Aletsch-, Gorner- (Ryser et al., 2010) und Rhonegletscher, Schweiz) und eine Wiederholung von Messflügen über dem südlichen Patagonischen Inlandeis bestätigten die erfolgreiche Datengewinnung und -prozessierung. In Patagonien konnte das System an eine bisherige, maximale Grenze der Erkundungstiefe von ca. 800 m gebracht werden (Suckro et al., 2009). Die Durchführung der Probeflüge in Chile und der Schweiz wäre ohne die Zusammenarbeit mit G. Casassa (Centro de Estudios Científicos, Chile) sowie M. Funk und A. Bauder (Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, ETH Zürich, Schweiz) nicht möglich gewesen.

Diverse logistische Probleme⁸ machten einen geplanten Hubschraubereinsatz des BGR-P30-Systems in den Messkampagnen 2006/07 und 2007/08 auf KGI nicht möglich. Wie bereits erwähnt, konnte in der jüngsten Messkampagne 2008/09 mit Unterstützung von Commandante C. Madina (FACH) die fluggestützten GPR-Messungen durchgeführt werden. Aufgrund der vorherrschenden Wetterbedingungen konnte lediglich ein Messflug realisiert werden. Im nordwestlichen Bereich des Arctowski Eisfeldes und des Zentralteiles wurden auf einer Länge von 250 Profilkilometern Eisdicken erkundet (siehe Abb. 3.2, schwarze Profile). Im Folgenden wird die Datenakquisition, -prozessierung und -qualität des BGR-P30-Messfluges auf KGI erläutert.

3.3.1 Datenakquisition

Konstruktion: Die Antenne des BGR-P30-System wird als Außenlast von einem Helikopter geschleppt (Abb. 3.5). Die Außenlast hängt an einem ca. 20 m langem Seilstrang unterhalb des Helikopters, wobei bei 12 m das Seil auf vier Halterungspunkte der Antenne verteilt wird. Um bei optimaler Fluggeschwindigkeit eine waagerechte Lage der Antenne zu gewährleisten (Luftwiderstand), sind die Seile der vorderen Halterungen verkürzt. Für eine ruhige Lage des Systems während des Messfluges sorgen Leitbleche und Stabilisatoren, welche auf die optimale Fluggeschwindigkeit abgestimmt sind (Abb. 3.6). An der Unterseite eines $2 \times 4 \times 1$ m großen Käfigs ist ein Breitband-Dipol montiert, welcher den angeregten kurzen Impuls als ein 30 MHz-Wavelet nach unten abstrahlt. Ein baugleicher Käfig wird als Empfangsantenne genutzt und



Abbildung 3.5: Das BGR-P30-System am FACH Black Hawk Transporthubschrauber. Bild aufgenommen von H.U. Peter (Universität Jena) am 20.02.2009 von der Fildes Halbinsel (KGI).

⁸Durch den Schiffsuntergang der DAP Mares im September 2006 und den Schiffsbrand der Almirante Irizar im April 2007 war eine Treibstoffversorgung sowie der Transport eines Hubschraubers nach KGI nicht möglich.

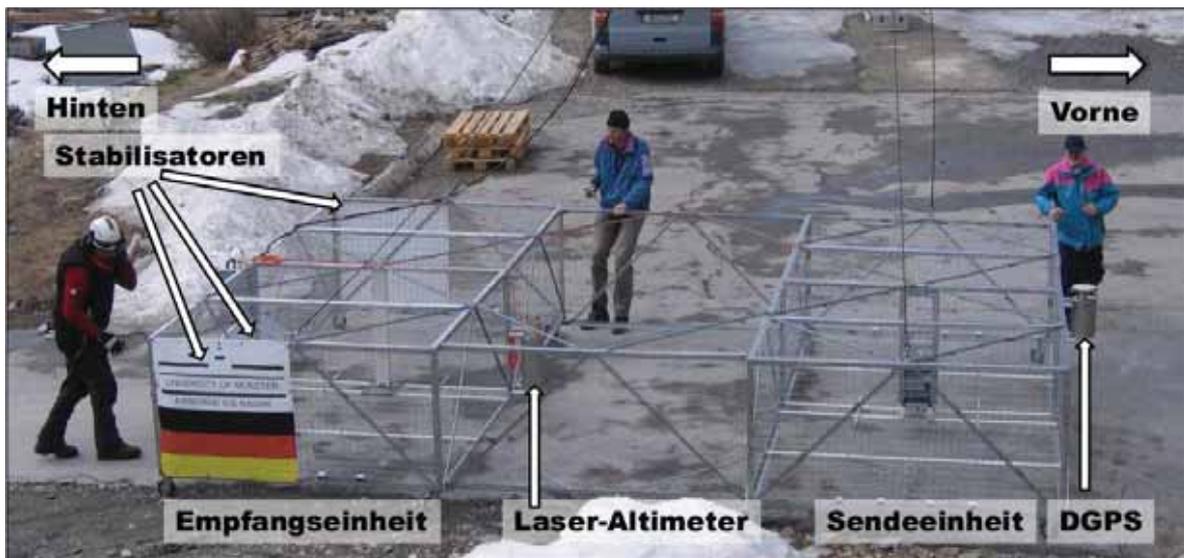


Abbildung 3.6: Antennenaufbau des BGR-P30-Systems. Bild aufgenommen von N. Blindow (BGR) am 28.02.2008 in Zermatt (Schweiz).

ist über 2 m lange Streben mit der Sendeantenne verbunden. Die Käfige wirken als Abschirmung z. B. vor einer Mehrfach-Reflexion vom Hubschrauber. Die registrierten Signale an der Empfangsantenne werden direkt A/D-gewandelt und über ein Glasfaserkabel zur Registrier- und Speichereinheit in der Helikopterkabine geleitet (Abb. 3.7). Zusätzlich sind an der Antenne neben der Sende- und Empfangselektronik und deren Energieversorgung ein Laseraltimeter (ULS) zur Höhenkontrolle und der DGPS-Empfänger zur exakten Positionierung der Profile platziert (Abb. 3.6). Das Gesamtgewicht, d. h. die Antennenmechanik plus daran montierter Elektronik, wird bei Ausmaßen von $6 \times 4 \times 1$ m mit etwa 300 kg angegeben.



Abbildung 3.7: Aufbau der Registrierapparatur des BGR-P30-Systems in der Helikopterkabine. Bild aufgenommen von N. Blindow (BGR) am 28.02.2008 in Zermatt (Schweiz).

Eigenschaften: Das BGR-P30-System benutzt zur Signalerzeugung einen Pulsgenerator (MOSFET switch) mit einer Ausgangsspannung von 5 kV zur Anregung. Dieser wird über eine abgeschirmte Breitband-Antenne als 30 MHz-Wavelet in Form eines Ricker-Wavelets (Buttkus, 1991) mit einer Pulslänge von 1.5 Schwingungen bei 50 ns abgestrahlt. Eine gleichartige Antenne empfängt die reflektierten Signale, die anschließend auf der Antenne direkt A/D-gewandelt und über ein Glasfaserkabel zum Steuerrechner in die Helikopterkabine geleitet werden. Der A/D Wandler hat eine Auflösung von 12 bit und eine Bandbreite von 400 MHz. Zur Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird bei der A/D Wandlung das Signal 256-fach gestapelt. Die Registrierlänge beträgt $10 \mu\text{s}$ bei einer Abtastrate von 2.5 ns. Bei einer Datenerfassungsfrequenz von 10 Hz und einer Fluggeschwindigkeit von 75 km h^{-1} wird alle 2 m eine Spur (*trace*) aufgezeichnet. Damit ist das Abtasttheorem $\Delta x \leq \lambda/2$ nach Buttkus (1991) erfüllt und eine Migration kann durchgeführt werden. Bei einer Periode des Signals von 33 ns^{-1} und einer Abtastrate von 2.5 ns^{-1} verteilen sich ca. 13 Werte pro Wellenlänge, so dass auch hier ein Aliasing ausgeschlossen ist. Mit 4096 Stützstellen (*samples*) pro Spur und einer Abtastrate von 2.5 ns^{-1} ergibt sich ein Zeitfenster von 10240 ns^{-1} . Es kann also Eis bis zu einer Dicke von 800 m gemessen werden. Aus Sicherheitsgründen werden nach 3200 Spuren jeweils einzelne Flugabschnitte gespeichert.

Streuungen durch Wassereinschlüsse o. ä. werden durch die große Wellenlänge unterdrückt, so dass die speziellen Anforderungen auf temperierten Gletschern und kleinen Eisschilden erfüllt werden. Die Wellenlänge im Eis bei einer Mittenfrequenz von 30 MHz beträgt ca. 6 m. Bei dem hier verwendeten kurzem Impuls können also noch benachbarte Schichten von $\lambda/2 = 3 \text{ m}$ aufgelöst werden. Für die Tiefengenauigkeit einzelner ebener Reflektoren (Felsuntergrund) wird ein Wert von 1 m abgeschätzt (Blindow, 2009a; Damm et al., 2009). Für den *footprint* an der Eisoberseite geben Blindow (2009a) und Damm et al. (2009) einen Wert von 30 m, in 100 m Eistiefe 40 m und in 1000 m Eistiefe 110 m an (Gl. 3.18).

Messdurchführung: Als Messplattform diente der von der FACH zur Verfügung gestellte Sikorsky UH-60 Black Hawk Transporthubschrauber (Abb. 3.5). Die Ausstattung mit vier Außentanks erlaubte eine Durchführung des ca. vierstündigen Messfluges ohne Zwischenlandung. Die optimale Fluggeschwindigkeit des BGR-P30-Systems liegt bei ca. 30–40 kn (ca. $55\text{--}75 \text{ km h}^{-1}$) und einer Flughöhe von ca. 40 m über Grund. Um diese Flughöhe einzuhalten, wird die Höhe der Antenne über Grund mit dem Laseraltimeter (ULS) gemessen und dem Piloten über eine visuelle Ausgabe bereitgestellt. Ein erster Operator bedient die Steuerungseinheit und schreibt ein Messprotokoll. Ein Zweiter überprüft die Navigation mit einem GARMIN GPS, welches über USB die Positionsdaten an den *Ozi Explorer* (OziExplorer GPS Mapping Software⁹) weiterleitet und eine Navigation in Echtzeit auf georeferenzierten Karten mit eingebundenen Profilen komfortabel zulässt (ggf. werden bei solchen Messflügen schnelle Entscheidungen zur Änderung des anfänglichen Flugplans aufgrund von Wetterbedingungen gefordert, oder eine Kurskorrektur beim Piloten). Die räumliche Anordnung der Flugprofile ist so organisiert, dass sie unmittelbar an die bodengebundenen Profile anschließen (siehe Abb. 3.2). Der Abstand zwischen den fluggestützten Profilen beträgt ca. 700 m.

⁹<http://www.ozieplorer.com/>, Abgerufen: Okt. 2010.

3.3.2 Datenprozessierung und Datenqualität

Datenprozessierung: In den aufgezeichneten Signalen muss mit einigen Bearbeitungsschritten der Verlauf des Felsuntergrundes hervorgehoben werden, bevor die Lage der Reflektoren lokalisiert werden kann ("gepickt"). Zu den Schritten gehören u. a. eine Filterung, Migration und Amplitudenkorrektur. Die Bearbeitung der Radardaten wird mit der kommerziellen Software *ReflexW Vers. 5.3* von *Sandmeier Scientific Software*¹⁰ durchgeführt. Vor der Bearbeitung der Daten werden den Radarsektionen die Positionsdaten aus dem DGPS-Datensatz zugeordnet (Georeferenzierung). Da die Zeit-Stützstellen beider Datensätze nicht identisch sind, werden die DGPS-Positionen auf die Zeiten der Radarspuren interpoliert.

Folgende Schritte wurden in der Datenprozessierung durchgeführt:

- **Korrektur des Zeitnullpunktes:**

Aufgrund von Laufzeitverzögerungen auf Kabeln und der elektrischen Generierung des ausgestrahlten Impulses, ist der Zeitnullpunkt des GPR-Impulses nicht bekannt. Mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des direkten Signals in Luft c und dem Antennenabstand (Abstand zwischen Sender und Empfänger $\Delta s = 4\text{ m}$) kann die Vorlaufzeit bestimmt werden. Die Ersteinsätze werden somit um 13.3 ns verschoben.

- **Berücksichtigung der Luftschicht:**

Durch picken der Reflexion des ausgestrahlten Signals am Übergang von Luft zu Eis/Firn, kann die Luftschicht aus dem Radargramm berücksichtigt werden. Die Reflexionseinsätze wurden mit einem automatischen Verfahren gewonnen. Die Zwei-Wege-Laufzeit des Reflexionseinsatzes wird von der jeweiligen Spur abgezogen; der neue Zeitnullpunkt korreliert nun mit der Eisoberseite (analog zu bodengebundenen GPR-Messungen). Hierbei ist zu berücksichtigen, dass das reflektierte Signal an der Eisoberseite eine Phasenumkehr erfährt. Die Dicke der Luftschicht wird mit der gepickten Zwei-Wege-Laufzeit der Eisoberseitenreflexion und der Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in Luft berechnet. Diese ermittelte Dicke wird bei der Auswertung der fluggestützten DGPS-Messprofile zur Bestimmung der Antennenhöhe herangezogen (Kap. 3.1.2).

- **Frequenzfilterung:**

Neben den Nutzsignalen enthalten die Radardaten Störfrequenzen. Um das Signal zu Rausch-Verhältnis zu verbessern, hat sich in diesem Fall ein Butterworth-Bandpass-Filter (untere Grenze 5 MHz ; obere Grenze 30 MHz ; Flankensteilheit 12 dB pro Oktave) als günstig erwiesen. Der übliche *dewow*-Filter (Blindow, 2006) zum Entfernen von Gleichstrom- und niederfrequenten Anteilen produzierte ungewünschte Überschwinger an Reflektoren.

- **Migration:**

Bei der Migration wird die Energie von Reflexionen und Diffraktionen auf ihren Entstehungsort zurückverfolgt. Dies führt dazu, dass Reflektoren in ihrer richtigen Neigung und auf die richtige Länge des Reflexionselementes abgebildet werden. Somit wird das laterale Auflösungsvermögen verbessert.

Als Migrationsverfahren wird hier der *diffraction stack* verwendet. Dabei handelt es sich um eine Migration im Zeitbereich, welche ein zweidimensionales Geschwindigkeits-

¹⁰<http://www.sandmeier-geo.de/>, Abgerufen: Okt. 2010.

Tiefen-Modell einbinden kann. Das Geschwindigkeits-Modell besteht hier aus der Luftschicht mit $v = c = 0.2998 \text{ m ns}^{-1}$ und der Eisschicht mit $v = 0.168 \text{ m ns}^{-1}$. An jedem *sample* wird eine ungewichtete Summation über eine vorgegebene Hyperbelbreite durchgeführt, wobei die Krümmung der Hyperbel durch die Geschwindigkeitsverteilung bestimmt ist.

- **Amplitudenkorrektur:**

Um die Absorption der Amplitude des elektromagnetischen Signals im temperierten Eis zu berücksichtigen, wird eine Amplitudenkorrektur angewendet. Hierbei wird eine *gain function* zur Verstärkung der Amplituden herangezogen, mit einem Wert von $\alpha' = 0.08 \text{ dB m}^{-1}$ für den Absorptionskoeffizienten. Der hier angepasste Wert ist höher als der Literaturwert (siehe Tab. 3.2). Dies kann auf die zusätzliche Streuung des Signals an Inhomogenitäten zurückgeführt werden.

- **Picken der Reflektoren:**

Nach den bis hier beschriebenen Bearbeitungsschritten, kann der Verlauf des Felsuntergrundes gepickt werden. Der Ersteinsatz der Felsbettreflexion wurde manuell gepickt, wobei beachtet wurde, dass das reflektierte Signal am Felsuntergrund eine Phasenumkehr erfährt. Eine Topographiekorrektur, (d. h. eine Darstellung des Radargramms bzgl. des Meeresspiegels (m a.s.l.)) kann in Fällen von nicht eindeutigen Verlauf der Reflektoren hilfreich sein.

In den Abbildungen 4.5, 4.6 und 4.7 in Kapitel 4.1 sind exemplarisch prozessierte, fluggestützte GPR-Sektionen mit topographischer Korrektur abgebildet. Eine Beschreibung und Diskussion erfolgt ebenfalls in Kapitel 4.1 sowie in Kapitel 5.

Nach der Durchführung der oben aufgelisteten Bearbeitungsschritte ist eine Konvertierung der gepickten Zwei-Wege-Laufzeiten der Felsbettreflexion in Tiefen notwendig. In den Feldkampagnen 1997/98 und 2006/07 wurden CMP-Messungen durchgeführt, um die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen im Untergrund zu ermitteln (Pfender, 1999; Suckro, 2007; Blindow et al., 2010); die 97er-CMP befand sich auf einer Höhe von 607 m a.s.l. auf dem Arctowski Eisfeld; die 07er-CMP auf 620 m a.s.l. auf dem Zentralteil. In der Abbildung 3.8 ist die CMP-Analyse der 07er-CMP dargestellt. Die Anpassung zeigt einen Dreischichtfall, hervorgerufen durch Reflexionen an der Wassertafel (am Firn-Eis-Übergang), den Isochronen im Innern des Eiskörpers und dem Felsbett. Die 97er-CMP zeigt im Vergleich einen Zweischichtfall basierend auf der Wassertafel- und Felsbettreflexion. Beide Modelle sind hinsichtlich der bestimmten mittleren Geschwindigkeiten zu vergleichen: Die Firngeschwindigkeiten sind 0.194 m ns^{-1} und 0.193 m ns^{-1} (in beiden Fällen bei ca. 30 m Tiefe). Im Zweischichtfall wird für die Eis-Fels-Schicht eine Geschwindigkeit von 0.168 m ns^{-1} ermittelt. Der Dreischichtfall hat eine zusätzliche Reflexion bei 80 m Tiefe mit einer mittleren Geschwindigkeit von 0.175 m ns^{-1} , bevor in der dritten Schicht der Wert von 0.168 m ns^{-1} erreicht wird.

Die abgeleiteten Geschwindigkeits-Tiefen-Modelle repräsentieren punktuelle Tiefenverteilungen. Eine räumliche Variation, basierend auf CMP-Messungen in regelmäßigen Abständen, der Geschwindigkeits-Tiefen-Funktion liegt nicht vor. Zu berücksichtigen ist eine höhenabhängige Dicke der Firnschicht (markiert durch die Wassertafel) im gesamten Untersuchungsgebiet und deren Einfluss auf das Geschwindigkeits-Tiefen-Modell. Die Wassertafel wurde in den höchsten Lagen (ca. 700 m a.s.l.) in einer Tiefe von ca. 40 m detektiert in tieferen Lagen (ca.

400 m a.s.l.) bei ca. 25 m (z. B. Suckro, 2007). Die fluggestützt vermessenen Profile zeigen ein Abklingen der Reflexion der Wassertafel im Höhenbereich von 200–300 m a.s.l. und ein Auslaufen zur Eisoberfläche bei ca. 250 m a.s.l. (Kap. 4.1). Durch lineare Anpassung wird die variable Dicke der Firnschicht bei der Konvertierung der gepickten Zwei-Wege-Laufzeit in die Eisdicke M als Firnkorrekturterm berücksichtigt

$$M = 0.194 \text{ [m ns}^{-1}\text{]} t_{\text{Firn}}/2 + (0.168 \text{ [m ns}^{-1}\text{]} t_b - t_{\text{Firn}}) / 2 \quad , \quad (3.19)$$

mit der Firnkorrektur

$$t_{\text{Firn}} = \begin{cases} 1.4 \cdot z - 350 \text{ [ns}^{-1}\text{]} & z > 250 \text{ m a.s.l.} \\ 0.0 & z \leq 250 \text{ m a.s.l.} \end{cases} \quad , \quad (3.20)$$

mit der Zwei-Wege-Laufzeit der Wassertafelreflexion t_{Firn} und der Zwei-Wege-Laufzeit der Felsbetteflexion t_b .

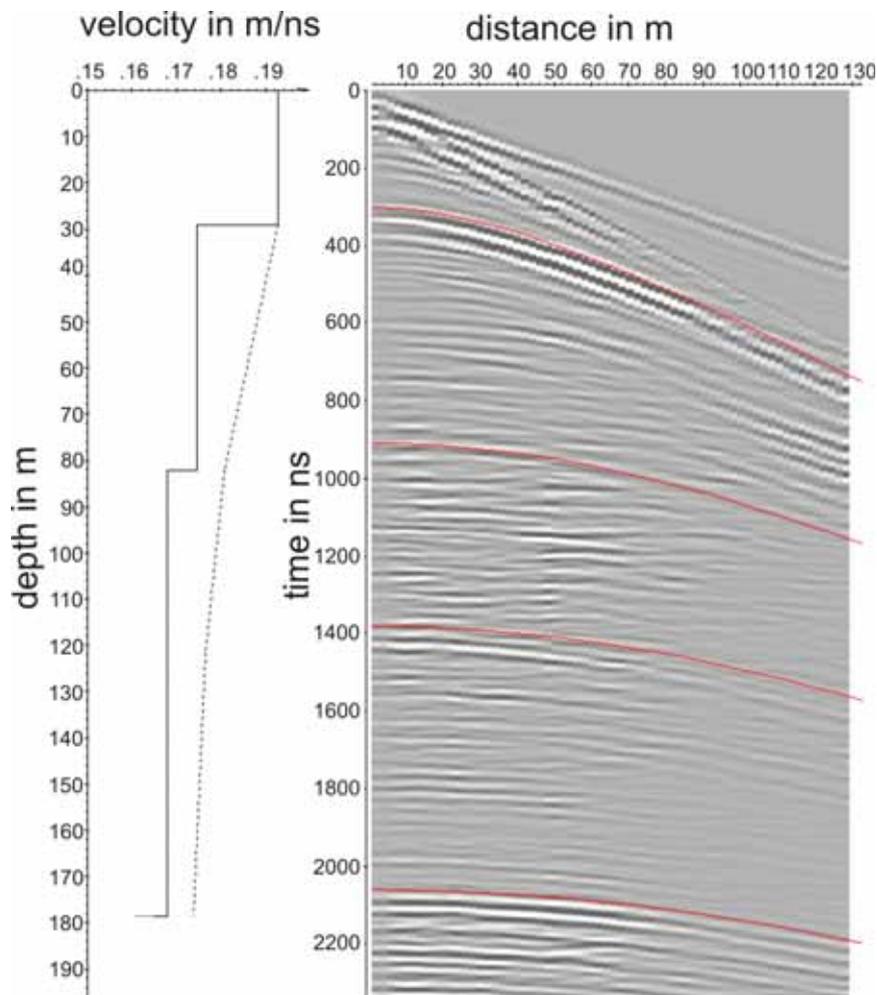


Abbildung 3.8: CMP-Analyse: Geschwindigkeits-Tiefen-Modell (links) und CMP-Sektion (rechts) (Blindow et al., 2010).

Datenqualität: Die Zusammenführung der diversen GPR-Datensätze seit der 1997/98er Kampagne ist unproblematisch, da das Felsbett in diesem Zeitintervall nur sehr geringen zeitlichen Änderungen unterworfen war (siehe isostatische Hebungsraten in Kap. 2.1.3). Analog zu den DGPS-Messprofilen wird für die GPR-Messungen eine Kreuzungspunktanalyse zur Datenqualität durchgeführt (analoge Durchführung wie in Kap. 3.1.2). Für die bodengebundenen GPR-Messungen wurde von Pfender (1999), Suckro (2007) und Sobiech (2009) eine Analyse bereits vorgenommen und die Qualität angegeben: Für die bestimmten Mächtigkeiten am Bellingshausen Dome wird ein Wert von ± 2 m (bei einer berechneten mittleren Eismächtigkeit von 65 m entspricht das einem relativen Fehler von $\pm 3.1\%$) abgeleitet (Sobiech, 2009). Auf dem Arctowski Eisfeld liefert die Analyse von Pfender (1999) eine Standardabweichung von $\sigma = 6$ m (bei einer berechneten mittleren Eismächtigkeit von 65 m entspricht das einem relativen Fehler von $\pm 3.0\%$); Suckro (2007) gibt für den Zentralteil einen relativen Fehler von $\pm 0.4\%$ an (ca. 50 % der Daten unter einer Abweichung von ± 1 m).

Im Vergleich zu den bodengebundenen GPR-Messungen mit ca. 30000 Vergleichspunkten, konnten in den fluggestützten Messungen lediglich 20 Vergleichspunkte ermittelt werden. Dies ist auf die wenigen Kreuzungspunkte der fluggestützten Profile zurückzuführen und auf fehlende Registrierungen des Felsbettechos. Der Mittelwert der errechneten Abweichungen liegt bei $|\Delta z| = 4$ m (entspricht in etwa $\lambda/2$). Der maximale Wert bei $|\Delta z| = 6.4$ m korreliert mit der Wellenlänge λ . Bei einer berechneten mittleren Eismächtigkeit von 150 m entlang der fluggestützten Messprofile entspricht das einem relativen Fehler von $\pm 2.6\%$. Fasst man die relativen Fehler der einzelnen Datensätze zusammen, kann ein relativer Fehler von ca. $\pm 2.3\%$ für den gesamten Eismächtigkeitsdatensatz abgeschätzt werden.

3.4 Balisenortung

Als Voraussetzung zur Bestimmung der *long-term* Geschwindigkeiten mit DGPS (siehe Kap. 3.1.2) ist eine Ortung der zugeschnittenen Aluminiumstangen (Balisen) notwendig. Diese wird im Folgenden beschrieben.

Funktionsprinzip der Balisenortung: Blindow und Thyssen (1993) und Hempel (1994) konnten am Beispiel der versunkenen Balisen der EGIG (*Expédition Glaciologique Internationale au Groenland*)-Traverse auf Grönland zeigen, dass eine Ortung mit dem GPR-Verfahren möglich ist. Bei diesem Verfahren macht man sich das Huygensche Prinzip zu Nutze, das besagt, dass beim Auftreffen einer ebenen Welle auf eine Grenzfläche von jedem Punkt dieser Grenzfläche eine Kugelwelle ausgesandt wird. Im Falle einer söhlichen Lagerung zweier Medien überlagern diese sich wieder zu einer ebenen Welle. Trifft die ebene Welle jedoch auf einen 1- oder 2-dimensionalen Störkörper, findet keine Überlagerung statt und es werden Kugelwellen zurückgestrahlt.

In einer Lotzeitsektion bildet sich eine derartige Kugelwelle als Diffraktionshyperbel ab. Die Laufzeit der Hyperbeläste ist

$$t_{\text{hyp}}(x) = 2 \cdot \frac{\sqrt{x^2 + h^2}}{v} \quad , \quad (3.21)$$

mit dem horizontalen Abstand x vom Störkörper, der Tiefenlage h des Störkörpers und der Geschwindigkeit der elektromagnetischen Welle v . Eine Grenzfläche, die für elektromagnetische Wellen reflektierend wirken soll, muss einen Kontrast in der Impedanz Z , d. h. in der DK haben.

Bei Störkörpern aus Metall (Aluminium, Eisen etc, $\sigma = 1...100 \times 10^6 \text{ S}$) in meteorischem Eis ($\sigma = 10...100 \times 10^{-6} \text{ S}$) bewirkt dies einen Reflexionskoeffizienten von nahezu $r = 1$.

Feldmethodik: Um in der Praxis die Balisenortung möglichst effizient zu gestalten, wurde eine Strategie entwickelt, die Balisen in vertretbarer Zeit zu orten. Diese Strategie lässt sich in drei Stufen einteilen: (1) Aus den bestimmten Bewegungsraten und -richtungen der *short-term* Messungen der vorhergehenden Kampagnen wurde ein Suchgebiet abgesteckt. Die Größe des Suchgebietes ist abhängig von der Eisgeschwindigkeit am jeweiligen Ort. (2) Ein kommerzielles 200 MHz GPR-System der Firma GSSI (*Geophysical Survey Systems Incorporated*) mit einer SIR-3000 als Steuer- und Registriereinheit diente zur Vorerkundung. Mit einem Profillabstand von ca. 4 m quer zur Fließrichtung des Eises wurde das System mit Handkraft gezogen. (3) Konnte ein signifikanter Störkörper (d. h. eine Hyperbel im Radargramm) eindeutig einer Balise zugeordnet werden, wurden die Profile auf 1 m verdichtet und durch Querprofile ergänzt. Die abgeleitete Position an der Eisoberseite korreliert mit dem zur Oberfläche nächsten Scheitelpunkt der Hyperbel.

Hempel (1994) konnte mit Modellrechnungen und Messungen vor Ort zeigen, dass eine Balise kein, bzw. ein sehr schwaches Reflexionssignal im Radargramm hinterlässt, wenn das Messprofil direkt gerade über der Balise verläuft. In einem Messprofil seitlich kann jedoch ein starkes Reflexionssignal aufgezeichnet werden. Aus diesem Grund wird die Genauigkeit der abgeleiteten Position an der Eisoberseite mit $\pm 1 \text{ m}$ angegeben. Des Weiteren wird angenommen, dass die Balisen durch die Eisbewegung nicht verkippt sind.

Gegenüber Hempel (1994) war die Suche hier erleichtert, da es nicht galt, verschiedene versunkene Störkörper wie Materialdepots, Corner-Reflektoren und verschiedene Balisen zu unterscheiden. Hier musste lediglich eine Trennung der Diffraktionshyperbel der Balise zu Diffraktionen von Eisstörkörpern erfolgen. Die Abbildung 3.9 zeigt beispielhaft eine GPR-Messung, welche eine Zuordnung zu einer Balise zulässt. Bei $t \approx 50 \text{ ns}$ ist die Reflexion der Balisenoberkante und bei $t \approx 85 \text{ ns}$ die der Balisenunterkante zu sehen.

Um nun die Akkumulationsraten für die Jahre 2007 und 2008 anzugeben, müssen zunächst die Zwei-Wege-Laufzeiten in Tiefenlagen umgerechnet werden. Hierzu wird eine hochauflösende CMP-Messung (auf dem Arctowski Eisfeld bei 390 m a.s.l.) ausgewertet. Diese liefert ein Zwei-Schicht Geschwindigkeits-Tiefenmodell mit $0.204 \pm 0.005 \text{ m ns}^{-1}$ bis 6.67 m und $0.182 \pm 0.005 \text{ m ns}^{-1}$ bis 20.22 m. Zur Umrechnung der Tiefenlage der Balise in Akkumulationsraten in Wasseräquivalent (w. e.) wird das Dichte-Tiefenprofil von Simões et al. (2004a) verwendet. Zu berücksichtigen ist, dass die Höhe der Balisenoberkante bei ihrer Platzierung in 2006/07 im Mittel ca. 1 m über der Eisoberseite war. Aus den Unsicherheiten im Geschwindigkeits-Tiefenmodell und Dichteprofil wird ein relativer Fehler der Akkumulationsraten von $\pm 6\%$ abgeschätzt.

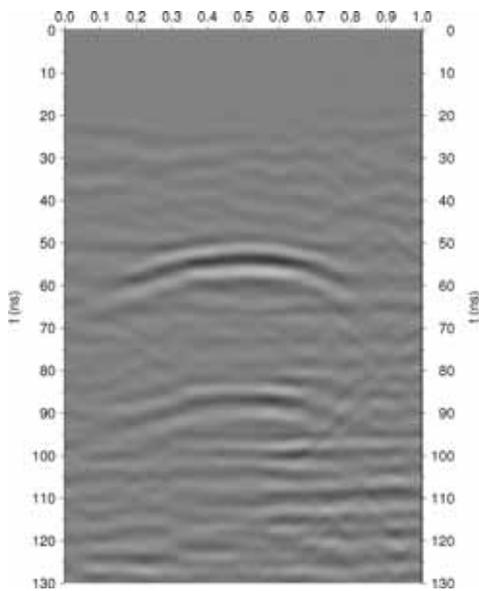


Abbildung 3.9: GPR-Messungen zur Balisenortung in der 2007/08er-Kampagne im Höhenbereich von 370 m a.s.l.

3.5 Ergänzende Datensätze

Um das DGM der Eistopographie zu erstellen, werden noch weitere Datensätze zur Ergänzung herangezogen. Diese liegen digital im UTM/WGS84-Format vor und sind extrahiert aus topographischen Karten, Luftbildern und Satellitenbildern. In Braun et al. (2001a) sind einige der Datensätze bereits zusammengetragen worden. Zu den SCAR KGIS-Datensätzen (GIS Datensätze für KGI auf Initiative des *Scientific Committee on Antarctic Research*¹¹) aus topographischen Karten und des DTM (*Digital Terrain Model*) für die Potter Cove werden hier die im Juni 2009 zugänglich gemachten GDEM¹² Datensätze (*Global Digital Elevation Model*), die mittels ASTER (*Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer*) erlangt wurden, verwendet (Tab. 3.3). Das GDEM wurde von der NASA (United States National Aeronautics and Space Administration) und METI (Ministry of Economy, Trade and Industry, Japan) produziert. In der Abbildung 3.10 sind die ergänzenden Datensätze und die kinematischen DGPS-Profile in ihrer räumlichen Verteilung dargestellt. Im ASTER-GDEM sind Topographiedaten eliminiert, da diese durch Wolkenabdeckung verrauscht sind, sowie eine Glättung der Isohypsen durchgeführt worden (pers. Mitt. M. Braun). Für weitere Informationen bezüglich der Datensätze sei hier auf Braun et al. (2001a) und die SCAR KGIS und ASTER-GDEM Homepage verwiesen.

Tabelle 3.3: Topographische Karten, Luftbilder und Satellitenbilder, die ergänzend zu den durchgeführten DGPS-Messungen zur Topographieerstellung (DGM) genutzt werden. Abkürzungen siehe Text.

Gebiet	Methode und Genauigkeit (m)	Quelle
Fildes Peninsula	GPS (1994–1995) & Luftbilder (1996)	< 10 Institut Geográfico Militar & Instituto Antártico Chileno & SCAR KGIS Homepage
Maxwell Bay	Topographische Karte (1989)	– Südkorea & SCAR KGIS Homepage
Potter Cove	DTM aus Fotogrammetrie (1956)	5 Fachbereich Kartographie und Vermessungswesen, Fachhochschule Karlsruhe
Admiralty Bay	Geländepunkte (Theodolit) & Luftbilder (1990)	20 Nakladem Instytutu Ekologii & Polskiej Akademii Nauk & SCAR KGIS Homepage
Krakow Eisfeld	ASTER-GDEM (2009) & Topographische Karte	21 SCAR KGIS & ASTER-GDEM Homepage
Krakow Eisfeld & Ostteil	ASTER-GDEM (2009)	21 ASTER-GDEM Homepage
Küste	manuell digitalisiert von TerraSAR-X Bildern (2007–2008)	10 Rückamp et al. (2010b)

¹¹<http://www.kgis.scar.org/>, Abgerufen: Sep. 2010.

¹²<http://asterweb.jpl.nasa.gov/gdem.asp>, Abgerufen: Sep. 2010.

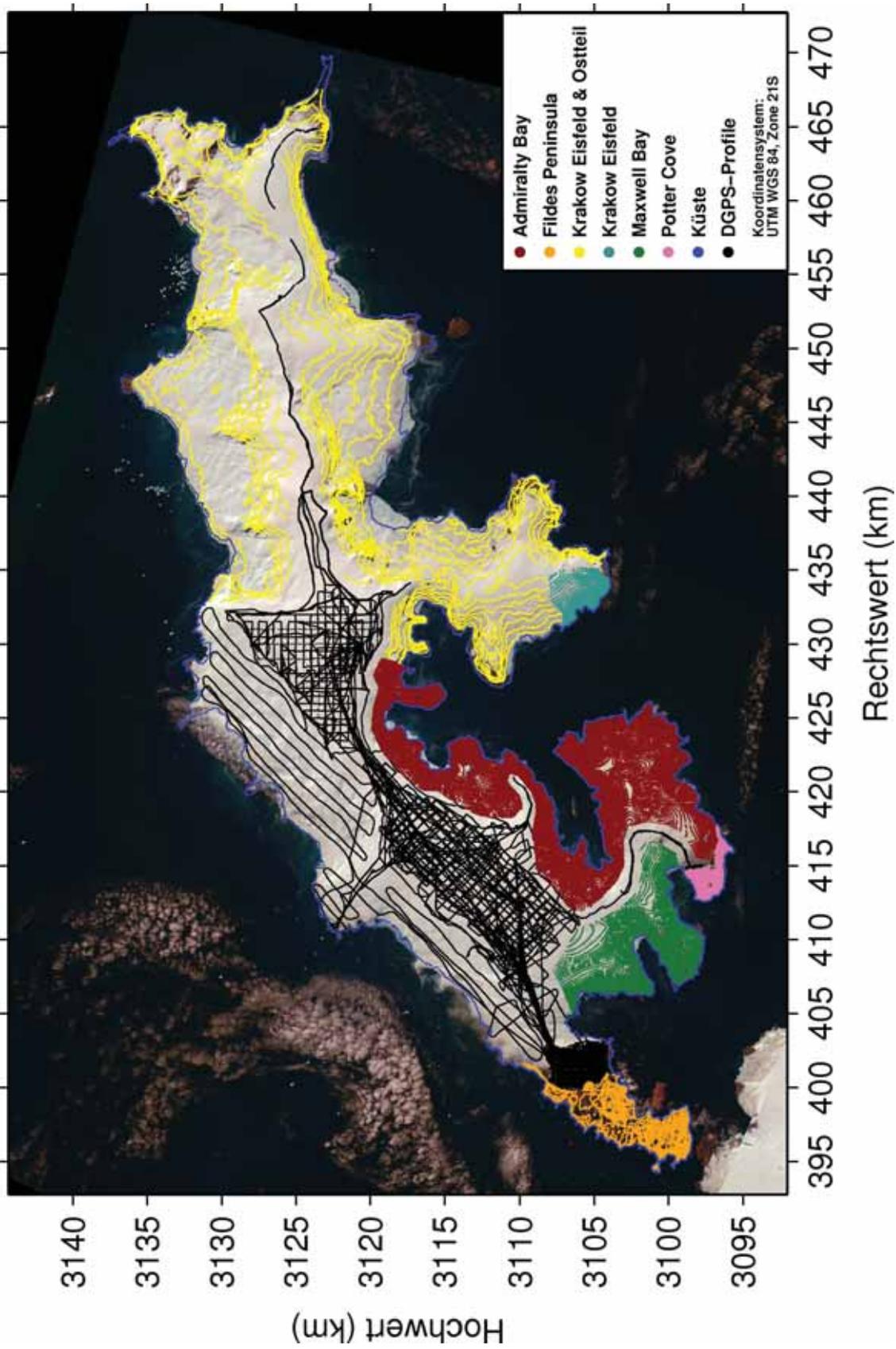


Abbildung 3.10: Räumliche Anordnung der Datensätze auf KGI zur Topographieerstellung. Die verschiedenen Datensätze sind farbkodiert. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

Kapitel 4

Ergebnisse der Feldmessungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Feldmessungen auf der Eiskappe von King George Island (KGI) gezeigt. Diese umfassen digitale Geländemodelle (DGM) der Eistopographie, des Felsuntergrundes und einer Karte der Verteilung von Eismächtigkeiten (Kap. 4.1). In dem anschließenden Kapitel 4.2 wird die in-situ bestimmte Dynamik präsentiert. Die Analyse von Gletscherrückzugsgebieten ist im Kapitel 4.3 wiedergegeben. Gemessene und abgeleitete Akkumulationsraten und Höhenänderungen werden in den abschließenden Kapiteln 4.4 und 4.5 gezeigt.

4.1 Eisgeometrie

Eisoberseitentopographie: Im Vergleich zu den Arbeiten von Pfender (1999), Rückamp (2006), Suckro (2007), Sobiech (2009) und Blindow et al. (2010) wird hier ein DGM der Eisoberseitentopographie der gesamten Eiskappe von KGI erstellt. Der zuvor zusammengestellte 3D-Datensatz (Kap. 3.1) bildet die Datenbasis des DGM. In einem Zwischenschritt werden die räumlich unregelmäßig verteilten Messdaten auf ein regelmäßiges Gitter mit 250 m Knotenpunktabstand interpoliert. Als Interpolationsalgorithmus wird das geostatistische *kriging*-Verfahren genutzt (Golden Software, 2002). Dieses Verfahren ist ein exakter Interpolator (d. h. fällt ein Messpunkt mit einem Knotenpunkt des regelmäßigen Gitters zusammen, wird dieser mit Eins gewichtet) und kann eine Häufung von Messpunkten (*Clustering*) optimal behandeln (Dutter, 1985). Eine Häufung tritt bei Stillstand der Messfahrt und fortlaufender Aufzeichnung des DGPS-Empfängers auf. Als räumliche Begrenzung dient die manuell digitalisierte Küstenlinie (Kap. 3.5).

In der Abbildung 4.1 ist das DGM der Eisoberseitentopographie von KGI graphisch dargestellt; Abbildung 4.4(a) zeigt die Eisoberseitentopographie des Bellingshausen Dome gesondert. Die Isohypsen liegen mit einem Abstand von 25 m zueinander und sind Geoidhöhen bezüglich des WGS84-Ellipsoides. Die höchsten Erhebungen auf dem Arctowski Eisfeld sind deutlich ausgeprägt, wobei die südlichere (MD 1, *Main Dome*) mit 702 m ca. 50 m höher als die nördlichere (MD 2) ist. Getrennt werden beide durch einen etwa 600 m hohen Sattel. Der im südwesten exponiert liegende 265 m hohe Bellingshausen Dome (BD) stellt die Verbindung von der eisfreien Fildes Halbinsel zum Arctowski Eisfeld. Im Osten schließen sich die Kuppen des Zentralteils an das Arctowski Eisfeld an. Beide sind höher als die des Arctowski Eisfeldes und die östlichere (CD 2, *Central Dome*) ist mit 737 m die höchste Erhebung der gesamten Eiskappe. Im Ostteil bildet sich eine ca. 450 m Erhebung (ED 1, *East Dome*) aus. Die Anreihung der höchsten Erhebungen in ONO-WSW Richtung deckt sich mit der Erstreckung des Barton Horstes im subglazialen Relief (siehe Abb. 2.2 und weitere Beschreibung zum Felsbett).

Das Bild des südlichen Teils ist durch tiefe fjordähnliche Einbuchtungen sowie steilem Gefälle zur Küste hin charakterisiert. Hier drainiert die Haupteiskappe durch zahllose Auslass-

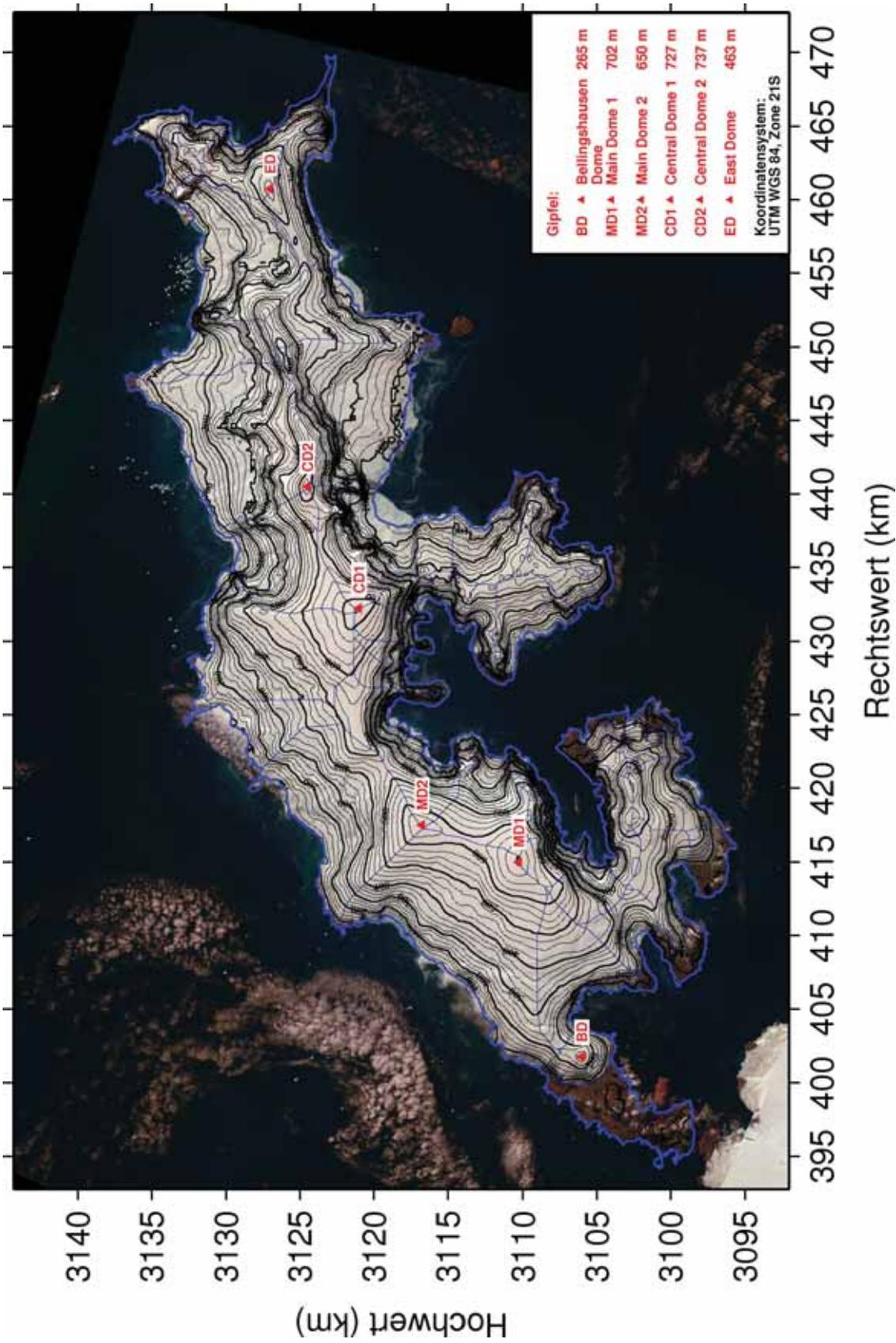


Abbildung 4.1: DGM der Eisoberseitentopographie von King George Island mit einer horizontalen Auflösung von 250 m. Die Isohypsen haben einen Abstand von 25 m und sind Höhenangaben bezüglich des WGS 84-Ellipsoides. Die dünne blaue Linie zeigt den Verlauf der Eisscheiden (digitalisiert von S. Vogt (KGIS) auf der Basis von Simões et al. (1999)), die dicke blaue Linie den Küstenverlauf (manuell digitalisiert, siehe 3.3). Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

gletscher. Im nördlichen Teil ist die Topographie im Vergleich eher flach und eben. Gegenüber den oben zitierten Arbeiten heben sich hier Strukturen im nordwestlichen, küstennahen Bereich des Arctowski Eisfeldes und des Zentralteils heraus, z. B. ist der Verlauf der Eisscheide zwischen MD 2 und CD 1 in NW-Richtung deutlich in der Topographie ausgeprägt. Die eingezeichneten Verläufe von Eisscheiden indizieren die großskaligen Einzugsgebiete der einzelnen Gletscher.

Das Relief der Topographie hat ein glattes Erscheinungsbild mit weichen Konturen. Allerdings ist ein Unterschied im Relief zwischen dem Ostteil und dem Verbund Zentralteil – Arctowski Eisfeld festzustellen. Die Konturen des Ostteils, welche auf dem ASTER-GDEM Datensatz beruhen, zeigen eine unregelmäßige Struktur, obwohl Artefakte entfernt sind und eine Glättung der Isohypsen durchgeführt wurde (pers. Mitt. M. Braun).

Eismächtigkeit: Bei der Erstellung der Karte der Eismächtigkeitsverteilung wird auf die GPR-Kartierungen von Pfender (1999) für das Arctowski Eisfeld, von Suckro (2007) für den Zentralteil und von Sobiech (2009) für den Bellingshausen Dome zurückgegriffen. Die küstennahen, verspalteten Gebiete im nordwestlichen Bereich werden durch die hier vorgestellten und ausgewerteten fluggestützten GPR-Kartierungen mit dem BGR-P30-System komplettiert. Die Zusammenstellung der Datensätze ergibt einen 3D-Datensatz der Eismächtigkeiten des Arctowski Eisfeldes und des Zentralteils von KGI. Die räumlich unregelmäßig verteilten Messpunkte werden analog mittels *kriging*-Interpolation auf ein regelmäßiges Gitter transformiert. Eine Karte der Verteilung von Eismächtigkeiten ist in Abbildung 4.2 graphisch dargestellt mit einem Isolinienabstand von 25 m; Abbildung 4.4(c) zeigt die Eismächtigkeiten des Bellingshausen Dome gesondert. Die Verteilung der Eismächtigkeiten zeigt eine feine Strukturierung; die glatten Isolinien, welche z. B. zur Admiralty Bay abfallen, resultieren aus Interpolation ohne Datengrundlage. Auffällig ist, dass die Zonen hoher Eismächtigkeiten nicht mit Kuppen der Eistopographie korrelieren. Die maximale Eismächtigkeit auf dem Arctowski Eisfeld ist 397 m, auf dem Zentralteil 422 m, auf dem Bellingshausen Dome 120 m und 415 m entlang der fluggestützten Profile. Die mittlere Mächtigkeit beträgt ca. 238 m entlang der Profile; das Eisvolumen beträgt ca. 88.2 km^3 auf einer Flächen von 465 km^2 .

Felsbett: Durch Subtraktion der interpolierten Eismächtigkeiten von dem DGM der Eisoberseitentopographie resultiert ein 3D-Datensatz für das Felsbett mit gleicher räumlicher Auflösung von 250 m. Das berechnete DGM der Felsbetttopographie ist in Abbildung 4.3 graphisch dargestellt. Die Isolinien haben einen Abstand von 25 m und beziehen sich auf die Höhenangaben WGS 84-Ellipsoides; Abbildung 4.4(d) zeigt das Felsbett des Bellingshausen Dome gesondert. Gegenüber der Eisoberseitentopographie zeichnet es sich durch eine deutlich gröbere Strukturierung aus. Steile und tiefe Täler sind in das subglaziale Relief eingeschnitten. Dieses Merkmal ist besonders ausgeprägt im Zentralteil mit einer Vorzugsrichtung der Täler in NW-Richtung. Des Weiteren sind Tröge und Becken ersichtlich, welche mit den räumlichen Abgrenzungen der Einzugsgebiete der Eisoberseitentopographie korrelieren. Die Orte der höchsten Erhebungen im Felsbett decken sich mit den Kuppen in der Eisoberseitentopographie. Die maximale Erhebung am Bellingshausen Dome ist 187 m, auf dem Arctowski Eisfeld 478 m und auf dem Zentralteil 567 m. Vergleicht man die Gefälle der Felsbett- und der Eisoberseitentopographie, so weist das Felsbett die gleiche Charakterisierung auf: mit starkem Gefälle zur Admiralty Bay und seichterem Gefälle zur Drake Passage. Die großskaligen Strukturen zeigen eine Übereinstimmung mit der tektonischen Einteilung nach Birkenmajer (1997).

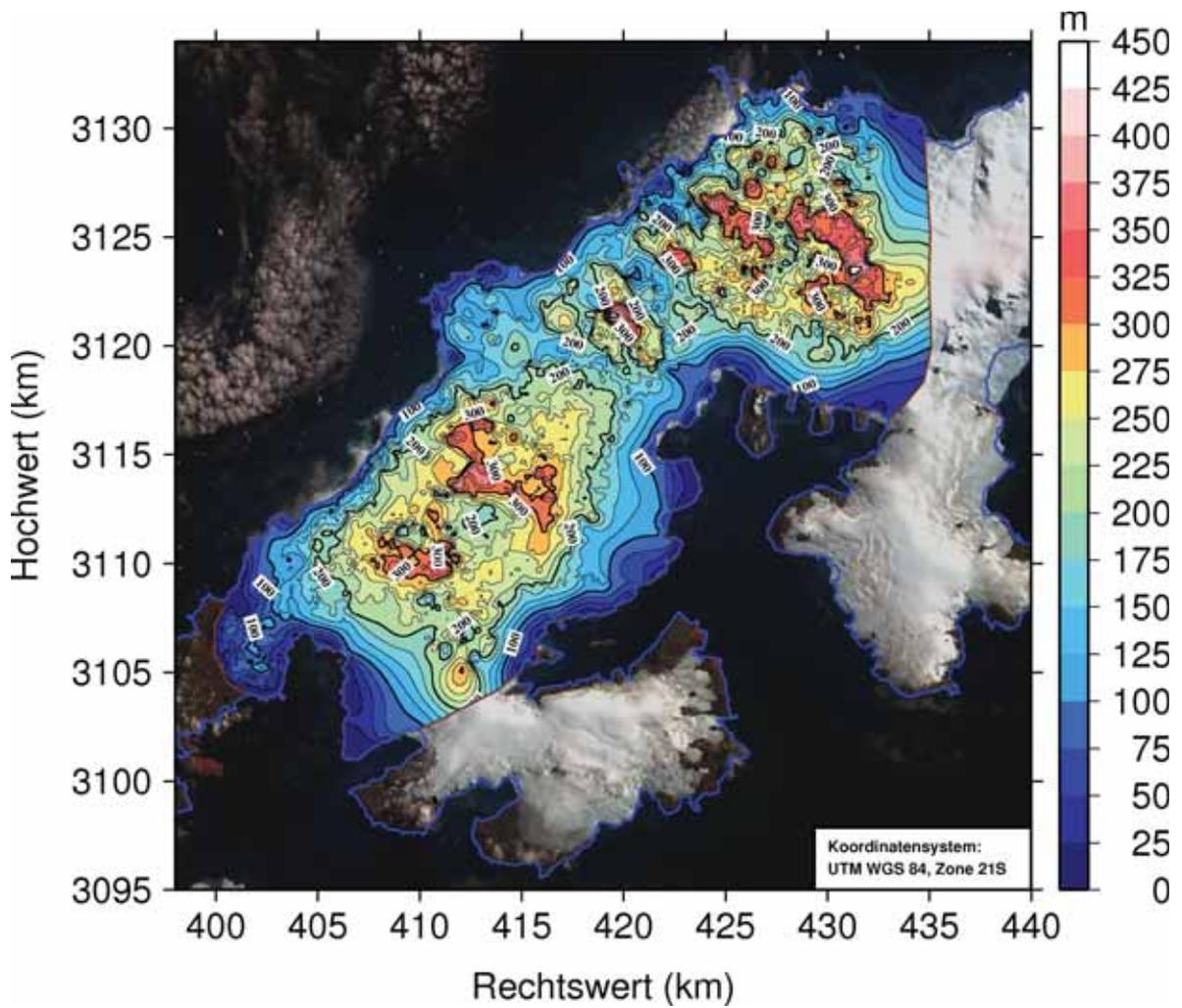


Abbildung 4.2: Karte der Verteilung von Eismächtigkeiten des Arctowski Eisfeldes, des Zentralteils und des Bellingshausen Domes mit einer horizontalen Auflösung von 250 m. Die Isolinien haben einen Abstand von 25 m. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

Die Geologie ist demnach in die Einheiten des erhöhten Barton Horstes und des niedriger gelegenen Fildes Blockes aufgeteilt. Geologische Merkmale wie Blattverschiebungen sind im Felsbett nicht ersichtlich und vermutlich durch die Eis-Fels-Wechselwirkung beseitigt worden. Weiterhin korrelieren die Zonen hoher Eismächtigkeit mit den ausgeprägten Becken und tief eingeschnittenen Tälern in der Felsbetttopographie. Durch die fluggestützte GPR-Kartierung werden außerdem Bereiche im Felsbett offengelegt, die unterhalb des Meeresspiegels liegen (rote Linie in Abb. 4.3).

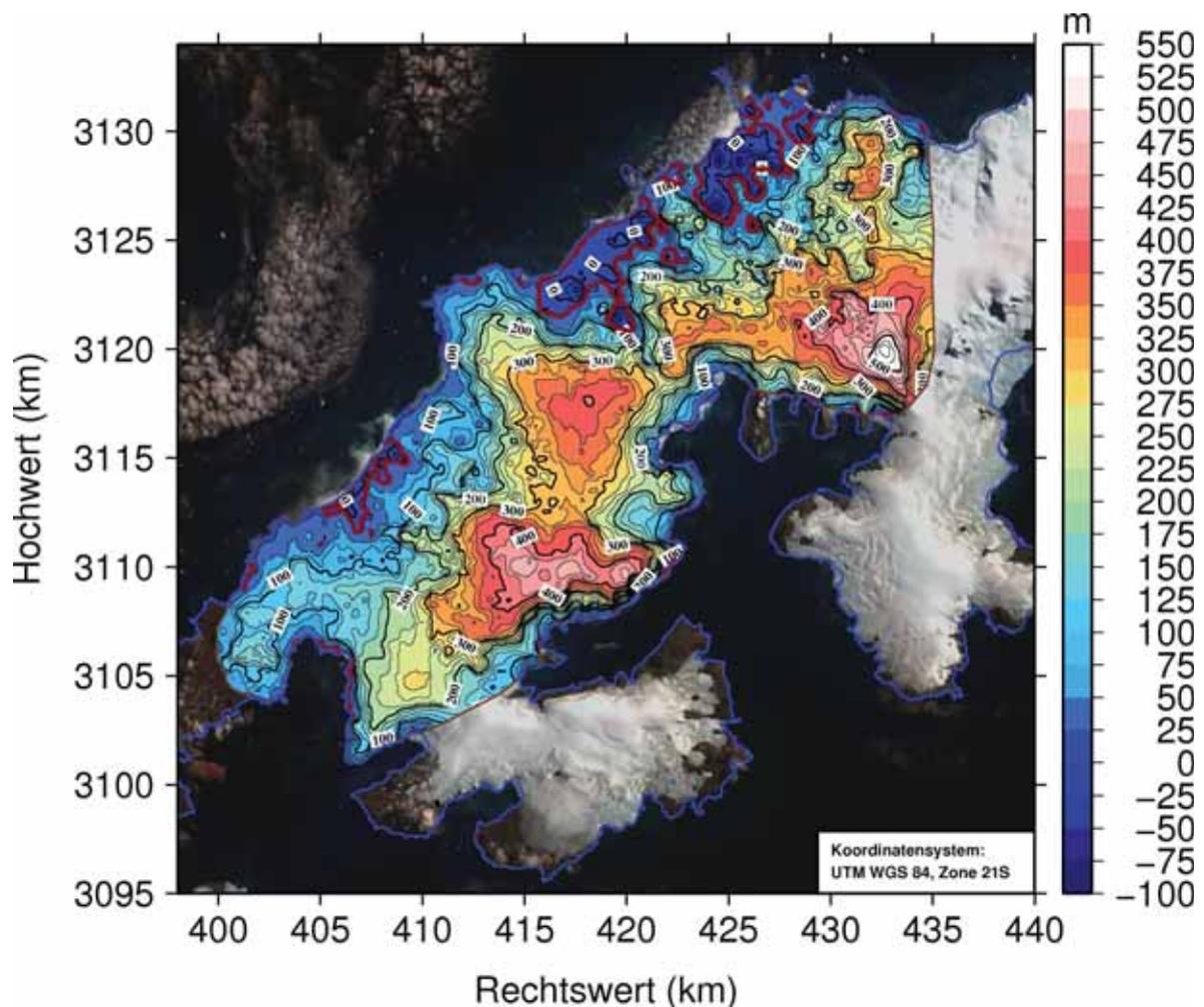


Abbildung 4.3: DGM der Felsbetttopographie des Arctowski Eisfeldes und des Zentralteils mit einer horizontalen Auflösung von 250 m. Die Isohypsen haben einen Abstand von 25 m und sind Höhenangaben bezüglich des WGS 84-Ellipsoides. Die rote Linie umrandet Gebiete, die unter dem Meeresspiegel liegen. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

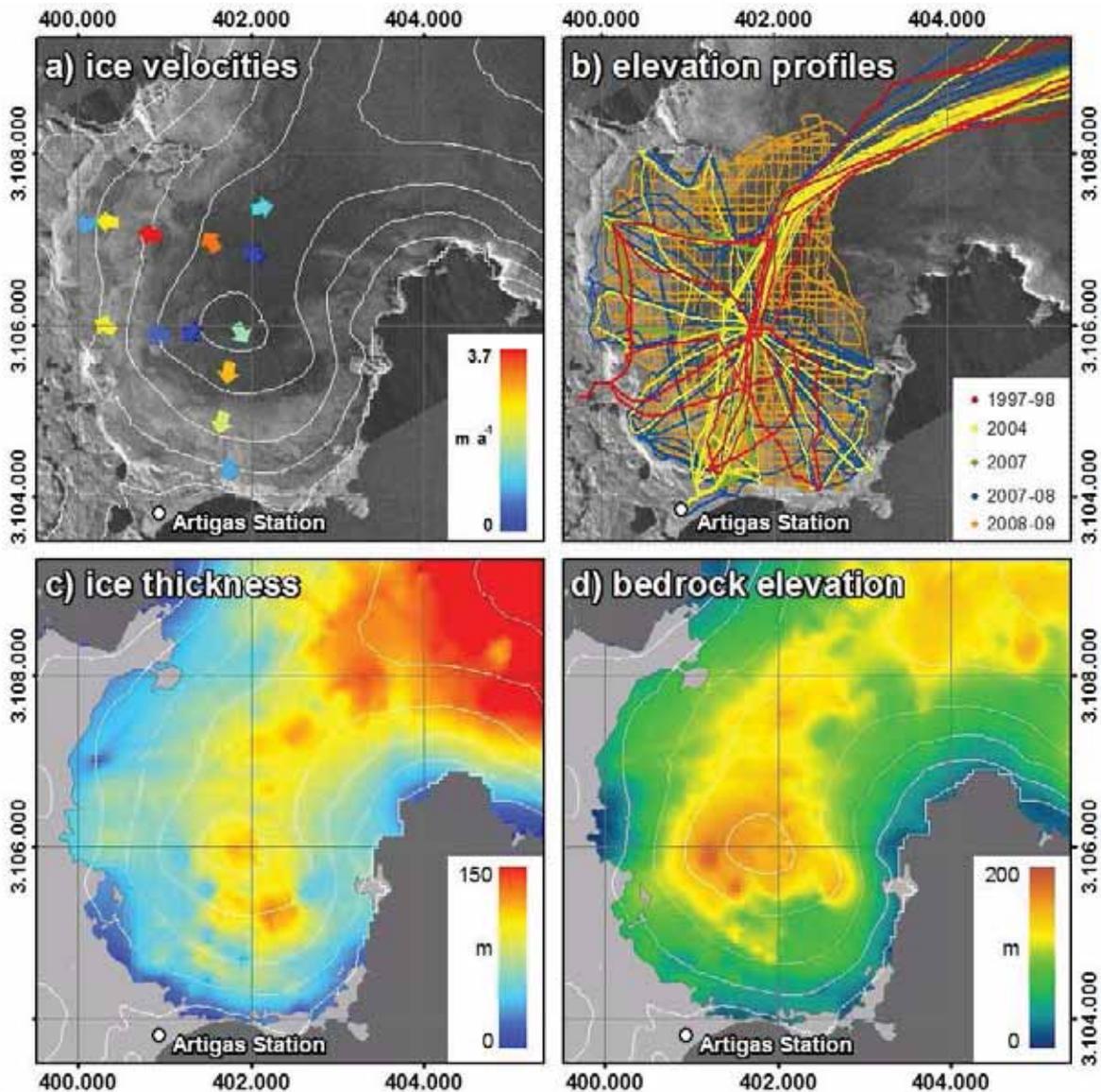


Abbildung 4.4: Überblick der gemessenen Oberflächentopographie (weiße dünne Linie; Höhenlinien im 50 m Intervall) und der gemessenen *long-term* Eisoberseitengeschwindigkeiten (a), der GPR- und DGPS-Messprofile der diversen Feldkampagnen (b), der gemessenen Eismächtigkeitsverteilung (siehe auch Sobiech, 2009) (c) und des berechneten Felsbettes (d) am Bellingshausen Dome. Hintergrundbild in (a) und (b) ist ein TerraSAR-X Bild von 2008 (© EURIMAGE, 2006; © DLR, 2008).

Exemplarische GPR-Sektionen: Im Folgenden sind drei exemplarische GPR-Sektionen des BGR-P30-Messfluges auf KGI ausgewählt und dargestellt. Diese Radargramme bilden typische Strukturmerkmale ab, welche repräsentativ für einzelne Regionen der Eiskappe sind. Die registrierten GPR-Messungen sind entsprechend der aufgelisteten Bearbeitungsschritte aufbereitet worden (siehe Kap. 3.3.2) und hier mit topographischer Korrektur (bezüglich der Höhenangabe über dem Meeresspiegel) dargestellt. Die Darstellung der Radargrammamplituden erfolgt wie üblich in Graustufen.

Eine GPR-Sektion registriert im Übergangsbereich vom Arctowski Eisfeld zum Zentralteil oberhalb des Usher Gletschers zeigt die Abbildung 4.5. Das erste starke Reflexionssignal im Höhenbereich von 320–370 m a.s.l. markiert den glatten Verlauf der Eisoberseite. In einer konstanten Tiefe von ca. 20 m ist der Verlauf der Wassertafel durch eine weitere starke Reflexion registriert. Bei einer Profildistanz von ca. 1600 m ist eine Mulde, also eine Zone mächtigerer Firndicke, im Verlauf zu erkennen. Diese lokalen Unterschiede der Firmächtigkeit sind von Pfender (1999) und Vaughan et al. (1999) ebenfalls beobachtet und auf variierende, von der Oberflächentopographie abhängige Akkumulationsraten zurückgeführt worden.

Der Verlauf des Felsbettes in Tiefen von ca. 90 bis über 300 m spiegelt ein deutlich raueres Relief gegenüber der Eisoberseite wider. An der Eisoberseite sind die langperiodischen Undulationen der Felsbetttopographie mit deutlich geringerer Amplitude ersichtlich. Die markanten subglazialen Täler (bei einer Profildistanz von ca. 0–500 m und 3500–4000 m) sind an der Eisoberseite nur schwach angedeutet. Ein Versatz von ca. 40 m im Felsbett tritt bei einer Profildistanz von 1500 m deutlich hervor. Die kleinskaligen Undulationen im Felsbett pausen sich nicht zur Oberfläche durch. Wie oben bereits ausgeführt, korrelieren diese subglazialen Täler mit Zonen hoher Mächtigkeit. Auf diesem exemplarischen GPR-Profil werden Eismächtigkeiten von ca. 330 m am Anfang des Profils und ca. 350 m am Ende (im Tal) des Profils angenommen. Die Tiefe des Talbodens am Ende des Profils ist nur noch andeutungsweise zu erkennen.

Besonders auffällig sind die Zonen erhöhter Diffraktionen innerhalb des Eiskörpers. Diese Zonen bilden sich hier keilförmig aus und korrelieren örtlich mit den ausgeprägten Tälern im Felsbett. Diese erhöhte Radar-Rückstreuung wird auf makroskopische Wassereinschlüsse innerhalb des Eiskörpers zurückgeführt. Da folglich in diesem Bereich das elektromagnetische Signal zerstreut wird, kann ein Felsbettecho nicht mehr registriert werden (hier bei einer Profildistanz von ca. 3750 m). Die deutlichen Reflexionen bei einer Distanz von ca. 2000–2500 m und einer Tiefe von ca. 250 m ist auf Seitenreflexionen zurückzuführen.

Eine weitere GPR-Sektion zeigt das Konvergieren der Wassertafel- und Eisoberseitenreflexion (Abb. 4.6). Das Auslaufen der Wassertafel findet hier in einem Höhenbereich von etwa 250 m a.s.l. statt. Diese Tatsache wurde bei der Konvertierung der registrierten Zwei-Wege-Laufzeit in Eismächtigkeiten genutzt (siehe Gl. 3.19). Mit den fluggestützten GPR-Messungen konnte in den Profilen oberhalb von 300 m a.s.l. eine Wassertafel identifiziert werden (Abb. 4.5); unterhalb von 200 m a.s.l. ist keine Wassertafel anzutreffen (4.7). Des Weiteren ist der Verlauf des rauen Felsbettes und der glatten Eisoberseite zu sehen. Der langperiodische Trend der Felsbettundulationen paust sich zur Eisoberseite durch. Eine Zone erhöhter Radar-Rückstreuung ist ebenfalls ausgeprägt. Damit einher geht ein Abklingen des Felsbettechos bei einer Distanz von 2000–2600 m.

Eine registrierte GPR-Sektion des Messfluges über den Bellingshausen Dome zeigt Abbildung 4.7. Analog zu den zuvor gezeigten Sektionen treten die Reflexionen der Eisoberseite und des Felsbettes deutlich hervor. Besonders offensichtlich ist hier, dass die markanten Erhebungen im subglazialen Relief sich nicht zur Eisoberseite durchpausen. Die maximale Eisdicke

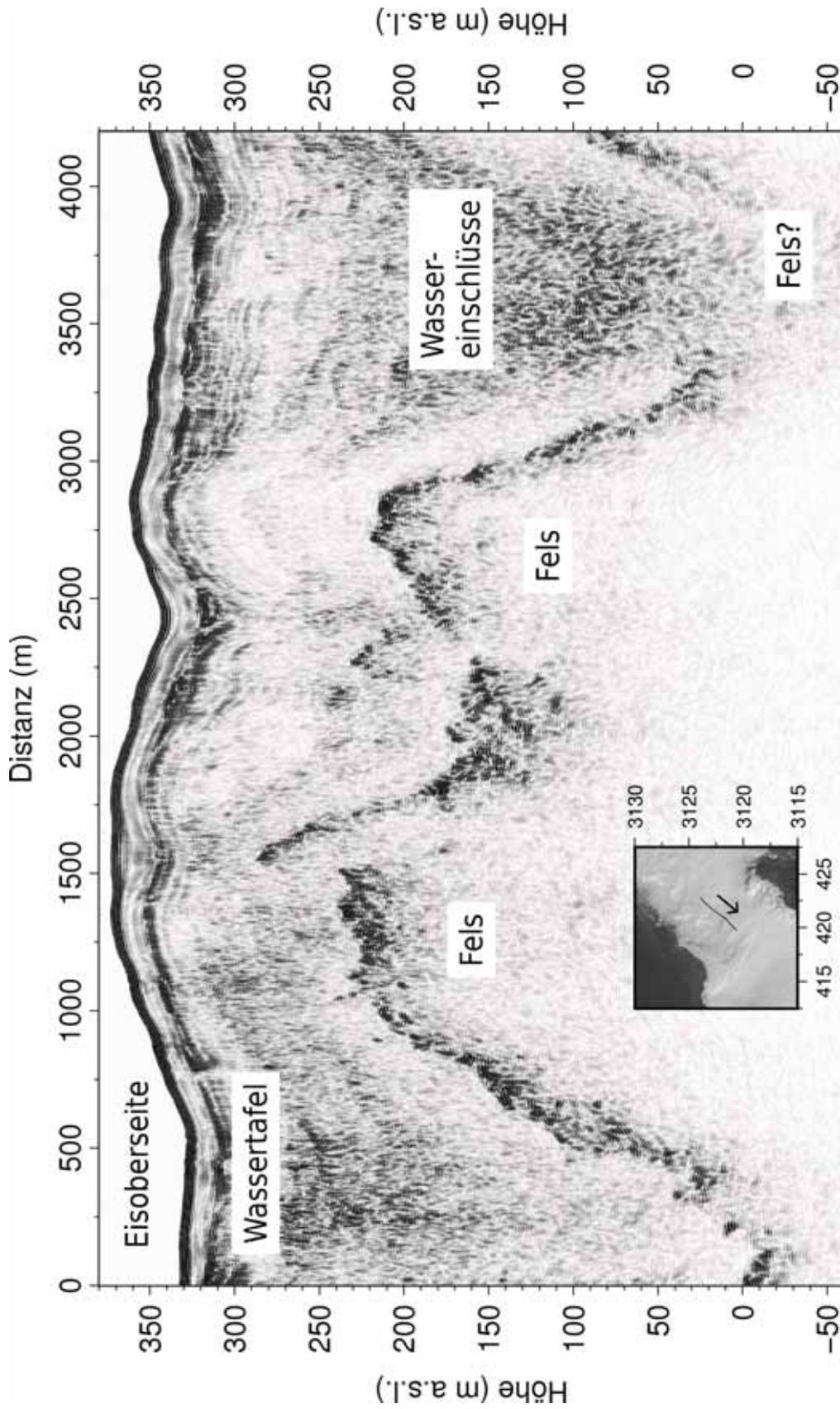


Abbildung 4.5: BGR-P30-Sektion mit topographischer Korrektur zeigt Täler im subglazialen Relief. Detektierte interne Merkmale wie Wassertafel, Fels und Wassereinschlüsse sind gekennzeichnet.

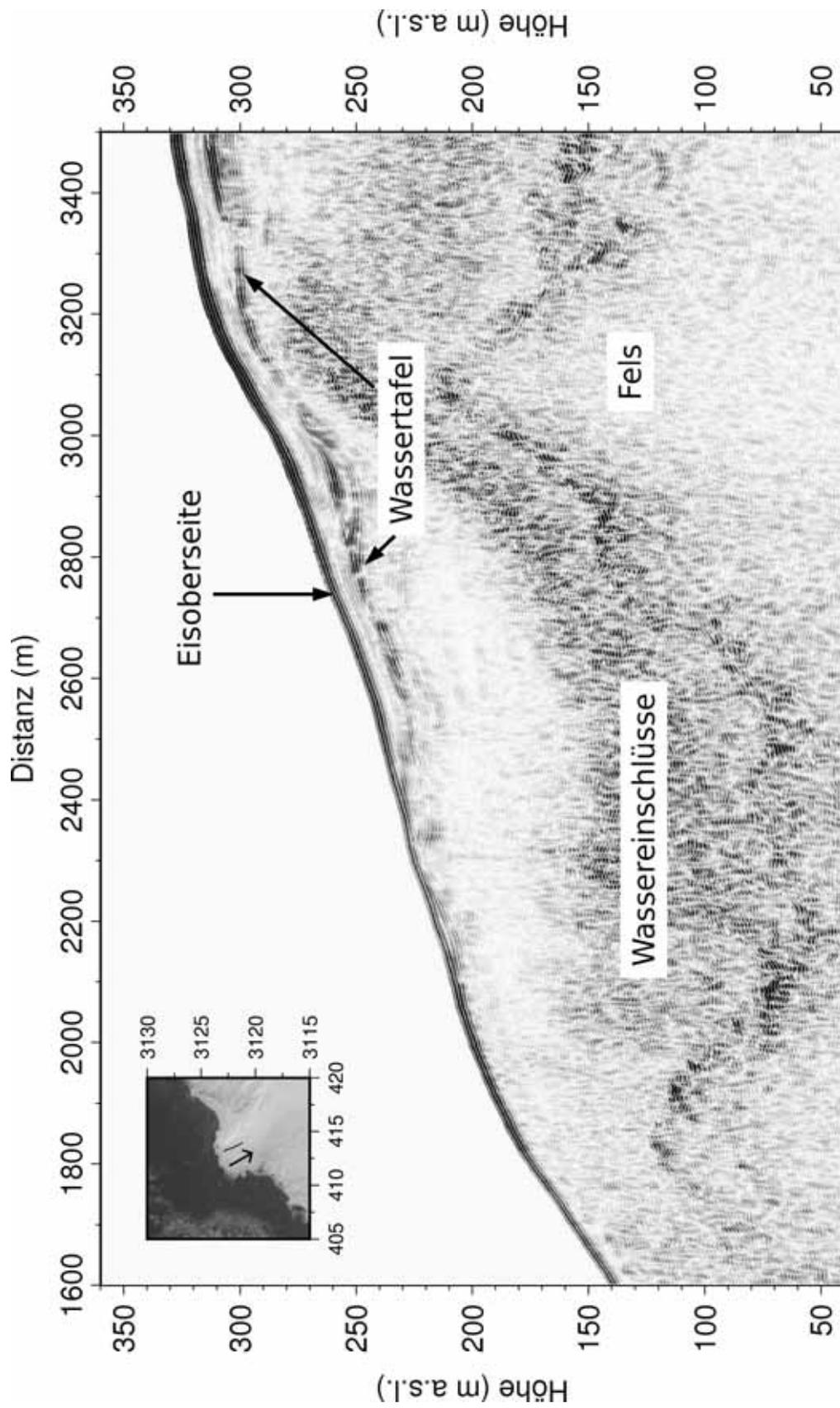


Abbildung 4.6: BGR-P30-Sektion mit topographischer Korrektur zeigt das Verschwinden der Wassertafel im Höhenbereich von ca. 250 m a.s.l. Weitere detektierte Merkmale wie Eisoberseite, Fels und Wassereinschlüsse sind gekennzeichnet.

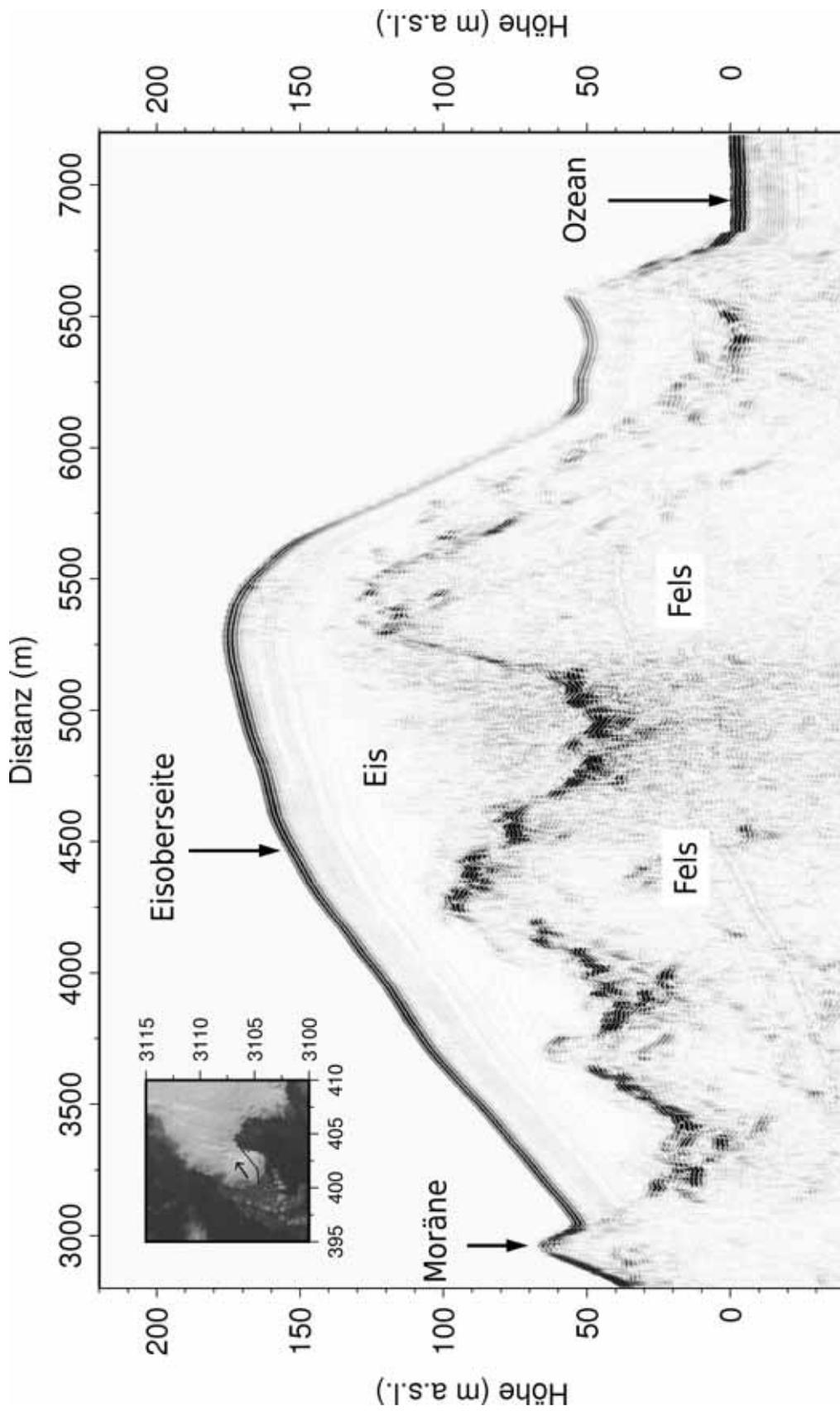


Abbildung 4.7: BGR-P30-Sektion mit topographischer Korrektur zeigt den Bellinghausen Dome. Detektierte Merkmale wie Seitenmoräne, Fels, Eisoberseite und Ozean sind gekennzeichnet.

beträgt auf diesem exemplarischen Profil ca. 110 m und die maximale Höhe der Eisoberseite ca. 180 m a.s.l.. Eine Wassertafel ist hier, wie oben bereits ausgeführt nicht existent. Gebiete hoher Radar-Rückstreuung sind ebenfalls nicht ausgeprägt. In der Felsbettmulde bei einer Profildistanz von 4750–5250 m ist eine Rückstreuung zu erkennen. Im Gegensatz zu den keilförmigen Diffraktionszonen in der GPR-Sektion oberhalb des Usher Gletschers (Abb. 4.5) ist diese jedoch deutlich abgeschwächt. An den seitlichen Rändern dieses Profilausschnittes sind eine Seitenmoräne und der Ozean erfasst worden.

4.2 Eisbewegung

Seit dem Südsommer 1997/98 wurden Feldkampagnen durchgeführt, um u. a. *short-term* Eisoberseitengeschwindigkeiten an verschiedenen Lokationen der Eiskappe von King George Island zu messen. An diversen Orten wurden über mehrere Jahre hinweg Wiederholungsmessungen durchgeführt. Ein Vergleich dieser mehrfach in-situ bestimmten *short-term* Eisoberseitengeschwindigkeiten soll eine mögliche Dynamikänderung der unterschiedlichen Jahre offenlegen. In der Abbildung 4.8 sind die Geschwindigkeitsdifferenzen Δv der Vergleichspunkte gegenüber der Geschwindigkeit am Vergleichspunkt aufgetragen, wobei negative Werte einen Anstieg der Geschwindigkeit bedeuten. Die zusätzlich eingezeichnete Standardabweichung der Geschwindigkeitsdifferenz von $\pm 1.12 \text{ m a}^{-1}$ gibt den Vertrauensbereich an (berechnet nach Gl. 3.1 in Kap. 3.1.3). Die mittlere Abweichung beträgt $\Delta v_m = -0.65 \text{ m a}^{-1}$. Betrachtet man die Differenzen, ist ein Trend zu einem Geschwindigkeitsanstieg zu erkennen. Bei $v_{\text{short-term}} = 40 \text{ m a}^{-1}$ ist eine signifikante Differenz zu erkennen. Hier liegen jedoch in der Bestimmung der *short-term* Geschwindigkeit in der 2008/09er-Kampagne DGPS-Daten mit schlechterer Qualität vor, was in einer höheren Standardabweichung der Positionsbestimmung resultiert ($> 0.02 \text{ m}$). Die Standardabweichung der Positionsbestimmung liegt hier um den Faktor 10 höher, was in einer

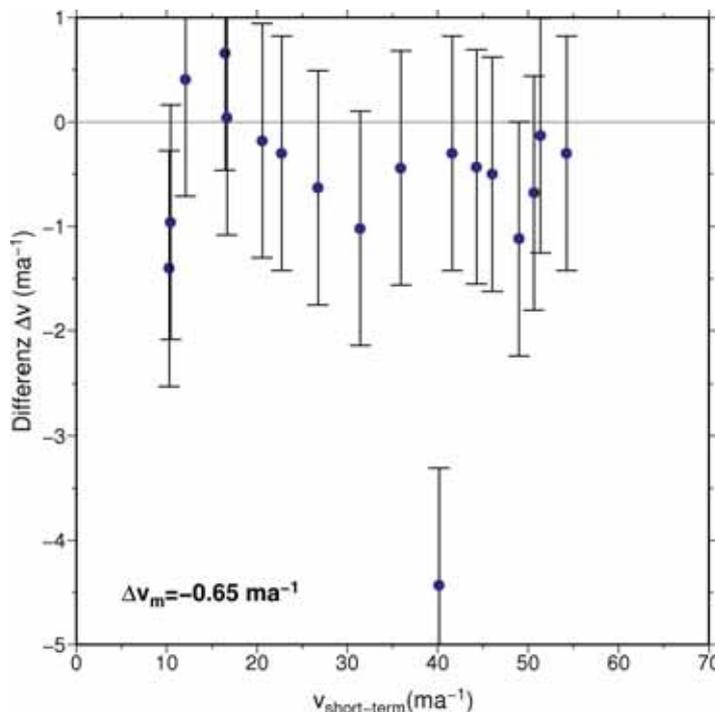


Abbildung 4.8: Vergleich von *short-term* Geschwindigkeiten. Eine negative Differenz bedeutet eine Beschleunigung der Eisbewegung über den Beobachtungszeitraum. Die mittlere Abweichung beträgt $\Delta v_m = -0.65 \text{ m a}^{-1}$.

Standardabweichung der Geschwindigkeitsdifferenz von ca. $\pm 4 \text{ m a}^{-1}$ resultiert. Der Trend einer Beschleunigung kann also innerhalb der Fehlergrenze der Geschwindigkeitsbestimmung nicht nachgewiesen werden. Aus diesem Grund wird an Orten mit mehreren *short-term* Geschwindigkeiten der Mittelwert gebildet.

Um eventuelle saisonale Variationen der Eisbewegung zu messen, wurden an diversen Lokationen *long-term* Messungen durchgeführt (vgl. auch Tab. B.2). Im Falle einer periodischen Eisbewegung ist eine Abweichung von der extrapolierten *short-term* zu den *long-term* Geschwindigkeiten zu erwarten. Zwei verschiedene Szenarios periodischer Eisbewegung sind möglich: (1) falls der Eiskörper instantan auf Temperaturänderungen reagiert, sind höhere Geschwindigkeiten im Südsommer zu erwarten, während (2) eine verzögerte Reaktion zu niedrigeren Geschwindigkeiten im Südsommer führen kann. In der Abbildung 4.9 ist der Vergleich der *long-term* zu *short-term* Geschwindigkeiten aufgetragen. Offensichtlich gibt es keinen Unterschied oder Trend zu höheren oder niedrigeren Geschwindigkeiten. Im Bezug auf den *Root Mean Square* (RMS)-Fehler $\text{RMS} = 2.23 \text{ m a}^{-1}$, die mittlere Abweichung $\Delta v_m = -0.38 \text{ m a}^{-1}$ und den Korrelationskoeffizienten $r^2 = 0.99$ wird geschlossen, dass die *short-term* Messungen repräsentativ für jährliche Eisoberseitengeschwindigkeiten sind. Es muss jedoch beachtet werden, dass die saisonalen Variationen möglicherweise kleiner und mit der angewendeten

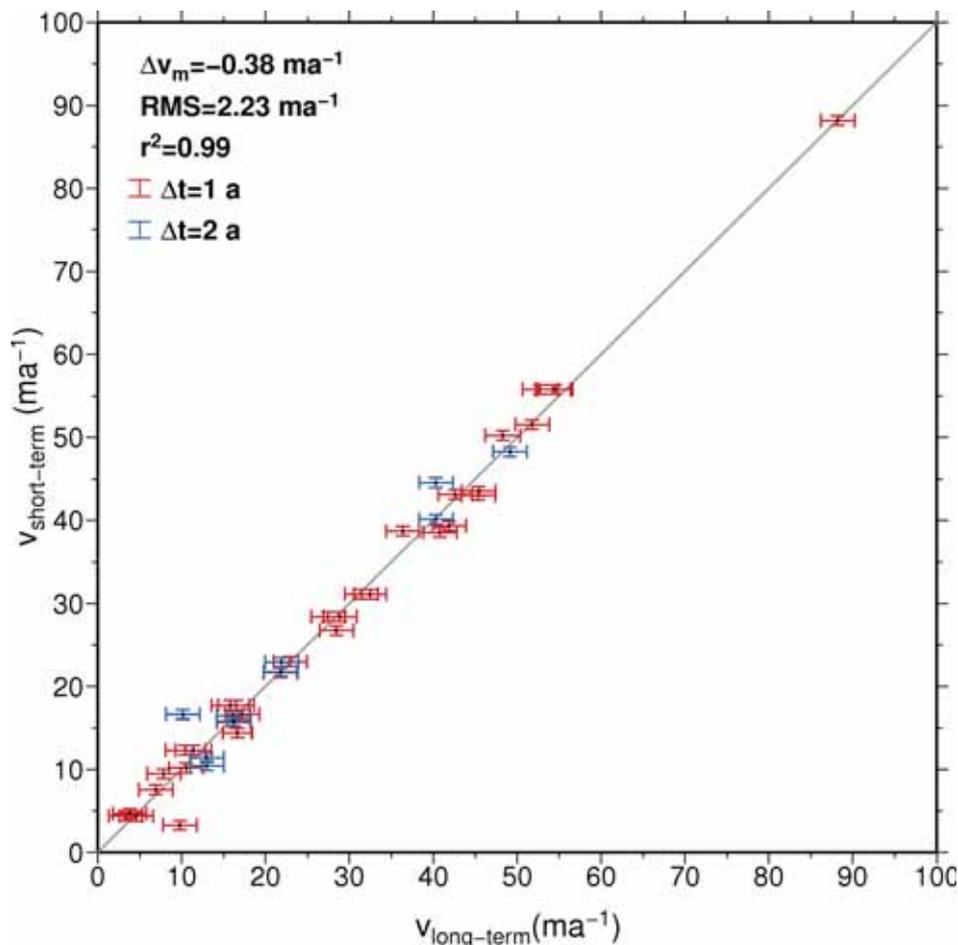


Abbildung 4.9: Vergleich der *long-term* versus *short-term* Eisoberseitengeschwindigkeiten.

Methodik nicht auflösbar sind. Permanente auf der Eisoberseite installierte DGPS-Stationen sind für diese Fragestellung geeigneter (analog zu Zwally et al., 2002; Helbing, 2006). Allerdings bedarf diese Methode einer ständigen Wartung, die im Rahmen der hier beschriebenen Methodik nicht zu realisieren war.

In Abbildung 4.10 ist die Zusammenstellung aller *short-term* Eisoberseitengeschwindigkeiten graphisch dargestellt; die Abbildung 4.4(a) zeigt die in-situ Geschwindigkeiten am Bellingshausen Dome gesondert. Die hohen gemessenen Geschwindigkeiten sind an den Rändern der zugänglichen Gebiete ermittelt worden (ausgenommen am Bellingshausen Dome). Niedrige Geschwindigkeiten konzentrieren sich im Bereich der Eisscheiden. Im Südosten des Arctowski Eisfeldes – im Bereich des Lange Gletschers – wurde der maximale Wert von 112.1 m a^{-1} ge-

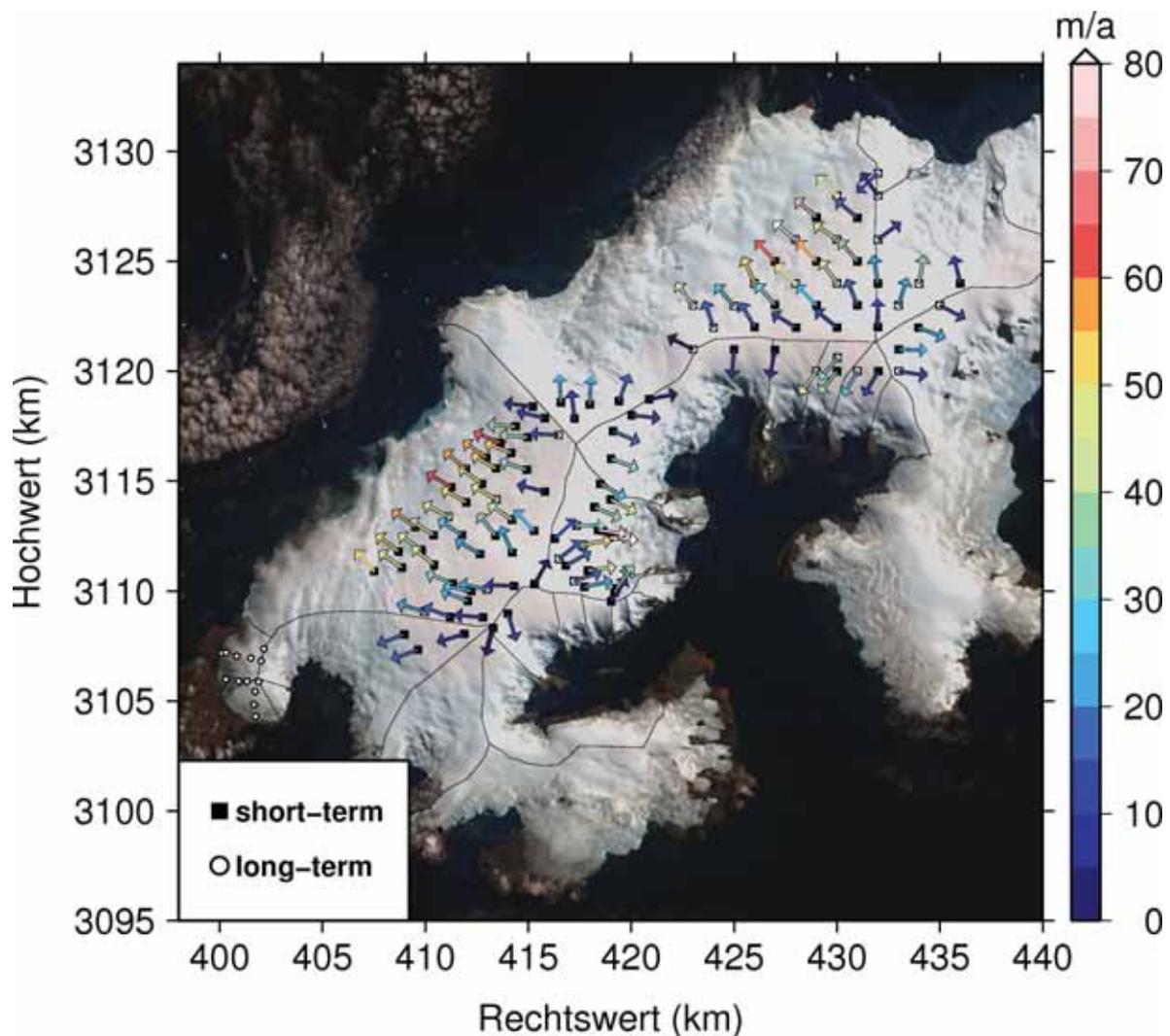


Abbildung 4.10: Gemessene *short-term* Eisoberseitengeschwindigkeiten auf der Eiskappe von King George Island (109 Festpunkte). Die schwarzen Quadrate markieren Lokationen der *short-term* Messungen, die weißen Punkte der *long-term* Messungen. Die schwarze dünne Linie zeigt den Verlauf der Eisscheiden. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

messen. Im Nordwesten des Arctowski Eisfeldes und des Zentralteils sind hingegen 63.7 m a^{-1} und 88.2 m a^{-1} gemessen worden. Die berechnete minimale Geschwindigkeit von 0.7 m a^{-1} befindet sich an der Erhebung MD 1 auf dem Arctowski Eisfeld, Nahe der Eisscheide. Eine minimale Geschwindigkeit von 3.3 m a^{-1} im Zentralteil korreliert ebenfalls mit der Nähe zur Eisscheide. Generell ist ein Trend einer Geschwindigkeitszunahme dem Höhengradienten folgend (senkrecht zu den Isohypsen) zu erkennen.

Die gemessenen Eisoberseitengeschwindigkeiten auf dem Bellingshausen Dome spiegeln dieselbe Charakteristik wider, d. h. niedrige Werte in den oberen Lagen in der Nähe der Eisscheide und ein Anwachsen der Geschwindigkeit dem Höhengradienten folgend. Jedoch sind die Beträge der Geschwindigkeit reduziert. Die berechneten Geschwindigkeiten liegen zwischen 0.15 bis 3.72 m a^{-1} .

4.3 Gletscherrückzug

Für eine Analyse von Gletscherrückzugsgebieten (2000–2008) werden unterschiedliche hochauflösende Satellitendaten verwendet¹. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht der in dieser Studie verwendeten Datenbasis. Mit einer Genauigkeit von bis zu 1 Pixel (Fritz und Eineder, 2009) wurde die TerraSAR-X Bildgebung unter Verwendung der Orbitdaten geokodiert. Die Quickbird Bildgebung wurde zur TerraSAR-X Bildgebung in Bezug gesetzt unter Verwendung der Orbitinformationen und Bodenkontrollpunkte mit ungefähr 10 m Genauigkeit. Die SPOT Bilder wurden georeferenziert mit einem Fehler im quadratischen Mittelwert von 2 Pixeln. Aus Mangel eines adäquaten DGM in gleicher Auflösung wurde keine Orthorektifizierung durchgeführt (Bei einer Luftbildaufnahme entstehen Verzerrungen einer fotografischen Zentralprojektion sowie Verzerrungen durch Höhenunterschiede des Geländes und bei Satellitenbildern Verzerrungen durch die Erdkrümmung).

Tabelle 4.1: Datenbasis der genutzten Satellitenbilder und Karten für die Analyse des Gletscherrückzugs (2000–2008).

Sensor	Datum	Pixel Größe	Abdeckung
APC Misc Sheet 1	1986	N/A	gesamte Insel
Spot	1988-02-19	10 m	Arctowski Eisfeld
Spot	1995-03-29	10 m	gesamte Insel
Spot	2000-02-23	10 m	gesamte Insel
Quickbird	2005-09-12	0.6 m	östlicher Rand
Quickbird	2006-10-26	0.6 m	Ostteil
Quickbird	2006-08-30	0.6 m	Zentralteil
TerraSAR-X	2007-12-05	5 m	östlicher Rand
TerraSAR-X	2008-08-03	5 m	Ostteil
TerraSAR-X	2008-08-13	5 m	Warzawa Eisfeld
TerraSAR-X	2008-08-07	5 m	Zentralteil
TerraSAR-X	2008-09-15	5 m	Arctowski Eisfeld

¹Diese Analyse ist in Zusammenarbeit mit M. Braun (University of Alaska) entstanden (Rückamp et al., 2010b)

Die Qualität der Georeferenzierung wurde mittels DGPS-Positionen an markanten Punkten (z. B. Nunataks, Berggipfel), die während der verschiedenen Feldkampagnen erhoben wurden und mit digital verfügbaren, hochauflösenden Landkarten² (SCAR KGIS) überprüft. Die Küstenlinie und Eisfront wurden aus den Bildern manuell digitalisiert und die so entstandenen Fehler werden im Rahmen von 2 Pixel geschätzt. Aus Darstellungsgründen ist die Position der Eisfront von 1956 mit abgebildet, welche aus einer georeferenzierten Karte des *British Antarctic Placename Committee* entnommen wurde (scale 1 : 100 000; Registrierungsfehler: 144 m, pers. Mitt. Arigony in Rückamp et al. (2010b)).

Die Abbildung 4.11 zeigt die Lage der Gletscherfronten zu unterschiedlichen Zeitpunkten. Deutlich sind in rot die Rückzugsflächen zu erkennen. Die Rückzugsflächen zwischen den Jahren 2000 und 2008 belaufen sich auf annäherungsweise 20.5 km². Während Simões et al. (1999) hauptsächlich einen Rückzug an der Südküste der Insel aufzeigen, sind hier Veränderungen an der nördlichen Küstenlinie zu beobachten. Als einziger zeigt der Usher Gletscher einen Vorstoß in dem Zeitraum von 1956–2008 (grüne Fläche in Abb. 4.11). Der ausgeprägteste Flächenverlust in der Beobachtungsperiode von 2000 bis 2008 wird für Gezeitengletscher verzeichnet, die in die King George Bay drainieren. Der auf früheren Studien beruhende beobachtete Gletscherrückzug auf KGI seit 1956 wird hier somit bestätigt.

Die Satellitenbeobachtungen konnten durch wiederholte Besuche während der diversen Feldbegehungen bestätigt werden. Charakteristisch für die Nordwestküste von KGI sind kleinere

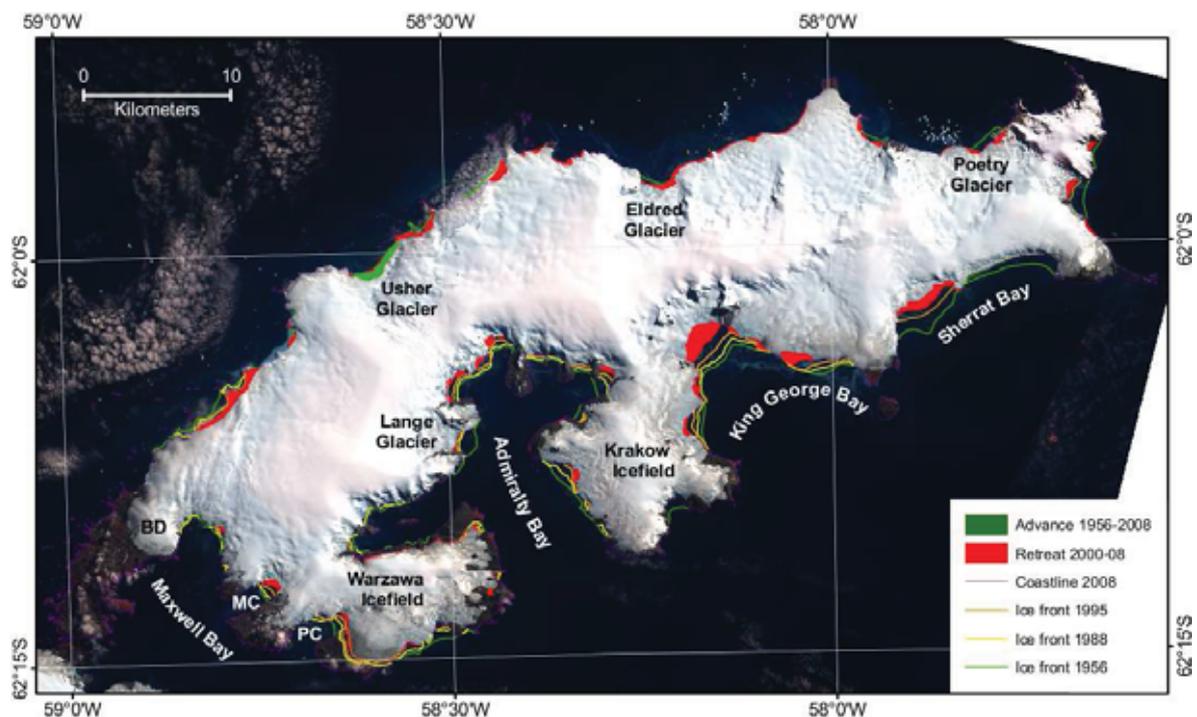


Abbildung 4.11: Gletscherrückzug auf KGI seit 1956. Positionen der Eisfront von verschiedenen Zeitabschnitten sind überlagert. Die Rückzugsgebiete seit 2000 sind in rot hervorgehoben. Die Abkürzungen BD, PC und MC stehen für Bellingshausen Dome, Potter Cove und Marian Cove. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

²z. B. Chilean Fildes Peninsula, map scale 1 : 10 000

Felsaufschlüsse ins Meer. Diese Aufschlüsse wirken als Ankerpunkte für die Gezeitengletscher. Wenn diese Verbindung in Folge eines Gletscherrückzuges nicht mehr besteht, zieht sich die Front zu einem neuen Ankerpunkt zurück (Abb. 4.12). Ähnliche Effekte können an der Südküste beobachtet werden, wo Gletscherfronten einiger Gezeitengletscher nahezu stabil blieben (z. B. Lange Gletscher) und die 1956er-Positionen anhand von (Unterwasser-)Moränen oder kleinen Inseln (z. B. Sherrat Bay) noch sichtbar sind. In anderen Gegenden auf KGI sind überfüllte Moränen zu sehen, die mit den 1956er-Eisfrontpositionen korrelieren. Das zeigt frühere Stabilisierungssituationen an, die für die King George Bay gegenwärtig nicht mehr der Fall sein könnten.



Abbildung 4.12: Rückzug von Gezeitengletschern auf KGI durch Verbindungsverlust zu Ankerpunkten. Bild aufgenommen von M. Braun im Januar 2008 vom Stigant Point in südwestlicher Richtung.

In der Potter Cove (PC) kann der Unterschied im Rückzug zwischen Gezeitengletschern und gegründeten Gletscherzungen klar gesehen werden (Abb. 4.13). Während bei der Front des Gezeitengletschers beachtliche Rückzugsstufen von mehreren hundert Metern sichtbar werden, zeigt die gegründete Gletscherfront auf der Potter Halbinsel eine vergleichsweise kleine Verlustfläche. Gleichwohl ist diese mit der vorhandenen Bildgebung klar zu identifizieren ist. Sowohl eine kleine Insel als auch eine Halbinsel sind dabei kürzlich (2000) eisfrei geworden und sind jetzt Wiederkolonisationsstudien unterworfen. Die intensiven biologischen Forschungsprogramme werden maßgeblich von der argentinischen holländisch-deutschen Forschungsstation

Jubany-Dallmann durchgeführt (Abb. 4.13).

Im Vergleich zum Flächenverlust in der vierzigjährigen Periode von 1956 bis 1995 (ca. 10.3 km^2) ist der Verlust nun in einem Zeitraum von acht Jahren gewachsen (ca. 5.8 km^2). Nimmt man eine durchschnittliche Eisdicke der Rückzugsflächen aus den Jahren 2000 bis 2008 von mindestens 30 m an, so beträgt der Massenverlust in diesem Zeitraum 0.615 km^3 . Für die meisten Gezeitengletscher ist dies sicherlich eine konservative Annahme; eine Annahme von 50 m Eisdicke würde zu 1.023 km^3 führen.

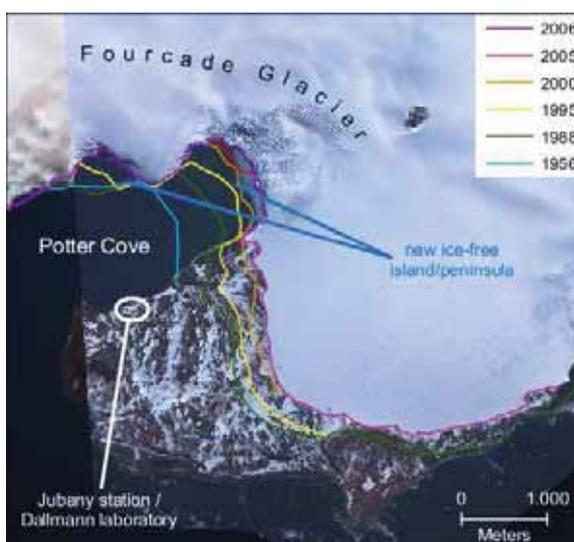


Abbildung 4.13: Rückzug des Fourcade Gletschers seit 1956. Die Rückzugsstadien verschiedener Jahre sind farbkodiert. Das Hintergrundbild ist eine Überlagerung von einer Quickbird Szene vom 29. Okt. 2006 und einem TerraSAR-X Bild vom 13. Aug. 2008 (© EURIMAGE, 2006; © DLR, 2008).

4.4 Akkumulation

In der Abbildung 4.14 sind die berechneten Akkumulationsraten auf dem Arctowski Eisfeld und dem Zentralteil gegenüber der Höhe dargestellt; Tabelle B.3 fasst die Werte zusammen. Die Raten variieren in einem Höhenbereich von 390–691 m zwischen $1639\text{--}5047 \text{ mm w.e. a}^{-1}$. Die berechneten Akkumulationsraten von 2008 korrelieren mit den Werten von Zamoruyev (1972) und Wen et al. (1998), hingegen sind die Raten von 2007 ca. doppelt so groß gegenüber den 2008er-Werten. Diese relativ hohen Werte decken sich mit Berichten eines strengen Winters in 2007, in denen eine hohe Schneeakkumulation und eine lang andauernde Schneedecke auf Meereshöhe dokumentiert ist³. Neben der jährlichen Veränderlichkeit kann eine Abhängigkeit des Niederschlags von der Höhe gut in den Daten beobachtet werden.

Eine lineare Anpassung liefert für die Verteilung der Akkumulation für 2007 und 2008 eine höhenabhängige Funktion:

$$f(z)_{2007} = 3.43 \cdot z + 2319.71 \text{ mm w.e. a}^{-1} \quad , \quad (4.1)$$

$$f(z)_{2008} = 4.32 \cdot z - 278.25 \text{ mm w.e. a}^{-1} \quad . \quad (4.2)$$

Diese lineare Anpassung zeigt, dass die Akkumulation in der 2007er-Periode um $343 \text{ mm w.e. a}^{-1}$ pro 100 m Höhe und in der 2008er-Periode um $432 \text{ mm w.e. a}^{-1}$ pro 100 m Höhe ansteigt. Letzte Angabe korreliert mit dem gemessenen Akkumulationsgradienten von Wen et al. (1998).

³siehe auch <http://www.antarctica.ac.uk/met/gjma/temps.html>, Abgerufen: April 2010.

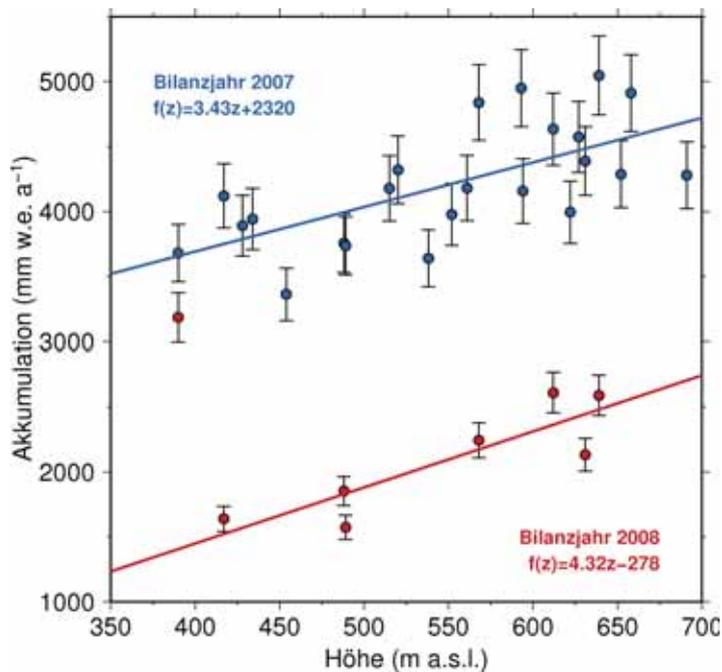


Abbildung 4.14: Gemessene Akkumulationsraten auf dem Arctowski Eisfeld und dem Zentralteil aufgetragen gegen die Höhe. In blau bzw. rot sind die Raten und lineare Regressionsgerade des Bilanzjahres 2007 bzw. des Bilanzjahres 2008 dargestellt.

Auffällig ist in den 2008er-Daten der Ausreißer bei $z = 390$ m. Eine plausible Erklärung kann dafür nicht gegeben werden. Mögliche Erklärungen können Windverfrachtungen von Schnee oder Ähnliches sein. Zu beachten ist auch, dass die Messungen zwar im Mittel über einen Zeitraum von 365 Tagen durchgeführt wurden, jedoch nicht, wie bei der Definition des Bilanzjahres gefordert, zu den Zeitpunkten der sukzessiven Minima der Eisdicke, d. h. am Ende der Schmelzsaison. Folgt man der Angabe von Wen et al. (1998) sind die Zeitpunkte der Messungen in etwa um 15–30 Tage zu früh. Dies kann sich insbesondere auf die Messpunkte in den tieferen Lagen auswirken. Die Wahl der Messzeitpunkte ist auf logistische und organisatorische Aspekte des Expeditionsverlaufs zurückzuführen.

4.5 Höhenänderung

Die aus der Kreuzungspunktanalyse berechneten Höhendifferenzen sind in Abbildung 4.15 gegen die ellipsoidische Höhe aufgetragen. Negative (bzw. positive) Werte stehen für einen Verlust (bzw. Gewinn) in der Eisoberflächenhöhe des derzeitigen Status im Vergleich zu vorhergehenden Jahren. Gezeigt sind die Ergebnisse für $\Delta t = 11, 4, 2$ und 1 Jahr(e) für eine ellipsoidische Höhe kleiner als 270 m. Diese gewählte Grenzhöhe entspricht in etwa dem Gipfel des Bellingshausen Domes. Oberhalb dieser Höhengrenze lässt sich kein eindeutiger Trend erkennen, da die berechneten Höhenunterschiede zwischen ± 1 m streuen; unterhalb ist ein signifikanter Höhenverlust über die Jahre zu erkennen. An den seitlichen Begrenzungen des Bellingshausen Dome sind die maximalen Höhenabnahmen: $-14, -7.4, -3.2$ und -2.8 m in 11, 4, 2 und 1 Jahr(en). Der Höhenverlust nimmt (linear) mit zunehmender Höhe ab. Am Gipfel des Bellingshausen Domes sind die bestimmten Differenzen weniger als 2 m. Eine linearere Anpassung an die Daten für jede Zeitperiode ergibt eine mittlere Funktion für die Höhendifferenz Δz pro Jahr:

$$\Delta z = -1.66 + 0.0054 \cdot z \quad [\text{m a}^{-1}] \quad , \quad (4.3)$$

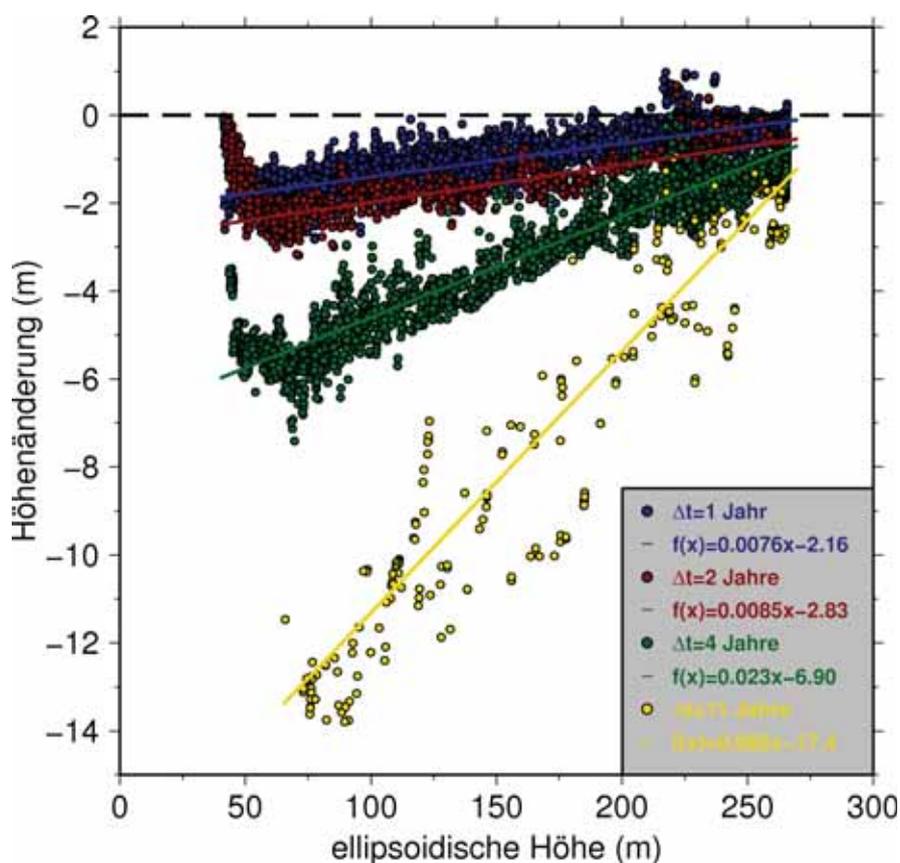


Abbildung 4.15: Berechnete Höhenänderungen am Bellingshausen Dome aufgetragen gegenüber der ellipsoidischen Höhe für verschiedene Zeitintervalle: $\Delta t = 11$ a (gelbe Punkte), $\Delta t = 4$ a (grüne Punkte), $\Delta t = 2$ a (rote Punkte), and $\Delta t = 1$ a (blaue Punkte). Die durchgezogenen Linien zeigen die linearen Regressionsgeraden.

wobei z die ellipsoidische Höhe ist. Daraus erhält man einen mittleren Abnahmewert der Oberfläche von -1.44 m a^{-1} an den seitlichen Begrenzungen (ellipsoidische Höhe ca. 40 m) und -0.20 m a^{-1} am Gipfel des Bellingshausen Dome (ellipsoidische Höhe ca. 270 m). Dies entspricht ca. $-1.3 \text{ m w.e. a}^{-1}$ mit einer angenommenen Eisdichte von $\rho = 900 \text{ kg m}^{-3}$ für die unteren Höhenlagen und $-0.18 \text{ m w.e. a}^{-1}$ für den Gipfel.

Neben der klaren Höhenabhängigkeit der Oberflächenabnahme können diverse Ausreißer in den Daten identifiziert werden (Abb. 4.15). Diese können auf Schneedrifteffekte und unterschiedliche Messzeiträume innerhalb der Jahre (verschiedene Akkumulations- und Schmelzzustände) zurückgeführt werden, ebenso wie auf Variationen in den Neigungswinkeln der DGPS-Antenne am Schneemobil während der Fahrt. Die verschiedenen Akkumulations- und Schmelzzustände sind z. B. ersichtlich bei $\Delta t = 2$ Jahre (rote Punkte in Abb. 4.15). Unterhalb einer Höhe von ca. 60 m nimmt die Höhendifferenz rapide bis hin zu 0 m ab. Dieser Effekt wird zurückgeführt auf Schneeakkumulation und Schmelzen an den Moränen, die den Bellingshausen Dome eingrenzen. Es ist anzunehmen, dass der Datensatz der Höhenänderungen durch die oben beschriebenen hochvariablen Akkumulationsraten beeinflusst ist. Trotzdem kann ein klares Zeichen für eine Oberflächenabnahme aus der Analyse gezogen werden. Berücksichtigt man

diese Effekte in den Aufzeichnungen z. B. besonderes Jahr von Massenzuwachs im Bilanzjahr 2007 (vgl. Abb. 4.14 und Tab. B.3), würde die Oberflächenabnahmegeschwindigkeit sogar noch höher sein.

Unter Annahme eines zu vernachlässigenden Eisflusses, Wiedergefrierens von Schmelzwasser, basalen Schmelzens und Hebungsraten, sowie eines unveränderten, jetzigen Klima, kann die Ausdehnungs- und Eismächtigkeitsentwicklung des Bellingshausen Domes mit Gleichung 4.3 kombiniert mit den Eingabedaten der Eisgeometrie (Abb. 4.4(a), (c) und (d)) studiert werden. Hierzu wird die folgende Gleichung eingeführt:

$$S(x, y, t) = S(x, y, t - \Delta t) + \Delta z \quad , \quad (4.4)$$

wobei $S(x, y, t)$ die Oberflächenhöhe zur Zeit t ist, $\Delta t = 1$ Jahr ist das Zeitinkrement und Δz der Verlust der Oberflächenhöhe entsprechend Gleichung 4.3. Da der Felsuntergrund bekannt ist, können die Eisdicke und Flächenausdehnung des Bellingshausen Domes zur Zeit t unter den oben angeführten Annahmen berechnet werden. Ergebnisse dieser Prognose sind in Abbildung 4.16 und Abbildung 4.17 gezeigt. Volumen und Fläche des Bellingshausen Dome nehmen im Gegensatz zur Entwicklung der maximalen Eisdicke sehr schnell mit fortschreitender Zeit ab. Dieser Effekt ist nicht überraschend, da die maximalen Eisdickenwerte mit den topografischen Maxima und daher mit geringen Oberflächenabnahmeraten korrelieren. Für kleine Eisdickenwerte ist die Situation eher das Gegenteil. Diese grobe Prognose zeigt, dass der Bellingshausen Dome in 150 Jahren von der Haupteiskappe separiert und in 285 Jahren (2292 AD) komplett verschwunden sein kann.

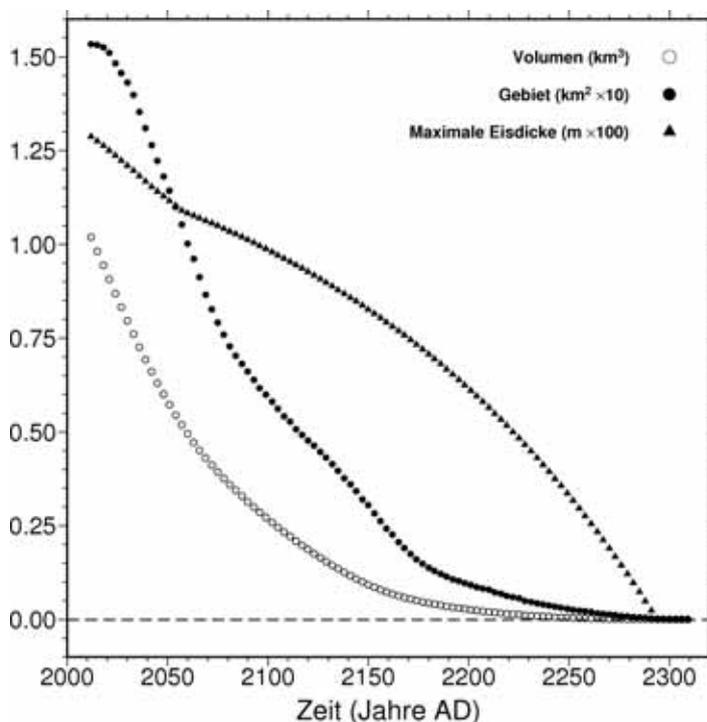


Abbildung 4.16: Berechnete Evolution des Eisvolumens (Kreise), Eisausdehnung (Punkte), und maximale Eisdicke (Dreiecke) des Bellingshausen Domes aufgetragen gegen die Zeit. Aus Darstellungsgründen ist jeder dritte Zeitschritt gezeigt.

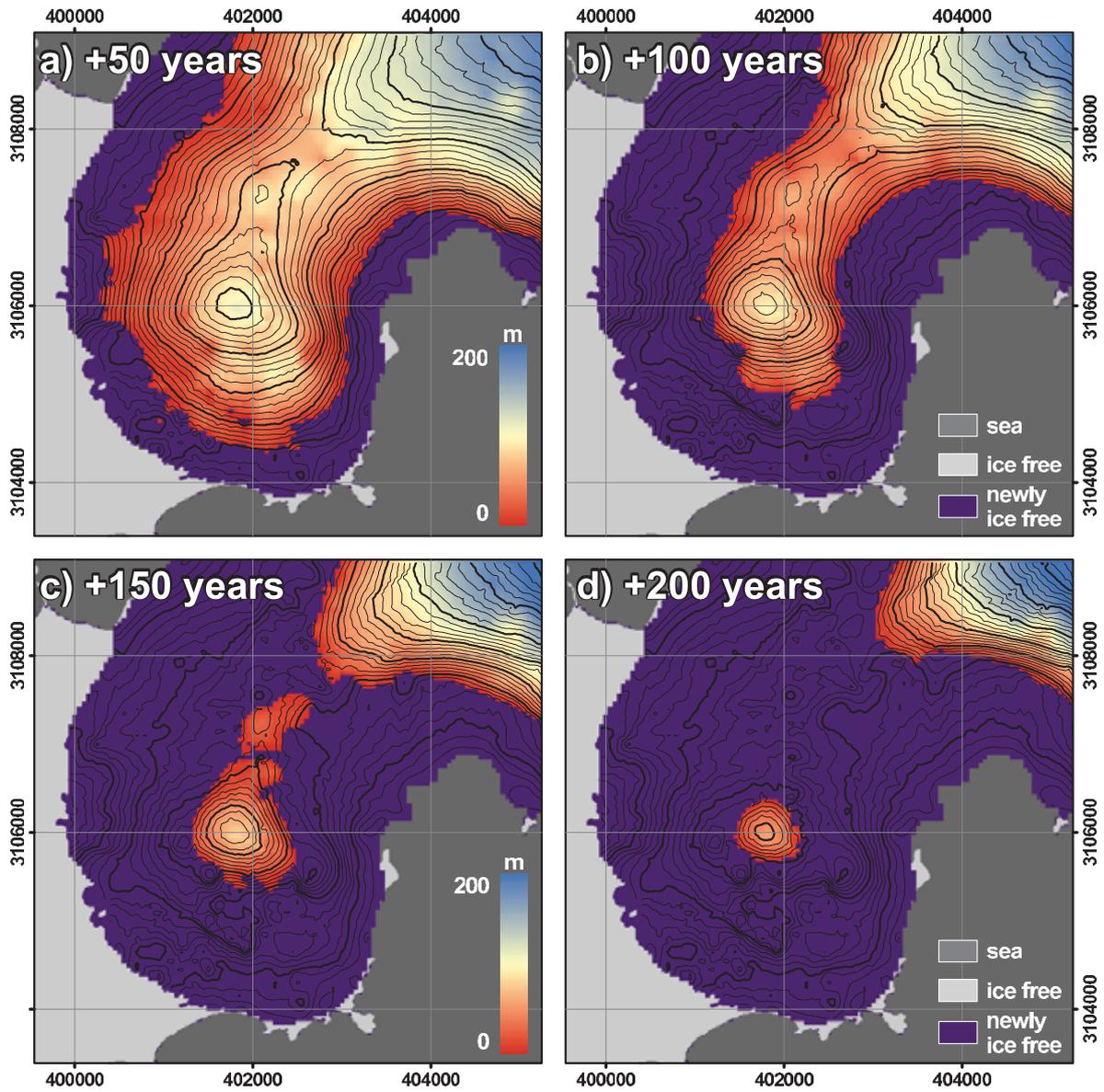


Abbildung 4.17: Eisevolution des Bellingshausen Dome. Berechnete Eisausdehnung und Oberflächentopographie nach 50 (a), 100 (b), 150 (c) und 200 (d) Jahren.

Kapitel 5

Diskussion der Feldmessungen

Der Einbezug von fluggestützten GPR-Kartierungen in dem nordwestlichen, küstennahen verspalteten Gebieten der Eiskappe von King George Island (KGI) ermöglicht bisher unbekannte Strukturen im Felsbett abzubilden. Deutlich zu erkennen sind im Felsbett Gebiete unterhalb des Meeresspiegels. Demnach sind eingegrenzte Eisgebiete im nordwestlichen Küstenbereich von KGI Gezeitengletscher, wie z. B. der Usher Gletscher. Diese Erkenntnis ist insofern von Relevanz, da die Dynamik und Kopplungsprozesse mariner Eismassen gegenüber gegründeter Eismassen deutlich komplexer ist (siehe Kap. 2.2.1), z. B. lassen Fluktuationen der Eisfrontpositionen keinen direkten Rückschluss auf eine Klimaveränderung zu. Der beobachtete Rückzug der Gezeitengletscher auf KGI steht jedoch im engen Zusammenhang mit dem weit verbreiteten gemessenen Rückzug der Gezeitengletscher im Bereich der Antarktischen Halbinsel (Rau et al., 2004; Cook et al., 2005; Pritchard und Vaughan, 2007; Pritchard et al., 2009). In dem Beobachtungszeitraum seit 1956 ist es lediglich der Usher Gezeitengletscher, der einen Vorstoß zeigt; alle anderen zeigen einen Rückzug.

Meier und Post (1987) deuten darauf hin, dass Gezeitengletscher einem Zyklus des langsamen Fortschritts (in der Ordnung einiger Hundert bis Tausend Jahre) und des schnellen Rückzugs (Jahrzehnte bis Jahrhunderte) unterliegen. Dies ist möglicherweise hier zu beobachten:

- Rückzug: Die Rückzüge der Gezeitengletscher laufen hier auf kurzen Zeitskalen ab, z. B. wurde der Rückzug in der King George Bay von Simões et al. (1999) nicht in dem Maße beobachtet; vice versa berichtet Simões et al. (1999) einen erheblichen Rückzug des Lange Gletschers gegenüber einer stationären Eisfront der hier präsentierten Analyse. Der Rückzug der Gezeitengletscher wird hier auf den Verlust von Ankerpunkten zurückgeführt (*pinning points*), die zur Stabilisierung der Eismasse beitragen. Weiterhin kann die beobachtete Erwärmung des südlichen Ozeans (Meredith und King, 2005) zusätzliche Dickenabnahme durch schmelzen verursachen.
- Vorstoß: Der Vorstoß des Usher Gletschers läuft jedoch seit über einem halben Jahrhundert. Auf langen Zeitskalen (Hundert von Jahren) können Sedimentationsprozesse und die Bildung einer frontalen Moräne einen wichtigen Effekt auf die Stabilisierung haben (Powell, 1991; Hunter et al., 1996; Fischer und Powell, 1998). Empirische Studien haben gezeigt, dass die Kalbungsrate linear mit der Wassertiefe zunimmt (Brown et al., 1983). Durch die Sedimentationsprozesse vor dem Gletscher und der wachsenden Moräne reduziert sich die Wassertiefe und folglich die Kalbungstätigkeit. Dies kann einen Vorstoß des Gletschers erleichtern, wie bereits am Taku und Hubbard Gletscher (Alaska) beobachtet wurde (Motyka, 1997; Mayo, 1989). Im Bereich des Usher Gletschers ist ein Sedimenteintrag in das marine Ökosystem nachgewiesen (Pichlmaier et al., 2004, Abb. 2.5), was die obige These zum Vorstoß des Usher Gletschers stützt.

Da die Geschwindigkeiten im oberen Einzugsbereich des Lange Gletschers seit 1997 stationär sind, resultiert der Flächenverlust der Gezeitengletscher vermutlich größtenteils aus Eisbergkalben an der Eisfront. Der Kalbungsmechanismus von Gletschern ist ein dominierender Ablationsmechanismus, welcher einen deutlich größeren Eisverlust in einem Zeitintervall gegenüber Oberflächenablation zulassen kann (Van der Veen, 1996). An den gegründeten Eismassen von KGI ist der Flächenverlust ebenfalls zu beobachten. Da die Eisgeschwindigkeiten der gegründeten Gletscher als eher klein einzustufen sind, ist der Flächenverlust hauptsächlich auf Ablation zurückzuführen. Damit einher geht ein langsamerer Rückzug der Eisausdehnung.

Der hier abgeleitete Wert der Oberflächenabnahme von $-1.3 \text{ m w.e. a}^{-1}$ in den unteren Lagen des gegründeten Bellingshausen Dome korreliert mit den ICESat-Laseraltimetrie Werten von Pritchard et al. (2009). Der Oberflächenabnahmewert deren Analyse zeigt im Vergleich einen leicht erhöhten Wert. Zu berücksichtigen ist, dass die Messorte nicht identisch sind. Die dokumentierten der Firn-Eis-Grenzen am Gipfel des Bellingshausen Domes von Orheim und Govorukha (1982) und Wen et al. (1998) indiziert eine Abnahme der Höhe von 5–13 m in einem Zeitintervall von 15–20 Jahren. Dieser Wert ist deutlich höher, als der hier bestimmte Minimumwert am Gipfel des Bellingshausen Domes.

Die beobachteten Oberflächenabnahmeraten auf dem Bellingshausen Dome korrelieren mit diversen Berichten von negativen Gletschermassenbilanzen auf KGI in den 1950er-Jahren (Stansbury, 1961a; Noble, 1965). Dieser negative Trend scheint sich fortgesetzt zu haben, da Simões et al. (2004b) einen Flächenverlust zwischen 44 bis 83 % (1979–2000) für kleinere Kargletscher auf der Keller Halbinsel (Admiralty Bay) angeben. Wen et al. (1994) haben hingegen gefolgert, dass der Bellingshausen Dome im glazialen Gleichgewicht ist. Dies ist offensichtlich nicht mehr der Fall.

Die hier abgeleiteten Raten korrelieren ebenso mit anderen Gegenden der Antarktischen Halbinsel. Ximenis et al. (1999) berichten von Oberflächenabnahmeraten von $1\text{--}5 \text{ m a}^{-1}$ für den nahe gelegenen Johnson Gletscher (Livingston Island). Diese Werte wurden während des wärmsten Jahres auf der Halbinsel gemessen und sind daher mit den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Beobachtungen über eine längere, klimatologisch variabelere Periode zu vergleichen. Die gemessene Ausdünnung des Bellingshausen Domes und des Johnson Gletschers deckt sich mit dem dokumentierten Anstieg der ELA für beide Eiskappen.

Der hier ermittelte Mittelwert bei einer Höhe von bis zu 110 m a.s.l. von $-0.86 \text{ m w.e. a}^{-1}$ ist näherungsweise dreimal so hoch gegenüber dem Wert von Smith et al. (1998) an der Rothera Eisrampe (bei ca. 67°S). Dieser Unterschied reflektiert die starken klimatischen Gradienten entlang der Antarktischen Halbinsel (Reynolds, 1981; Morris und Vaughan, 2003) und zeigt, dass die vergletscherten Gebiete an der nördlichen Spitze stark von der steigenden Lufttemperatur beeinflusst sind, die bereits nahezu 0°C ist.

Für die höheren Lagen auf KGI ($> 250 \text{ m a.s.l.}$) gibt es keine Anzeichen für eine Höhenänderung. Hier ist zu vermuten, dass die Massenverluste durch Schmelzen von Eis/Firn mit den relativ hohen Akkumulationsraten kompensiert werden. Die hier gemessenen Akkumulationsraten und -gradienten decken sich mit früheren Studien von Zamoruyev (1972) und Wen et al. (1998). Die jährlichen Schwankungen der Niederschlagsraten sind ebenso repräsentativ für die SSI (King und Turner, 1997; Turner et al., 1997; Simões et al., 2004a). Allerdings sind im Vergleich zu früheren Studien die maximalen gemessenen Akkumulationsraten erhöht (insbesondere für das Bilanzjahr 2007). Dies steht im Zusammenhang zur erwarteten Tendenz (Peel, 1992; Thompson et al., 1994; Turner et al., 1997): Die höheren globalen Temperaturen führen

zu stärkerer Verdunstung über den Ozeanen und damit zu höheren Niederschlagsbeträgen. Die höheren Niederschläge wiederum führen zu einem Anwachsen der Eisdicken im Akkumulationsgebiet der Eiskappe. Durch einen Anstieg der Lufttemperatur werden langfristig die durch die ELA eingegrenzten Akkumulationsgebiete kleiner. Hier ist die Tendenz eines Anwachsens nicht detektiert worden, obwohl ein Anstieg der ELA gut dokumentiert ist und das Ablationsgebiet eine Ausdünnung zeigt. Es kann also geschlossen werden, dass der Zentralbereich der Eiskappe (Verbund Arctowski Eisfeld und Zentralteil) im Rahmen der Messgenauigkeit momentan im glazialen Gleichgewicht ist.

Betrachtet man die Interpretation für die Antarktische Halbinsel, so entsteht die Erwärmung durch stärkere Westwind-Zirkulation die zu höheren Lufttemperaturen führen und eine mögliche Zunahme der Akkumulation in den höheren Lagen. Vor diesem Hintergrund ist es wichtig, die Messorte in regelmäßigen Intervallen erneut zu vermessen und eventuell auf weitere Gebiete auszudehnen. Solch eine Änderung der klimatologischen Bedingungen mag zu stärkeren Massenbilanzgradienten führen, die auch höhere Fließbewegungen und Massenflüsse auslösen können.

Interessant ist vor dem Hintergrund der globalen Klimaänderungen, ob sich die Fließdynamik verändert hat; insbesondere ob es eine Tendenz der Beschleunigung gibt. Eine Beschleunigung der Eismassen kann einerseits aus Erweichen des Eises aufgrund der höheren Temperaturen erfolgen (z. B. Paterson, 1994; Greve und Blatter, 2009). Andererseits kann eine Kopplung der basalen Geschwindigkeit mit der höheren Menge an zur Verfügung stehendem perkolierendem Oberflächenschmelzwasser einen Geschwindigkeitsanstieg zur Folge haben (z. B. Zwally et al., 2002). Ein Vergleich der über die Jahre gemessenen Eisoberseitengeschwindigkeiten indiziert, dass der Zentralbereich der Haupteiskappe von KGI im Rahmen der Messgenauigkeit der verwendeten Messmethode im glazialen Gleichgewicht ist. Diese Schlussfolgerung deckt sich mit der stationären Eisoberseite der Haupteiskappe.

Es ist zu berücksichtigen, dass die Zeitskala für eine Reaktion der Dynamik von Eiskappen auf Klimaänderungen (z. B. Schneeeakkumulation und Oberflächentemperatur) im Bereich von Hunderte zu Tausenden von Jahren liegt (Alley und Whillans, 1984). Dies ist darauf zurückzuführen, dass der größte Teil der Bewegung von Eiskappen aus der Eisdeformation in den basalen Schichten resultiert. Die Effekte von Änderungen im Oberflächenklima müssen somit erst tief ins Eis transportiert werden, um einen Einfluss auf das Fließregime auszuüben. Jedoch kann die Übertragung von Oberflächenschmelzwasser zur Basis einer gegründeten Eiskappe einen effektiven Mechanismus zur Verfügung stellen, um Wärme ins Eis zu transportieren und/oder als Schmierfilm an der Basis die basale Geschwindigkeit zu beeinflussen. Dieser Mechanismus induziert durch das Vorkommen von Schmelzwasser in der Sommermonaten (Schmelzsaison) kann einerseits saisonal auftreten (Bindschadler et al., 1977; Iken, 1978; Paterson, 1994; Joughin et al., 1996; Mohr et al., 1998; Gudmundsson et al., 2000) oder andererseits verstärkt oder überhaupt erst einsetzen, durch den Anstieg der Jahresmitteltemperatur der Luft (Zwally et al., 2002). Indizien für ein Auftreten oder eine Änderung dieses Mechanismus können hier nicht gemessen werden. Dies deckt sich mit den Messungen von Noble (1965) am Stenhouse Gletscher (Admiralty Bay), steht jedoch den gemessenen saisonalen Schwankungen der Eisoberseitengeschwindigkeit von Ximenis et al. (1999) und Martin et al. (2004) auf Livingston Island gegenüber. Für die Ergebnisse dieser Arbeit bedeutet dies, dass das Oberflächenschmelzwasser entweder einen konstanten oder keinen Einfluss auf das basale Fließregime hat. Zu berücksichtigen hierbei ist wiederum, dass die Messungen der Eisgeschwindigkeiten lediglich in den unverspalteten Gebieten

durchgeführt wurden. Eine (schnelle) Übertragung des Oberflächenschmelzwassers zur Basis ist jedoch durch Spalten oder Gletschermühlen begünstigt (z. B. Robin, 1974).

Die niedrigen gemessenen Bewegungsraten am Bellingshausen Dome indizieren einen angefrorenen Eiskörper. Ein kalter, an der Basis angefrorener Eiskörper am Bellingshausen Dome wird durch die Interpretationen von internen Merkmalen der GPR-Kartierungen gestützt. In diesen werden die Zonen hoher Radar-Rückstreuung als Wassereinschlüsse interpretiert. Am Bellingshausen Dome können lediglich kleine Zonen mit geringer Radar-Rückstreuung lokalisiert werden (analog zu Pfender (1999)); nach Eisen et al. (2009) können die Zonen als kalt bezeichnet werden. Einen kalten Eiskörper indiziert auch die Abwesenheit der Wassertafel die den Firn-Eis-Übergang markiert. In diesen Lagen existiert in den Sommermonaten keine Firn- und/oder Schneedecke, d. h. das Oberflächenschmelzwasser fließt über die impermeable Eisoberseite ab und das Wiedergefrieren von Schmelzwasser und der Freisetzung von latenter Wärme findet nicht statt.

Das erläuterte Temperaturregime auf dem Arctowski Eisfeld (Kap. 2.2.4) anhand der 1997/98er-GPR-Daten und Interpretation von Pfender (1999) und Blindow et al. (2010) ist weiterhin gültig, und kann auf den Zentralteil ausgeweitet werden (Suckro, 2007; Blindow et al., 2010): Perkolaton von Oberflächenschmelzwasser findet überall im Akkumulationsgebiet statt. Eine Wassertafel hat sich deshalb am Firn-Eis-Übergang der Eiskappe in einer durchschnittlichen Tiefe von 35 m ausgebildet. Die Anwesenheit von Wasser im Eiskörper wird durch hohe Radar-Rückstreuung in den Gebieten unterhalb von ca. 400 m a.s.l. angezeigt. Diese Beobachtungen führen zu dem Schluss, dass die Eiskappe von KGI mindestens in Gebieten unterhalb eines topographischen Niveaus von 400 m a.s.l. temperiert ist. Gemäß der Interpretation von Radar-Rückstreuung kann ein kalter Kern in den höheren Lagen der Eiskappe bestehen.

Weiterhin leisten die hier präsentierten Ergebnisse der DGPS- und GPR-Kartierungen einen wertvollen Beitrag zur Inventarisierung der GIC's (*glaciers and ice caps*¹) in die globalen Datenbanken WGMS (*World Glacier Monitoring Service*²) und NSIDC (*National Snow and Ice Data Center*³). Die Ergebnisse haben jedoch nicht nur den Zweck einer Bestandsaufnahme. Die zusammengestellten Datensätze dienen als Referenz für eine zukünftige Überwachung der Eiskappe und ihrer Reaktion auf Klimaveränderungen. Auf der Grundlage der in-situ Messungen und Beobachtungen und den daraus resultierenden Erkenntnissen ist noch keine umfassende Quantifizierung der wesentlichen eisdynamischen Basisgrößen sowie eine genaue Bestimmung der einzelnen Massenbilanzgrößen und dem Beitrag zum eustatischen Meeresspiegelanstieg möglich. Das Einschätzen dieses Beitrages verlangt genaue und gut validierte numerische Gletschermodelle. Hierfür dient die akkurate und hochauflösende Gletschergeometrie als Eingabe- und das Netzwerk an präzisen in-situ bestimmten Eisoberseitengeschwindigkeiten als Validierungsparameter für numerische Modellstudien.

¹Zu der Klassifizierung Gletscher und Eiskappen zählen die umgebenden GIC der großen Eisschilde (Antarktis und Grönland), die großen Eisschilde sind jedoch ausgenommen.

²<http://www.geo.uzh.ch/microsite/wgms/>, Abgerufen: Jan. 2011.

³<http://nsidc.org/>, Abgerufen: Jan. 2011.

Kapitel 6

Theoretische Grundlagen der Fließdynamik von Eiskappen

Im folgenden Kapitel wird das im Rahmen dieser Arbeit verwendete numerische *full-Stokes*-Fließmodell zur Simulation von (temperierten, polythermalen und kalten) Eiskappen vorgestellt. Zunächst werden die relevanten Feldgleichungen für die Eisdynamik, die Eistemperatur und den Wassergehalt präsentiert (Kap. 6.1). Daran anschließend werden die Randbedingungen formuliert (Kap. 6.2). Ferner muss für die prognostischen Studien eine Eismächtigkeitsgleichung aufgestellt werden (Kap. 6.3). Die gültigen Zustandsgleichungen und weitere physikalische Größen werden in Kapitel 6.4 erläutert. Da die Herleitung der relevanten Feldgleichungen und Randbedingungen in diverser Fachliteratur ausgiebig behandelt wurde, werden hier lediglich die Gleichungen mit den für glaziologische Fragestellungen wichtigen Aspekten angegeben sowie auf z. B. Greve und Blatter (2009) und Hutter (1983) verwiesen.

6.1 Relevante Feldgleichungen

Eisdynamik

Konsolidiertes, polykristallines Eis kann als inkompressibles, nichtlinear-viskoses wärmeleitendes Fluid beschrieben werden (z. B. Paterson, 1994). Fluidmechanik basiert auf den Erhaltungsgleichungen von Impuls, Masse und Energie. Der Impuls- und Massentransport für inkompressible Medien wird beschrieben durch die Navier-Stokes Gleichung und Kontinuitätsgleichung

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} - \nabla\mathbf{S} = \mathbf{F} \quad , \quad (6.1)$$

$$\nabla\mathbf{u} = 0 \quad , \quad (6.2)$$

wobei gilt

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} + \varrho_i(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} \quad , \quad \mathbf{S} = \mathbf{T} - p\mathbf{I} = [\eta(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)] - p\mathbf{I} \quad , \quad (6.3)$$

mit der effektiven Viskosität η , der Eisdichte ϱ_i , dem Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{u} = (u, v, w)$, dem Druck p , der Zeit t , Volumenkraft und/oder Oberflächenkraft $\mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$ und dem totalen Differential D/Dt . Es ist üblich den Cauchy-Spannungstensor \mathbf{S} in einen deviatorischen Teil und einen isotropen Teil aufzuspalten, wobei \mathbf{T} der deviatorische Spannungstensor bzw. \mathbf{I} der Einheitstensor ist. Der Cauchy-Spannungstensor ist symmetrisch und seine Komponenten lauten bezüglich kartesischer Basisvektoren σ_{ij} , mit $i, j = x, y, z$. Der Druck p ist isotrop

$$p = -\frac{1}{3}\text{tr}(\mathbf{S}) \quad . \quad (6.4)$$

Als äußere Kraft \mathbf{F} werden nur Volumenkräfte berücksichtigt. Aufgrund der niedrigen Fließgeschwindigkeiten ist die Corioliskraft im Vergleich zur Gravitationskraft zu vernachlässigen (Greve und Blatter, 2009). Als einzig wirkende Kraft \mathbf{F} wird die Gravitationskraft $\mathbf{F}_g = -\varrho_i g \mathbf{e}_z$ berücksichtigt, mit dem Einheitsvektor \mathbf{e}_z in z -Richtung.

Die dimensionslose Reynoldszahl Re beschreibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu viskosen Kräften. Mit Hilfe einer Skalen-Analyse (Greve und Blatter, 2009) kann gezeigt werden, dass in Eissystemen aufgrund deren geringer Fließgeschwindigkeit und hohen Viskosität der dissipative Impulstransport gegenüber dem advektiven Impulstransport ($Re \leq 10^{-10}$) überwiegt (z. B. Lliboutry, 1987; Mangeney et al., 1997; Greve und Blatter, 2009). Weiterhin gelten Eissysteme als quasi-stationär, somit kann der Beschleunigungsterm auf der linken Seite der Navier-Stokes Gleichung (Gl. 6.1) vernachlässigt werden. Es ergibt sich die Stokes-Gleichung und die inkompressible Kontinuitätsgleichung zur Beschreibung der Eisdynamik

$$-\nabla \cdot [\eta(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] + \nabla p = -\varrho_i g \mathbf{e}_z \quad , \quad (6.5)$$

$$\nabla \mathbf{u} = 0 \quad . \quad (6.6)$$

Je nach Fragestellung ist die effektive Viskosität η konstant oder von diversen Parametern abhängig, wie z. B. von der Temperatur T . Eine Diskussion der effektiven Viskosität η erfolgt in Kapitel 6.4.

Wärmetransport

Wärmetransport ist definiert als Bewegung von Energie erzeugt durch eine Temperaturdifferenz (Incropera und DeWitt, 2002). Dieser Prozess ist durch drei Mechanismen charakterisiert: (1) Wärmetransport durch Diffusion in einem stationären System aufgrund eines Temperaturgradienten (Konduktion); (2) Wärme wird durch Fluidbewegung transportiert (Konvektion); (3) Wärmetransport durch elektromagnetische Wellen (Strahlung). Der dritte Prozess wird bei einer glaziologischen Fragestellung vernachlässigt. Die Wärmetransportgleichung kann somit formuliert werden

$$\varrho_i c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-k \nabla T) = \sum -\varrho_i c_p \mathbf{u} \cdot \nabla T \quad , \quad (6.7)$$

mit der absoluten Temperatur T (non-homolog), der spezifischen Wärmekapazität c_p und der thermischen Leitfähigkeit k . Als Quellterm \sum wird in der mathematischen Beschreibung lediglich Wärme, die aus interner Deformation des Eiskörpers resultiert, berücksichtigt. Die Parameter k , c_p sind temperaturabhängig und werden zusammen mit dem Quellterm \sum im Kapitel 6.4 behandelt.

Die Schmelztemperatur von Eis T_{pmp} ist druckabhängig (Greve und Blatter, 2009). Für typische Drücke die in Eisschilden und Gletschern vorkommen ($p \leq 50$ MPa) gilt folgende lineare Beziehung

$$T_{\text{pmp}} = T_0 - \beta p \quad , \quad (6.8)$$

mit $T_0 = 273.15$ K und der Clausius-Clapeyron Konstante β . Die Werte von β für luftgesättigtes Eis ist $\beta = 9.8 \times 10^{-8}$ K Pa $^{-1}$ (z. B. Greve und Blatter, 2009; Hooke, 2005). Unter hydrostatischen Bedingungen führt dies zu einer Schmelzpunktverringerung von 0.87 K pro Kilometer Eismächtigkeit. Die homologe Temperatur, also die Temperatur relativ zum Druckschmelzpunkt, ist definiert als

$$T^* = T - T_{\text{pmp}} + T_0 = T + \beta p \quad , \quad (6.9)$$

so dass der Druckschmelzpunkt immer $T^* = T_0 = 273.15$ K ist.

Wasserdiffusion

Erreicht die Temperatur im Eiskörper Druckschmelzpunkt Bedingung ($T^* = T_0 = 273.15 \text{ K}$), kann ein nicht zu vernachlässigender Teil an mikroskopischen Wasser in der Eismatrix gebunden sein (vgl. Diskussion in Kap. 2.2.2). Im Gegensatz zu Breuer et al. (2006) und Breuer (2007) wird der Wassergehalt in dieser Arbeit nach einem Ansatz von Hutter (1982, 1993) und Greve (1995, 1997a); Greve und Blatter (2009) numerisch berechnet. Hierbei wird das temperierte Eis als eine Mixtur aus Eis und Wasser angenommen. Es wird nur der mikroskopische Wassergehalt betrachtet, der sich an den Korngrenzen der Eiskristalle sammelt. Makroskopische Wassereinschlüsse werden nicht behandelt. Der mikroskopische Wassergehalt ω wird eingeführt als Massenanteil der Mixtur

$$\omega = \frac{\varrho_w}{\varrho} \quad \text{mit} \quad W = 100 \cdot \omega \quad , \quad (6.10)$$

wobei W der Wassergehalt in % ist. Die Mixtur aus Eis und Wasser wird als inkompressibel angenommen, obwohl die Dichte von Eis ($\varrho_i = 910 \text{ kg m}^{-3}$) und Wasser ($\varrho_w = 1000 \text{ kg m}^{-3}$) verschieden sind. Da der mikroskopische Wassergehalt jedoch generell $\leq 3\%$ ist (siehe Diskussion 2.2.2), ist die relative Dichteänderung der Mixtur nicht größer als 0.5% . Diese Variabilität wird als zu vernachlässigen angenommen, und es gilt $\varrho \approx \varrho_i = 910 \text{ kg m}^{-3}$. Für die Mixtur gelten die Impulsbilanz- (Gl. 6.5) und die Massenbilanzgleichung (Gl. 6.6). Bei der Formulierung der Massenbilanzgleichung des Wassergehaltes ω ist zu beachten, dass die Partialdichte des Wassers ϱ_w nicht konstant ist, sondern vom Wassergehalt abhängt. Aufgrund von möglichen Schmelz- und Gefrierprozessen ist sie keine Erhaltungsgröße; es wird ein Wasserproduktionsterm M zugelassen. Die Massenbilanzgleichung muss in seiner allgemeinen Form formuliert werden

$$\varrho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \varrho \mathbf{u} \nabla \omega = -\nabla \mathbf{j} + M \quad , \quad (6.11)$$

mit dem Fickschen Diffusionsgesetz der Wasserstromdichte $\mathbf{j} = -c \nabla \omega$, wobei c die Diffusivität des Wassers im temperierten Eis ist. Unter Annahme der Stationarität der Prozesse ergibt sich

$$\varrho \mathbf{u} \nabla \cdot \omega = c \nabla^2 \omega + M \quad . \quad (6.12)$$

Der Wasserproduktionsterm M wird in Kapitel 6.4 näher erläutert. Die Wasserdiffusionsgleichung (Gl. 6.12) findet Anwendung in den temperierten Bereichen des Eiskörpers. In den Kalteisbereichen ist der Wassergehalt W identisch Null. Im Folgenden soll keine physikalische Wasserdiffusion berücksichtigt werden, d.h. $c = 0$. Zwecks numerischer Stabilität wird der Diffusionsterm weiter berücksichtigt mit einem kleinen Wert für c .

6.2 Randbedingungen

Damit das obige System an Gleichungen zu lösen ist, müssen geeignete Randbedingungen getroffen werden. Die Formulierung der relevanten Feldgleichungen in differentieller Form ist nur unter der Annahme stetiger Differenzierbarkeit der auftretenden Felder innerhalb des Körpers möglich. Treten an den Grenzflächen oder innerhalb des Körpers singuläre Flächen auf, muss eine Sprungbedingung formuliert werden. Die Sprungbedingung schreibt die Änderung der Feldgröße an der Fläche vor und wird als Neumann-Randbedingung bezeichnet. Ist jedoch der Wert der Größe bekannt, kann anstatt der Neumann-Randbedingung eine sogenannte Dirichlet-Randbedingung angegeben werden. Eine ausführliche Herleitung der Sprungbedingungen findet sich in Batchelor (1967), Hutter (1983, 2003) und Greve und Blatter (2009).

6.2.1 Eisoberseite

An der Eisoberseite gilt die Massen-Sprungbedingung der freien Oberfläche

$$\frac{\partial z_s}{\partial t} + u \frac{\partial z_s}{\partial x} + v \frac{\partial z_s}{\partial y} - w = a_s \quad , \quad (6.13)$$

mit der Eisoberseite $z_s = z_s(x, y, t)$ und der Ablations-Akkumulationsfunktion $a_s = a_s(x, y, t)$. Die Gleichung wird auch als kinematische Randbedingung bezeichnet und bestimmt die Evolution der freien Oberfläche. Die Ablations-Akkumulationsfunktion a_s ist eine Eingabegröße für das numerische Modell, wobei ein positiver Wert Akkumulation und ein negativer Wert Ablation bedeutet.

Für die Impuls-Sprungbedingung gilt die Kontinuität des Spannungstensors \mathbf{S}

$$\mathbf{S} \mathbf{n}_s = \left[-p \mathbf{I} + \eta \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right) \right] \mathbf{n}_s = -p_0 \mathbf{n}_s \quad , \quad (6.14)$$

mit $p_0 = p_{air} \approx 0$ und dem Normalenvektor $\mathbf{n}_s = (n_x, n_y, n_z) = (-\partial z_s / \partial x, -\partial z_s / \partial y, 1)$ an der Eisoberseite. Die Sprungbedingung bedeutet eine spannungsfreie Oberfläche, da atmosphärische Strömungen und Spannungen keine signifikanten Einflüsse auf das Spannungsfeld haben.

Als thermodynamische Randbedingung wird eine Dirichlet-Randbedingung eingeführt, welche die Temperatur an der Eisoberseite T_s vorschreibt

$$T_s = T_s(x, y, t) = T_{ST} |_{z=0} + \delta T_{ST} \quad , \quad (6.15)$$

wobei $T_{ST} |_{z=0}$ die Temperatur auf Meeresspiegelniveau ($^{\circ}\text{C}$) und δT_{ST} ein hypsometrischer Temperaturgradient ist ($^{\circ}\text{C m}^{-1}$).

Für den Wassergehalt W wird an der Eisoberseite ebenfalls eine Dirichlet-Randbedingung formuliert. Dabei muss zwischen temperierten und kalten Bereichen unterschieden werden

$$W_s = \begin{cases} 0 & T_s < T_{\text{pmp}} \\ W_s(x, y, t) & T_s = T_{\text{pmp}} \end{cases} \quad , \quad (6.16)$$

In dieser Arbeit wird, wenn nicht anders angegeben, $W_s = 0\%$ aufgrund des spärlichen Datenmaterials vorgeschrieben. Die im Untersuchungsgebiet vorkommenden Eiskliffe werden wie die Eisoberseite behandelt.

6.2.2 Eisbasis

Analog zur Eisoberseite kann die kinematische Randbedingung an der Eisbasis formuliert werden

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + u \frac{\partial z_b}{\partial x} + v \frac{\partial z_b}{\partial y} - w = 0 \quad , \quad (6.17)$$

mit der Eisbasis $z_b = z_b(x, y)$. Da kein isostatischer Ausgleich mit berechnet wird, ist die Eisbasis zeitunabhängig ($\partial / \partial t = 0$). Weiterhin wurden in der obigen Gleichung basale Schmelzraten nicht berücksichtigt, da sie zu vernachlässigen sind (z.B. van der Veen, 1991; Jacobs, 1992; Greve, 1995; Sandhäger, 2000).

Analog zu Gleichung 6.14 kann hier die Impuls-Sprungbedingung formuliert werden. Da jedoch keine Information über die Spannungsbedingung im Felsbett vorliegt, wird auf ein

empirisches Gleitgesetz zurückgegriffen. Auch hier müssen wieder zwei Fälle unterschieden werden, da die basale Geschwindigkeit von den Temperaturbedingungen abhängt. Liegt die Temperatur unter dem Druckschmelzpunkt, ist der Eiskörper am Untergrund angefroren. Entspricht die basale Temperatur jedoch dem Druckschmelzpunkt, kann der Eiskörper auf dem darunter liegenden Untergrund gleiten.

In numerischen Eisfließmodellen wurden bisher eine Vielzahl von Gleitgesetzen vorgeschlagen und angewendet (z. B. Weertman, 1964; Huybrechts, 1992; Paterson, 1994; Greve, 2008). Das Gleitgesetz nach Weertman (1957, 1964, 1979) verknüpft die basale Schubspannung τ_b und die effektive Normalspannung N_b in der Form eines Potenzgesetzes. Die Gleitgeschwindigkeit des Eises an der Eisbasis \mathbf{v}_b und die basale Schubspannung $\boldsymbol{\tau}_b$ sind zweidimensionale Vektoren in der Ebene tangential zur Eisbasis ($\mathbf{t} \perp \mathbf{n}$). Die basale Gleitgeschwindigkeit \mathbf{v}_b kann dann formuliert werden

$$\mathbf{v}_b = \begin{cases} \mathbf{0} & \text{für } T_b < T_{\text{pmp}} \quad , \\ C_b |\tau_b|^{p-1} \boldsymbol{\tau}_{b,i} N_b^{-q} f(T) \mathbf{t}_i & \text{für } T_b = T_{\text{pmp}} \quad \text{und } i = x, y \quad . \end{cases} \quad (6.18)$$

Die Parameter C_b , p und q sind sogenannte *tuning*-Parameter die angepasst oder optimiert werden müssen. Der Parameter C_b wird häufig als Betrauhigkeitsparameter eingeführt. Die Funktion $f(T)$ gewichtet die basale Gleitgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur. Wie oben erwähnt, setzt basales Gleiten bei Erreichen der Druckschmelzpunkttemperatur ein. Die Temperaturfunktion wird dann durch eine Heaviside-Funktion beschrieben

$$f(T) = \begin{cases} 0 & T^* < T_{\text{pmp}} \quad , \\ 1 & T^* = T_{\text{pmp}} \quad . \end{cases} \quad (6.19)$$

Nach Shreve (1984) und Fowler (1986, 2001) können Eiskörper bereits unterhalb des Druckschmelzpunktes gleiten. Echelmeyer und Wang (1987) konnten sogar eine kleine basale Geschwindigkeit von $u_b = 0.2 \text{ m a}^{-1}$ bei -4.6°C messen. Diese Gleitgeschwindigkeit wird auf kleine Druckunterschiede an der Eisbasis zurückgeführt, so dass kleine Bereiche des Eises an der Basis den Druckschmelzpunkt erreichen. Folglich kommt es an der Basis zu einer sogenannten Haft-Gleit-Bewegung (*stick-slip sliding*) und daher im Mittel zu kleinen Gleitgeschwindigkeiten unterhalb des Druckschmelzpunktes. Die Haft-Gleit-Bewegung konnte von B. Hallet bei -1°C gemessen werden (in Fowler, 1986). Nach Fowler (1986) ist der Temperaturbereich ΔT in dem basales Gleiten unterhalb des Druckschmelzpunktes auftreten kann abhängig von der Felsbettneigung ($\Delta T \approx (4.76\alpha)^2$). Bei einer mittleren Felsbettneigung von $\alpha = 0.1^\circ$ beträgt ΔT ca. 0.22 K. Die Temperaturfunktion $f(T)$ wird hier nach Budd und Jensen (1987) implementiert

$$f(T) = \exp(\nu(T - T_{\text{pmp}})) \quad . \quad (6.20)$$

Budd und Jensen (1987) geben für ν einen Wert von 0.1 vor, Greve (2005) einen Wert von 1. Generell bedeuten kleinere Werte für ν höhere basale Geschwindigkeiten unterhalb des Druckschmelzpunktes gegenüber großen Werten von ν . In den folgenden Parameterstudien zur Dynamik von King George Island wird ν als *tuning*-Parameter behandelt (Kap. 8).

Die effektive Normalspannung N_b hängt von der Auflast des Eises ab. In den Bereichen wo es zu Schmelzprozessen kommt oder subglaziale Seen existieren, wirkt die Auftriebskraft des Wassers p_w der effektiven Normalspannung entgegen (Greve und Blatter, 2009). Des Weiteren kann bei einem Eiskörper, dessen Eismasse sich zum Teil unterhalb des Meeresspiegels befindet, mit Anschluss zum Ozean eine Auftriebskraft des infiltrierten Meerwassers der effektiven

Normalspannung entgegenwirken. Berücksichtigt man nur letzteren Prozess, kann die effektive Normalspannung an der Eisbasis ($z = z_b$) berechnet werden

$$N_b = \begin{cases} \varrho_i g H & \text{für } z_b \geq 0 \text{ m.a.s.l.} , \\ \varrho_i g H + \varrho_{sw} g z_b & \text{für } z_b < 0 \text{ m.a.s.l.} , \end{cases} \quad (6.21)$$

mit der Dichte von Meerwasser $\varrho_{sw} = 1028 \text{ kg m}^{-3}$. Fasst man die Parameter C_b , $|\tau_b|$, N_b und T zusammen in den basalen Gleitparameter β^2 (z.B. MacAyeal, 1993; Pattyn et al., 2008) kann das Gleitgesetz (Gl. 6.18) in seiner inversen Form formuliert werden

$$\tau_{b,i} = \mathbf{t}_i \cdot (\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}_b) = \beta^2 \mathbf{t}_i \cdot \mathbf{v}_b \quad \text{mit } i = x, y \quad , \quad (6.22)$$

mit $\mathbf{n}_b = (n_x, n_y, n_z) = (\partial z_b / \partial x, \partial z_b / \partial y, -1)$. Für $\beta^2 = 0$ ist der Eiskörper von der Eisbasis vollständig entkoppelt und es kommt zu freiem Gleiten. Ist $\beta^2 = \infty$ ist die basale Geschwindigkeit identisch Null. Mit Werten $0 < \beta^2 < \infty$ kommt es zu partiellem Gleiten.

Als thermodynamische Randbedingung an der Eisbasis wird eine Neumann-Randbedingung für den Temperaturgradienten formuliert (Huybrechts, 1992; Pattyn, 2003; Greve und Blatter, 2009)

$$\mathbf{n}_b \cdot (k \nabla T) = G + u_b \tau_{b,x} + v_b \tau_{b,y} \quad , \quad (6.23)$$

mit dem geothermalen Wärmestrom G . Die Terme $u_b \tau_{b,x}$ und $v_b \tau_{b,y}$, die zusätzlich zum Temperaturgradienten beitragen, entstehen durch Reibungswärme an der Eisbasis. Die Reibungswärme kommt jedoch nur im Falle einer temperierten Eisbasis, d. h. $u_b, v_b > 0$, zum tragen.

An der Eisbasis können durch den geothermalen Wärmestrom und Reibungswärme basale Schmelzprozesse auftreten. Da jedoch in der Wasserdiffusionsgleichung der Diffusionsterm als numerische Diffusion berücksichtigt wird und somit die parabolische Natur der Diffusionsgleichung erhalten bleibt, muss an der Eisbasis eine numerische Randbedingung für den Wassergehalt gesetzt werden. Um das numerische Ergebnis möglichst wenig zu verfälschen, wird eine Neumannsche Bedingung angenommen (Greve, 1995)

$$\mathbf{n}_b \cdot (c \nabla \omega) = 0 \quad . \quad (6.24)$$

6.2.3 Seitliche Begrenzungen

An den seitlichen Rändern des Untersuchungsgebietes ist die Randbedingung abhängig vom Typ des Randes. Unterschieden wird hier zwischen

Fließlinie, Eisscheide: $\mathbf{n} \cdot \mathbf{u} = 0$, $\mathbf{t} \cdot \mathbf{S} \mathbf{n} = 0$,

Ein- oder Ausstrom: $\mathbf{u}(z) = -2(\varrho g)^n |\nabla z_s|^{n-1} \nabla z_s \int_{z_s}^{z_b} [A(z_s - z) dz] + \mathbf{u}_b$, (6.25)

mit dem Fließparameter A (dieser wird weiter unten erläutert). Die erste Gleichung bedeutet, dass kein Massentransport über Fließlinien oder Eisscheiden stattfindet. Für den Ein- oder Ausstromtyp wird die SIA (*Shallow Ice Approximation*) nach z.B. Paterson (1994) als Dirichlet-Randbedingung vorgeschrieben. Die vertikale Geschwindigkeit w und die basale Geschwindigkeit \mathbf{u}_b werden auf Null gesetzt. Die seitlichen Ränder werden als thermisch isolierend angenommen

$$-\mathbf{n} \cdot (-k \nabla T) = 0 \quad . \quad (6.26)$$

Für den Wassergehalt W wird an den seitlichen Rändern das gemessene Tiefenprofil von Vallon et al. (1976) in der modifizierten Form von Breuer et al. (2006) und Breuer (2007) als

Dirichlet-Bedingung genutzt. Um den Einfluss von Randeffekten auf die Simulationsergebnisse möglichst gering zu halten, ist die Lage der seitlichen Ränder mit angemessenem horizontalen Abstand zum eigentlichen Untersuchungsgebiet gewählt worden.

6.2.4 CTS

Die CTS (*cold-temperate transition surface*) ist eine Phasengrenze zwischen den kalten und temperierten Bereichen in Eiskörpern. Die physikalischen Größen können an dieser singulären Fläche eine Sprung erfahren und es müssen wiederum die Sprungbedingung und kinematische Randbedingung festgelegt werden. Es wird somit der Tatsache Rechnung getragen, dass im Eiskörper zum einen Bereiche unter Druckschmelzpunktbedingung, zum anderen Bereiche mit Temperaturen exakt auf dem Druckschmelzpunkt vorkommen können, wobei letzterer eine geringe Menge mikroskopischen Wassergehalt in der Eismatrix aufweisen kann. Da in den numerischen Simulationen die CTS-Phasengrenze a priori nicht bekannt ist, verlangt die Positionierung der CTS entweder deformierbare Gitterzellen oder ein transformierbares Koordinatensystem (wie z. B. die sogenannte *front-tracking*-Methode, Greve (1995) und Greve und Blatter (2009)). Die CTS trennt den Eiskörper somit in zwei Teilbereiche auf, sodass in dem Kalten die Wärmetransportgleichung gilt und in dem Temperierten die Wasserdiffusionsgleichung. Diese Behandlung eines solchen Zweiphasenmodells ist in dem hier verwendeten Eiskappenmodell bislang nicht implementiert und es kann entweder das Temperatur- oder Wassergehaltsfeld numerisch mitberechnet werden. Aus diesem Grund wird hier auf die Formulierung der Sprung- und kinematischen Randbedingungen an der CTS-Phasengrenze verzichtet und stattdessen auf Greve (1995) und Greve und Blatter (2009) verwiesen. Die Behandlung der CTS, bei den hier durchgeführten Simulationen der Dynamik der Eiskappe von King George Island, wird in den jeweiligen Experimenten erläutert (Kap. 8).

6.3 Eismächtigkeit

Nach Formulierung der Randbedingung ist es möglich, eine Evolutionsgleichung der Eismächtigkeit $H(x, y, t) = z_s(x, y, t) - z_b(x, y, t)$ aufzustellen (Relaxierung der freien Oberfläche). Diese erhält man durch Kombination der Kontinuitätsgleichung für inkompressible Fluide (Gl. 6.6) und der kinematischen Randbedingung für die Eisoberseite (Gl. 6.13). Eine Herleitung findet sich z. B. bei Greve und Blatter (2009). Die Evolutionsgleichung ist eine zweidimensionale Advektionsgleichung

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\nabla_h \mathbf{Q} + a_s - a_b \quad , \quad (6.27)$$

mit dem horizontalem Volumenflussvektor \mathbf{Q} und der horizontalen Divergenz ∇_h

$$\mathbf{Q} = (\bar{u}H, \bar{v}H)^T \text{ und } \nabla_h = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)^T \quad , \quad (6.28)$$

wobei \bar{u} und \bar{v} die vertikal gemittelten Horizontalgeschwindigkeiten sind.

6.4 Zustandsgleichungen und Spezifizierung physikalischer Größen

Die im vorherigen Abschnitt vorgestellten Gleichungen des numerischen *full-Stokes*-Fließmodells enthalten eine Reihe von unbestimmten physikalischen Größen, die im Folgenden spezifiziert werden.

Glensches Fließgesetz

Die Eisdeformation wird durch das Glensche Fließgesetz beschrieben. Das Fließgesetz ist für die Eisdynamik eine grundlegende Zustandsgleichung und verknüpft Deformationsraten und deviatorische Spannungen. Bei den in Eiskörpern typischen Spannungen zwischen 50 und 200 kPa legen Laborexperimente (Glen, 1955) ein Potenzgesetz nahe. In der von Nye (1957) generalisierten Form lautet das Glensche Fließgesetz

$$\mathbf{D} = A E f(\tau_e) \mathbf{T} \quad , \quad (6.29)$$

mit dem Deformationsratentensor \mathbf{D} , der Kriechfunktion $f(\tau_e) = \tau_e^{n-1}$, der effektiven deviatorischen Spannung τ_e und dem deviatorischen Spannungstensor \mathbf{T} . Nach Weertman (1973) kann der Exponent n Werte zwischen 1.5 und 4.3 annehmen. Der Exponent n wird bei der Modellierung von Eisschilden üblicherweise auf drei gesetzt (Paterson, 1994; van der Veen, 1999). Mit dem Fließparameter A werden Einflüsse der Temperatur und des Wassergehaltes auf das Fließgesetz parametrisiert. Der Verstärkungsfaktor E parametrisiert übrige Beiträge wie z. B. Einschlüsse, Anisotropie der Eismatrix oder Effekte von Spalten. Der Verstärkungsfaktor E und der Fließparameter $A = A(T^*, W)$ werden weiter unten detailliert behandelt.

Um die inverse Form des Glenschen Fließgesetzes zu formulieren, wird die effektive Deformationsrate (zweite Invariante des Deformationsratentensors) eingeführt

$$d_e = \sqrt{\frac{1}{2} \text{tr} \mathbf{D}^2} \quad , \quad (6.30)$$

wobei die Elemente ϵ_{ij} des Deformationsratentensors per Definition mit den Geschwindigkeitskomponenten u , v und w verknüpft sind

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad , \quad (6.31)$$

bezüglich kartesischer Basisvektoren. Die inverse Form des Glenschen Fließgesetzes lautet

$$\mathbf{T} = 2 \eta \mathbf{D} \quad \text{mit} \quad \eta(T^*, W, d_e) = \frac{1}{2} (EA(T^*, W))^{-1/n} d_e^{(1-n)/n} \quad . \quad (6.32)$$

Für $n = 1$ und einem konstanten Fließparameter A ist die Viskosität η konstant, d. h. Newtonsche Rheologie. Bei nicht Newtonscher Rheologie ist die Viskosität von der effektiven Deformationsrate abhängig. Für $n > 1$ wird die Viskosität bei verschwindender Deformationsrate singular. Deshalb wird ein kleiner Wert $d_0 = 10^{-30} \text{ a}^{-1}$ zu d_e addiert um einen endlichen Wert für die Viskosität $\eta(T^*, W, d_e = 0) < \infty$ zu gewährleisten (z. B. Pattyn, 2002).

Fließparameter

Die Temperaturabhängigkeit des Fließparameters kann durch eine Arrhenius Relation beschrieben werden (Paterson, 1994)

$$A(T^*)_{\text{Paterson}} = A_0 \exp^{-Q/RT^*} \quad , \quad (6.33)$$

mit der Aktivierungsenergie Q , der universellen Gaskonstante $R = 8.31 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und der Konstante A_0 . Nach Paterson (1994) gilt die Arrhenius Relation physikalisch nur für Temperaturen $T^* < 263.15 \text{ K}$. Durch Anpassung der Konstanten A_0 und Q an Labormessungen kann der Anwendungsbereich der Arrhenius Relation erweitert werden. Für A_0 und Q gelten folgende Werte

$$A_0 = 1.14 \times 10^{-5} \text{ Pa}^{-3} \text{ a}^{-1}, Q = 60 \times 10^3 \text{ J mol}^{-1} \quad T^* < 263.15 \text{ K} \quad , \quad (6.34)$$

$$A_0 = 5.47 \times 10^{10} \text{ Pa}^{-3} \text{ a}^{-1}, Q = 139 \times 10^3 \text{ J mol}^{-1} \quad 263.15 \leq T^* < 273.15 \text{ K} \quad . \quad (6.35)$$

Eine weitere Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Fließparameters wurde von Hooke (1981) vorgeschlagen. Eine Anpassung an Laborwerte liefert folgende Beziehung

$$A(T^*)_{\text{Hooke}} = A_0 \exp^{-Q/RT^* + 3C/(T_r - T^*)^k} \quad , \quad (6.36)$$

welche mit den Konstanten

$$\begin{aligned} A_0 &= 2.9498 \times 10^{-9} \text{ Pa}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad , \quad Q = 78.8 \text{ kJ mol}^{-1} \quad , \\ R &= 8.321 \text{ J mol}^{-1} \quad , \quad T_r = 273.39 \text{ K} \quad , \\ C &= 0.16612 \text{ K}^k \quad , \quad k = 1.17 \quad , \end{aligned} \quad (6.37)$$

verwendet wird. Auffällig ist der falsche Wert für die universelle Gaskonstante R , den Hooke (1981) in seiner Anpassung verwendet hat.

Ein Vergleich der unterschiedlichen Parametrisierungen des Fließparameters A ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Auffällig ist der Anstieg von A_{Hooke} nahe $T^* = 0^\circ\text{C}$ im Vergleich zu A_{Paterson} . Die Unterschiede in A nahe dem Druckschmelzpunkt sind auf die Parametrisierung von Hooke (1981) zurück zu führen, da die verwendeten Eisproben in der Analyse eine bestimmte Menge Wasser beinhaltet haben und somit der Effekt von Wassergehalt und Temperatur zum Fließparameter A_{Hooke} beitragen. Weiterhin zeigten Payne und Baldwin (2000), dass die Parametrisierung nach Hooke (1981) zu unrealistischer Viskosität an der Eisbasis führt. Eine Sensitivitätsstudie der Parametrisierungen ist in Kapitel 8.2.1 durchgeführt worden.

Der Effekt von flüssigem Wasser auf den Fließparameter wurde von Duval (1977) an temperierten Eisproben mittels Deformationstests untersucht. Die durchgeführten Messungen zeigen eine lineare Relation zwischen dem Wassergehalt W und dem Fließparameter A , und nach Lliboutry und Duval (1985), Paterson (1994) und Greve und Blatter (2009)

$$A = A(T = 0^\circ\text{C})A(W) = 3.2 \times 10^{-24} (1 + 1.81 W [\%]) \text{ s}^{-1} \text{ Pa}^{-3} \quad . \quad (6.38)$$

Die Gleichung ist gültig für $n = 3$ (in Gl. 6.29) und einem mikroskopischen Wassergehalt $W \leq 1\%$ (Duval, 1977). Der mikroskopische Wassergehalt sammelt sich in Venen entlang von Korngrenzen (z. B. Nye und Frank, 1973; Nye, 1976; Glen et al., 1977; Wolff und Paren, 1984; Fowler, 2001) und resultiert aus Schmelzen von Eis oder aus Deformationswärme. Der Wassergehalt wirkt wie ein 'Schmiermittel' in der Eismatrix, dadurch ist auch die Erhöhung des

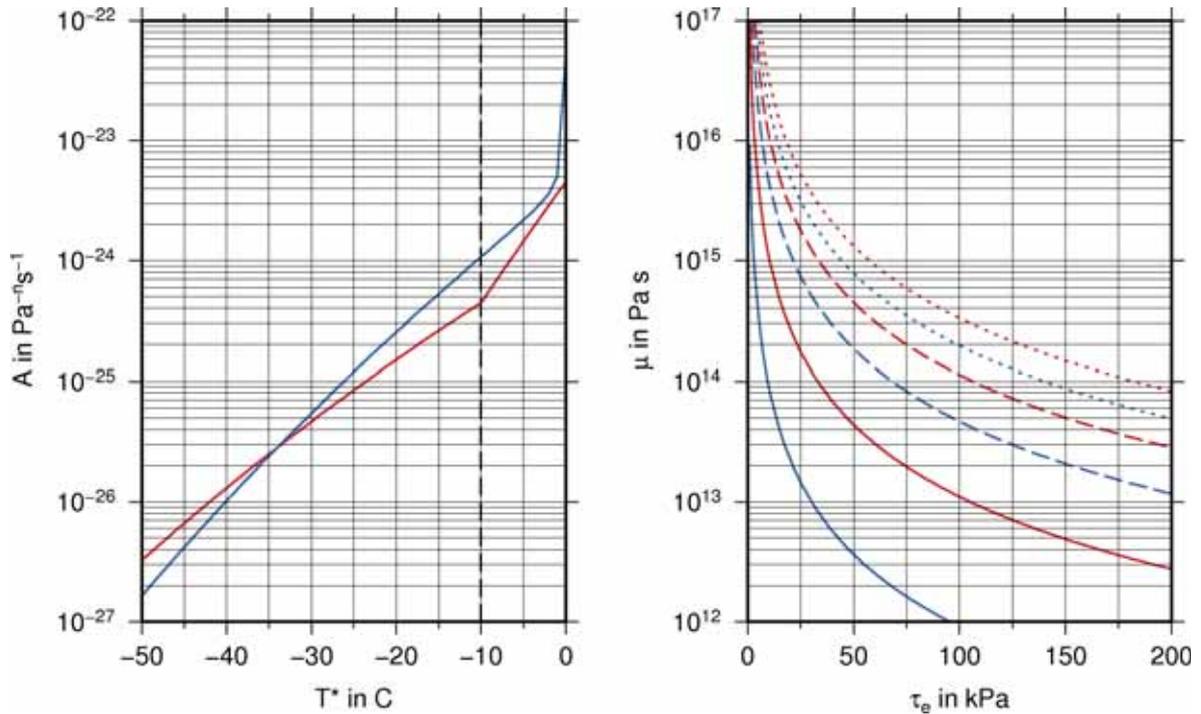


Abbildung 6.1: Vergleich der Parametrisierung des temperaturabhängigen Fließparameters A nach Paterson (1994, rot) und Hooke (1981, blau): Fließparameter A versus homologer Temperatur T^* (links). Verlauf der spannungs- und temperaturabhängigen Viskosität η mit $E=1$ (rechts) für $T^* = -20^{\circ}\text{C}$ (gepunktete Linie), $T^* = -10^{\circ}\text{C}$ (gestrichelte Linie) und $T^* = 0^{\circ}\text{C}$ (durchgezogene Linie). Abbildung zur Verfügung gestellt von T. Kleiner.

Fließparameters im Vergleich zu einem rein temperaturabhängigen Fließparameter zu erklären. Wassereinschlüsse in der Form von Wassertafeln, Wasserlinsen oder anderen makroskopischen Wassereinschlüssen sind mit Gleichung 6.38 nicht parametrisiert.

Temperiertes Eis kann nur eine bestimmte Menge an Wasser in der Eismatrix aufnehmen (siehe Kap. 2.2.2, Vallon et al., 1976; Greve, 1995; Murray et al., 2000), was zur Folge hat, dass überschüssiges Wasser nach unten abläuft. Dieser Effekt wird mittels einer Wasserdrainagefunktion $D(W)$ modelliert. Bis zu einem Schwellwert W_{\max} findet keine Drainage statt, wobei darüber hinaus vorhandenes Wasser instantan verschwindet (Greve, 1995, 1997a)

$$D(W) = \begin{cases} 0 & W \leq W_{\max} \\ \infty & W > W_{\max} \end{cases} \quad \text{mit } W_{\max} = 1\% \quad . \quad (6.39)$$

Diese relativ einfache Parametrisierung ist auf das spärliche Datenmaterial von temperiertem Eis zurückzuführen. Der Schwellwert $W_{\max} = 1\%$ entspricht dem experimentell validierten Gültigkeitsbereich von Gleichung 6.38. Paterson (1994), Lliboutry (1976) und Aschwanden (2008) geben für den maximalen mikroskopischen Wassergehalt ca. $W = 2-3\%$ an (siehe auch Diskussion 2.2.2).

Verstärkungsfaktor

Im Fließparameter A sind die Temperatur- und Wassergehaltsabhängigkeit des Fließgesetzes parametrisiert. Um eine klare Separation der Einflüsse auf das Fließgesetz zu haben, nimmt der sogenannte Verstärkungsfaktor E alle anderen Beiträge auf. Weitere Eigenschaften des Eises, die Einfluss auf das Fließgesetz haben, sind Verunreinigungen des Eises (z. B. Gesteine, vulkanische Aschen, Gaseinschlüsse), Anisotropie Effekte der Eismatrix (nicht einheitliche Ausrichtung der c -Achsen der Eiskristalle, Hooke (2005)), Schädigung (Spalten, Risse) des Eiskörpers (Pralong, 2005; Humbert et al., 2009) und Alter des Eises (Greve, 1997a). Die meisten Eisfließmodelle vernachlässigen diese Prozesse (Paterson, 1994), stattdessen wird der Verstärkungsfaktor E als Optimierungsparameter verwendet, um die Magnitude der Eiseschwindigkeit zu kontrollieren. Generell steht $E = 1$ für polykristallines isotropes Eis. Ein Wert von $E > 1$ repräsentiert weicherer Eis (z. B. Verunreinigungen oder Entkopplung durch Ribbildung), wohingegen ein Wert von $E < 1$ für steiferes Eis steht (z. B. Gesteinseinschlüsse). In dieser Arbeit wird, wenn nicht anders angegeben, der übliche Wert in der Eismodellierung von $E = 1$ verwendet.

Physikalische Größen

Die spezifische Wärmekapazität c_p kann nach Paterson (1994) als dichteinvariant angenommen werden. Sie hängt somit nur noch von der Temperatur ab und kann mit einer empirischen Beziehung berechnet werden

$$c_p(T) = 152.5[\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}] + 7.122[\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-2}] T \quad . \quad (6.40)$$

Die spezifische Wärmekapazität nimmt mit abnehmender Temperatur ab.

Die Dichteabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit k kann nach Huybrechts (1992) und Paterson (1994) vernachlässigt werden, da diese nur in der Firnschicht signifikant ist. Für die Wärmeleitfähigkeit gilt ebenfalls eine empirische Beziehung

$$k(T) = 9.828 [\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}] \exp^{(-5.7 \times 10^{-3} [\text{K}^{-1}] T)} \quad . \quad (6.41)$$

Im Gegensatz zur spezifischen Wärmekapazität c_p , nimmt die Wärmeleitfähigkeit mit abnehmender Temperatur zu.

Die interne Wärmeproduktion des Eises \sum in der Wärmetransportgleichung (Gl. 6.7) resultiert hauptsächlich aus interner Deformation des Eises. Mit Hilfe des Glen'schen Fließgesetzes (Gl. 6.29) gilt (Greve und Blatter, 2009)

$$\sum = 4\eta d^2 \quad . \quad (6.42)$$

Die interne Wasserproduktion M in der Wasserdiffusionsgleichung (Gl. 6.12) resultiert hauptsächlich aus Deformationswärme (Greve, 1995, 1997a), wie es für arktische Gletscher typisch ist (Fowler und Larson, 1978; Blatter, 1991; Aschwanden, 2008, siehe auch Diskussion 2.2.2)

$$M = 4\eta d^2 L^{-1} \quad , \quad (6.43)$$

mit der latenten Wärme von Eis $L = 335 \text{ kJ K}^{-1}$. Die Wärmedissipation wird zum Schmelzen von Eis zu Wasser aufgebraucht, also in latente Wärme umgesetzt. Die Wasserproduktion durch lithostatische Auflast ist zu vernachlässigen (Greve, 1995, 1997a).

Kapitel 7

Das numerische Fließmodell

7.1 Implementierung in COMSOL

Das dreidimensionale *full-Stokes*-Fließmodell ist mit Hilfe des kommerziellen FE (Finite Elemente) Programmpaketes COMSOL Multiphysics[©] implementiert¹. COMSOL ist ein flexibles System, mit dem wissenschaftliche und ingenieurwissenschaftliche Probleme, die auf partiellen Differentialgleichungen (PDE) basieren, modellierbar sind. Mit dem Programmpaket werden sogenannte *Application Modes*² für grundsätzliche physikalische Fragestellungen, als auch ein *PDE Mode*, indem die PDE's selber definiert werden können, zur Verfügung gestellt. In den *Application Modes* sind typische Randbedingungen, die in der jeweiligen physikalischen Fragestellung auftreten können, vorinstalliert. Des Weiteren kann zwischen diversen Lösern (*Solvern*, direkte und iterative) gewählt als auch das Modellgitter angepasst werden. Zunächst erfolgt eine Beschreibung der verwendeten *Application Modes* für das Fließmodell, bevor auf weitere Eigenschaften eingegangen wird.

Incompressible Navier-Stokes Application Mode

Der *Incompressible Navier-Stokes Application Mode* (*Dependent variables: u, v, w, p*) wird verwendet, um die Eisdynamik zu simulieren, die durch die Gleichungen 6.5 und 6.6 beschrieben wird. Um in diesem Mode die Stokes-Gleichung zu erhalten, muss in *Physics* → *Equation System* → *Subdomain Settings* der Beschleunigungsterm eliminiert werden³. Um eine numerisch stabile Lösung zu gewährleisten, werden die Geschwindigkeitsvariablen mit Lagrange-Elementen zweiter Ordnung und der Druck mit Lagrange-Elemente erster Ordnung berechnet (Pironneau, 1989) (*Physics* → *Properties* → *Default element type: Lagrange-P₂P₁*).

In *Physics* → *Subdomain Settings* → *Physics Tab* wird für die Größen ρ die Dichte von Eis ρ_i , für η die Viskosität und für F_z der Antriebsterm $F_z = -\rho_i g$ gesetzt. In *Options* → *Constants* werden die physikalischen Konstanten angegeben ($\rho_i = 910 \text{ kg m}^{-3}$, $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$, $E = 1$, $n = 3$). Unter *Options* → *Scalar Expressions* erfolgt die Angabe der Viskosität η (Gl. 6.32), der effektiven Deformationsrate d_e (Gl. 6.30), des Fließparameters A , der SIA-Gleichungen (Gl. 6.25, Paterson, 1994) und des basalen Reibungsparameters β^2 (siehe Gl. 6.22). Als Startwert dient die SIA, diese wird in *Physics* → *Subdomain Settings* → *Init Tab* eingegeben. Zusätzlich können unter *Options* → *Functions* eigene Funktionen definiert werden. Dies können entweder analytische Funktionen sein oder interpolierte Funktionen aus eingelesenen Datensätzen. In diesem Fall werden die Datensätze der Eis- und Felsbetttopographie geladen ($S(x, y)$ und $B(x, y)$).

¹www.comsol.com, Abgerufen: Dez. 2010.

²In diesem Unterkapitel wird die englische Namensgebung von COMSOL verwendet.

³Die Pfadangabe bezieht sich auf die von COMSOL Vers. 3.5a bereitgestellte GUI (*Graphical User Interface*).

Als Randbedingungen (*Physics* → *Boundary Settings*) werden folgende Typen genutzt:

- Für die Eisoberseite wird als *Boundary Type* eine *Open Boundary* verwendet mit der Randbedingung *Normal stress* und $f_0 = 0$ (Gl. 6.14). Vorkommende Eiskliffe im Untersuchungsgebiet werden analog behandelt.
- Für die Eisunterseite wird im Falle einer angefrorenen Eisbasis als *Boundary Type* der *Wall* Typ mit der *no-slip* Bedingung genutzt (Gl. 6.18). Wird basales Gleiten zugelassen, wird weiterhin der *Boundary Type* *Wall* genutzt, jedoch mit der *Slip* Bedingung. Dieser von COMSOL vorinstallierte Fall kann jedoch nur das freie Gleiten behandeln ($\beta^2 = 0$). Um partielles Gleiten nach Gleichung 6.22 zuzulassen ($\beta^2 \neq 0$), muss in *Physics* → *Equation System* → *Boundary Settings* die rechte Seite von Gleichung 6.22 als *g-Term* angegeben werden.
- An seitlichen Rändern von Fließlinien- oder Eisscheidentyp wird die *Symmetry Boundary* verwendet (Gl. 6.25).
- An seitlichen Rändern vom Ein- oder Ausstromtyp wird entweder *Inlet* oder *Outlet* als *Boundary Type* verwendet, mit Angabe der Geschwindigkeitskomponenten u und v nach Gl. 6.25.
- Periodische Randbedingungen werden unter *Physics* → *Periodic Conditions* → *Periodic Boundary Conditions* aufgesetzt. Eine Anleitung hierzu findet sich in COMSOL (2008c, S. 257ff).

Da COMSOL in SI-Einheiten rechnet, wird zur Umrechnung von z. B. ms^{-1} in ma^{-1} in *Options* → *Constants* der Wert für Sekunden pro Jahr angegeben: $\text{spy} = 31\,556\,926$. Des Weiteren können bei Bedarf weitere *Scalar Expressions* definiert werden, die man einerseits bei der Fragestellung benötigt oder andererseits zu den Modellergebnissen mit abspeichern möchte (z. B. die deviatorischen Spannungen τ_{ij}).

Convection and Conduction Application Mode

Der *Convection and Conduction Application Mode* (*Dependent variables: T*) wird für die Berechnung der Eistemperatur T verwendet und an das *Navier-Stokes Application Mode* gekoppelt (*Multiphysics* → *Model Navigator* → Auswahl *Application Mode* → *Add*). Dieser Mode hat somit Zugriff auf die oben definierten *Constants*, *Scalar Expressions*, *Functions* und *Dependent Variables*. Um die Temperatur T zu berechnen, werden Lagrange-Elemente zweiter Ordnung verwendet (*Physics* → *Properties* → *Default element type: Lagrange-P₂P₁*).

In *Physics* → *Subdomain Settings* werden für die Größen k die Wärmeleitfähigkeit, für c_p die spezifische Wärmekapazität (Gl. 6.40), für ρ die Dichte von Eis, für Q der Quellterm \sum und für \mathbf{u} die Variablen u, v, w aus dem *Navier-Stokes Application Mode* angegeben. Zu den bereits spezifizierten *Constants* bzw. *Scalar Expressions* müssen die Aktivierungsenergie Q (Gl. 6.34), die Vorkonstante A_0 (Gl. 6.34), die universelle Gaskonstante $R = 8.31 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$, die Clausius-Clapeyron Konstante $\beta = 9.8 \times 10^{-8} \text{ K Pa}^{-1}$, der geothermale Wärmestrom G (Wert abhängig vom Experiment), der Wert für $T_0 = 273.15 \text{ K}$ und die Berechnung der homologen Temperatur T^* (Gl. 6.9), die spezifische Wärmekapazität c_p (Gl. 6.40), die Wärmeleitfähigkeit k (Gl. 6.41) und die Deformationswärme (Gl. 6.42) ergänzt werden. Durch Mitberechnung der Temperatur, können der Fließparameter A und der basale Reibungsparameter β^2 nun in ihrer temperaturabhängigen Form formuliert werden (Gl. 6.20 und Gl. 6.33).

Als Randbedingungen (*Physics* → *Boundary Settings*) werden folgende Typen genutzt:

- Für die Eisoberseite wird die *Temperature Boundary Condition* verwendet (Gl. 6.15). Vorkommende Eiskliffe im Untersuchungsgebiet werden analog behandelt.
- Für die Eisunterseite wird die *Heat flux Boundary Condition* verwendet (Gl. 6.23).
- An allen seitlichen Rändern werden isolierende Ränder angenommen (*Thermal insulation*) (Gl. 6.26).

Convection–Diffusion Equation

Die *Convection–Diffusion Equation* aus dem *PDE Mode (Dependent Variables W)* wird verwendet, um den mikroskopischen Wassergehalt nach Gleichung 6.12 im Eiskörper zu berechnen und ebenfalls an das *Navier–Stokes Application Mode* gekoppelt. Wiederum besteht Zugriff auf die *Constants, Scalar Expressions, Functions* und *Dependent Variables*, die bereits gesetzt sind. Der Wassergehalt wird ebenfalls mit Lagrange-Elementen zweiter Ordnung berechnet (*Physics* → *Properties* → *Default element type: Lagrange- P_2P_1*).

In *Physics* → *Subdomain Settings* → *Coefficient Tab* werden für die Koeffizienten c der Wert der numerischen Diffusion (siehe Gl. 6.12), für f der Quellterm M (Gl. 6.43) und für den *convection coefficient* β die Geschwindigkeitskomponenten u, v, w aus dem *Navier–Stokes Application Mode* angegeben. Als Konstanten müssen die numerische Diffusionskonstante $c = 0.01$ sowie die latente Wärme von Eis $L = 335 \text{ kJ K}^{-1}$ und als *Scalar Expression* die Berechnung des Quellterms M (Gl. 6.43) ergänzt werden. Der Fließparameter A kann jetzt in seiner wassergehaltsabhängigen Form $A(W)$ formuliert werden (Gl. 6.38).

Geometrie

In COMSOL muss die Geometrie als ein Festkörper erstellt werden. Dieser Festkörper bildet dann die *Subdomain*, in dem die *Application Modes* mit ihren Randbedingungen und weiteren Spezifikationen gelten. In der COMSOL GUI (*Graphical User Interface*) können einfache Körper, wie Quader und Dreiecke erstellt werden, jedoch existiert keine Möglichkeit, um komplizierte Geometrien wie z. B. eine reale Eisschildgeometrie zu erstellen. COMSOL bietet jedoch eine eigene Skriptsprache (COMSOL Skript, COMSOL (2008a)) sowie eine bidirektionale Schnittstelle zu MATLAB[®]. COMSOL Skript stellt diverse Befehle zur Verfügung, die das Aufsetzen der Eisschildgeometrie von KGI ermöglichen. Generell wird im ersten Schritt ein fester Quader mit den Ausmaßen des Untersuchungsgebietes erstellt. In den nächsten Schritten wird dieser Quader entlang der Eisbasis, Eisoberseite und eines Polygonzuges, der das Untersuchungsgebiet festlegt (z. B. Küste), zurechtgeschnitten.

Modellgitter

COMSOL bietet eine Vielzahl von Möglichkeiten, die bei der Erstellung des Modellgitters (*Mesh*) des Festkörpers genutzt werden können. Die in dieser Arbeit gängige Variante, ist die Nutzung eines sogenannten *swept Meshes*. Der Vorteil des *swept Meshes* gegenüber eines Gitters mit reinen triangulären Elementen, ist die verbesserte Qualität der Gitterelemente. Beim *swept Mesh* wird die *Boundary* der Eisbasis (oder Eisoberseite) mit den für Finiten Elementen typischen triangulären Zellen vermesht (*Mesh* → *Free Mesh Parameters* → *Boundary*). Die Größe und Verdichtung der Elemente ist über diverse Optionen steuerbar. Unter *Mesh* →

Swept Mesh Parameters \rightarrow *sweep direction* wird das generierte Gitter auf der *Boundary* der Eisbasis (oder Eisoberseite) auf die Eisoberseite (oder Eisbasis) projiziert, wobei man in vertikaler Richtung die Anzahl von Schichten (*Element layer*) angeben kann. Für die präsentierten Ergebnisse der Simulationen der Eisdynamik von KGI in Kapitel 8 sind zwei verschiedene Gitter für die jeweiligen Untersuchungsgebiete generiert worden: (1) Arctowski Eisfeld und (2) Verbund Arctowski Eisfeld – Zentralteil – Bellingshausen Dome. In Tabelle 7.1 sind deren Eigenschaften aufgelistet.

Tabelle 7.1: Eigenschaften der verwendeten Modellgitter und Angabe von Rechenzeit und Speicherauslastung für die Experimente in Kap. 8.3 und 8.5.

Parameter	Wert Modellgitter 1	Wert Modellgitter 2
Anzahl der Gitterpunkte	17592	60830
Anzahl der Elemente	29218	105790
Anzahl der Element-Layer	11	11
Maximale Elementgröße	400 m	400 m
Anzahl der Freiheitsgrade (DOF's)	540423	1900060
Rechenzeit ^a	54 min	100 min
Speicherauslastung ^b	64 %	42 %

^a Vier Knoten eines *Six-Core AMD Opteron(tm) Processor 2427 mit 800 MHz* im parallelen Modus; ^b Insgesamt standen 64 GB zur Verfügung.

Solver

Die oben genannten und spezifizierten *Application Modes*, Geometrie und *Mesh* werden in einer sogenannten *fem-structure* zusammengefasst. Für die implementierte *fem-structure* und den darin gekoppelten PDE's, muss ein geeigneter *Solver* gewählt werden, um das gesamte nichtlineare Modellgleichungssystem zu lösen. Für das Modellgitter 1 wurde der nichtlineare Pardiso *Solver* gewählt (*Solve* \rightarrow *Solver Parameters* \rightarrow *General Tab* \rightarrow *Linear System Solver: Pardiso*, (COMSOL, 2008b, S. 547ff und <http://www.pardiso-project.org>, Abgerufen: Okt. 2010)). Pardiso ist ein Speichereffizienter direkter *Solver* den COMSOL für nichtsymmetrische Systeme zur Verfügung stellt (COMSOL, 2008c, S. 426). Um den verwendeten Arbeitsspeicher zu reduzieren, kann der direkte Pardiso *Solver* in einen sogenannten *segregated Solver* eingebunden werden. Für den nichtlinearen direkten *Solver* ist Konvergenz erreicht, wenn der relative Fehler err die relative Toleranz (10^{-6}) erreicht hat. Der relative Fehler wird mit der gewichteten Euklidischen Norm berechnet (COMSOL, 2008b, S. 535f)

$$\text{err} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (|E_i|/U_i)^2 \right)^{1/2}, \quad (7.1)$$

wobei N die Anzahl der Freiheitsgrade (DOF) und E_i der abgeschätzte Fehler der aktuellen Lösung U_i ist.

Für Modellgitter 2 musste ein iterativer *Solver* verwendet werden, da der verfügbare Speicher für das Lösen der DOF's nicht ausreichend war. Hier hat sich das präkonditionierte GMRES (*Generalized Minimum Residual*)-Verfahren (COMSOL, 2008b, S. 550 und Saad (2003))

als günstig erwiesen (*Solve* → *Solver Parameters* → *General Tab* → *Linear system Solver: GMRES*). Als Prädiktionierer wurde der Vanka-Algorithmus verwendet (*Solve* → *Solver Parameters* → *General Tab* → *Preconditioner: Vanka* (COMSOL, 2008b, S. 570ff und den Referenzen 5, 10, 11 auf S. 572)). Für den iterativen *Solver* ist Konvergenz erreicht, wenn

$$|M^{-1}(b - Ax)| < \text{tol} \cdot |M^{-1}b| \quad (7.2)$$

gilt (COMSOL, 2008b, S. 552), wobei M die Matrix des Prädiktionierers ist, $Ax = b$ das zu lösende Gleichungssystem und $\text{tol} = 10^{-6}$ die relative Toleranz.

Um die zahlreichen Parameterstudien (Kap. 8) komfortabel durchzuführen, wurde der gesamte Programmablauf in der COMSOL Skript-Sprache verfasst und vom MATLAB *Interface* aus gesteuert. In der Skript-Sprache ist es möglich, das schrittweise Abrastern der *tuning*-Parameter über Schleifen zu realisieren. Die Modellergebnisse wurden abschließend in einem *ascii*-Datensatz abgespeichert.

7.2 Verifikation des numerischen Modells

Im folgenden Kapitel wird die Funktionalität des numerischen Fließmodells (Kap. 6) verifiziert. Dieser Test gliedert sich in drei Unterkapitel: Zuerst wird die Stokes-Gleichung (Gl. 6.5) zur Berechnung der Geschwindigkeitskomponenten u , v und w , danach die Wärmetransportgleichung zur Berechnung der Temperatur T (Gl. 6.7) und abschließend die Wasserdiffusionsgleichung zur Berechnung des mikroskopischen Wassergehaltes W (Gl. 6.12) hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit geprüft. Um die Funktionalität zu bewerten, gibt es zwei verschiedene Methoden: Vergleich mit anderen numerischen Modellen oder mit einer existierenden analytischen Lösung. Für die Verifizierung der Geschwindigkeitskomponenten in Kapitel 7.2.1 wird die internationale Vergleichsstudie ISMIP-HOM (*Ice Sheet Model Intercomparison Project for Higher Order Models*, Pattyn et al. (2008)) genutzt. Für die Verifizierung der Temperatur in Kapitel 7.2.2 und des Wassergehaltes in Kapitel 7.2.3 wird hingegen die von Bueller et al. (2007) und Greve (1995) angegebenen analytischen Lösungen. Die Verifikation von Gleichung 6.27 zur Relaxierung der freien Oberfläche ist ein Telexperiment der ISMIP-HOM Studie (Exp. F).

7.2.1 ISMIP-HOM

Der in den 1990er-Jahren präsentierte EISMINT (*European Ice Sheet Modelling Initiative*)-Benchmark von Huybrechts und Payne (1996) und Payne et al. (2000) wurde für großskalige Eisfließmodelle, sogenannte Modelle nullter Ordnung oder auch SIA (*Shallow Ice Approximation*)-Modelle (Hutter, 1983) entwickelt. Die ISMIP-HOM Vergleichsstudie richtet sich in erster Linie an sogenannte *higher-order* und *full-Stokes*-Modelle, d. h. keine Näherung der Stokes-Gleichung (Gl. 6.5). Für eine detaillierte Modellklassifizierung sei hier auf Hindmarsh (2004) verwiesen. Da die Experimente der ISMIP-HOM Vergleichsstudie für Modelle höherer Ordnung und *full-Stokes*-Modelle ausgelegt sind, passt das in dieser Arbeit entwickelte und genutzte *full-Stokes*-Modell ideal in die Studie.

Die Experimente der Studie fokussieren jeweils auf einzelne glaziologische Fragestellungen, z. B. unduliertes Felsbett oder basales Gleiten. In allen Experimenten ist der Eiskörper gegründet und wird als isothermal angenommen. Bis auf Experiment F sind die Experimente so konzipiert, dass für eine vorgegebene Geometrie und Rheologie die diagnostische Lösung

des Geschwindigkeit- und Spannungsfeldes berechnet wird. In Experiment F wird bei Newtonscher Rheologie und einer Anfangsgeometrie die prognostische Entwicklung der Eismächtigkeit errechnet.

Zu den Experimenten wurden mit dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Fließmodell Ergebnisse eingereicht und in Pattyn et al. (2008) publiziert. Obwohl die Experimente bei Pattyn et al. (2008), Breuer (2007) und Kleiner (2010) ausführlich diskutiert wurden, sollen sie im Folgenden in zusammengefasster Form gezeigt werden, um die Funktionalität des neuen *full-Stokes*-Fließmodells zu demonstrieren. In Tabelle 7.2 sind die genutzten Konstanten der ISMIP-HOM Studie aufgeführt.

Tabelle 7.2: Konstanten der ISMIP-HOM Vergleichsstudie

Symbol	Konstante	Wert		Einheit
		Exp. A–E	Exp. F	
A	Fließparameter	10^{-16}	2.140373×10^{-7}	$\text{Pa}^{-n} \text{a}^{-1}$
ρ	Eisdichte	910	910	kg m^{-3}
g	Gravitationskonstante	9.81	9.81	m s^{-2}
n	Exponent in Gl. 6.29	3	1	
	Sekunden pro Jahr	31 556 926	31 556 926	s a^{-1}

Experiment A: unduliertes Felsbett

In Experiment A wird ein isothermaler Eiskörper mit einer mittleren Mächtigkeit von $H = 1000$ m betrachtet. Dieser liegt auf einem Felsbett mit einem Gefälle von $\alpha = 0.5^\circ$ in x -Richtung und Null in y . Der basalen Topographie sind sinusförmige Wellen mit einer Frequenz von $\omega = 2\pi/L$, mit der horizontalen Ausdehnung $L = 160, 80, 40, 20, 10$ und 5 km, und einer Amplitude von $H/2 = 500$ m überlagert. Die Oberflächen- z_s und basale Topographie z_b sind definiert mit

$$z_s(x, y) = -x \cdot \sin \alpha \quad , \quad (7.3)$$

$$z_b(x, y) = z_s(x, y) - 1000 + 500 \sin(\omega x) \cdot \sin(\omega y) \quad . \quad (7.4)$$

In der Abbildung 7.1(a) ist die resultierende basale Topographie exemplarisch für $L = 80$ km dargestellt. Da die horizontale Ausdehnung L variiert wird, teilt sich Experiment A in sechs Telexperimente. Den Unterschied veranschaulicht Abbildung 7.1(b). Durch Variation der horizontalen Ausdehnung wird die Wellenlänge der basalen Erhebungen bestimmt. Bei großer Ausdehnung sind die Erhebungen langwellig, wohingegen bei kleinen Ausdehnungen diese kurzweilig sind.

An der Eisoberseite gilt die spannungsfreie Randbedingung nach Gleichung 6.14 und an der Eisbasis ist das Eis angefroren, so dass $\mathbf{u}|_{z_b} = 0$ gilt. An den seitlichen Rändern gelten periodische Randbedingungen.

In Abbildung 7.2 sind exemplarisch für die Kantenlängen $L = 80, 40$ und 20 km die Komponenten des Fließgeschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite (u_s, v_s, w_s) dargestellt. Zusätzlich sind in Abbildung 7.3 die Norm des horizontalen Geschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite $\|u_s\| = \sqrt{(u_s^2 + v_s^2)}$ bei $y = L/4$ dieser Arbeit (rot) und vergleichend die Ergebnisse der

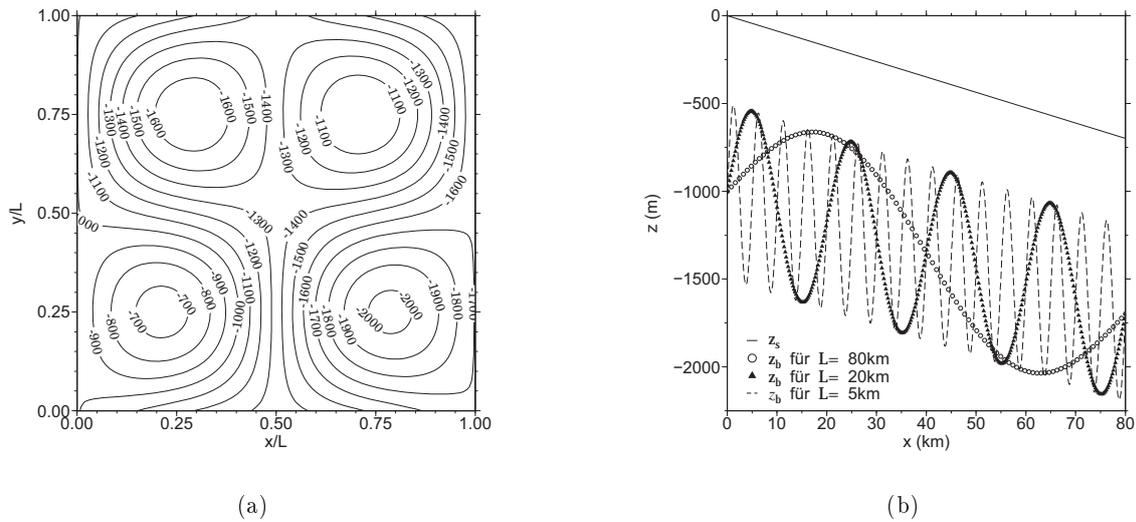


Abbildung 7.1: Basale Topographie für Experiment A exemplarisch für $L = 80$ km (a) und entlang eines Schnittes bei $y = 0.25$ exemplarisch für $L = 80, 20$ und 5 km (b).

ISMIP-HOM Vergleichsstudie aufgetragen. Die maximalen Werte der Geschwindigkeit u_s werden bei maximaler Eismächtigkeit im Bereich der Mulden der Felsbetttopographie erreicht. Mit abnehmender Kantenlänge nimmt sie ab, d. h. von $u_s = 104.60 \text{ m a}^{-1}$ für $L = 160$ km bis auf $u_s = 14.55 \text{ m a}^{-1}$ bei $L = 5$ km (vgl. Tab. 7.3). Die Maxima der v_s Geschwindigkeit, sowohl negativ als auch positiv, liegen im Bereich der Sattelpunkte des Felsbettes. Entgegen der u_s Geschwindigkeit nehmen die v_s und w_s Geschwindigkeiten mit abnehmender Kantenlänge betragsmäßig zu. Die Größenordnung der u_s und v_s Geschwindigkeiten unterscheiden sich um einen Faktor von ca. 10. Dies resultiert aus dem gravitativen Antrieb in x -Richtung, wobei in y -Richtung die Ausbildung der v_s -Komponente lediglich auf horizontale Longitudinalspannungen zurückzuführen ist.

Die Abnahme der u_s Geschwindigkeit mit abnehmender Kantenlänge liegt darin begründet, dass die Erhebungen im Felsbett mit abnehmender Kantenlänge steiler werden. Das Eis kann in x -Richtung nicht ungehindert darüber fließen, sondern wird abgelenkt. Damit einher geht die stärkere Ausbildung der Geschwindigkeit v_s und w_s . Die longitudinalen Spannungsgradienten führen zu einer Glättung der Oberflächengeschwindigkeit. Auf einen Effekt muss allerdings noch hingewiesen werden. Die Zunahme der v_s Geschwindigkeit mit abnehmender Kantenlänge ist nicht monoton, dies veranschaulicht Abbildung 7.4. Hier sind die maximalen Werte der u_s Geschwindigkeit als auch $v_{\max} - v_{\min}$ und $w_{\max} - w_{\min}$ für alle Kantenlängen der Telexperimente dargestellt. Man sieht, dass die Maxima der u_s Geschwindigkeit monoton mit kleiner werdender Kantenlänge abnimmt. Wie oben erwähnt, nimmt der Einfluss der v_s und w_s Komponente mit kleiner werdender Kantenlänge zu. Allerdings gibt es eine kritische Kantenlänge, in diesem Fall bei $L \approx 20$ km, wo die v_s und w_s Geschwindigkeit stark abfällt. Dies liegt in der Frequenz der Felsbettundulationen begründet (vgl. Abb. 7.1(b) und Gl. 7.3). Ab dem kritischen Wert wirkt das Felsbett wie eine basale Grenzschicht. Das Eis fließt näherungsweise mit konstanter u_s Geschwindigkeit über die Felsbettundulationen (siehe Abb. 7.3 für $L = 5$ km (unten rechts)).

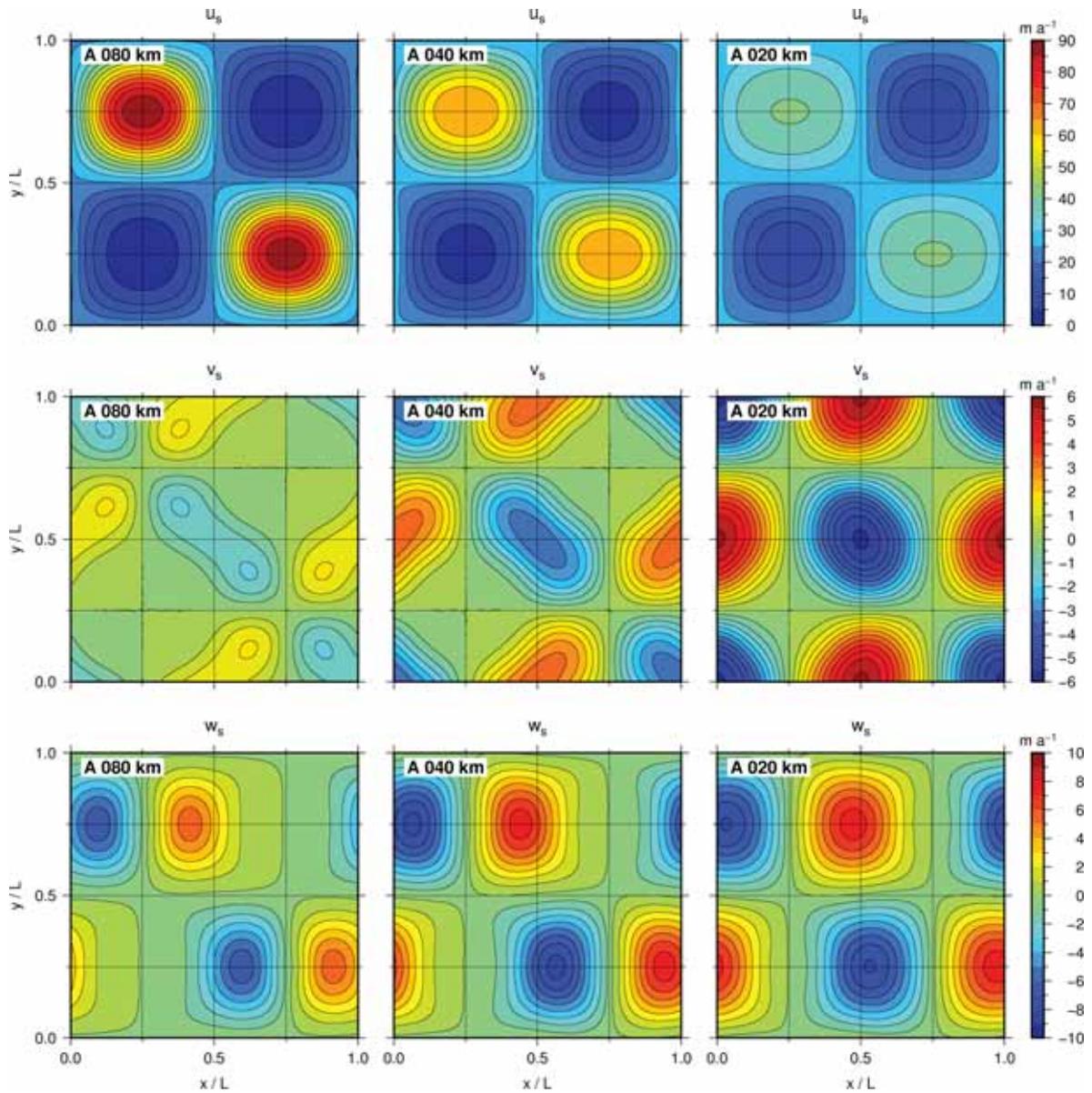


Abbildung 7.2: Komponenten des Fließgeschwindigkeitsfeldes (u_s , v_s , w_s) an der Eisoberseite für Experiment A. Exemplarisch dargestellt für die Kantenlängen $L = 80, 40$ und 20 km.

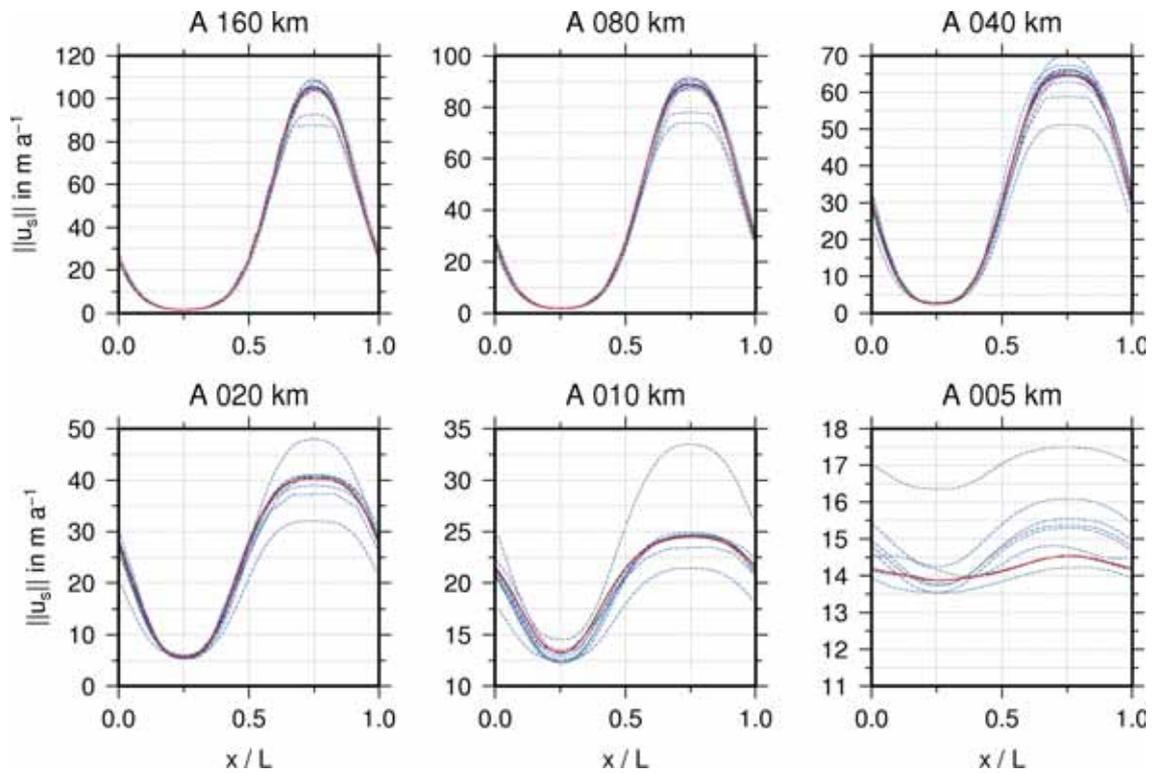


Abbildung 7.3: Betrag des Geschwindigkeitsfeldes $\|u_s\|$ an der Eisoberseite bei $y = L/4$ in Experiment A. Ergebnisse dieser Arbeit (rot) vergleichend gegenüber den Ergebnissen in Pattyn et al. (2008) (blau).

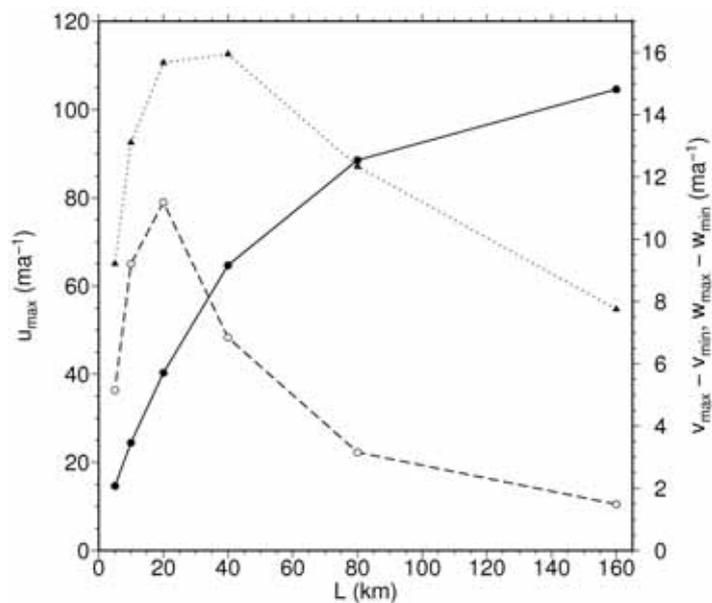


Abbildung 7.4: Maximale Geschwindigkeit u_{\max} (durchgezogene Linie), Differenz $v_{\max} - v_{\min}$ (gestrichelte Linie) und Differenz $w_{\max} - w_{\min}$ (gepunktete Linie) der Teilexperimente aufgetragen gegen die Kantenlänge L .

Tabelle 7.3: Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit der ISMIP-HOM Vergleichsstudie für Experiment A und C: Aufgelistet sind Maximalwert der horizontalen Eisoberseitengeschwindigkeit dieser Arbeit $\max(u_s)$ gegenüber mittlerer Maximalwert der horizontalen Eisoberseitengeschwindigkeit μ , Standardabweichung σ in m a^{-1} und die Anzahl der teilgenommen Modelle n der ISMIP-HOM Studie. Unterschieden wird zwischen *full-Stokes* (FS)- und *non-full-Stokes* (NFS)-Modellen.

L (km)		Exp. A		Exp. C	
		NFS	FS	NFS	FS
160	$\max(u_s)$	–	104.60	–	145.93
	μ	104.77	102.63	141.38	143.75
	σ	4.99	6.51	22.40	11.81
	n	11	8	12	7
80	$\max(u_s)$	–	88.53	–	60.83
	μ	88.33	87.10	60.99	60.15
	σ	5.15	4.04	6.05	2.25
	n	11	8	11	7
40	$\max(u_s)$	–	64.69	–	28.87
	μ	64.73	63.89	28.48	29.32
	σ	4.83	2.35	1.77	1.09
	n	11	8	11	7
20	$\max(u_s)$	–	40.28	–	18.89
	μ	41.03	39.73	18.31	19.05
	σ	3.92	1.30	1.02	0.57
	n	11	7	11	7
10	$\max(u_s)$	–	24.48	–	16.41
	μ	26.04	24.36	15.39	16.53
	σ	4.26	0.47	1.50	0.31
	n	10	6	11	6
5	$\max(u_s)$	–	14.55	–	16.00
	μ	15.33	14.56	12.14	16.00
	σ	1.76	0.19	5.23	0.01
	n	7	6	9	5

Um die Qualität der simulierten Lösungen zu beurteilen, sind in Tabelle 7.3 die maximalen Werte der u_s Geschwindigkeit an der Eisoberseite gegenüber den ISMIP-HOM Ergebnissen aufgetragen. Für alle Telexperimente liegt dieser innerhalb der Standardabweichung. Dies lässt den Schluss zu, dass das hier präsentierte Modell zu den ISMIP-HOM Modellen vergleichbar und die numerische Lösung der Stokes-Gleichung bei der Problemstellung des ISMIP-HOM Experimentes A vertrauenswürdig ist. Gerade die *full-Stokes*-Modelle stimmen in ihren Lösungen gut überein, sowohl für große als auch kleine Kantenlängen (Pattyn et al., 2008). Die Lösungen der Modelle mit *higher order approximations* weichen gerade für kleine Kantenlängen stärker voneinander ab; teilweise konnte keine Lösung gefunden werden (Pattyn et al., 2008; Breuer, 2007; Kleiner, 2010).

Experiment C: basales Gleiten

Die Experimentfonfiguration ist ähnlich zu Experiment A. In diesem Fall ist die basale Topographie jedoch flach und der Eiskörper hat eine konstante Eismächtigkeit $H = 1000$ m. Die Oberflächentopographie z_s und basale Topographie z_b lassen sich beschreiben durch

$$z_s(x, y) = -x \cdot \sin(\alpha) \quad , \quad (7.5)$$

$$z_b(x, y) = z_s(x, y) - 1000 \quad , \quad (7.6)$$

mit dem Neigungswinkel $\alpha = 0.1^\circ$. An der Eisoberseite gilt die spannungsfreie Randbedingung nach Gleichung 6.14 und an der Basis die Gleitbedingung nach Gleichung 6.22. An den seitlichen Rändern gelten periodische Randbedingungen. Der basale Gleitparameter β^2 ist wie folgt definiert

$$\beta^2 = 1000 + 1000 \sin(\omega x) \cdot \sin(\omega y) \quad . \quad (7.7)$$

Die Oszillationen des basalen Gleitkoeffizienten haben eine Frequenz von $\omega = 2\pi/L$. Das β^2 -Feld ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Das Experiment wird wiederum für die Kantenlängen von $L = 160, 80, 40, 20, 10$ und 5 km durchgeführt. Dies führt zu variierenden Wellenlängen des basalen Gleitkoeffizienten.

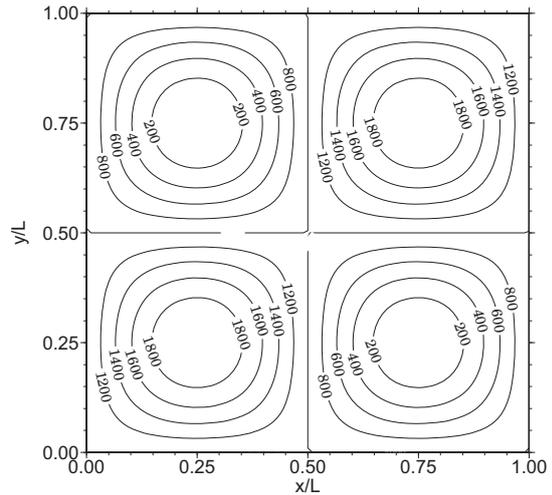


Abbildung 7.5: Basaler Gleitparameter β^2 für Experiment C exemplarisch für $L = 80$ km.

In Abbildung 7.6 sind exemplarisch für die Kantenlängen $L = 80, 40$ und 20 km die Komponenten des Fließgeschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite (u_s, v_s, w_s) dargestellt. Zusätzlich ist in Abbildung 7.7 die Norm des horizontalen Geschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite $\|u_s\| = \sqrt{(u_s^2 + v_s^2)}$ bei $y = L/4$ dieser Arbeit (rot) und vergleichend die Ergebnisse der ISMIP-HOM Vergleichsstudie aufgetragen. In diesem Experiment nehmen die Geschwindigkeiten der einzelnen Komponenten u_s, v_s und w_s monoton für alle Kantenlängen L ab. Der maximale Wert der u_s Geschwindigkeit von 145.93 m a^{-1} steht einem minimalen Wert von $u_s = 16.00 \text{ m a}^{-1}$ gegenüber (vgl. auch Tab 7.3).

Die relativ hohen Geschwindigkeiten sind auf den basalen Gleitkoeffizienten β^2 zurückzuführen, der bei $\beta^2 = 0$ eine völlige Entkopplung, d.h. freies Gleiten erlaubt. Allein durch interne Deformation würde die Geschwindigkeit aufgrund des geringen Neigungswinkels lediglich $u_s = 0.20 \text{ m a}^{-1}$ betragen. Die Longitudinalspannungen dominieren hier also deutlich

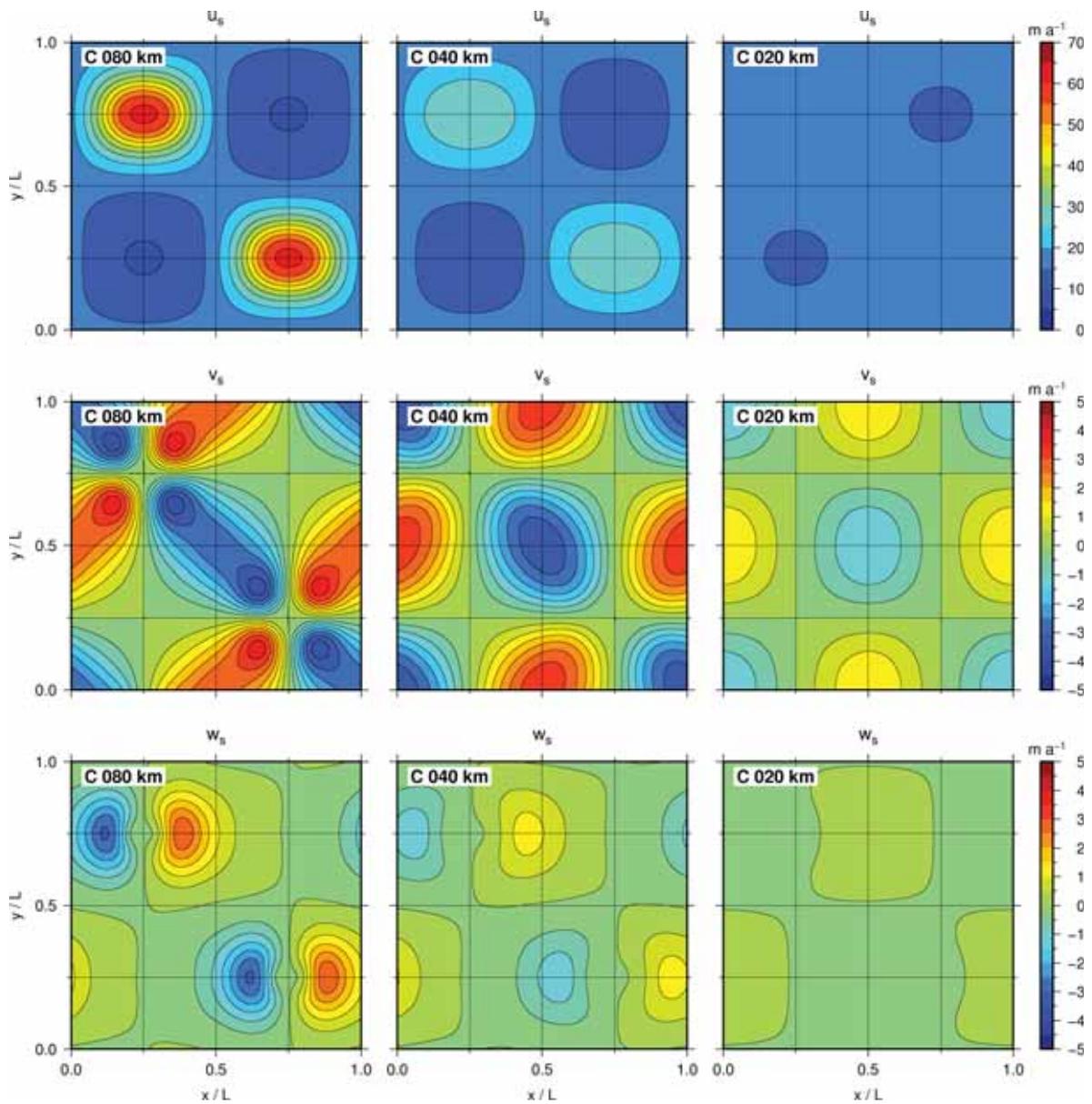


Abbildung 7.6: Komponenten des Fließgeschwindigkeitsfeldes (u_s , v_s , w_s) an der Eisoberseite für Experiment C. Exemplarisch dargestellt für die Kantenlängen $L = 80, 40$ und 20 km.

gegenüber den vertikalen Scherspannungen. Die kontinuierliche Abnahme der Oberflächengeschwindigkeit mit abnehmender Kantenlänge ist auf die Abnahme longitudinaler Spannungsgradienten zurückzuführen. Für kleine Kantenlängen sind die Bereiche mit hoher bzw. niedriger Reibung ($\beta^2 = \infty$ bzw. $\beta^2 = 0$) durch die hohe Wellenlänge des Reibungskoeffizienten verschmiert, was zu einem näherungsweise konstantem Geschwindigkeitsfeld an der Eisoberseite führt (siehe Abb. 7.7 für $L = 5$ km (unten rechts)).

Die maximalen Werte der u_s Geschwindigkeit an der Eisoberseite sind in Tabelle 7.3 gegenüber den ISMIP-HOM Ergebnissen aufgetragen (siehe auch Abb. 7.7). Wiederum liegt für alle Teilerperimente der maximale Wert innerhalb der Standardabweichung der *full-Stokes*-Lösungen. Die Qualität der simulierten Lösungen mit basalem Gleiten wird zufriedenstellend gelöst. Es muss jedoch erwähnt werden, dass in diesem ISMIP-HOM Experiment, die *full-Stokes*-Modelle analog zu Experiment A die kleinsten Abweichungen untereinander aufweisen, im Vergleich zum Experiment A jedoch deutlicher streuen (Pattyn et al., 2008).

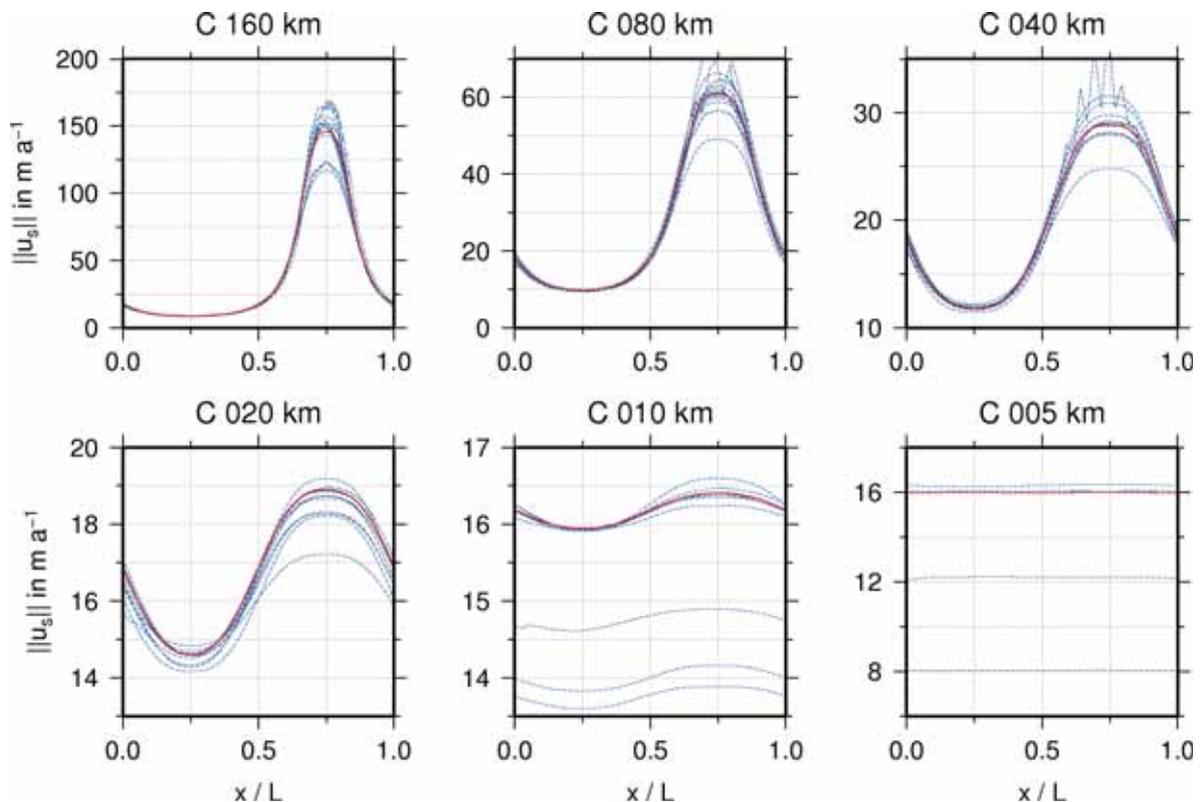


Abbildung 7.7: Betrag des Geschwindigkeitsfeldes $\|u_s\|$ an der Eisoberseite bei $y = L/4$ in Experiment C. Ergebnisse dieser Arbeit (rot) vergleichend gegenüber den Ergebnissen in Pattyn et al. (2008) (blau).

Experiment E: reale Geometrie

In diesem Experiment dient die Geometrie entlang der zentralen Fließlinie des in der Schweiz gelegenen Alpengletschers Haut Glacier d’Arolla als Eingabe (Abb. 7.8). Die Geometrie von Blatter et al. (1998) und Pattyn (2002) wurde leicht modifiziert und mit einer horizontalen Auflösung von $\Delta x = 100$ m zur Verfügung gestellt. In einem ersten Experiment E0 ist der isothermale Eiskörper an der Eisbasis angefroren ($\mathbf{u}|_{z_b} = 0$, bzw. $\beta^2 = \infty$). In einem zweiten Experiment E1 wird in einem schmalen Bereich freies basales Gleiten zugelassen

$$\begin{aligned} \beta^2 &= 0 & \text{für } 2200 \leq x \leq 2500 \text{ m} \quad , \\ \beta^2 &= \infty & \text{sonst} \quad . \end{aligned} \tag{7.8}$$

An der Eisoberseite gelten wieder spannungsfreie Bedingungen.

Das simulierte horizontale Geschwindigkeitsfeld für das Telexperiment ohne basalem Gleiten (E0) ist in Abbildung 7.9 (oben) und für das Telexperiment mit lokalem freien Gleiten (E1) in Abbildung 7.9 (unten) dargestellt. Für Experiment E0 ergibt sich ein typisches Geschwindigkeitsfeld einer Scherströmung. Innerhalb einer vertikalen Säule stellt sich ein parabolisches Geschwindigkeitsfeld ein. Von dem minimalen Wert $u_b = 0 \text{ m a}^{-1}$ an der Eisbasis steigt die Geschwindigkeit monoton auf ihren maximalen Wert an der Eisoberseite an, wobei der stärkste Geschwindigkeitsgradient im Bereich der Eisbasis liegt. Der maximale Wert der Geschwindigkeit an der Eisoberseite $u_s = 65.55 \text{ m a}^{-1}$ korreliert in etwa mit der maximalen Eismächtigkeit im zentralen Bereich des Eiskörpers (siehe auch Abb. 7.10(a) (links)).

Experiment E1 mit lokalem freien Gleiten zeigt ein anderes Verhalten. Deutlich sieht man, dass die Geschwindigkeiten erhöht sind. Im Bereich der Entkopplung ($\beta^2 = 0$) liegt ein nahezu vertikal integriertes Geschwindigkeitsfeld vor. Der maximale Wert an der Eisoberseite liegt nun bei $u_s = 101.64 \text{ m a}^{-1}$ (siehe auch Abb. 7.10(a) (rechts)).

In Abbildung 7.10 ist die horizontale Oberflächengeschwindigkeit u_s (oben) und basale Scherspannung τ_{xz} (unten) für beide Telexperimente aufgetragen: die Ergebnisse dieser Arbeit in rot und vergleichend die Ergebnisse der ISMIP-HOM Vergleichsstudie in blau. Für Experiment E0 liegen die Simulationsergebnisse der *full-Stokes*-Lösungen eng beieinander, sowohl für u_s als auch für τ_{xz} (Pattyn et al., 2008). Sobald jedoch lokales freies Gleiten zugelassen wird, streuen die Ergebnisse deutlich. An der Grenze zwischen Gleiten und Nichtgleiten kommt es zu deutlichen Überschwingern in der basalen Scherspannung τ_{xz} . Tabelle 7.4 stellt die Simulationsergebnisse dieser Arbeit und der ISMIP-HOM Vergleichsstudie gegenüber. Für Experiment E0 liegt die horizontale Geschwindigkeit an der Eisoberseite und mittlere horizontale Geschwindigkeit an der Eisoberseite innerhalb der Standardabweichung σ der *full-Stokes*-Lösungen. In Experiment E1 liegen die Werte ebenfalls innerhalb der Standardabweichung, jedoch ist die Streuung deutlich höher. Auffällig ist, dass für Experiment E1 die maximale

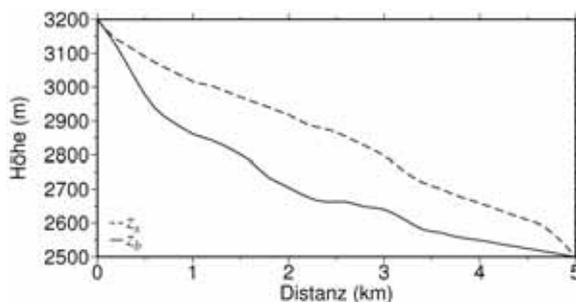


Abbildung 7.8: Oberflächen- z_s und basale Topographie z_b in Experiment E.

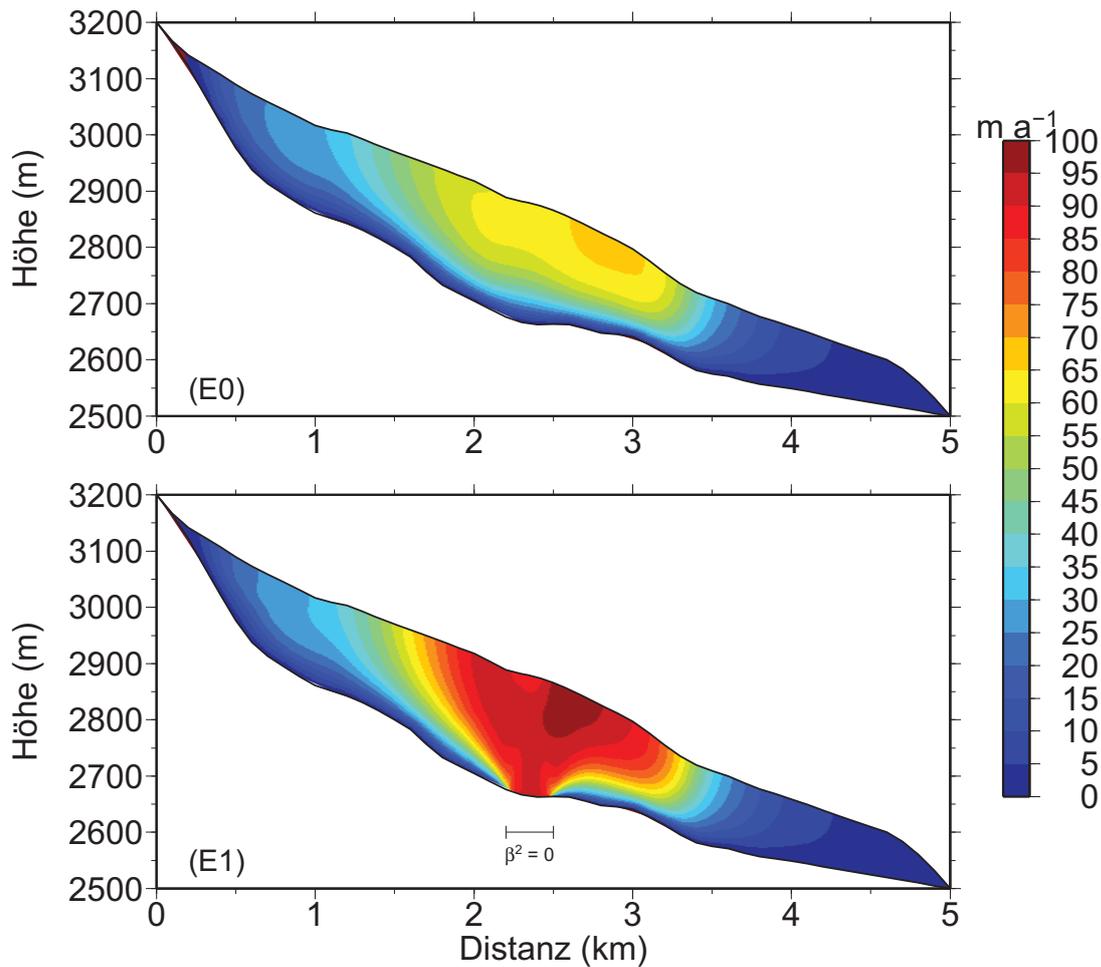


Abbildung 7.9: Horizontales Geschwindigkeitsfeld entlang der zentralen Fließlinie des Alpengletschers Haut Glacier d'Arolla. Teilerperimente ohne basales Gleiten (E0) und mit lokalem freiem basalem Gleiten (E1).

und mittlere Geschwindigkeit im Vergleich zu den ISMIP-HOM *full-Stokes*-Modellen jeweils niedriger ist.

Das Experiment E1 demonstriert einen Extremfall in der basalen Randbedingung. Ein Sprung von Nichtgleiten auf freies Gleiten ist als unrealistisch einzustufen, eher ist ein kontinuierlicher Anstieg (oder Abfall) der basalen Geschwindigkeit zu erwarten (siehe auch Diskussion der basalen Randbedingung in Kapitel 6.2.2). Dieser Extremfall spiegelt sich in den Modellergebnissen wieder.

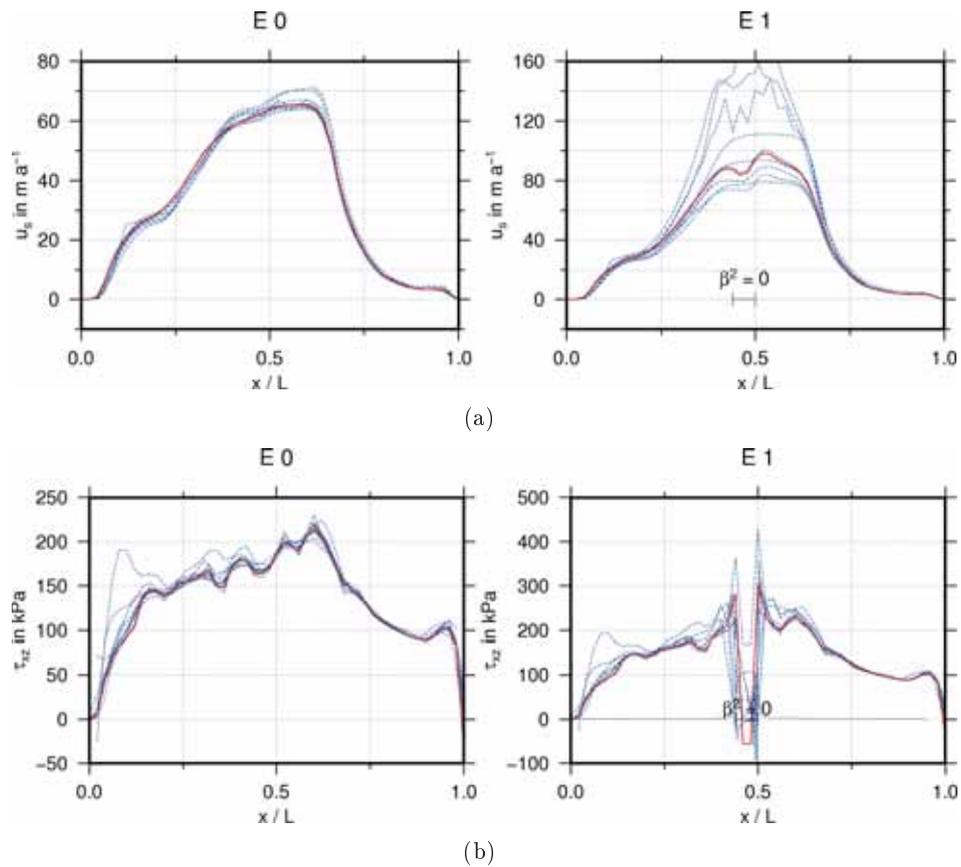


Abbildung 7.10: Horizontale Oberflächengeschwindigkeit u_s (a) und basale Scherspannung τ_{xz} (b) für die Teilerperimente (E0) und (E1) dieser Arbeit (rot). Vergleichend sind die Ergebnisse aus Pattyn et al. (2008) in blau dargestellt.

Tabelle 7.4: Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit der ISMIP-HOM Vergleichsstudie für Experiment E0 und E1 (ohne bzw. mit lokalem freien basalem Gleiten): Aufgelistet sind Maximalwert der horizontalen Eisoberseitengeschwindigkeit, mittlere horizontale Eisoberseitengeschwindigkeit, Standardabweichung σ in m a^{-1} und die Anzahl der teilgenommenen Modelle n der ISMIP-HOM Studie. Unterschieden wird zwischen *full-Stokes* (FS)- und *non-full-Stokes* (NFS)-Modellen.

	E 0			E 1		
	μ	σ	n	μ	σ	n
Maximum Geschwindigkeit						
diese Arbeit	65.55	–	1	101.64	–	1
NFS	67.01	3.03	6	122.44	41.90	5
FS	65.95	0.63	5	110.62	32.86	5
Mittlere Geschwindigkeit						
diese Arbeit	32.26	–	1	42.75	–	1
NFS	32.00	0.94	6	47.15	9.24	5
FS	32.21	0.13	5	44.61	8.98	5

Experiment F: prognostische Simulation

In Experiment F wird die prognostische Entwicklung der Eismächtigkeit betrachtet. Ausgehend von einer Geometrie, die nicht im stationären Gleichgewicht ist, wird die freie Oberfläche gemäß Gleichung 6.27 relaxiert, bis ein stationärer Zustand erreicht ist. Akkumulation und Ablation werden vernachlässigt ($a_s = a_b = 0$).

Als Startgeometrie dient ein in x -Richtung um $\alpha = 3^\circ$ geneigter isothermaler Eiskörper mit einer mittleren Eismächtigkeit $h^{(0)} = 1000$ m. Die basale Topographie wird mit einer gaußförmigen Erhebung überlagert. Für die anfängliche Oberseiten- $s^{(0)}$ und basalen Topographie $b^{(0)}$ gilt

$$s^{(0)}(x, y) = 0 \quad , \quad (7.9)$$

$$b^{(0)}(x, y) = -h^{(0)} + a_0 \exp \frac{-(x^2 + y^2)}{\sigma^2} \quad , \quad (7.10)$$

mit der Breite der Gaussfunktion $\sigma = 10\,000$ m, der Amplitude der Gaussfunktion $a_0 = 100$ m und den horizontalen Koordinaten $(x, y) = (0, 0)$ im Zentrum. Die horizontale Ausdehnung L beträgt in x - und y -Richtung 100 km. Zu beachten ist, dass das lokale Koordinatensystem ebenfalls um $\alpha = 3^\circ$ in x -Richtung gedreht ist (Abb. 7.11).

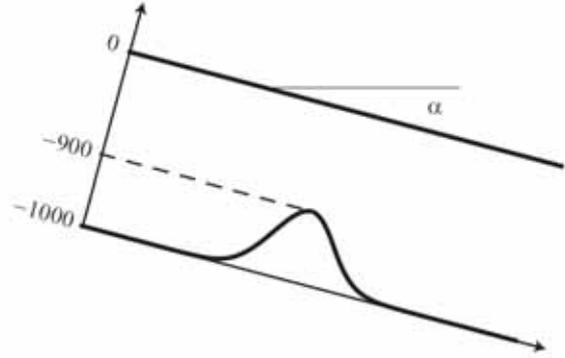


Abbildung 7.11: Geometrie und Koordinatensystem in Experiment F. Abbildung entnommen aus Pattyn et al. (2008).

Um eine Koordinatentransformation zu vermeiden, wird in der Stokes-Gleichung (Gl. 6.5) der Antriebsterm \mathbf{F} auf der rechten Seite mit der Rotationsmatrix \mathbf{R}_α rotiert

$$\mathbf{F}_\alpha = \mathbf{R}_\alpha \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & 0 & \sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho g \sin(\alpha) \\ 0 \\ -\rho g \cos(\alpha) \end{pmatrix} \quad . \quad (7.11)$$

Die Koordinatenrichtungen x , y und z verlaufen nun entsprechend der Koordinaten des Numerischen Fließmodells.

Im Gegensatz zu den Experimenten A–E wird der Exponent n im Glenschen Fließgesetz auf eins gesetzt (vgl. Tab. 7.2). Dadurch hängt die effektive Viskosität (Gl. 6.32) nicht mehr von der effektiven Deformationsrate ab, sondern ist eine Konstante $\mu = (2A)^{-1}$ mit $A(T) = \textit{konst.}$ (vgl. Tab. 7.2). An den seitlichen Rändern sowie an der Eisoberseite gelten wieder periodische Randbedingungen bzw. spannungsfreie Bedingungen. An der Eisbasis wird der Gleitparameter β^2 nach Gudmundsson (2003) definiert

$$\beta^2 = \left(c A H^{(0)} \right)^{-1} \quad . \quad (7.12)$$

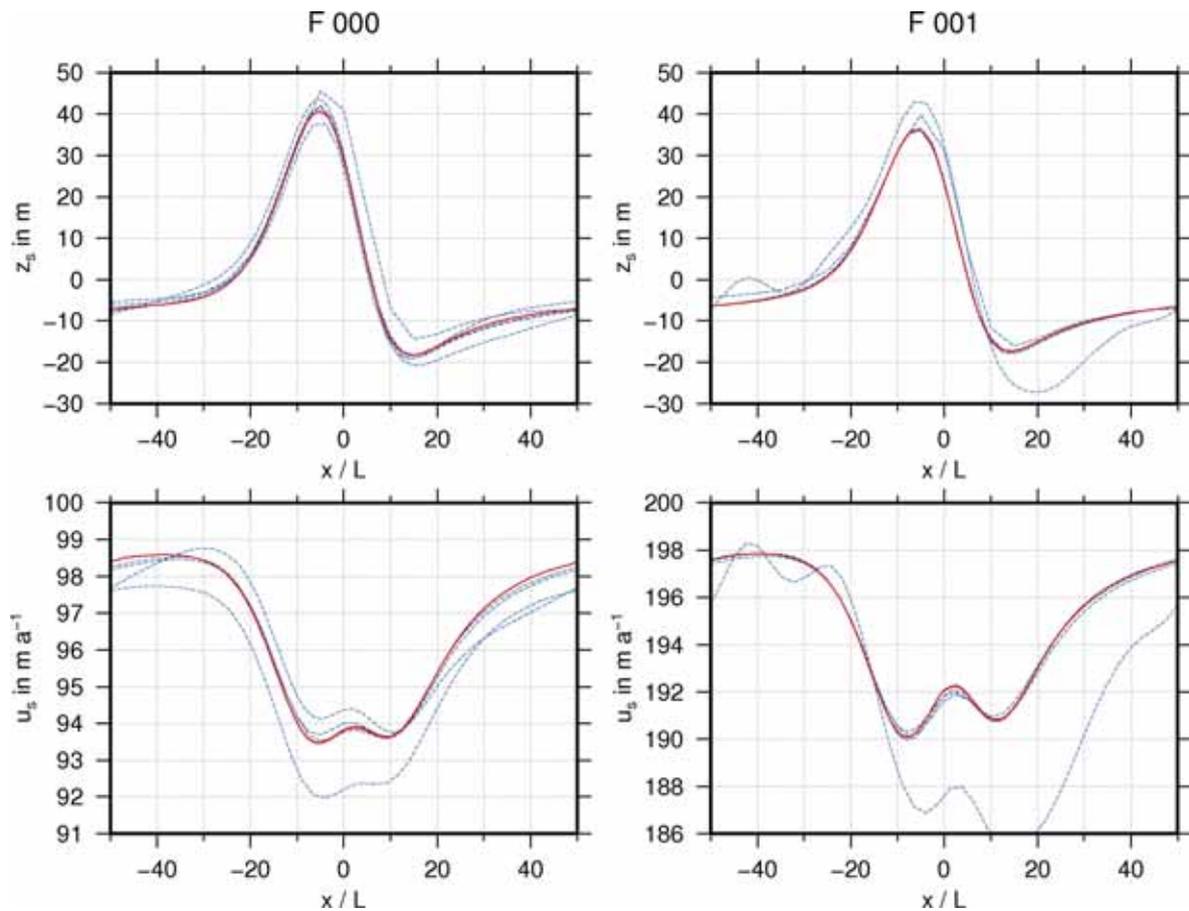


Abbildung 7.12: Oberflächenhöhe z_s (oben) und Oberflächengeschwindigkeit u_s bei $y = L/2$ für die Teilerperimente (F0) und (F1) dieser Arbeit (rot). Vergleichend sind die Ergebnisse aus Pattyn et al. (2008) in blau dargestellt.

Es werden zwei Experimente mit $c = 0$ (F0), d. h. das Eis ist an der Basis angefroren ($\beta^2 = \infty$) und $c = 1$ (F1), d. h. Vorgabe des basalen Gleitparameters, durchgeführt.

In Abbildung 7.12 werden Oberflächenhöhe z_s und Oberflächengeschwindigkeit u_s bei $y = L/2$ für die Teilerperimente (F0) und (F1) dieser Arbeit (rot) und wiederum vergleichend die Ergebnisse aus Pattyn et al. (2008) in blau dargestellt. Die Abbildungen zeigen den erreichten stationären Zustand. Ein stationärer Zustand ist erreicht, wenn die Änderung der freien Oberfläche an keinem Gitterpunkt betragsmäßig > 0.01 m zwischen den Zeitschritten n und $n + 1$ ist

$$\max(|z^{n+1} - z^n|) < \epsilon < 0.01 \text{ m} \quad . \quad (7.13)$$

Für Experiment F0 ist 450 Jahre gerechnet worden, für Experiment F1 240 Jahre bis ein stationärer Zustand erreicht worden ist.

In beiden Fällen stellt sich eine ähnliche Oberflächentopographie z_s ein. Im Falle mit basalem Gleiten sind Maximum und Minimum gegenüber im Falle ohne basalem Gleiten etwas weniger ausgeprägt. Das Geschwindigkeitsfeld an der Eisoberseite mit basalem Gleiten ist um etwa 100 m a^{-1} erhöht gegenüber des angefrorenen Eiskörpers.

Die maximale und mittlere Geschwindigkeit u_s an der Eisoberseite bei $y = L/2$ ist in Tabel-

le 7.5 gegenüber den ISMIP-HOM Ergebnissen aufgetragen (siehe auch Abb. 7.12). Wiederum liegen für alle Teilerperimente der maximale und mittlere Wert innerhalb der Standardabweichung der *full-Stokes*-Lösung. Dieses Experiment zeigt, dass die Relaxierung der freien Oberfläche gemäß Gleichung 6.27 zufriedenstellend gelöst wird.

Tabelle 7.5: Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit der ISMIP-HOM Vergleichsstudie für Experiment F0 und F1 (ohne bzw. mit basalem Gleiten): Aufgelistet sind Maximalwert der horizontalen Eisoberseitengeschwindigkeit, mittlere horizontale Eisoberseitengeschwindigkeit, Standardabweichung σ in ma^{-1} und die Anzahl der teilgenommenen Modelle n der ISMIP-HOM Studie. Unterschieden wird zwischen *full-Stokes* (FS)- und *non-full-Stokes* (NFS)-Modellen.

	F 0			F 1		
	μ	σ	n	μ	σ	n
Maximum Geschwindigkeit						
diese Arbeit	98.59	–	1	197.85	–	1
NFS	98.14	0.35	5	197.55	0.48	5
FS	98.64	0.16	2	197.85	0.01	2
Mittlere Geschwindigkeit						
diese Arbeit	96.46	–	1	194.70	–	1
NFS	96.11	0.40	5	193.05	1.16	5
FS	96.42	0.05	2	194.67	0.04	2

7.2.2 Temperatur

Im Folgenden soll die im numerischen Modell implementierte Wärmetransportgleichung verifiziert werden. Im Unterschied zur ISMIP-HOM Vergleichsstudie wird hier die von Bueler et al. (2007) angegebene analytische Lösung für die Temperatur T genutzt. Anschließend wird die simulierte Temperatur T_{sim} mit der analytischen Temperatur T_{a} auf Genauigkeit geprüft. Aus Bueler et al. (2007) wurde das Experiment F ausgewählt. Dieses Experiment wiederum orientiert sich an dem Experiment F im EISMINT Benchmark (Payne et al., 2000). Die dreidimensionale Geometrie in x, y, z -Richtung mit dem Ursprung in $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ ist radialsymmetrisch mit dem Radius L . Die Eisbasis ist eben bei $z_b = 0$ m. Die Eisoberseite hat einen parabolischen Verlauf mit einem Maximalwert der Eismächtigkeit von $H_0 = 3000$ m bei $(x, y) = (0, 0)$ ⁴. Der Einfachheit halber wird der Test hier zweidimensional, d. h. mit einem Schnitt in der (x, z) -Ebene, durchgeführt.

Die im folgenden genutzte Methode zur Erstellung einer analytischen Lösung des gekoppelten thermomechanischen Problems wurde von Roache (1989) als *method of manufactured solutions* bezeichnet. In diesem Fall wird dabei zunächst eine Lösung für die analytische Temperatur T_{a} vorgegeben. Durch Vorgabe von T_{a} und der Geometrie können die horizontalen und vertikalen Geschwindigkeiten u und w , als auch die Deformationswärme \sum mittels den Gleichungen der SIA angegeben werden (Bueler et al., 2007). Um Gültigkeit in der Wärmetransportgleichung (Gl. 6.7) zu erreichen, wird eine weitere (kompensatorische) Wärmequelle \sum_c addiert, die entsprechend justiert wird. Diese kann z. B. als endo- oder exothermische che-

⁴Im EISMINT Experiment F hat der Maximalwert der Eismächtigkeit einen Wert von $H_0 = 3600$ m.

mische Reaktion, die im Eis stattfindet, interpretiert werden. Des Weiteren werden zusätzliche Vereinfachungen getroffen: (i) Aktivierungsenergie Q und die Konstante A_0 in Gleichung 6.33 sind konstant (Arrhenius-Glen-Nye Form), wobei die gewählten Werte für kaltes Eis gelten; (ii) die Temperatur T in Gleichung 6.7 ist die absolute Temperatur (non-homolog).

Die errechneten analytischen Felder für die horizontale Geschwindigkeit u , vertikale Geschwindigkeit w , der Deformationswärme Σ und der kompensatorischen Deformationswärme Σ_c können dann im numerischen Modell (d.h. in der Wärmetransportgleichung (Gl. 6.7)) als analytische Funktionen vorgegeben werden. Genutzte Konstanten sind in der Tabelle 7.6 aufgeführt.

Tabelle 7.6: Konstanten im Temperaturtest.

Symbol	Konstante	Wert	Einheit
A_0	Konstante in Gl. 6.33	3.61×10^{-13}	$\text{Pa}^{-3} \text{s}^{-1}$
Q	Aktivierungsenergie	6.0×10^4	J mol^{-1}
c_p	spezifische Wärmekapazität	2009	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
k	Wärmeleitfähigkeit	2.1	$\text{W K}^{-1} \text{m}^{-1}$
T_{\min}	minimale Oberflächentemperatur	223.15	K
G	geothermaler Wärmestrom	0.042	W m^{-2}
S_T	räumliche Änderung der Oberflächentemperatur	1.67×10^{-2}	K km^{-1}
H_0	maximale Eismächtigkeit	3000	m
L	Radius des Modellgebietes	750	km
ρ	Eisdichte	910	kg m^{-3}
g	Gravitationskonstante	9.81	m s^{-2}
n	Exponent in Gl. 6.29	3	
	Sekunden pro Jahr	31 556 926	s a^{-1}

In Abbildung 7.13 ist das vorgegebene Temperaturfeld T_a sowie die Eismächtigkeit H nach Bueler et al. (2007) dargestellt⁵. Das Temperaturfeld ist so gewählt, dass die Randbedingungen an der Eisoberseite $T(x, z_s) = T_s(x) = T_{\min} + S_T x$ und an der Eisbasis $\partial T / \partial z(x, z_b) = -G/k$ erfüllt sind. Werte der Konstanten T_{\min} , S_T , G , und k sind in Tabelle 7.6 aufgeführt.

Das Eis wird von der Eisoberseite zur Eisbasis wärmer, wobei die Änderung $\partial T / \partial z$ näherungsweise konstant ist. Weiterhin ist im Temperaturfeld keine horizontale Advektion ausgeprägt, diese wird durch die kompensatorische Deformationswärme unterdrückt. Das vorgegebene vertikale Temperaturfeld beschreibt kein realistisches in einem Eisschild vorherrschendes Temperaturprofil. Realistische Temperaturprofile haben eher einen exponentiellen Verlauf mit dem stärksten Anstieg der Temperatur an der Eisbasis.

Nach Vorgabe des analytischen Temperaturfeldes und der Geometrie werden die weiteren analytischen Funktionen errechnet. Die Felder sind in den Abbildungen 7.14(a,b) und 7.15(a,b) für die vertikale Geschwindigkeit w , horizontale Geschwindigkeit u , der Deformationswärme Σ und der kompensatorischen Deformationswärme Σ_c gezeigt. Auffallend ist, dass die kompensatorische Deformationswärme bis zu einem Faktor fünf größer als die Deformationswärme ist. Das physikalisch richtige Temperaturfeld würde man bei $\Sigma_c = 0$ erhalten.

Für die Simulation wurde der Eiskörper mit 41 vertikalen Schichten und $\Delta x = 5$ km diskre-

⁵Aus radialsymmetrischen Gründen sind in allen folgenden Abbildungen die Felder nur für $x \geq 0$ gezeigt.

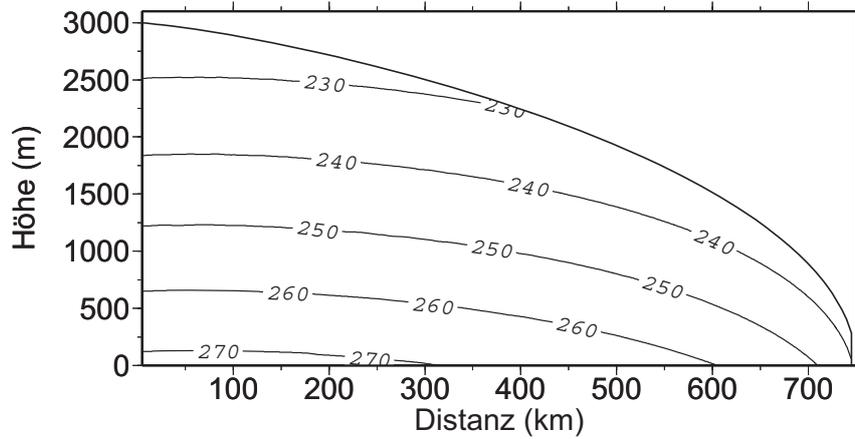
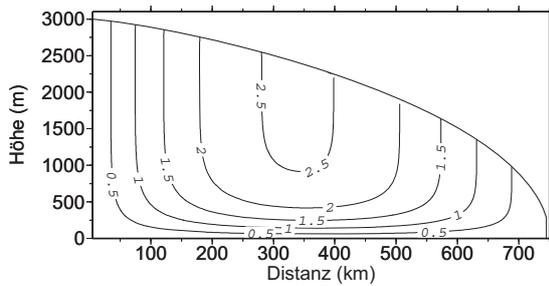
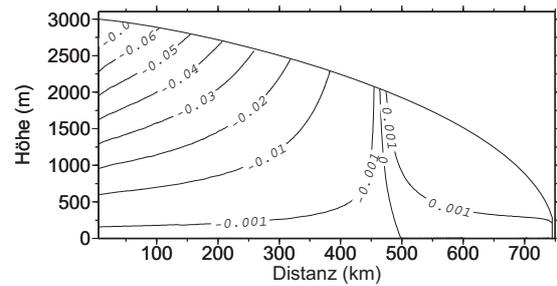


Abbildung 7.13: Analytische Lösung der Temperatur T_a in K im Temperaturtest.

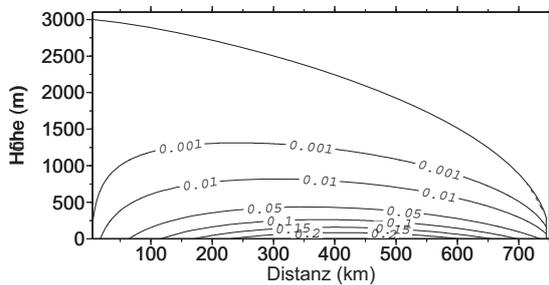


(a)

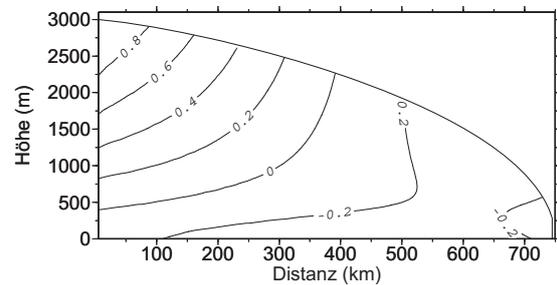


(b)

Abbildung 7.14: Komponenten der analytischen Geschwindigkeitsfelder im Temperaturtest: Horizontale Geschwindigkeit u in m a^{-1} (a) und vertikale Geschwindigkeit w in m a^{-1} (b).



(a)



(b)

Abbildung 7.15: Analytische Felder der Deformationswärme Σ in $(10^{-3} \text{ K a}^{-1})$ (a) und der kompensatorischen Deformationswärme Σ_c in $(10^{-3} \text{ K a}^{-1})$ (b) im Temperaturtest.

tisiert. Hierfür wurde der 'swept mesh' mode von COMSOL Multiphysics genutzt (Kap. 7.1). Des Weiteren existieren in den analytischen Lösungen Singularitäten bei $x = 0$ und $x = L$. Bei der folgenden Verifikation wird dies berücksichtigt, indem der Vergleich von T_a und T_{sim} auf dem Intervall $5 \text{ km} \leq x \leq 745 \text{ km}$ durchgeführt wird.

Das mit dem hier verwendeten numerischen Modell simulierte Temperaturfeld T_{sim} und den oben genannten analytischen Funktionen als Eingabe und Randbedingungen ist in Abbildung 7.16 dargestellt. Das Feld zeigt die gleiche Struktur wie die analytische Lösung T_a (vgl. Abb. 7.13). Obwohl die Wärmetransportgleichung horizontale Advektion berücksichtigt, gleicht das Temperaturprofil vertikaler Diffusion. Die kompensatorischen Deformationswärme \sum_c zwingt die Temperatur in diesen Zustand.

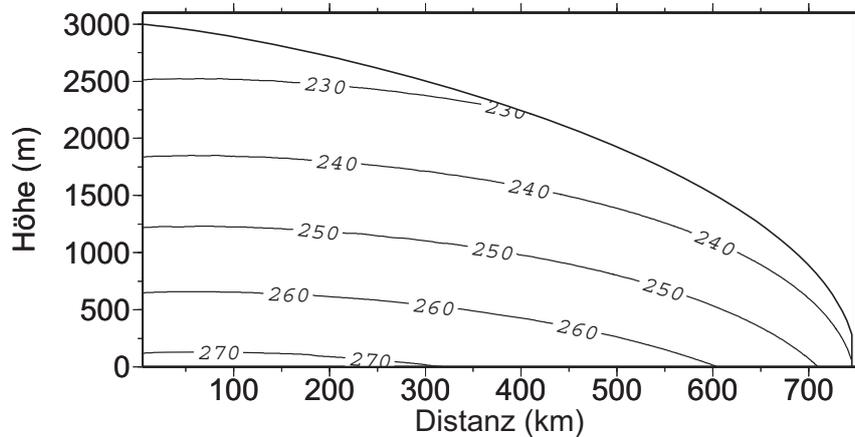


Abbildung 7.16: Simulierte Temperatur T_{sim} in K im Temperaturtest.

Um die Qualität der numerischen Lösung zu beurteilen, ist in Abbildung 7.17 die Differenz $\Delta T = T_a - T_{sim}$ dargestellt. Im Zentralteil des Eiskörpers sind die Abweichungen klein mit Werten von $\Delta T = 0 \text{ K}$ bis ca. $\Delta T = 0.0003 \text{ K}$. Die maximalen Abweichungen sind im Bereich der Eisscheide und des Eiskliffs zu finden. Hier erreichen die Differenzen $\Delta T = 0.0016 \text{ K}$ bzw. $\Delta T = 0.0053 \text{ K}$. Die mittlere Abweichung beträgt $\Delta T_m = 0.0004 \text{ K}$. Generell ist die simulierte Temperatur im Vergleich zur analytischen Temperatur etwas zu warm. Betrachtet man die Abweichungen, ist die simulierte Temperaturlösung als sehr gut einzustufen.

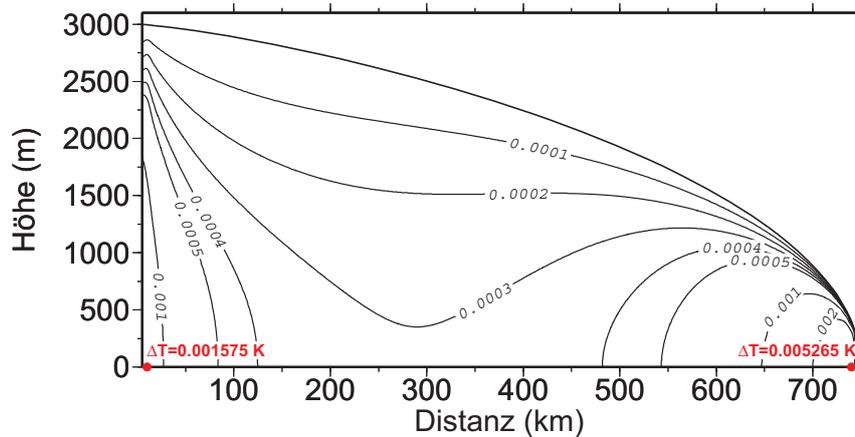


Abbildung 7.17: Differenz $\Delta T = T_a - T_{\text{sim}}$ des analytischen Temperaturfeldes zum simulierten Temperaturfeld in K. Die roten Punkte und Werte markieren maximale Abweichungen im Bereich der Eisscheide und des Eiskliffs.

7.2.3 Wassergehalt

Hier wird ein zweidimensionaler in x -Richtung unendlich ausgedehnter und um $\alpha = 4^\circ$ geneigter polythermaler Eiskörper betrachtet (Abb. 7.18). Eisoberseite z_s und Eisbasis z_b verlaufen flach und parallel zueinander mit einer Eismächtigkeit von $H = 200$ m. Die CTS (*cold-temperate transition surface*) teilt den Eiskörper bei z_m in einen temperierten Bereich an der Eisbasis und einen darüber ruhenden Kalteisbereich. Aufgrund des polythermalen Zustandes des Eiskörpers werden zwei verschiedene Fälle betrachtet (Greve, 1995; Greve und Blatter, 2009); (i) Eisfluss von der freien Oberfläche zur Eisbasis $w = -0.2 \text{ m a}^{-1}$ (im Folgenden als Experiment SB (Schmelzbedingung) bezeichnet), (ii) Eisfluss vom temperierten in den kalten Bereich $w = 0.2 \text{ m a}^{-1}$ (im Folgenden als Experiment GB (Gefrierbedingung) bezeichnet).

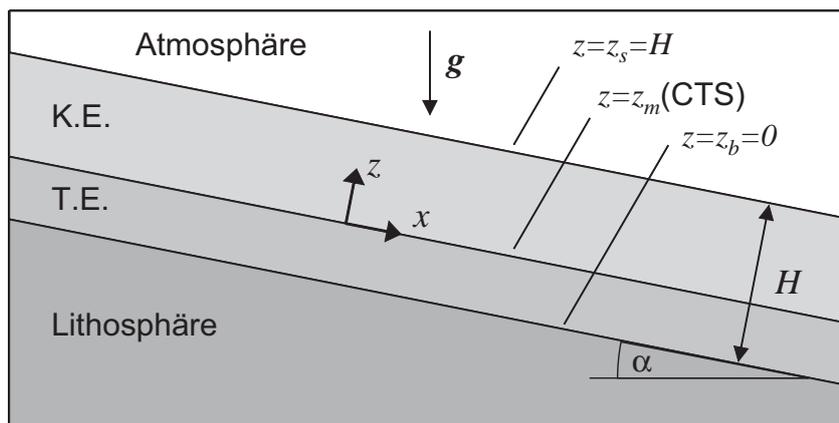


Abbildung 7.18: Geometrie und Koordinatensystem im Wassergehaltstest. Die Abkürzungen K.E. und T.E. stehen für kaltes Eis und temperiertes Eis. Abbildung modifiziert nach Greve und Blatter (2009).

Tabelle 7.7: Konstanten im Wassergehaltstest.

Symbol	Konstante	Wert		Einheit
		Exp. SB	Exp. GB	
T_s	Oberflächentemperatur	-3	-10	°C
w	Vertikalgeschwindigkeit	-0.2	0.2	m a^{-1}
u_b	Gleitgeschwindigkeit	5	5	m a^{-1}
z_m	Position der CTS	18.9	58.7	m
c_p	spezifische Wärmekapazität	2009	2009	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
k	Wärmeleitfähigkeit	2.1	2.1	$\text{W K}^{-1} \text{m}^{-1}$
L	Latente Wärme von Eis	335 000	335 000	J kg^{-1}
A	Fließparameter	1.67×10^{-16}	1.67×10^{-16}	$\text{Pa}^{-n} \text{a}^{-1}$
ρ	Eisdichte	910	910	kg m^{-3}
g	Gravitationskonstante	9.81	9.81	m s^{-2}
n	Exponent in Gl. 6.29	3	3	
	Sekunden pro Jahr	31 556 926	31 556 926	s a^{-1}

Der Grenzfall, bei dem kein Massenfluss durch die CTS stattfindet, wird nicht betrachtet. Die Temperatur wird wie in Kapitel 7.2.2 als non-homolog behandelt. Wasserdiffusion wird vernachlässigt ($c = 0 \Rightarrow \mathbf{j} = \mathbf{0}$). Der Fließparameter A ist konstant, also keine Temperatur oder Wasserabhängigkeit. Die Drainagefunktion $D(W)$ (Gl. 6.39) wird nicht angewendet.

Auf die Herleitung und Angabe der analytischen Lösung für die Temperatur T_a und den Wassergehalt W_a wird hier verzichtet und auf die Arbeit von Greve (1995) verwiesen. Lediglich die Position z_m der CTS muss mittels des Newton-Raphson Verfahrens zur Nullstellenbestimmung numerisch gelöst werden (Ellis et al., 1994). In Tabelle 7.7 sind die genutzten Konstanten für beide Experimente aufgelistet.

Für die kalte Eisoberseite gilt Scherspannungsfreiheit sowie eine Dirichlet-Randbedingung für die Oberflächentemperatur T_s . An der temperierten Eisbasis wird in beiden Experimenten eine Gleitgeschwindigkeit von $u_b = 5 \text{ m a}^{-1}$ vorgeschrieben sowie die Neumann-Bedingung für den Wassergehalt (Gl. 6.24). An der CTS gelten die Sprungebedingungen nach Greve (1995); Greve und Blatter (2009), an den seitlichen Begrenzungen periodische Randbedingungen.

Mit den oben genannten Randbedingungen und Konstanten wird die Wasserdiffusionsgleichung 6.12 im temperierten Bereich sowie die Wärmetransportgleichung 6.7 im Kalteisbereich gelöst. Die Stokes-Gleichung 6.5 gilt im gesamten Eiskörper.

Die Ergebnisse für die simulierte Temperatur T_{sim} und den simulierten mikroskopischen Wassergehalt W_{sim} sind entlang eines vertikalen Profils in Abb. 7.19 (unten) für beide Experimente dargestellt. Das Verhalten der horizontalen Geschwindigkeit u ist in beiden Experimenten identisch: Wie man es bei einer Scherströmung mit freier Oberfläche erwartet, stellt sich ein parabolisches Geschwindigkeitsfeld für die horizontale Geschwindigkeit in beiden Experimenten ein (Abb. 7.19(a) (oben) und 7.19(b) (oben)). Die Geschwindigkeit steigt monoton von ihrem minimalen Wert $u_b = 5 \text{ m a}^{-1}$ an der Eisbasis an, bis sie ihren Maximalwert $u_s = 37.31 \text{ m a}^{-1}$ an der freien Oberfläche erreicht.

Die Temperatur T_{sim} und der Wassergehalt W_{sim} zeigen jedoch ein unterschiedliches Verhalten. Der Temperaturgradient $\partial T / \partial z$ und der Wassergehalt W_{sim} an der CTS im Experiment SB weisen ein stetiges und in Experiment GB ein unstetiges Verhalten auf. Für Schmelz-

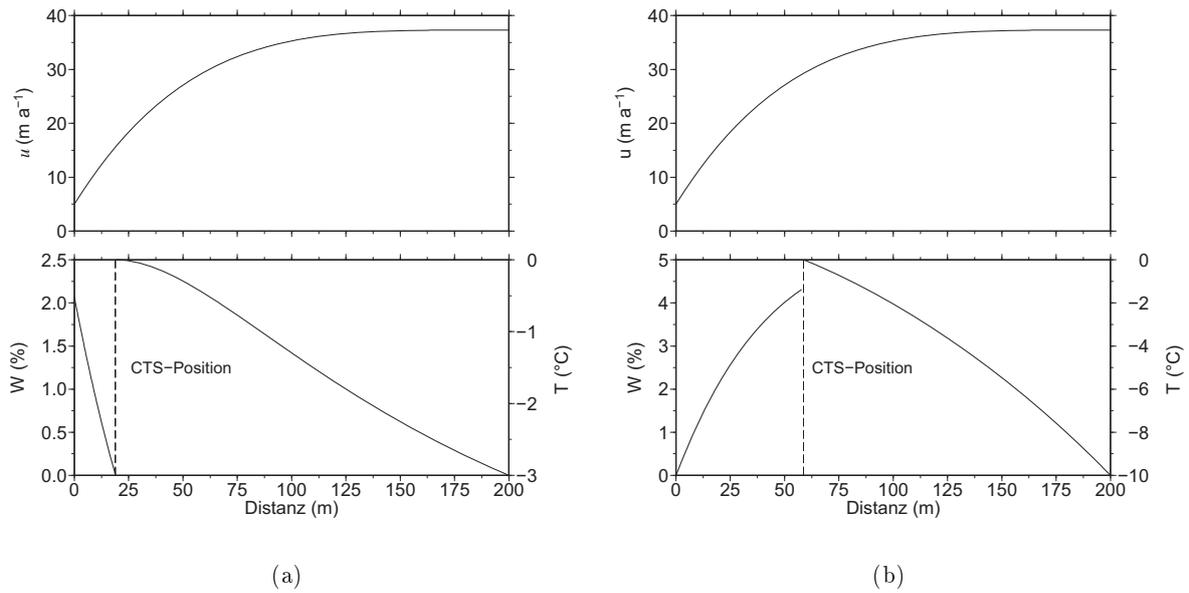


Abbildung 7.19: Simulationsergebnisse für Experimente SB (a) und GB (b): Horizontalgeschwindigkeit u (oben) und Temperatur T bzw. Wassergehalt W (unten).

bedingungen ist der Wassergehalt W_{sim} an der CTS identisch Null und per Definition im kalten Eis ebenfalls Null. An der Eisbasis wird ein maximaler Wert von ca. $W_{\text{sim}} = 2.2\%$ erreicht. Der Temperaturgradient $\partial T/\partial z$ auf der kalten Seite verschwindet ebenfalls. Für Gefrierbedingungen ist der maximale Wert des Wassergehaltes $W_{\text{sim}} = 4.2\%$ an der CTS, somit existiert hier eine Unstetigkeit. An der Eisbasis verschwindet der Wassergehalt. Der Temperaturgradient $\partial T/\partial z$ auf der kalten Seite der CTS verschwindet nicht, was wiederum zu einer Unstetigkeit an der CTS führt.

Analog zum Temperaturtest in Kapitel 7.2.2 ist hier in Abbildung 7.20 die Differenz der numerischen Lösung zur analytischen Lösung für die Temperatur T bzw. Wassergehalt W dargestellt, d. h. $\Delta T = T_a - T_{\text{sim}}$ in $^{\circ}\text{C}$ bzw. $\Delta W = W_a - W_{\text{sim}}$ in $\%$. In beiden Experi-

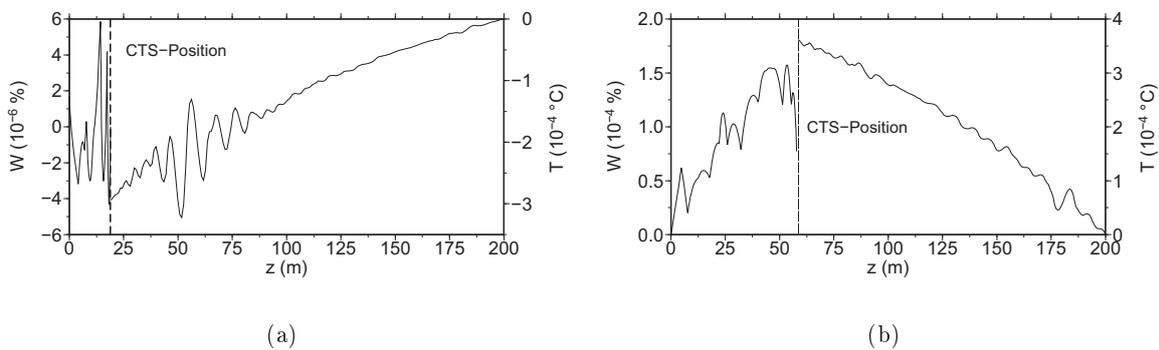


Abbildung 7.20: Differenz $\Delta T = T_a - T_{\text{sim}}$ und $\Delta W = W_a - W_{\text{sim}}$ der analytischen Temperatur und des mikroskopischen Wassergehaltes zur simulierten Temperatur und Wassergehalt für die Experimente SB (a) und GB (b).

menten liegen die Abweichungen der Temperatur in einer Größenordnung von 10^{-4} . Dies ist analog zum Temperaturtest im vorherigen Kapitel. Die Abweichungen des mikroskopischen Wassergehaltes sind für das Experiment GB ebenfalls in der Größenordnung von 10^{-4} , für Experiment SB sogar kleiner bei 10^{-6} . Die Abweichungen wiederum sind so klein, dass die numerische Lösung der Wasserdiffusionsgleichung (Gl. 6.12) als gut eingeschätzt und der vorangegangene Temperaturtest in Kapitel 7.2.2 bestätigt wird.

Kapitel 8

Ergebnisse der Fließdynamik von King George Island

In diesem Kapitel werden die numerischen Modellergebnisse der Fließdynamik der Haupteiskappe von King George Island (KGI) präsentiert. Das zuvor verifizierte dreidimensionale, thermodynamisch-fließdynamisch gekoppelte *full-Stokes*-Fließmodell ist entwickelt worden, um kleinskalige, subpolare Eiskappen adäquat zu behandeln. Dies bedeutet die Berücksichtigung des vollen Spannungstensors, von verschiedenen basalen Gleitgesetzen und der Trennung von EISRheologien innerhalb des Eiskörpers. Diese Entwicklung erlaubt die Anwendung des Modells auf die Eiskappe von KGI, welche ein irreguläres Felsbett mit hoher topographischer Variabilität aufweist und der Eiskörper größtenteils als temperiert angenommen wird. Die relevanten und entsprechend aufbereiteten Messdaten aus Kapitel 4.1 und 4.2 dienen einerseits als Eingabewerte für das Fließmodell und andererseits zur Bewertung und Optimierung der numerisch simulierten Fließgeschwindigkeiten und des damit verbundenen Temperaturfeldes. Die diagnostische Anwendung des Fließmodells erlaubt eine Aussage über momentane Eismassenbewegungen, relevante glaziologische Prozesse und des vorherrschenden Temperaturregimes dieser subpolaren Eiskappe. Die Studien können auf eine einzigartige Datenbasis zurückgreifen, um die Effekte einzelner Komponenten zu analysieren. Die Anwendung des neuen Fließmodells auf die Eiskappe von KGI und die numerische Berechnung des Fließgeschwindigkeitsfeldes und der Temperaturverteilung ist Bestandteil der nächsten Kapitel. Um den momentanen Zustand der Haupteiskappe von KGI umfassend, detailliert und quantitativ abzuleiten, zuvor wird ein kurzer Überblick der Modellanwendung gegeben.

8.1 Überblick

Ablaufplan: Um die weitere Vorgehensweise zu verstehen, muss zunächst die Methodik des *tunen* und validieren erläutert werden (siehe auch Santner et al., 2003). Im traditionellen Ansatz¹ wird die zu betrachtende Gruppe der *tuning*-Parameter durch die Anpassung der Simulationsergebnisse an in-situ Beobachtungen bestimmt. Die Simulation mit den abgestimmten *tuning*-Parameter(n) wird validiert durch den Vergleich mit einem anderen Satz an in-situ Beobachtungen. Schlägt die Validierung fehl, ist entweder die Wahl der *tuning*-Parameter falsch oder es herrschen lokal variierende glaziologische Prozesse. Die *tuning*-Validierungsprozedur kann auf zwei verschiedene Arten realisiert werden: (1) Aus dem Datensatz der in-situ Beobachtungen werden zufallsmäßig Datenpunkte ausgewählt oder (2) es werden räumlich getrennte Teildatensätze der in-situ Beobachtungen betrachtet.

¹Andere Verfahren sind die Bayessche- und Gaußsche-Kalibrierung (Santner et al., 2003, oder <http://www.maths.bris.ac.uk/~mazjcr/modelLimitations.pdf>; Abgerufen: Dez. 2010, und Referenzen darin).

Hier wird die Prozedur (2) gewählt, um zu prüfen, ob die glazialen Verhältnisse lokal variieren oder ob es einen Satz an Parametern gibt, der repräsentativ für die Eiskappe ist. Dies bedeutet, dass zunächst das Einzugsgebiet des Arctwoski Eisfeldes zum Abstimmen der *tuning*-Parameter dient (Modellgebiet 1). Gegenüber Breuer (2007) müssen die Parameter neu gewählt und optimiert werden, da (i) ein *full-Stokes*-Fließmodell genutzt wird, (ii) die Geometrie insbesondere im Küstenbereich mächtiger Auslassgletscher erweitert ist und (iii) das basale Gleitgesetz in einer anderen Form implementiert ist (Berücksichtigung der Felsbettneigung). Da generell die Vorkenntnis dieser Parameter gering ist, werden diese nicht intuitiv gewählt, sondern durch ein vorgegebenes Parameterintervall abgerastert und mit einer Bewertungsstrategie eingegrenzt. In dem Validierungsschritt wird der Verbund Bellingshausen Dome – Arctwoski Eisfeld – Zentralteil (Modellgebiet 2) simuliert und mit dem zweiten Teildatensatz der in-situ Beobachtungen verglichen.

Um eine Näherungslösung der realen glazialen Verhältnisse und Prozesse zu erhalten, werden hier neben dem *tuning*- und Validierungsverfahren weitere Schritte eingeführt. Dies ist schematisch in der Abbildung 8.1 als Ablaufplan aufgelistet. Hierbei dient das Initialisierungsverfahren, um eine Vorstellung des thermalen Regimes zu bekommen (Die Initialisierung ist dabei ebenfalls als *tuning*-Verfahren zu werten). Dies wird erreicht durch die Vorgabe exemplarischer Temperaturverteilungen, d. h. der Ausdehnung von Kalteis- und temperierten Bereichen (Kap. 8.2). Im *tuning*-Schritt wird der Parameterraum der *tuning*-Parameter festgelegt, wobei sich im optimalen Fall eine Gruppe an Parametern, d. h. eine eindeutige Lösung herauskristallisiert (Kap. 8.3). Die Schritte (1) und (2) schließen gewöhnlich das Ausführen und Analysieren einer Menge von Simulationen ein (auch als *statistical framework* bezeichnet). Der Validierungsschritt prüft, ob eine Übertragung der *tuning*-Parameter und der damit verbundenen glaziologischen Prozesse auf andere Gebiete gültig ist, d. h. es werden die realen glaziologischen Verhältnisse großräumig wiedergegeben (Kap. 8.4). Üblicherweise liegen dem *tuning* und Validierungsverfahren einfache Beschreibungen der glaziologischen Prozesse zu Grunde (räumlich einheitliche Verteilung der Parameter). Somit kann nach der Validierung des Fließmodells die Komplexität erhöht werden, indem man z. B. regionale Unterschiede

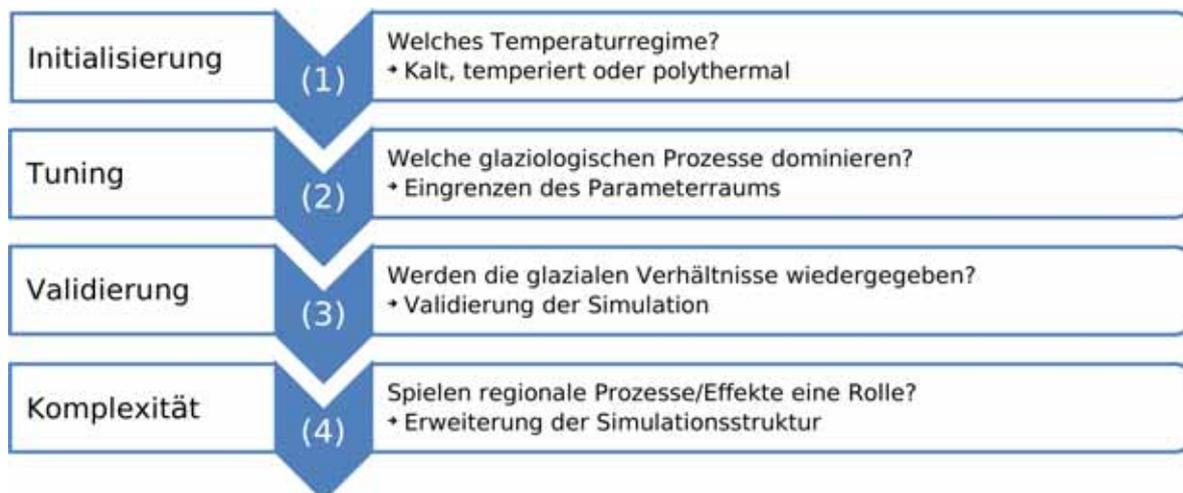


Abbildung 8.1: Der Ablaufplan der numerischen Simulationen gliedert sich in vier Unterpunkte: (1) Initialisierung, (2) Tuning, (3) Validierung und (4) Komplexität.

von Prozessen und Effekten hinzuzieht. Dies können weitere Kenntnisse aus in-situ Beobachtungen sein oder aus Computerexperimenten gewonnene Auskünfte über das reale System. Die Einführung der Komplexität kann einerseits notwendig sein, da man die glaziologischen Prozesse mit den vereinfachenden Annahmen nicht adäquat abgebildet werden können oder andererseits, um die Simulationsergebnisse zu optimieren. Die Steigerung der Komplexität der Modellstruktur ist Bestandteil des Kapitels 8.5.

Geschwindigkeitsanalyse: Um das Ergebnis der Simulationen in Bezug auf in-situ Messungen getrennt zu bewerten, werden die gemessenen Eisoberseitengeschwindigkeiten gegenüber den simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten in einem Streudiagramm aufgetragen. Hierbei entsprechen die Werte der Ordinate den simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten und die der Abzisse den gemessenen Eisoberseitengeschwindigkeiten. Analog gilt dies für den Vergleich der Richtungen der Geschwindigkeiten. Im Falle einer optimalen Übereinstimmung der gemessenen mit den simulierten Geschwindigkeiten liegen die aufgetragenen Punkte im Streudiagramm auf der 45°-Linie.

Weiterhin erfolgt die Bewertung der Simulationen durch die Berechnung statistischer Größen und wird im weiteren Text als *Geschwindigkeitsanalyse* bezeichnet. Die Geschwindigkeitsanalyse umfasst die Berechnung des Korrelationskoeffizienten r^2 , der mittleren Abweichung $\Delta\Phi$, des RMS (*Root Mean Square*)-Fehlers, des relativen Fehlers μ_r , des gemittelten relativen Fehlers μ und des Gütewertes J . Der Korrelationskoeffizient ist definiert als

$$r_{\Phi}^2 = \frac{ss_{\Phi_m\Phi_c}^2}{ss_{\Phi_m\Phi_m}ss_{\Phi_c\Phi_c}} \quad , \quad (8.1)$$

mit

$$ss_{\Phi_m\Phi_m} = \sum_{i=1}^n \Phi_m^2 - n\bar{\Phi}_m^2 \quad , \quad (8.2)$$

$$ss_{\Phi_c\Phi_c} = \sum_{i=1}^n \Phi_c^2 - n\bar{\Phi}_c^2 \quad , \quad (8.3)$$

$$ss_{\Phi_m\Phi_c} = \sum_{i=1}^n \Phi_m\Phi_c - n\bar{\Phi}_m\bar{\Phi}_c \quad , \quad (8.4)$$

wobei n die Anzahl der Vergleichspunkte, $\Phi = \{v, \phi\}$, $\bar{\Phi}$ der Mittelwert der Größe, v der Betrag der Eisoberseitengeschwindigkeit und ϕ die Richtung der Eisoberseitengeschwindigkeit (geographisches Koordinatensystem) ist. Die gemessenen Größen werden hier mit dem Index m und die simulierten Größen mit dem Index c indiziert. Ein Wert von $r^2 = 1$ bedeutet hierbei eine lineare Verteilung der Messpunkte, jedoch nicht zwingend auf der 45°-Linie. Der Korrelationskoeffizient gibt nur ein Maß für die Breite der Verteilung im Streudiagramm an, aber keines für eine Abweichung zwischen Messung und Simulation. Die mittlere Abweichung ist definiert als

$$\Delta\Phi = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Phi_m - \Phi_c) \quad , \quad (8.5)$$

Der RMS-Fehler berechnet sich über folgende Beziehung

$$\text{RMS}_{\Phi} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Phi_m - \Phi_c)^2} \quad . \quad (8.6)$$

Der RMS-Fehler zeichnet sich gegenüber der mittleren Abweichung $\Delta\Phi$ dadurch aus, dass sich größere Differenzen deutlicher widerspiegeln. Der RMS-Fehler ist in der Regel größer als der Betrag der mittleren Abweichung, jedoch ist keine Richtung der Abweichung ausgezeichnet. Der relative Fehler und gemittelte relative Fehler werden für die Eisoberseitengeschwindigkeiten berechnet

$$\mu_r = \frac{(v_m - v_c)}{v_m} \quad \text{und} \quad \mu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mu_r \quad . \quad (8.7)$$

Der Gütewert J verbindet v und ϕ nach Greve et al. (2010)

$$J = \sum_{i=1}^n \left(\frac{v_m - v_c}{\sigma_v} \right)^2 + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\phi_m - \phi_c}{\sigma_\phi} \right)^2 \quad , \quad (8.8)$$

wobei die Standardabweichungen σ_v, σ_ϕ eingeführt werden, um die unterschiedlichen Beiträge von v und ϕ zu J im rechten Verhältnis zu gewichten. Sie werden von den jeweiligen Werten aller teilnehmenden Simulationen im Experiment berechnet. Ein Wert von $J = 0$ entspricht einer optimalen Anpassung².

Geometrie, tuning- und Validierungsparameter: Das zu simulierende Untersuchungsgebiet gliedert sich in zwei Modellgebiete: (1) Zur Initialisierung und Anpassung der *tuning*-Parameter im Fließmodell wird zunächst das Modellgebiet 1 genutzt (Arctowski Eisfeld, Abb. 8.2(a) und 8.2(c)); (2) Zur Validierung und Erweiterung der Komplexität wird das Modellgebiet 2 eingeführt (Verbund Bellingshausen Dome – Arctowski Eisfeld – Zentralteil, Abb. 8.2(b) und 8.2(d)). Für beide Modellgebiete liegt die Eisgeometrie vor und wird als dreidimensionaler Eingabeparameter verwendet (Abb. 8.2(a) und 8.2(b)). Die Geschwindigkeitsanalysen werden in beiden Modellgebieten jeweils in den Einzugsbereichen durchgeführt, wo die Geometrie (insbesondere die Felsbetttopographie) im Küstenbereich bekannt ist. Im Modellgebiet 1 stehen 38 Vergleichspunkte zur Anpassung der *tuning*-Parameter in der Geschwindigkeitsanalyse zur Verfügung und für die Validierung im Modellgebiet 2 40 Punkte. Im Gegensatz zu Breuer (2007) und Rückamp (2006) wird das Modellgebiet 1 erweitert, so dass die Felder an der Eisscheide numerisch mitberechnet werden und nicht durch eine Randbedingung vorgegeben sind. Im Modellgebiet 2 bildet der Küstenverlauf größtenteils die Abgrenzung des Modellgebietes. Im Übergang zum Ostteil/Krakow Eisfeld und Warszawa Eisfeld werden die Ränder des Modellgebietes genügend weit außerhalb der Einzugsgebiete festgelegt, so dass diese nicht durch die Randbedingung beeinflusst sind. Weitere Eigenschaften des numerischen thermodynamisch-fließdynamisch gekoppelten *full-Stokes*-Fließmodells wie z. B. verwendete Modellgitter 1 und 2, Löser mit Konvergenzkriterien, Startwert etc. sind in Kapitel 7.1 angegeben.

²Der Begriff Gütewert (*Misfit*) wird hier etwas paradox verwendet, da bei vergleichenden J -Werten ein kleinerer Wert eine höhere Güte bedeutet.

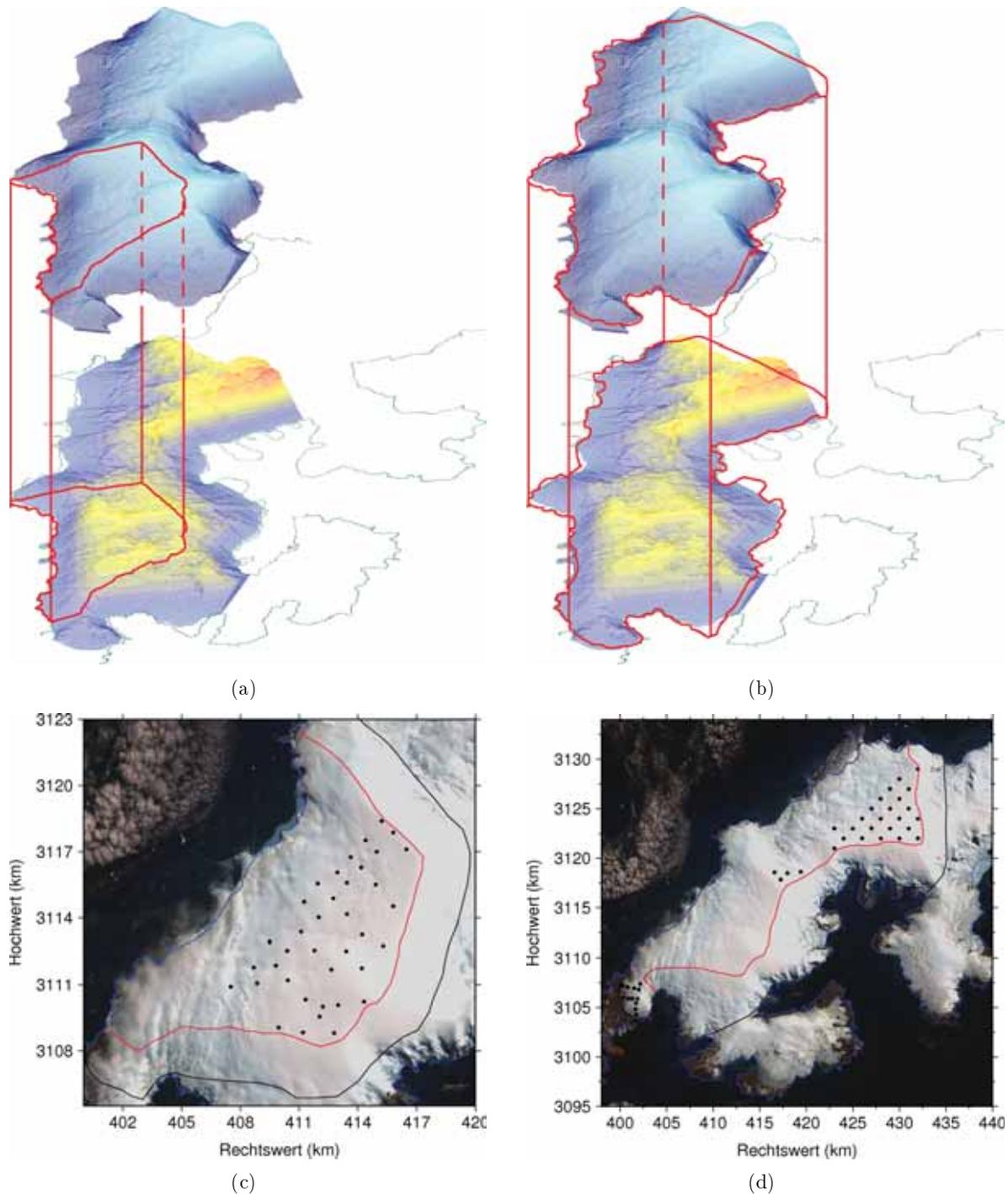


Abbildung 8.2: Eingabe und Validierungsparameter der Modellgebiete: Visuelle Darstellung (rote Linie umrandet das Modellgebiet) der Modellgebiete 1 (a) und 2 (b); Eingezeichnete Abgrenzung der Modellgebiete (schwarze Linie), Verlauf der Eisscheide (rote Linie) und verwendete Vergleichspunkte (schwarze Punkte) für die Geschwindigkeitsanalyse im Modellgebiet 1 (c) und 2 (d). Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

Konstanten: Die verwendeten physikalischen Konstanten im numerischen *full-Stokes*-Fließmodell sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Referenzen für die Angaben finden sich bei Hooke (1981), Paterson (1994), Greve (1995) und Greve und Blatter (2009). Ausgenommen davon ist die Angabe des geothermalen Wärmestroms G im Untersuchungsgebiet (Shapiro und Ritzwoller, 2004; Maule et al., 2005). Bisher gibt es keine direkten Messungen des geothermalen Wärmestroms auf KGI, daher muss auf indirekte Verfahren zurückgegriffen werden. Shapiro und Ritzwoller (2004) haben eine Karte des antarktischen basalen Wärmestroms ableiten können, indem sie seismische Krustendicken und weltweite Wärmestrommessungen kombinierten. Dieser Ansatz wurde von Maule et al. (2005) durch die Verwendung von magnetischen Krustendicken erweitert. Der resultierende räumliche Mittelwert von $G \approx 100 \times 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$ für die SSI ist in etwa zweimal so groß wie der typische Mittelwert von $G = 40 - 50 \times 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$ des ostantarktischen Kontinents, jedoch repräsentativ für Regionen mit rezemtem Vulkanismus.

Tabelle 8.1: Zusammenstellung der verwendeten physikalischen Größen im *full-Stokes*-Fließmodell.

Symbol	Konstante	Wert	Einheit
G	Geothermaler Wärmestrom	100×10^{-3}	W m^{-2}
A_0^{Paterson} für $T \geq 263.15 \text{ K}$	Konstante in Gl. 6.33	1.733×10^3	$\text{Pa}^{-3}\text{s}^{-1}$
Q für $T \geq 263.15 \text{ K}$	Aktivierungsenergie	139×10^3	J mol^{-1}
R	Universelle Gaskonstante	8.314	$\text{J mol}^{-1}\text{K}^{-1}$
ρ	Dichte von Eis	910	kg m^{-3}
g	Gravitationskonstante	9.81	m s^{-2}
β	Clausius-Clapeyron-Gradient	9.8×10^{-8}	K Pa^{-1}
L	Latente Wärme von Eis	335×10^3	J kg^{-1}
c	Wasserdiffusivität	0.01	
n	Exponent in Gl. 6.29	3	
A_0^{Hooke}	Konstante in Gl. 6.36	2.9498×10^{-9}	$\text{Pa}^{-3}\text{s}^{-1}$
C	Konstante in Gl. 6.36	0.16612	K^k
Q	Konstante in Gl. 6.36	78.8	kJ mol^{-1}
R^{Hooke}	Konstante in Gl. 6.36	8.321	$\text{J mol}^{-1}\text{K}^{-1}$
T_r	Konstante in Gl. 6.36	273.39	K
k	Konstante in Gl. 6.36	1.17	
E	Verstärkungsfaktor	1	
spy	Sekunden pro Jahr	31 556 926	s a^{-1}

8.2 Initialisierung: Kalt, Temperiert oder Polythermal?

Umfangreiche Initialisierungsstudien unter verschiedenen Temperaturrandbedingungen sollen dazu beitragen, eine Vorstellung des bisher unbekanntem Temperaturregimes von KGI zu bekommen (d. h. Übergang von kaltem zu temperiertem Eis (CTS, *cold-temperate transition surface*) und die Beträge der Eistemperaturen der verschiedenen Höhenlagen). Durch Vorgabe verschiedener horizontaler Ausdehnungen des temperierten Eises wird die Wirkung auf die Fließdynamik des Eises studiert. Das Modellgebiet wird für diese Studien auf das Arctowski Eisfeld beschränkt. Die Verfügbarkeit von in-situ gemessenen Eisoberseitengeschwindigkeiten

und einer hochauflösenden Eisgeometrie erlaubt eine effektive Prüfung der Parameterwahl mit Hilfe der Geschwindigkeitsanalyse.

Es wird davon ausgegangen, dass die Eiskappe von KGI einen ausgedehnten temperierten Eisbereich aufweist, der die Fließdynamik entscheidend beeinflusst. Somit werden die temperierten Bereiche nach dem beschriebenen Ansatz von Hutter (1982, 1993), Greve (1997a, 1995) und Greve und Blatter (2009) behandelt. Die Wärmetransportgleichung (Gl. 6.7) wird nicht gelöst, sondern eine tiefeninvariante Temperaturverteilung angenommen ($T(x, y, z) = T(x, y)$). Als Oberflächenrandbedingung wird die Temperaturverteilung vorgeschrieben somit entspricht die Temperatur in jeder vertikalen Säule der gegebenen Oberflächentemperatur. Für kalte Eisgebiete wird die Rheologie mit Gleichung 6.33 beschrieben, wohingegen die Gleichung 6.12, 6.38 und 6.43 für temperierte Gebiete verwendet werden. Die Fließdynamik wird mit dem *full-Stokes*-Gleichungssystem beschrieben (Gl. 6.5 und 6.6), wobei als basale Randbedingung der Eiskörper als angefroren angenommen wird ($\mathbf{u} = 0$). Für temperierte Eismassen stellt basales Gleiten eine nicht zu vernachlässigende Randbedingung der Dynamik dar, jedoch ist hier das Ziel eine obere Grenze der horizontalen Ausdehnung von temperiertem Eis zu finden; basales Gleiten würde durch Erhöhung der Fließgeschwindigkeiten diesem Ziel entgegen wirken. Bevor die Initialisierungsstudien gezeigt werden, soll zunächst auf eine Unsicherheit hingewiesen werden, auf der die KGI-Parameterstudien beruhen.

8.2.1 Fließfaktor-Parametrisierungen

Wie in Kapitel 6.4 erläutert und dargestellt, sind zwei verschiedene Parametrisierungen des Fließparameters $A(T)$ in der Vergangenheit vorgeschlagen worden, die sich insbesondere in der Nähe des Schmelzpunktes unterscheiden. Um diesen Einfluss zu veranschaulichen, werden für eine räumlich isothermale Eiskappe Simulationen mit verschiedenen Temperaturen von $T = -0.05^\circ\text{C}$, $T = -0.25^\circ\text{C}$ und $T = -3.0^\circ\text{C}$ durchgeführt. In diesen Simulationen wurde der Fließparameter in einer Einstellung nach der Beziehung von Paterson (1994, Gl. 6.33) angenommen, während für die zweite Einstellung der Beziehung nach Hooke (1981, Gl. 6.36) gefolgt wird. Die entsprechenden Werte des Fließparameters A für die drei ausgewählten Temperaturen sind:

$$\begin{aligned} A(T = -0.05^\circ\text{C})^{\text{Paterson}} &= 3.94 \times 10^{-24} \text{Pa}^{-3} \text{s}^{-1} \quad , \\ A(T = -0.05^\circ\text{C})^{\text{Hooke}} &= 15.1 \times 10^{-24} \text{Pa}^{-3} \text{s}^{-1} \quad , \\ A(T = -0.25^\circ\text{C})^{\text{Paterson}} &= 4.29 \times 10^{-24} \text{Pa}^{-3} \text{s}^{-1} \quad , \\ A(T = -0.25^\circ\text{C})^{\text{Hooke}} &= 8.05 \times 10^{-24} \text{Pa}^{-3} \text{s}^{-1} \quad , \\ A(T = -3.0^\circ\text{C})^{\text{Paterson}} &= 2.04 \times 10^{-24} \text{Pa}^{-3} \text{s}^{-1} \quad , \\ A(T = -3.0^\circ\text{C})^{\text{Hooke}} &= 2.03 \times 10^{-24} \text{Pa}^{-3} \text{s}^{-1} \quad . \end{aligned}$$

Beim Vergleich dieser Werte wird offensichtlich, dass die zwei verschiedenen Parametrisierungen die größte Diskrepanz für nahezu temperiertes Eis haben, da sich A bei $T = -0.05^\circ\text{C}$ durch ungefähr einen Faktor 3.8 unterscheidet. Die großen Unterschiede in der Nähe des Schmelzpunktes resultieren aus der Analyse von Hooke (1981), da hier die verwendeten Eisproben in der Analyse eine bestimmte Menge Wasser beinhalten und somit der Effekt von Wassergehalt und Temperatur zum Fließparameter A_{Hooke} nicht getrennt wurde.

Die simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten der drei Temperaturszenarien sind als Streudiagramm der beiden verschiedenen Einstellungen nach A^{Hooke} und A^{Paterson} gegeneinander auf-

getragen (Abb. 8.3). Deutlich zu sehen ist, dass die Geschwindigkeiten für $T = -0.05^\circ\text{C}$ (grün) mit einem Faktor von 4.9 am meisten voneinander abweichen. Für $T = -0.25^\circ\text{C}$ (blau) unterscheiden sich die resultierenden Geschwindigkeiten um einen Faktor von 1.9 und für $T = -3.0^\circ\text{C}$ (rot) um einen Faktor von 0.89.

Diese Simulationen demonstrieren, dass die simulierten Fließgeschwindigkeiten sehr empfindlich gegenüber der Parametrisierung des Fließparameters sind. In den folgenden Modellstudien wird die Parametrisierung nach Paterson (1994) verwendet (Gl. 6.33), weil in den Studien eine klare Trennung zwischen den Effekten der Eistemperatur und des Wassergehalts verlangt wird. Das weist auf die Notwendigkeit einer neuen Darlegung der zwei Fließparameter-Parametrisierungen hin, die Daten einschließen, welche seit der Studie Hooke (1981) erhoben worden ist.

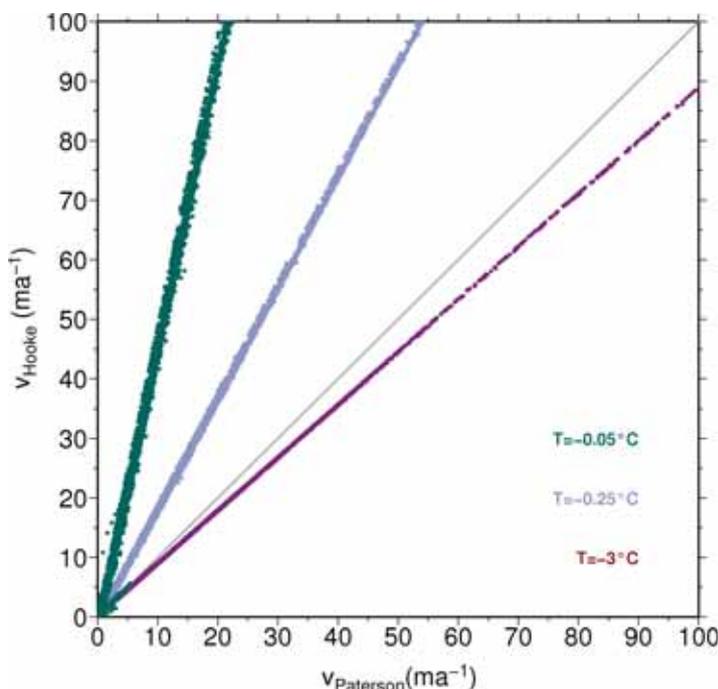


Abbildung 8.3: Simulationen mit verschiedenen Parametrisierungen des Fließparameters A. Streudiagramm der simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten nach Hooke (1981) aufgetragen gegenüber den simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten nach Paterson (1994).

8.2.2 Simulationen für exemplarische Temperaturregime

Da die Ausdehnung des temperierten Eises und der Temperaturverteilung auf KGI unsicher ist, werden Simulationen mit verschiedenen vorgegebenen Randbedingungen für die Oberflächentemperatur durchgeführt. Mit dieser Konstruktion lassen sich exemplarische Temperaturregime einstellen. Durch die Geschwindigkeitsanalyse, d. h. Vergleich der simulierten mit den gemessenen Eisoberseitengeschwindigkeiten werden die Hypothesen der Eisausdehnungen des temperierten Eises sowie der Temperatur des kalten Eises geprüft. Eine Übersicht der unten präsentierten Szenarien sind in der Abbildung 8.4 mit ihrer Oberflächentemperatur-Randbedingung gezeigt. Weitere Erläuterungen erfolgen bei der Beschreibung der Szenarien.

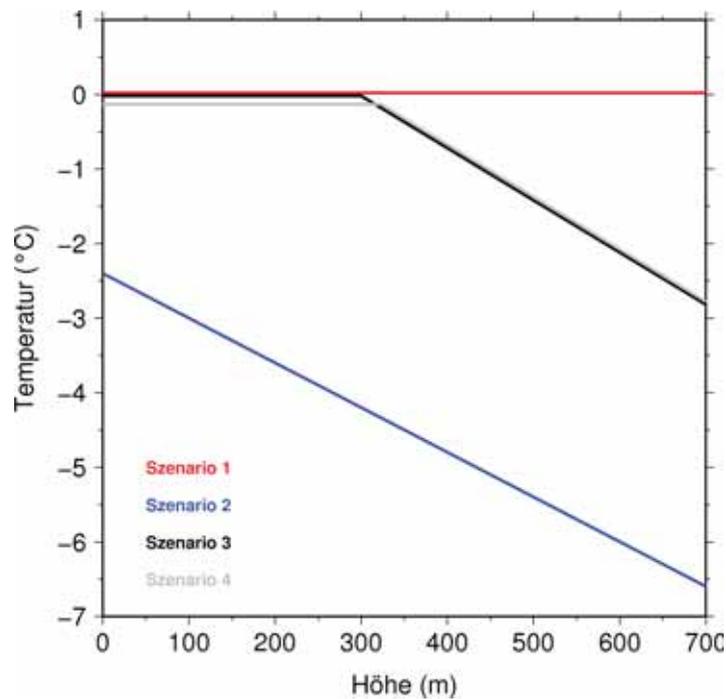


Abbildung 8.4: Überblick der verschiedenen präsentierten Szenarien für die Initialisierungsstudien. Die Profile zeigen die eingestellte Randbedingung für die Oberflächentemperatur: Szenario 1) durchweg temperiert: $T = 0^\circ\text{C}$ (rot), Szenario 2) durchweg kalt: $T = -2.4^\circ\text{C}$ am Meeresspiegel und einen Klimagradierten von $-0.6^\circ\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ (blau), Szenario 3) temperiertes Eis unterhalb von 300 m und einen Eistemperaturgradienten von $-0.7^\circ\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ oberhalb, so dass die Temperatur am Gipfel $T = -2.8^\circ\text{C}$ ist (schwarz), Szenario 4) eine Temperatur von -0.15°C unterhalb von 323 m und einen Eistemperaturgradienten von $-0.7^\circ\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ oberhalb, sodass die Temperatur am Gipfel $T = -2.8^\circ\text{C}$ ist (grau).

Durchweg temperiert – durchweg kalt

Zuerst werden zwei extreme Szenarien verglichen:

- Szenario 1: Die Eiskappe ist durchweg temperiert; der Eiskörper ist exakt an Druck-schmelzpunktbedingungen so wird der Fließparameter mit Gleichung 6.38 berechnet und der mikroskopische Wassergehalt ω mit den Gleichungen 6.12 und 6.43.
- Szenario 2: Die Eiskappe ist einschließlich eines hypsometrischen Temperaturgradienten völlig kalt; die Temperaturrandbedingung wird entsprechend der gemessenen 2 m-Jahresmitteltemperatur der Luft angenommen. Demnach ist die Temperatur am Meeresspiegel -2.4°C und folgt einem üblichen hypsometrischen Temperaturgradienten für gemäßigte Klimazonen von $-0.6^\circ\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ (Weischet, 1979), sodass die Temperatur am Gipfel des Arctowski Eisfeldes -6.6°C ist. Dieser Wert unterscheidet sich nur geringfügig von dem geschätzten Wert -6°C von Wen et al. (1994).

Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsanalyse sind in der Abbildung 8.5 für beide Szenarien gezeigt. Vergleicht man die simulierten Geschwindigkeiten mit den gemessenen, ist offensichtlich, dass das simulierte Bewegungsfeld des Szenario 1 mehr als doppelt so schnell fließt, wie

das gemessene. Das Szenario 2 liefert eine Eisbewegung, die ungefähr um den Faktor zwei zu niedrig ist. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass die Eiskappe weder völlig kalt noch völlig temperiert ist und so wird in weiteren Simulationen die Ausdehnung des temperierten Eisgebietes modifiziert.

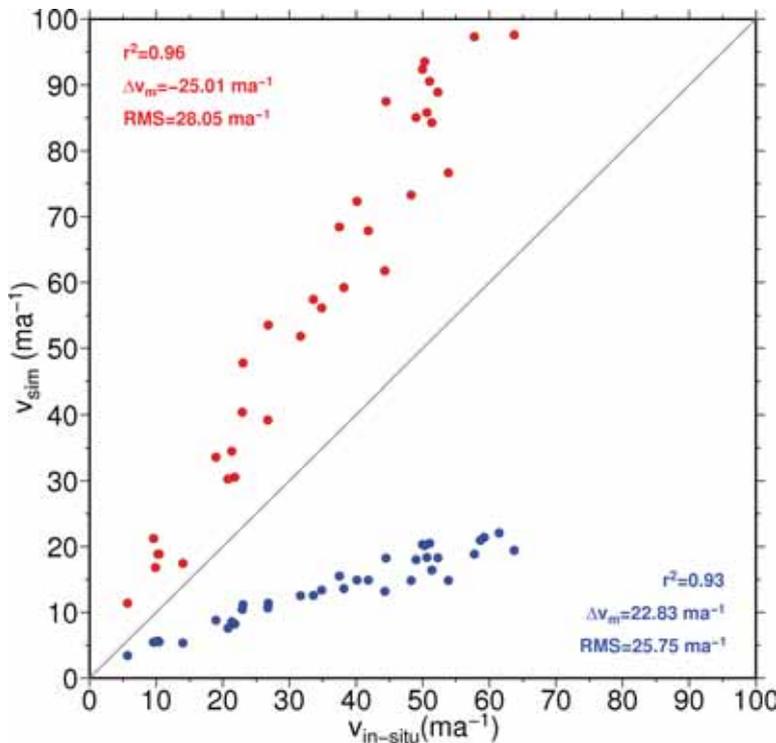


Abbildung 8.5: Streudiagramm der in-situ gegenüber der simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten für Szenario 1 (rot) und Szenario 2 (blau).

Polythermal

Die vorherigen Modellstudien zeigen, dass die Eiskappe eine polythermale Struktur hat. Um die Ausdehnung des temperierten Eises zu schätzen, wird das Volumen des temperierten Eises modifiziert und mit der Geschwindigkeitsanalyse die Dynamik bewertet. Durch die Einführung einer Höhenisolinie unter deren Grenze das Eis temperiert ist (CTS), werden die temperierten- und Kalteisbereiche vorgegeben. Weil die Temperatur tiefeninvariant ist, stellt die CTS hier eine Höhenlinie in der xy -Ebene dar. Oberhalb der CTS (Kalteisbereich) wird entweder eine konstante Temperatur vorgegeben, sodass der Bereich isothermal ist, oder ein Temperaturgradient gibt eine Höhenabhängigkeit der Temperatur vor. Diese (*tuning*-)Parameter (Höhe der CTS + konstante Temperatur im kalten Bereich; Höhe der CTS + hypsometrischer Temperaturgradient) werden Schritt für Schritt über ein breites Intervall abgerastert, um realistische Szenarien herauszufiltern (vgl. Tab. 8.2)

Zunächst wird die CTS in Kombination mit der unveränderlichen Temperatur im kalten Teil variiert: Simulationen mit niedrigen Eistemperaturen in kalten Gebieten ($\leq -2^{\circ}\text{C}$) führen hierbei zum deutlichen Unterschätzen der simulierten Geschwindigkeiten in den niedrigen Lagen, während hohe Eistemperaturen ($> -2^{\circ}\text{C}$) zum deutlichen Überschätzen der Bewegungsraten in den höheren Lagen der Eiskappe führen. Moderate Übereinstimmung wird erreicht durch (1) Einstellung der CTS bei 300 m und der Temperatur bei -1°C im kalten Teil oder (2) Einstellung der CTS an verschiedenen Höhenniveaus (50, 100, 150, 200, 250, und 300 m) und

Tabelle 8.2: Parameterraum für die Initialisierungsstudien.

Typ	Parameter	Intervall mit Schrittweite	Anzahl
Höhe der CTS	z_{cts} (m)	[0, 400] mit $\Delta z_{\text{cts}} = 25$	17
Temperatur Kalteisbereich	T_{k} ($^{\circ}\text{C}$)	[-1, -7] mit $\Delta T_{\text{k}} = 0.5$	17
Temperaturgradient	δT_{ST} ($^{\circ}\text{C } 100 \text{ m}^{-1}$)	[-0.1, -1.2] mit $\Delta \delta T_{\text{ST}} = 0.1$	12
			$\Sigma = 493$

der Temperatur bei -0.5°C im kalten Teil. Weil diese Simulationen das numerisch berechnete Geschwindigkeitsfeld signifikant überschätzen und/oder unterschätzen (relativer Fehler bis zu 100 %) werden diese Ergebnisse nicht weiter betrachtet.

Die Simulationen mit konstanter Temperatur im Kalteisbereich verdeutlichen, dass eine Höhenabhängigkeit der Eistemperatur vorliegen muss. Aus diesem Grund wird im nächsten Schritt die CTS in Kombination mit dem hypsometrischen Temperaturgradienten im kalten Teil variiert, sodass der Temperaturanstieg im kalten Gebiet von der Höhe und mit $T = 0^{\circ}\text{C}$ an der CTS abhängt. In der Abbildung 8.6 werden die resultierenden RMS-Fehler von v der Geschwindigkeitsanalyse im Raum der vorgegebenen Parameter aufgetragen. Die Farbe der Symbole zeigt den RMS-Fehler an. Betrachtet man die RMS-Fehler und deren Verteilung im Parameterraum, so ist offensichtlich, dass nicht ein Minimum deutlich hervortritt. Im Allgemeinen verlangt die Wahl eines höheren CTS-Niveaus einen höheren Eistemperaturgradienten, wohingegen ein niedrigeres CTS-Niveau einen kleineren Gradienten benötigt (Abb. 8.6). Weiterhin ist auffällig für Simulationen mit kleinen RMS-Werten von v , dass die Ausdehnung des temperierten Bereichs nicht das Höhenniveau von 300 m überschreitet. Dieses Niveau ist in etwa die Abgrenzung zu den in-situ bestimmten Eisoberseitengeschwindigkeiten und weist darauf hin, dass die Dicke der temperierten Schicht überschätzt ist.

Um die Bewertung der Qualität der Simulationen zu erweitern, wird zusätzlich eine weitere statistische Größe eingeführt: Das Auswählen der Simulationen, in denen mindestens 29 der 38 Vergleichspunkte (ca. 3/4) einen relativen Geschwindigkeitsunterschied bis $\pm 20\%$ haben, gibt ein weiteres Maß an. Simulationen, die dieses Kriterium erfüllen, werden zusätzlich mit einem schwarzen Kasten in der Abbildung 8.6 gekennzeichnet.

Eine Einstellung, die zu einer guten Übereinstimmung führt, wird ausgewählt und detailliert in der Abbildung 8.7 gezeigt (im weiteren als Szenario 3 bezeichnet). Diese hat ein CTS-Niveau bei 300 m und einen Eistemperaturgradienten von $-0.7^{\circ}\text{C } 100 \text{ m}^{-1}$, sodass am Gipfel der Eiskappe eine Temperatur von -2.8°C erreicht wird (Abb. 8.7(a)). Es ist zu erkennen, dass in den niedrigen Lagen einige Geschwindigkeiten zu hoch und einige zu langsam berechnet sind (Abb. 8.7(b) und (c)). Dieser Effekt kann möglicherweise basalen Prozessen zugeschrieben werden, die nicht betrachtet werden. In den höheren Lagen werden die Geschwindigkeiten nur leicht überschätzt. Im Allgemeinen stimmt der Vergleich in Bezug auf RMS-Fehler, Korrelationskoeffizient r^2 und mittlerer Abweichung Δv gut mit in-situ Geschwindigkeiten überein. Die Streuung des relativen Fehlers der Geschwindigkeit und der Differenz der Geschwindigkeiten ist mit einer gemittelten relativen Abweichung von ca. $\pm 14\%$ gleichförmig (Abb. 8.7(e) und (f)). Die Richtungen der Geschwindigkeit ϕ passen ebenfalls mit den Feldbeobachtungen zusammen. Lediglich im Bereich von 280° gibt es größere Abweichungen (Abb. 8.7(d)).

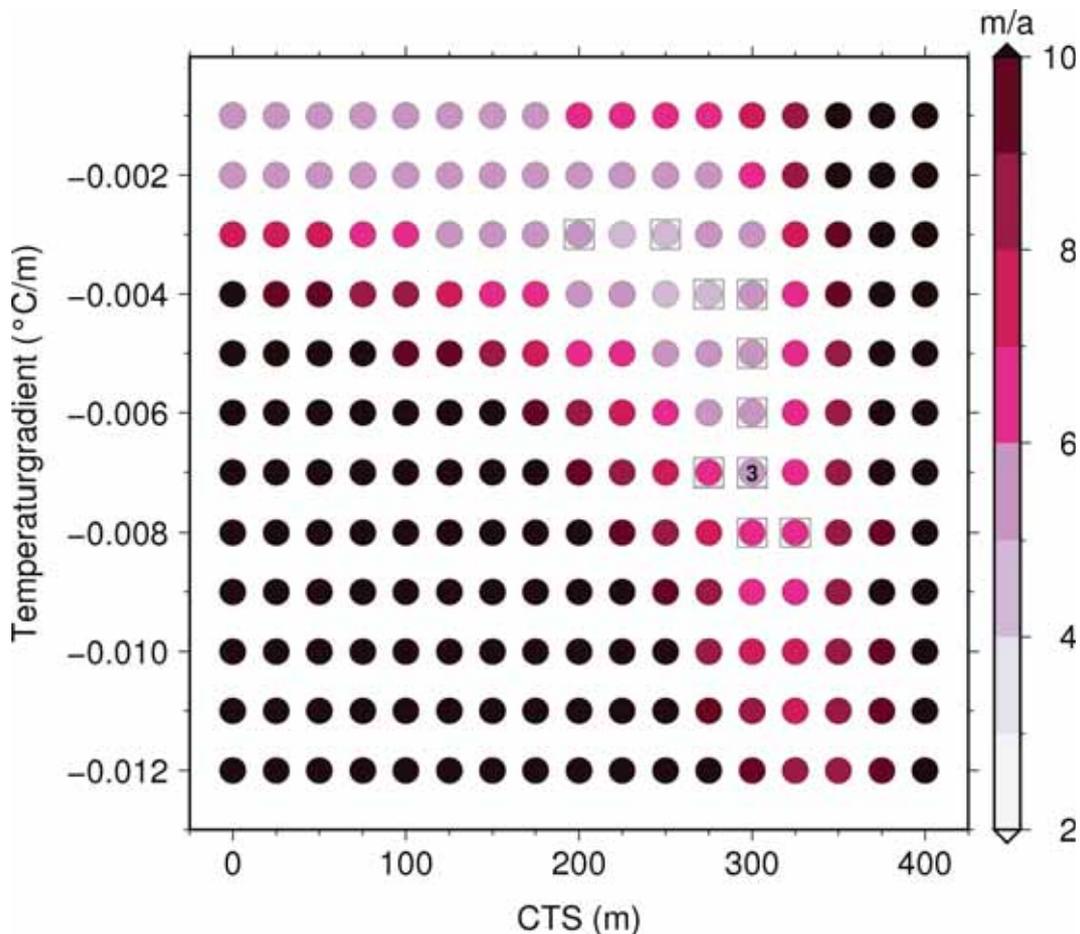
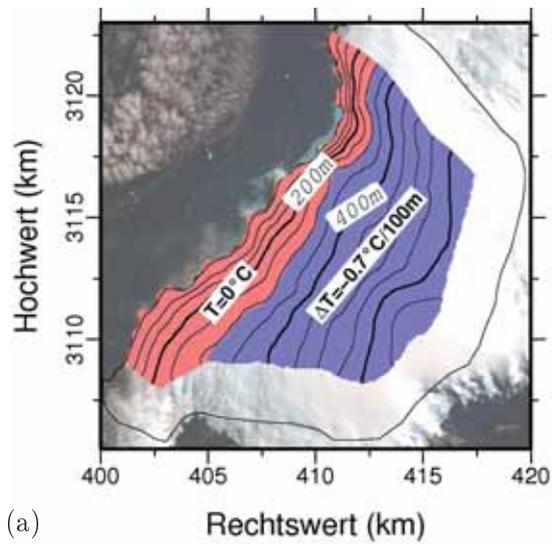
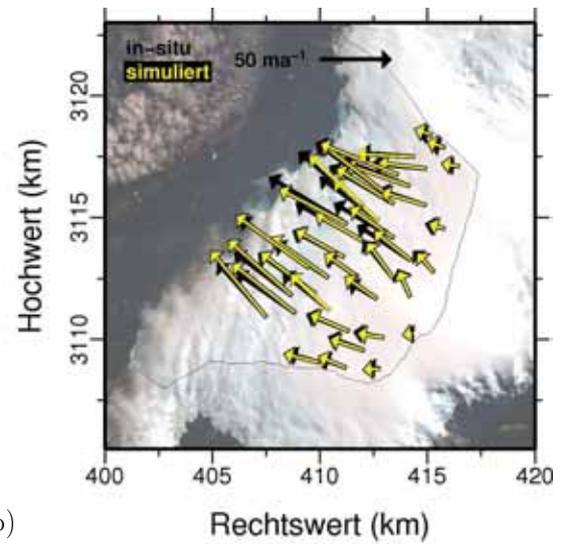


Abbildung 8.6: Verteilung der RMS-Fehler von v für Simulationen mit vorgegebenen CTS-Niveaus und hypsometrischen Temperaturgradienten. Die Farbe zeigt den RMS-Fehler an. Quadrate kennzeichnen Einstellungen mit einem guten relativen Geschwindigkeitsunterschied (für Details siehe Haupttext). Eine Einstellung ist ausgewählt worden (gekennzeichnet mit 3) und detailliert in der Abbildung 8.7 gezeigt.

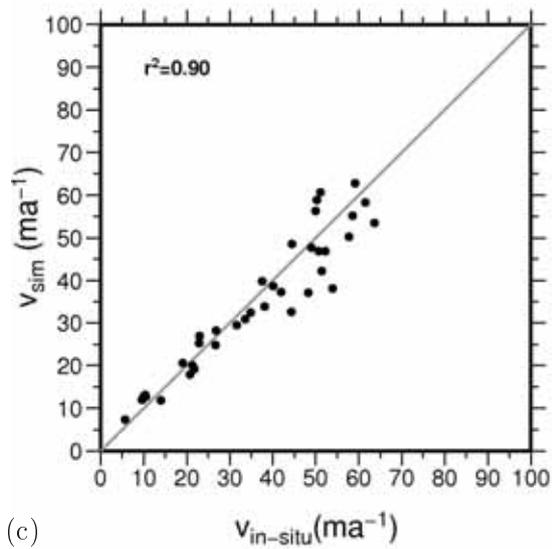
Abschließend wird zu diesem Szenario 3 das simulierte Geschwindigkeitsfeld der Eisoberseite abgebildet (Abb. 8.8). In der Nähe der topographischen Kuppen und der Eisscheide ist die Eisbewegung klein, während sie dem topographischen Gradienten folgend zunimmt. Ein maximaler Wert von ca. 150 m a^{-1} wird erreicht. In den topographisch höheren Lagen wird das Muster des Bewegungsfeldes durch eine schwache südost-nordwest Trennung charakterisiert. Dies kann auf die Felsbetttopographie und Verteilung von Eismächtigkeiten zurückgeführt werden: In der basalen Topographie ist ein markanter Kamm in nordwest-südöstlicher Richtung ausgeprägt und die Eisdicken sind im Vergleich zur Umgebung reduziert. Um zu demonstrieren, dass die simulierten und in-situ Oberflächengeschwindigkeiten eine gute Übereinstimmung haben, sind die in-situ Geschwindigkeiten mit eingezeichnet (überlagerte farbkodierte Punkte in Abb. 8.8). Diese verdeutlichen, dass die Trennung des Geschwindigkeitsfeldes in die zwei Drainagebecken real existiert.



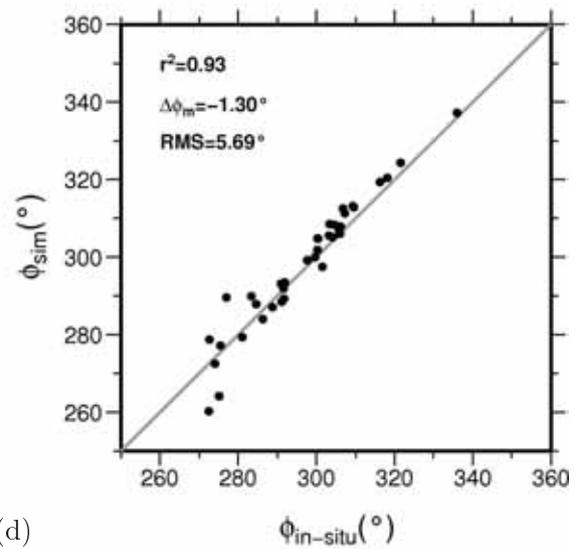
(a)



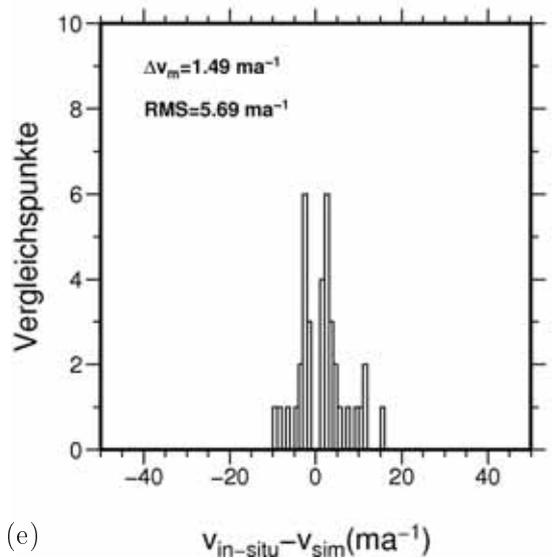
(b)



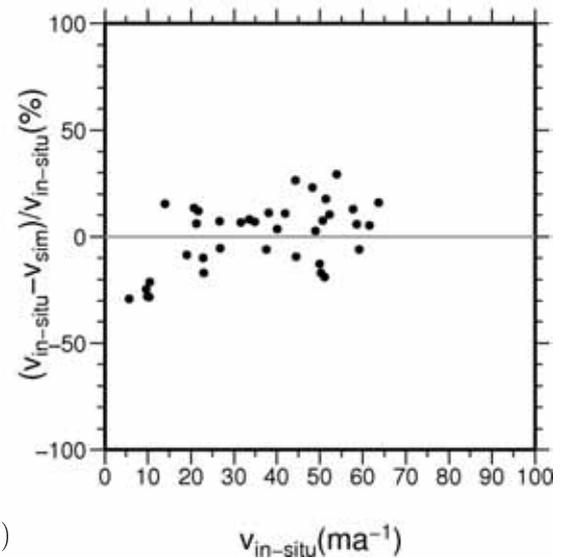
(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung 8.7: Geschwindigkeitsanalyse für Szenario 3: (a) Temperaturrandbedingung und Eistopographie. (b) Vergleich von in-situ (schwarze Pfeile) und simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten (gelbe Pfeile). Die schwarze dünne Linie zeigt den Verlauf der Eisscheide. (c) Streudiagramm der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (d) Streudiagramm der Richtungen der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (e) Histogramm der Vergleichspunkte versus Differenz der in-situ zu simulierten Geschwindigkeit. (f) Streudiagramm der relativen Abweichung der simulierten zu in-situ Geschwindigkeiten.

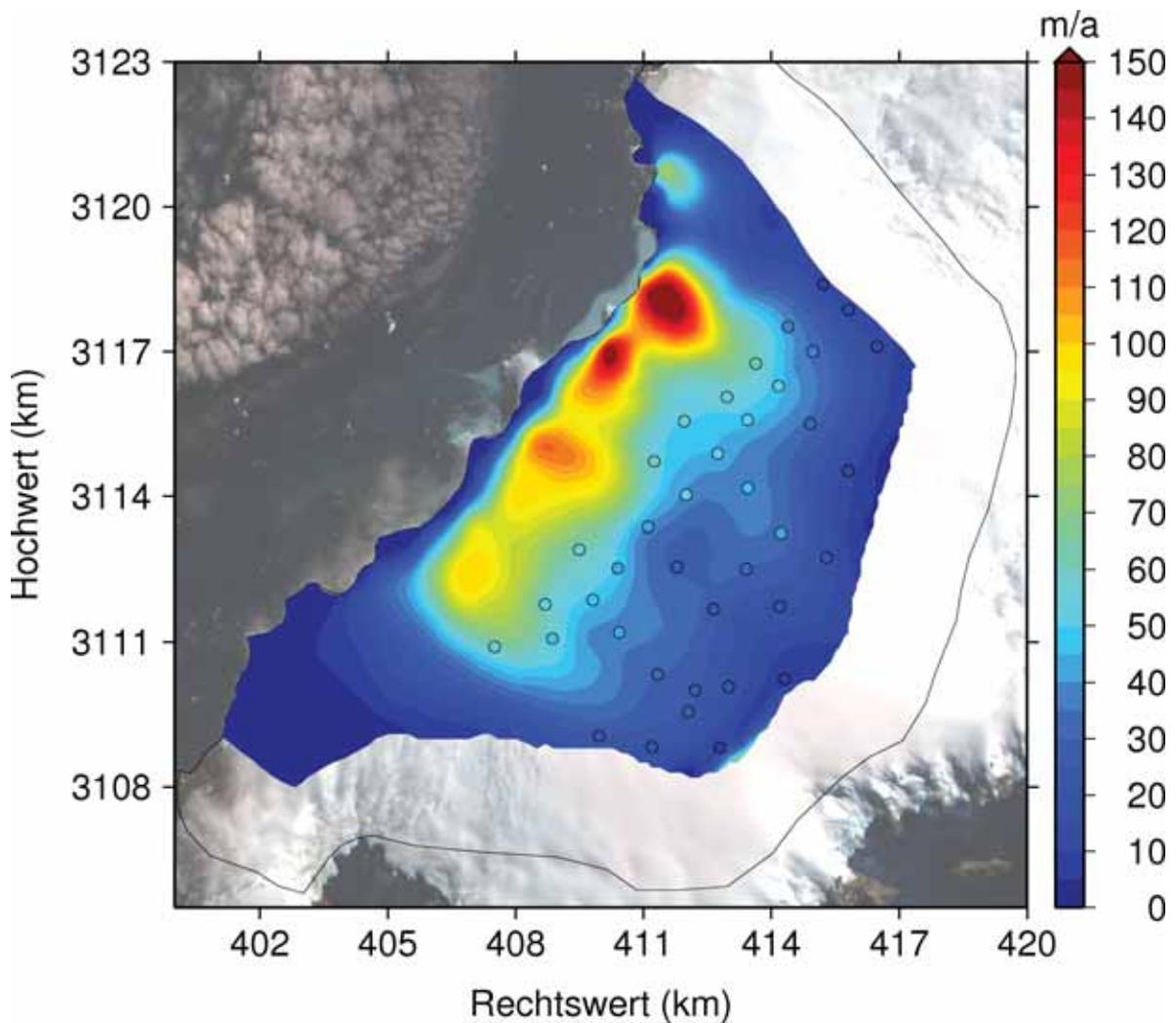


Abbildung 8.8: Betrag des simulierten Geschwindigkeitsfeldes an der Oberfläche für Szenario 3. Die schwarze Linie umrandet die Grenze des Modellgebietes; die überlagerten farbkodierten Punkte zeigen die in-situ Eisoberseitengeschwindigkeiten. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

Die drastische Abnahme der Geschwindigkeiten an der Küste ist nicht konsistent mit den typischen Geschwindigkeiten von Auslassgletschern (Größenordnung von mehreren 100 m a^{-1} , Paterson, 1994). Anzeichen für hohe Eisgeschwindigkeiten sind existierende Spaltengebiete und Eiskliffs in Satellitenbildern und aus Feldbeobachtungen (siehe auch Abb. 4.12). Der Grund zur Unterschätzung der Geschwindigkeiten von Auslassgletschern wird hier im Wesentlichen auf zwei Gründe zurückgeführt: (1) Die Eiskliffhöhe ist konstant 20 m; (2) Vernachlässigung von basalem Gleiten. Eine höhere Eiskliffhöhe und basales Gleiten beeinflusst das Geschwindigkeitsfeld von Auslass- und Gezeitengletschern drastisch. Da hier eine obere Grenze der Ausdehnung des temperierten Eises aufgespannt werden soll, wird die Weichheit des Eises (z. B. Verstärkungsfaktor) bei den Einstellungen dieser Simulationen nur durch die Temperatur und den Wassergehalt bestimmt, was insbesondere entlang von Auslassgletschern nicht realistisch ist. Zusätzlich kann hier eine Entkopplung des Fließregimes durch Spalten, Aniso-

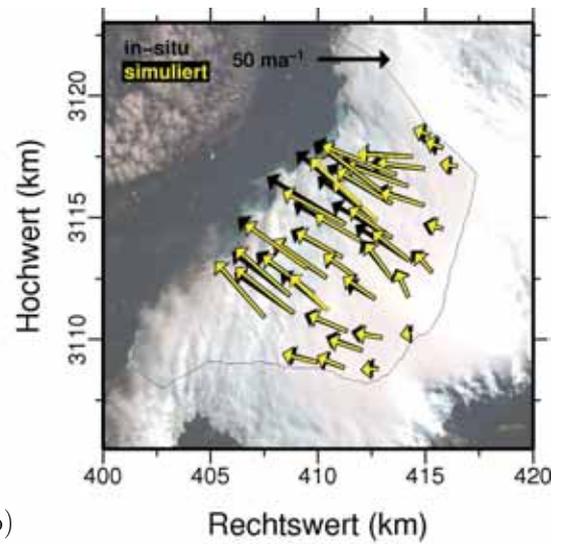
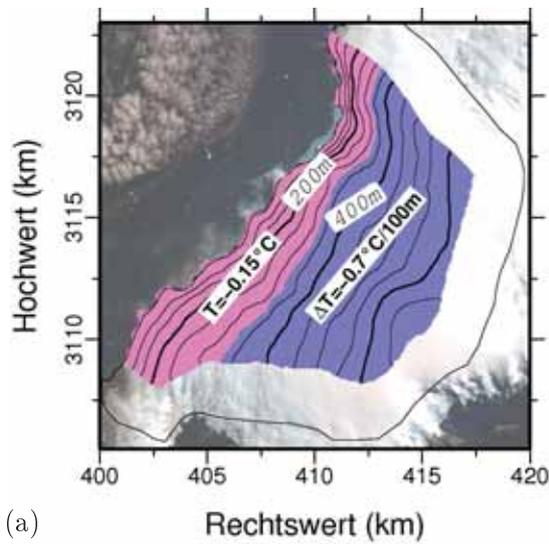
tropie der Eismatrix, basale Hydrologie (Übertragung von Oberflächenschmelzwasser durch Spalten zur Basis), etc. das Fließregime beeinflussen.

Nahezu temperiert

In diesem Szenario 4 wird die Möglichkeit bewertet, dass die bisherigen Simulationsergebnisse durch die Wahl der Temperatur der kalten Eismasse dominiert sind und nicht durch die Existenz von temperiertem Eis. So wird eine Simulation durchgeführt, in der der Temperaturgradient des Eises und die Temperatur am Gipfel der Eiskappe wie in Szenario 3 gesetzt werden; jedoch wird unterhalb einer Höhe von 323 m die Temperatur konstant bei -0.15°C gehalten. Diese Einstellung berücksichtigt somit kein temperiertes Eis analog zu Szenario 2, jedoch wird ein fundierterer Temperaturgradient im Eis angenommen. Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsanalyse sind in der Abbildung 8.9 dargestellt. Diese verdeutlichen, dass in-situ und simulierte Oberflächengeschwindigkeiten nur eine geringe Unterschätzung der hohen Geschwindigkeitswerte im Vergleich zum Szenario 3 zulassen. Diese Simulation weist darauf hin, dass weitere Minima der Unterschiede zwischen modellierten und beobachteten Geschwindigkeiten bestehen und veranschaulicht, dass gleichzeitig die Eisgeschwindigkeiten durch die Wahl der Temperatur des kalten Eises maßgeblich mitbestimmt werden.

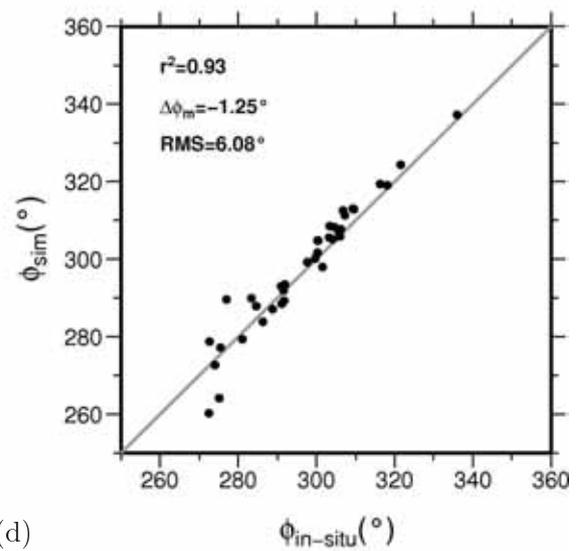
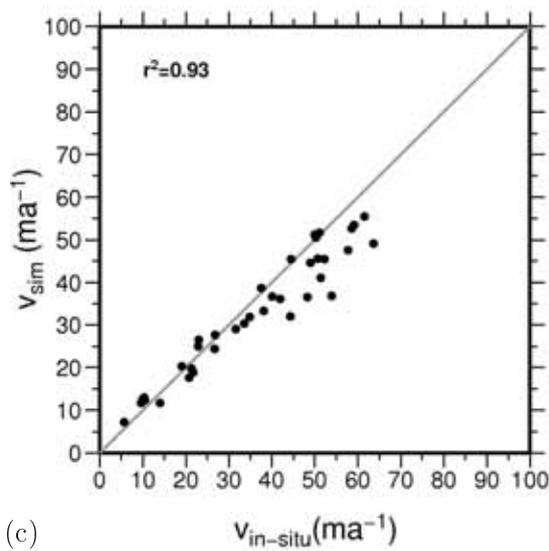
Kurzzusammenfassung

Die Initialisierungsstudien zum thermalen Regime des Arctowski Eisfeldes offenbaren, dass die Eiskappe aus einem temperierten und einem kalten Eisbereich besteht. Des Weiteren ist in den Kalteisbereichen eine Höhenabhängigkeit der Eistemperatur notwendig; die temperierten Bereiche sind in ihrer Mächtigkeit überschätzt. Die abgeleitete horizontale Ausdehnung des temperierten Eises ist eher als eine obere Grenze einzustufen, da es Unklarheiten gibt, die aus Prozessen entstehen, die nicht berücksichtigt wurden, wie z. B. basales Gleiten. Dieser Prozess führt zu höheren Fließgeschwindigkeiten und würde bei der Experimentkonstruktion die CTS zu niedrigeren Höhen zwingen. Die Simulationen zeigen deutlich, dass die Kalteisbereiche einen signifikanten Einfluss auf das Fließregime haben und die Eiskappe eine polythermale Struktur aufweist.



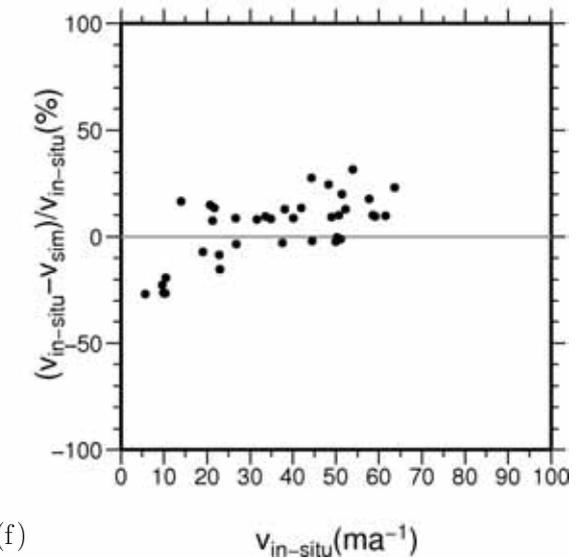
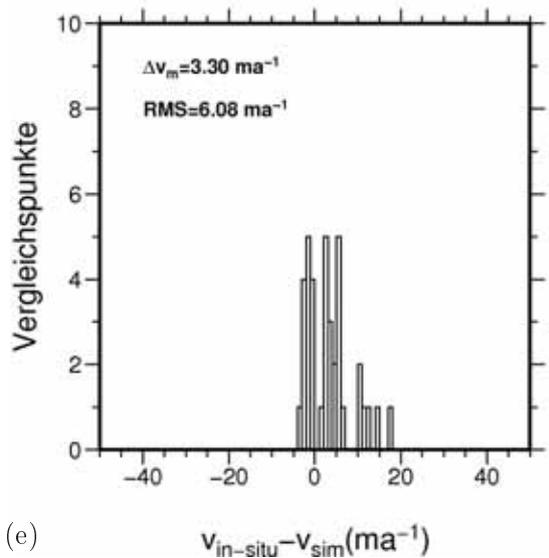
(a)

(b)



(c)

(d)



(e)

(f)

Abbildung 8.9: Geschwindigkeitsanalyse für Szenario 4: (a) Temperaturrandbedingung und Eistopographie. (b) Vergleich von in-situ (schwarze Pfeile) und simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten (gelbe Pfeile). Die schwarze dünne Linie zeigt den Verlauf der Eisscheide. (c) Streudiagramm der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (d) Streudiagramm der Richtungen der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (e) Histogramm der Vergleichspunkte versus Differenz der in-situ zu simulierten Geschwindigkeit. (f) Streudiagramm der relativen Abweichung der simulierten zu in-situ Geschwindigkeiten.

8.3 Tuning: Fließdynamik des Arctowski Eisfeldes

Die Initialisierungssimulationen basieren auf der Hypothese, dass die Eiskappe größtenteils temperiert ist, zumindest aber die Temperaturvariationen gering sind. Aus diesem Grund wurde auf das Lösen der Wärmetransportgleichung verzichtet und stattdessen die Wasserdiffusionsgleichung berücksichtigt. Es wurde jedoch gezeigt, dass ausgedehnte Kalteisbereiche dominieren und es somit notwendig ist, die Eistemperatur numerisch mitzuberechnen. Eine numerische Behandlung/Positionierung der CTS-Phasengrenze ist in diesem Fließmodell nicht möglich, ebensowenig wie eine parallele, numerische Berechnung des Temperatur- und Wassergehaltsfeldes (siehe Kap. 6.2.4). Um der abgeleiteten polythermalen Struktur weiter Rechnung zu tragen, wird folgende Vorgehensweise gewählt: Für die numerisch berechnete Temperatur wird eine Obergrenze von $T_{\max} = 0^{\circ}\text{C}$ eingeführt; Bereiche, die diese Temperatur erreichen, gelten als temperiert. In den temperierten Gebieten wird ein mikroskopischer Wassergehalt von $W = 1\%$ angenommen. Der Wert entspricht dem experimentell abgeleiteten Mittelwert von Pettersson et al. (2004) für temperierte Eisbereiche. Anschaulich bedeutet dies, dass die überschüssige Energie zum Schmelzen verwendet und durch die Einführung des mikroskopischen Wassergehaltes parametrisiert wird. Die CTS-Grenze wird dann durch die 0°C -Isotherme beschrieben. Für die Beschreibung der Rheologie in den temperierten Bereichen wird weiterhin der wassergehaltsabhängige Fließparameter (Gl. 6.38) und für die Rheologie der Kalteisbereiche die Arrhenius-Relation (Gl. 6.33) verwendet.

Neben dieser Änderung der Modellstruktur wird die Geometrie am Eiskliff in diesen Studien verändert. Wie oben erläutert, ist die künstlich vorgeschriebene konstante Eiskliffhöhe von 20 m nicht realistisch, insbesondere nicht zur Abbildung der typischen Geschwindigkeitsfelder von Auslassgletschern. Die neu gesetzte Eiskliffhöhe beruht einerseits auf einer Interpolation der Eismächtigkeiten der fluggestützten GPR-Messprofilen und andererseits auf Schätzungen. Für die Schätzung werden sowohl Luftbilder als auch Beobachtungen aus dem Feld hinzugezogen. Als maximale Eiskliffhöhe wird ein Wert von 90 m vorgegeben.

Des Weiteren leistet das basale Gleiten einen bedeutenden Beitrag zur Dynamik des Inlandeises und wird somit in den folgenden Studien berücksichtigt. Es tritt insbesondere in Bereichen auf, in denen es durch Schmelzprozesse an der Eisbasis zur Ausbildung eines Wasserfilms kommt. In Bereichen der Küstenlinie/Aufsetzlinie kann Meerwasser den unter dem Meeresspiegel liegenden Eisuntergrund infiltrieren und die Dynamik maßgeblich beeinflussen. Der Beitrag des basalen Gleitens kann innerhalb von Eisströmen deutlich ausgeprägter sein, als der durch interne Deformation erbrachte Anteil an der Gesamtfießgeschwindigkeit (Paterson, 1994).

In der Literatur wird zwischen zwei grundsätzlichen Gleitmechanismen unterschieden. Es handelt sich hierbei zum einen um das Gleiten über den festen Felsuntergrund, zum anderen um das Gleiten über einen deformierbaren Untergrund, wie z. B. wassergesättigten Geschiebemergel (Till). Beide Fälle sind bereits im Weertman-Gleitgesetz (Gl. 6.18) berücksichtigt. Bisher wurden eine Vielzahl von Parametrisierungen von Gleitgesetzen vorgeschlagen, die auf der verallgemeinerten Form des Weertman-Gleitgesetzes basieren. In der Tabelle 8.3 wird die Auswahl an Parameterkombinationen vorgestellt, die in dieser Arbeit verwendet werden.

Im weiteren Text werden die verschiedenen Parametrisierungen mit ihren Typ-Bezeichnungen 1, 2, 3 und 4 referenziert. Hier sind p , q und C_b die bereits erwähnten *tuning*-Parameter im basalen Gleitgesetz (Kap. 6.2.2). Um die realen glazialen Verhältnisse zu simulieren ist es im Allgemeinen nötig, den Parameter C_b durch eine Bewertungsstrategie zu optimieren. Um eine Vorstellung der unterschiedlichen Parametrisierungen zu bekommen, wer-

Tabelle 8.3: Parameterkombinationen im Fließgesetz von verschiedenen Autoren.

Typ	Mechanismus	p	q	C_b ($\text{Pa}^{-(p-q)} \text{ m a}^{-1}$)	Referenz
1	fester Untergrund	1	2	5×10^9	Budd und Jensen (1987)
2	fester Untergrund	3	1	2×10^{-7}	Van der Veen (1987)
3	fester Untergrund	3	2	11.2	Greve (2005)
4	deformierbarer Untergrund	1	0	2	MacAyeal (1993)

den die Werte der Gleitgesetze vom Typ 1–4 für die analytisch lösbaren Gleichungen der SIA herangezogen (Paterson, 1994). Hierbei wird die basale Schubspannung approximiert durch

$$\tau_b = -\rho g z_s \frac{dz_s}{dx} \quad , \quad (8.9)$$

und eine idealisierte zweidimensionale parabelförmige Eisschildgeometrie mit ebenem Untergrund $z_b = 0$ m angenommen

$$1 = (z_s/H)^{2+2/n} + (x/L)^{1+1/n} \quad , \quad (8.10)$$

wobei als Eismächtigkeit $H = 380$ m bei $x = 0$ m und für die horizontale Ausdehnung $L = 8000$ m gewählt wird. Die Eisoberfläche z_s kann für x nach Gleichung 8.10 berechnet werden. Mit Gleichung 8.9, $n = 3$ und $f(T) = 1$ (Gl. 6.19) ist eine analytische Angabe der basalen Geschwindigkeit nach Gleichung 6.18 möglich.

Die qualitativ zu vergleichenden Verläufe der basalen Gleitgeschwindigkeit sind in der Abbildung 8.10(a) dargestellt. Die Beträge der Geschwindigkeitskomponente u und die horizontale Ausdehnung x sind auf das jeweilige Maximum normiert u/u_{\max} bzw. x/x_{\max} . Für eine vergleichbare visuelle Darstellung mit den Werten aus Tabelle 8.3 muss die normierte Geschwindigkeit des Gleitgesetzes vom Typ 4 mit $1/g = 1/50$ gewichtet werden. Die Verläufe vom Typ 2 (grün) und 3 (blau) zeigen einen ähnlichen Verlauf mit einem zunächst moderaten Anstieg der Geschwindigkeit. Mit größer werdendem x steigen die Geschwindigkeiten exponentiell an. Typ 1 (rot) zeigt im Vergleich einen ähnlichen Verlauf, jedoch wird er bei $x \approx 0$ mit einem signifikanten Anstieg der Magnitude auf ein höheres Niveau gehoben. In dieser Betrachtung ist das Gleitgesetz vom Typ 4 die einzige Parametrisierung, welche das Gleiten über einen deformierbaren Untergrund beschreibt. Diese Form des Gleitgesetzes findet in der Regel Anwendung bei der Beschreibung von Eisströmen und Gezeitengletschern (z. B. MacAyeal, 1993; Pattyn et al., 2008). Der Verlauf ist qualitativ zunächst mit Typ 1 zu vergleichen, da die Anfangsgeschwindigkeiten auf einem hohen Niveau starten. Jedoch ist der Anstieg im Bereich für große x weniger ausgeprägt. Für die Autorenwerte aus Tabelle 8.3 zeichnet sich die Geschwindigkeit durch eine deutlich erhöhte Magnitude aus; ein typisches Merkmal von Eisströmen und Gezeitengletschern im Vergleich zu Geschwindigkeitsraten des Inlandeises. Allerdings wird die Magnitude wesentlich mitbestimmt durch die Wahl von C_b .

Als weiterer *tuning*-Parameter wird der Parameter ν der Temperaturfunktion $f(T)$ eingeführt (siehe Gl. 6.20 und anschließende Diskussion). Mit diesem Parameter wird das basale Gleiten unterhalb des Druckschmelzpunktes bestimmt. Für kleine Werte (z. B. $\nu = 0.01$) lässt es hohe Gleitgeschwindigkeiten weit unterhalb des Druckschmelzpunktes zu (schwarze Kurve in Abb. 8.10(b)). Mit anwachsenden Werten wird der Temperaturbereich kleiner und nähert

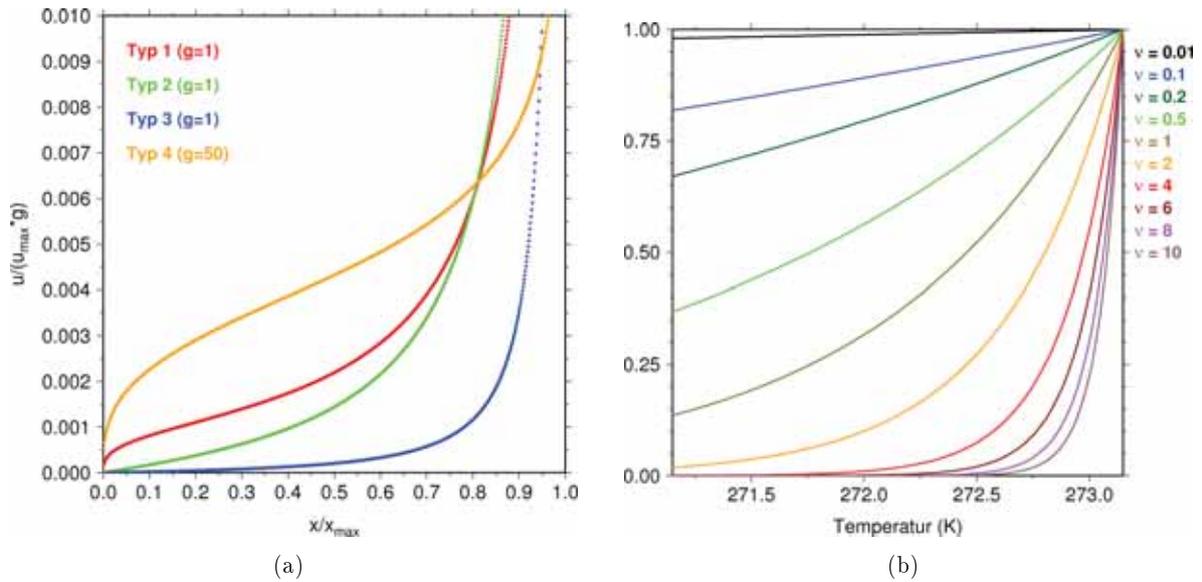


Abbildung 8.10: Idealisierter Verlauf der basalen Gleitgeschwindigkeit berechnet nach den Gleichungen der SIA (a) und Gewichtung des basalen Gleitens unterhalb des Druckschmelzpunktes nach Budd und Jensen (1987, Gl. 6.20) für verschiedene ν (b).

sich einer Heaviside-Funktion an, die Gleiten nur am Druckschmelzpunkt erlauben würde (Gl. 6.19). Für die Gleichung 6.19 und 6.20 mit $\nu \geq 8$ konnten hier keine numerisch stabilen Lösungen gefunden werden.

8.3.1 Wahl des Gleitgesetzes

Zunächst soll geprüft werden, ob eine der vier Gleitgesetz-Parametrisierungen in Kombination mit ν für die Simulationen der Fließdynamik von KGI bevorzugt wird. Hierzu werden Rechnungen für das Modellgebiet 1 sukzessive für die vier Gleitgesetze durchgeführt, wobei als *tuning*-Parameter ν und der C_b -Wert der vier Gleitgesetze über ein breites Intervall variiert werden. Die Dirichlet-Randbedingung der Eisoberseitentemperatur wird weiterhin als *tuning*-Parameter behandelt. Jedoch wird der hypsometrische Temperaturgradient konstant auf $-0.7^\circ\text{C } 100\text{ m}^{-1}$ gesetzt und nur die Eistemperatur auf Meeresspiegelniveau $T_{\text{ST}}|_{z=0}$ variiert. Der *tuning*-Parameterraum ist in der Tabelle 8.4 angegeben. Für den Raum sind a priori sinnvolle Werte für obere und untere Schranken der einzelnen Mengen und Intervalle durch Probeläufe abgeschätzt worden. Für den Wert $C_b = 0$ geht die basale Randbedingung in den Fall eines angefrorenen Eiskörpers über ($\mathbf{u} = 0 \text{ m a}^{-1}$). Für das Experiment sind $4 \times 4347 = 17\,388$ Rechnungen ausgeführt worden.

Um ein bevorzugtes Gleitgesetz zu selektieren, werden im *tuning*-Parameterraum die sogenannten *Gleitgesetzgruppen* unterschieden. Diese setzen sich zusammen aus der Art der Parametrisierung (entweder Typ 1, 2, 3 oder 4) und dem Wert von ν . Es gibt also $4 \times 9 = 36$ Gruppen die jeweils $21 \times 23 = 483$ Simulationen beinhalten. Für die Gleitgesetzgruppen wird die Geschwindigkeitsanalyse durchgeführt und der minimale Gütewert aus jeder Gruppe $\min(J(\nu))$ gegenüber ν aufgetragen (Abb. 8.11). Deutlich zu sehen ist, dass alle vier Gleitgesetze das gleiche Verhalten zeigen: Für kleine ν ist der Gütewert J im Vergleich zu einem

Tabelle 8.4: Tuning-Parameterraum.

Typ	Parameter	Menge/Intervall mit Schrittweite	Anzahl
1–4	ν	{0.01, 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 4, 6, 8}	9
1–4	$T_{\text{ST}} _{z=0}$ ($^{\circ}\text{C}$)	$[-2.45, 1.40]$ mit $\Delta T_{\text{ST}} _{z=0} = 0.175$	23
1	C_b ($\text{Pa}^{-(p-q)} \text{ m a}^{-1}$)	$[0, 1.5 \times 10^9]$ mit $\Delta C_b = 0.075 \times 10^9$	21
2	C_b ($\text{Pa}^{-(p-q)} \text{ m a}^{-1}$)	$[0, 1.5 \times 10^{-7}]$ mit $\Delta C_b = 0.075 \times 10^{-7}$	21
3	C_b ($\text{Pa}^{-(p-q)} \text{ m a}^{-1}$)	$[0, 10 \times 10^{-4}]$ mit $\Delta C_b = 0.05 \times 10^{-4}$	21
4	C_b ($\text{Pa}^{-(p-q)} \text{ m a}^{-1}$)	$[0, 0.15]$ mit $\Delta C_b = 0.0075$	21
$\Sigma = 17388$			

höheren ν relativ hoch. Für Werte von ν aus der Menge $\mathcal{A} = \{0.01, 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2\}$ nimmt die Anpassung deutlich zu, bis sie für $\nu \geq 4$ ($\mathcal{B} = \{4, 6, 8\}$) in etwa ein konstantes Niveau erreicht. Für Simulationen in der Menge \mathcal{A} sind die simulierten gegenüber den in-situ Eisoberseitengeschwindigkeiten in den oberen Lagen (z. B. Eisscheide) bis ca. 100 % zu schnell. Diese Überschätzung kann aus Gleiten weit unterhalb des Schmelzpunktes resultieren und für die höheren Lagen keine Gültigkeit besitzen. Die ähnliche Gewichtung der Temperaturfunktion $f(T)$ in der Menge \mathcal{B} hat zur Folge, dass die Simulationsergebnisse sich nicht wesentlich unterscheiden und somit die Anpassungen in etwa gleichwertig sind.

Es wird ein Gleitgesetz bevorzugt, welches Gleiten unterhalb des Druckschmelzpunktes lediglich in einem kleinen Bereich zulässt (vgl. Abb. 8.10(b)). Des Weiteren ist offensichtlich, dass die Güte der Anpassung für die Gleitgesetze vom Typ 1 und 4 gegenüber der Gleitgesetze vom Typ 2 und 3 schlechter zu bewerten ist. Wenn man den Vertrauensbereich der in-situ Beobachtungen hinzuzieht, ist eine Unterscheidung der Typen 2 und 3 nicht möglich. In beiden Fällen lassen sich die Güte minima der Anpassung bei $\nu = 4$ lokalisieren (dicke Punkte). Vergleicht man die Verläufe der idealisierten basalen Geschwindigkeit (Abb. 8.10(a)), so sind die Parametrisierungen bevorzugt, die ähnliche Charakteristiken aufweisen. Im Weiteren wird das basale Gleitgesetz vom Typ 3 nach Greve (2005) für einen festen Untergrund verwendet. Greve (2005) verwendet für die numerischen Simulationen des Grönländischen Inlandeises einen Wert von $\nu = 1$, dem entgegen wird hier ein fundierter Wert von $\nu = 4$ mittels der Geschwindigkeitsanalyse festgelegt. Fowler (1986) gibt für den Temperaturbereich ΔT in dem basales Gleiten unterhalb des Druckschmelzpunktes auftritt die Beziehung $\Delta T \approx (4.76\alpha)^2$ an; mit einer mittleren Felsbettneigung von $\alpha = 0.1^{\circ}$ beträgt ΔT ca. 0.22°C (siehe Kap. 6.2.2). Für ein Abklingen der Exponentialfunktion ($\nu = 4$) auf $1/e$ kann hier ein Wert von $\Delta T = 0.35^{\circ}\text{C}$ abgeleitet werden.

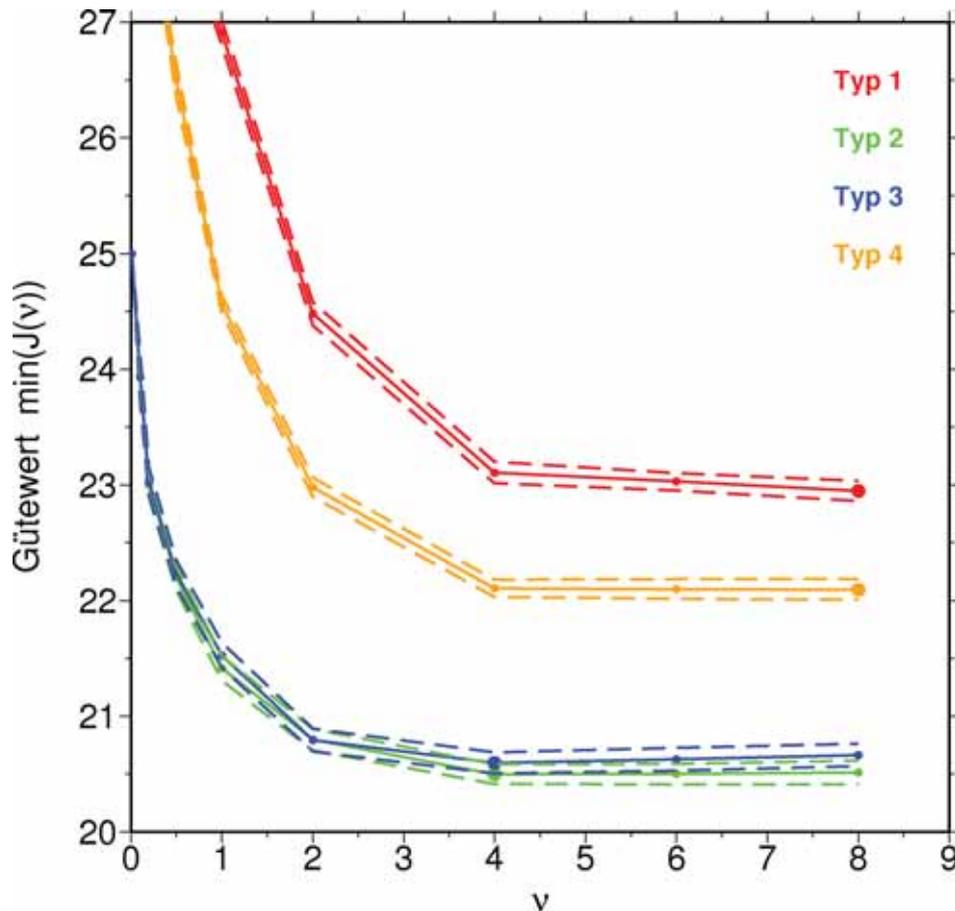


Abbildung 8.11: Der Gütewert $\min(J(\nu))$ aufgetragen gegen den *tuning*-Parameter ν aus Gleichung 6.20 für die Gleitgesetze vom Typ 1 (rot), Typ 2 (grün), Typ 3 (blau) und Typ 4 (orange). Die gestrichelte Linie indiziert den Vertrauensbereich, abgeleitet aus den relativen Fehlern der in-situ Beobachtungen. Die dicken Punkte kennzeichnen das Minimum von J je Gleitgesetztyp.

8.3.2 Wahl der Parameterkombination

Die Wahl des Gleitgesetzes vom Typ 3 mit $\nu = 4$ reduziert den Umfang der zu betrachtenden Simulationen auf eine Gleitgesetzgruppe. Diese Gruppe stellt $21 \times 23 = 483$ Kombinationen von C_b und $T_{ST}|_{z=0}$ (siehe Tab. 8.3). Die RMS-Fehler für v und ϕ dieses Parameterraums sind in den Abbildungen 8.12(a) und 8.12(b) dargestellt. Deutlich zu sehen ist, dass niedrige RMS-Fehler (ca. $\text{RMS} < 5 \text{ m a}^{-1}$) von v über ein breites Band verteilt sind. Die Temperaturrandbedingung lässt über das gesamte gewählte Intervall mindestens einen Wert von $\text{RMS} < 5 \text{ m a}^{-1}$ zu: Für warme Temperaturen auf Meeresspiegelniveau bei ca. 0.7°C wird eine gute Anpassung ohne basales Gleiten erzielt ($C_b = 0$). Im Falle einer kalten Temperaturrandbedingung (z. B. $T_{ST}|_{z=0} \approx -1.925^\circ\text{C}$) wird hingegen ein erhöhter C_b -Parameter zur guten Anpassung benötigt ($C_b \approx 0.0675 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$). Die kleinsten RMS-Werte (grünen Kreuze und roter Punkt, $\text{RMS} \approx 3.8 \text{ m a}^{-1}$) liegen in etwa auf der Mitte des gewählten Temperaturintervalles ($T_{ST}|_{z=0} \approx -0.875^\circ\text{C}$) und bei C_b -Werten um $0.03 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$. Hier stellt sich ein interessantes Phänomen ein: Betrachtet man die beiden Intervallextrema der Temperatur-

randbedingung, so wird bei einem warmen Eiskörper keine basale Geschwindigkeit benötigt, wohingegen bei einem kälteren Eiskörper der Einfluss der basalen Geschwindigkeit eine Rolle spielt. Die basale Geschwindigkeit kompensiert/reguliert somit den Effekt der Temperatur auf das Geschwindigkeitsfeld (oder vice versa). Je kälter der Eiskörper, umso höher die benötigte basale Geschwindigkeit ($C_b \sim \mathbf{u}_b$).

Die Betrachtung des RMS-Fehlers von ϕ ist weniger intuitiv (Abb. 8.12(b)). Kleine RMS-Fehler liegen hier für $T_{\text{ST}}|_{z=0}$ unterhalb von 0°C vor. Für den Parameter C_b wird nur ein sehr schmales Intervall zugelassen ($0.015 < C_b < 0.3 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$), wobei die kleinen RMS-Werte (grünen Kreuze und roter Punkt in Abb. 8.12(b)) fast konstant bei $C_b = 0.0225 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$ zu finden sind. Auffällig ist, dass es für den Fall eines angefrorenen Eiskörpers ($C_b = 0$) keine gute Anpassung gibt. Hier ist anzumerken, dass die Variationen des RMS-Fehlers von ϕ sehr gering sind.

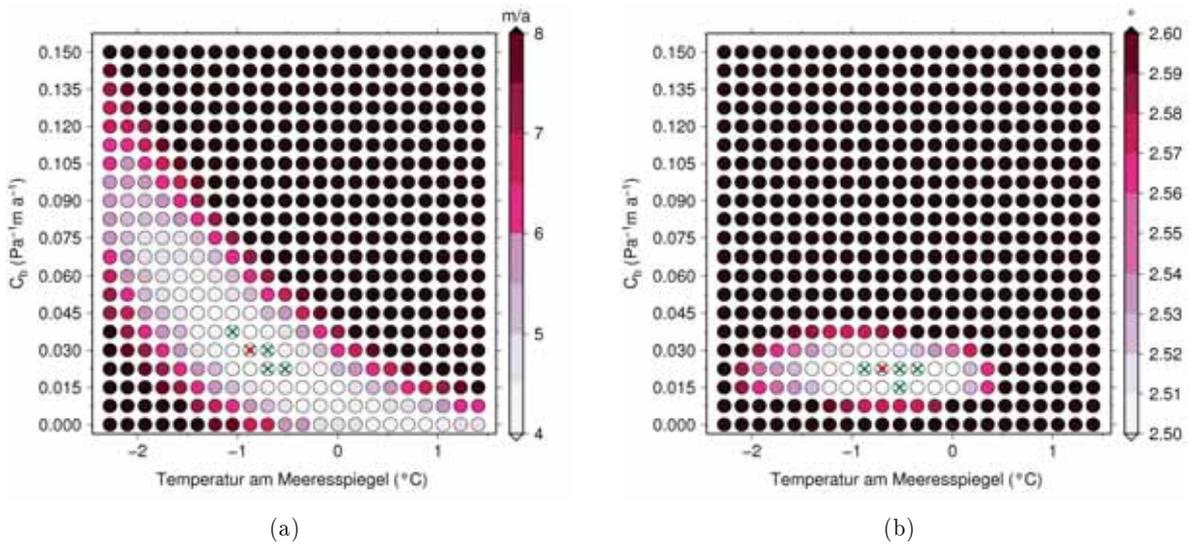


Abbildung 8.12: Verteilung der RMS-Fehler von (a) v und (b) ϕ im *tuning*-Parameterraum für das Gleitgesetz vom Typ 3. Die Farbe zeigt den RMS-Fehler an. Die grünen Kreuze kennzeichnen die fünf kleinsten RMS-Fehler und der rote Punkt den minimalen RMS-Fehler.

Aus den Verteilungen und den geringen Variationen der RMS-Fehler von v und ϕ ist eine Selektion einer eindeutigen Lösung für C_b und $T_{\text{ST}}|_{z=0}$ nicht möglich. Besonders korrelieren die Orte der minimalen RMS-Werte von v und ϕ nicht im *tuning*-Parameterraum. Um diesem Problem zu begegnen, wird der Gütewert J berechnet und im *tuning*-Parameterraum dargestellt (Abb. 8.13). In der Verteilung von J im Raum ist ein Minimum ausgeprägt. Die minimalen Werte konzentrieren sich bei $0.015 \leq C_b \leq 0.030 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$ und $-0.88 \leq T_{\text{ST}}|_{z=0} \leq -0.35^\circ\text{C}$. Festzuhalten ist, dass in dem Bereich der gut bewerteten Simulationen, der Fall eines an der Basis angefrorenen Eiskörpers ausgeschlossen ist sowie dass die Eisoberseitentemperatur am Meeresspiegel und am Gipfel der Eiskappe von den gemessenen Klimawerten abweicht (ca. -2.7°C am Meeresspiegel, siehe Kapitel 2.1.4); die Eistemperatur ist ca. 2°C wärmer.

Die Parameterkombinationen mit dem minimalen Gütewert von $J = 20.6$ wird ausgewählt (roter Punkt in Abb. 8.13; $C_b = 0.0225 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$ und $T_{\text{ST}}|_{z=0} = -0.7^\circ\text{C}$) und die Geschwindigkeitsanalyse detailliert in der Abbildung 8.14 gezeigt (im weiteren Text als *tuning*-Szenario bezeichnet). Betrachtet man die Streudiagramme von v und ϕ (Abb. 8.14(c) und (d)) sowie die

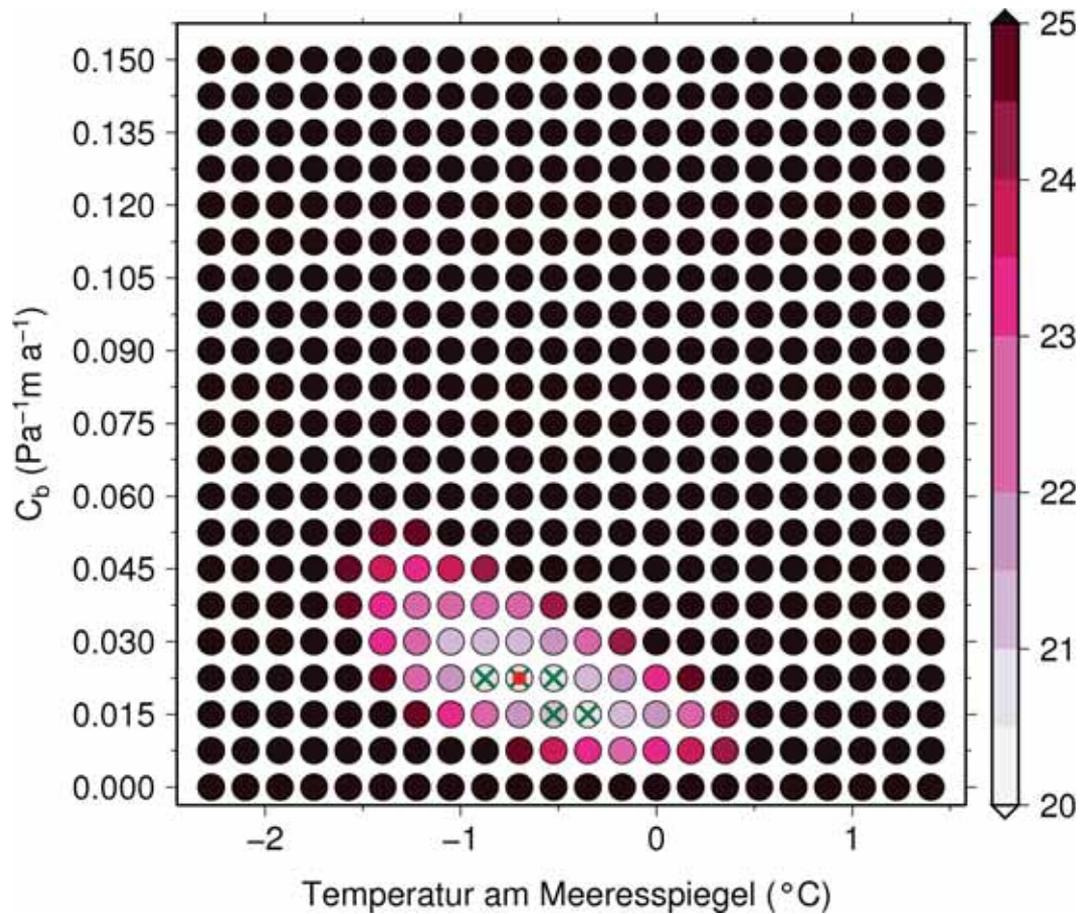
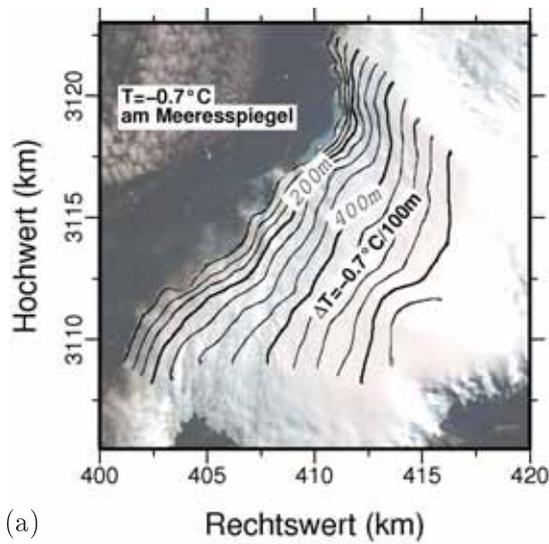


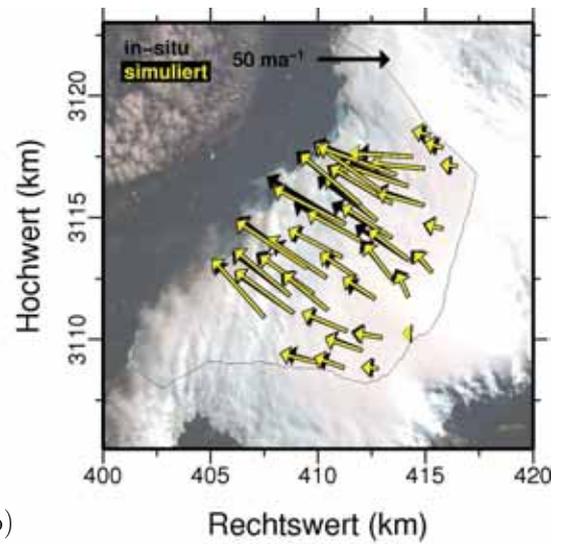
Abbildung 8.13: Verteilung des Gütewertes J im *tuning*-Parameterraum für das Gleitgesetz vom Typ 3 und $\nu = 4$. Die Farbe zeigt die Güte J an. Die grünen Kreuze kennzeichnen die fünf kleinsten Gütewerte und der rote Punkt den minimalen Gütewert.

visualisierten Vektoren der Geschwindigkeiten (Abb. 8.14(b)), so ist eine gute Übereinstimmung abzulesen. Durch die Wahl von $\nu = 4$ werden die Geschwindigkeiten in den höheren Lagen gut wiedergegeben. Wie bereits erläutert, hat die Wahl von $\nu < 4$ zur Folge, dass diese deutlich überschätzt werden. Dieser Effekt deutet darauf hin, dass die Eisbasis in den höheren Lagen kalt ist.

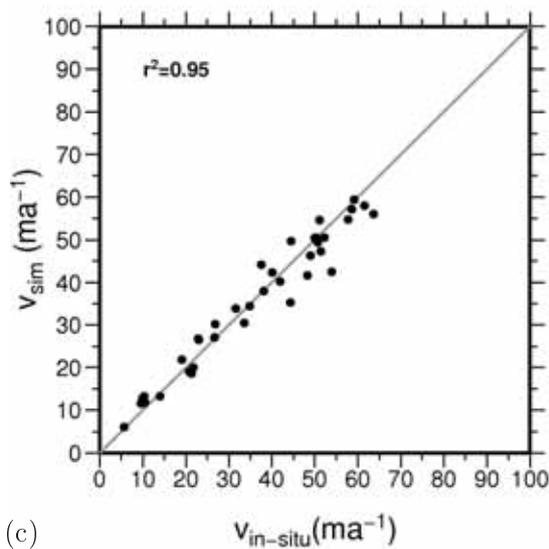
Jedoch ist erkennbar, dass sowohl Gebiete mit überschätzter als auch unterschätzter simulierter Eisoberseitengeschwindigkeit existieren. Im Bereich der nördlichen und südlichen Eisscheide sind die Geschwindigkeitsbeträge zu hoch. Die Geschwindigkeiten, die vom Sattel zwischen den beiden Erhebungen des Arctowski Eisfeldes (zwischen MD 1 und MD 2) drainieren sind auffällig zu niedrig. Vergleicht man die RMS-Werte, r^2 und die mittlere Abweichung von v und ϕ gegenüber Szenario 3 (Abb. 8.7 in Kap. 8.2.2) ist die aktualisierte Einstellung und Modellstruktur als verbessert einzustufen. Der RMS-Wert von v ist ca. 2 m a^{-1} und von ϕ ca. 3° niedriger. Die optimierte Anpassung spiegelt sich auch in den höheren r^2 Werten von v und ϕ wider, die auf eine höhere lineare Abhängigkeit hindeuten. Die gemittelte relative Abweichung beträgt hier ca. $\pm 9\%$ und ist gleichförmig um null verteilt (Abb. 8.14(e) und (f)).



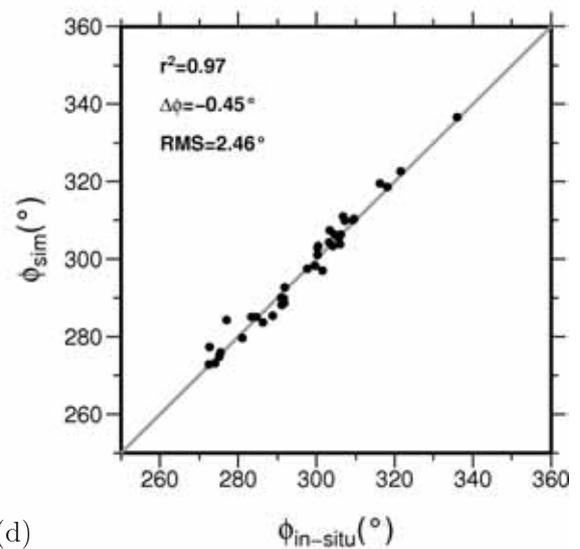
(a)



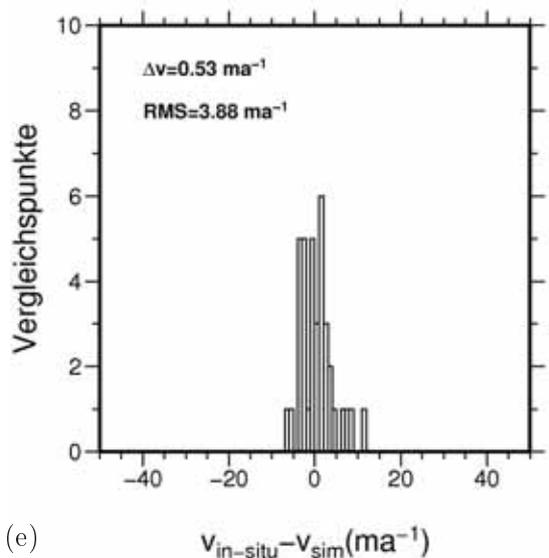
(b)



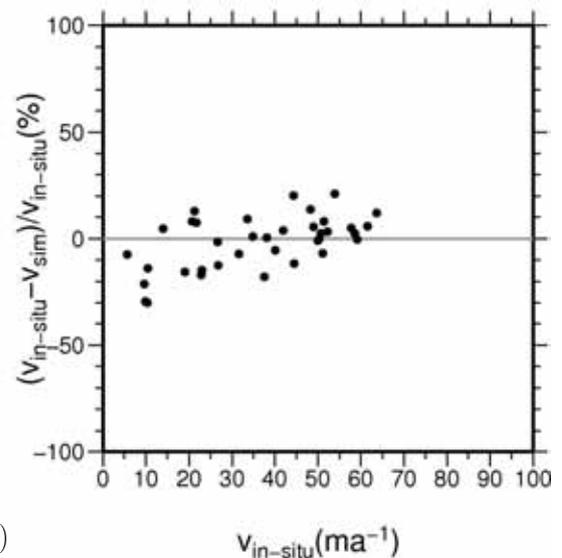
(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung 8.14: Geschwindigkeitsanalyse des *tuning*-Szenarios ($C_b = 0.0225 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$, $T_{rb}|_{z=0} = -0.7^\circ\text{C}$, Gleitgesetz vom Typ 3 mit $\nu = 4$): (a) Temperaturrandbedingung und Eistopographie. (b) Vergleich von in-situ (schwarze Pfeile) und simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten (gelbe Pfeile). Die schwarze dünne Linie zeigt den Verlauf der Eisscheide. (c) Streudiagramm der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (d) Streudiagramm der Richtungen der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (e) Histogramm der Vergleichspunkte versus Differenz der in-situ zu simulierten Geschwindigkeit. (f) Streudiagramm der relativen Abweichung der simulierten zu in-situ Geschwindigkeiten.

Zu diesem Szenario wird in Abbildung 8.15 das simulierte Geschwindigkeitsfeld an der Eisoberseite dargestellt. Analog zu Szenario 3 ist die Eisbewegung in der Nähe der topographischen Kuppen und der Eisscheide klein, während sie dem topographischen Gradienten folgend zunimmt. Jedoch zeichnen sich hier deutlich die Auslassgletscher mit maximalen Geschwindigkeitswerten an der Eisoberseite von ca. 210 m a^{-1} ab. Dies ist auf die Berücksichtigung des basalen Gleitens in Kombination mit einer verbesserten Annahme der Eiskliffhöhe zurückzuführen. Die bereits im Bewegungsfeld schwach ausgeprägte nordwest-südost Trennung bleibt erhalten und teilt das Arctowski Eisfeld in zwei Drainagebecken. Aus Demonstrationsgründen sind auch hier in-situ Oberflächengeschwindigkeiten eingezeichnet und visualisieren eine gute Übereinstimmung (überlagerte farbkodierte Punkte in Abb. 8.15).

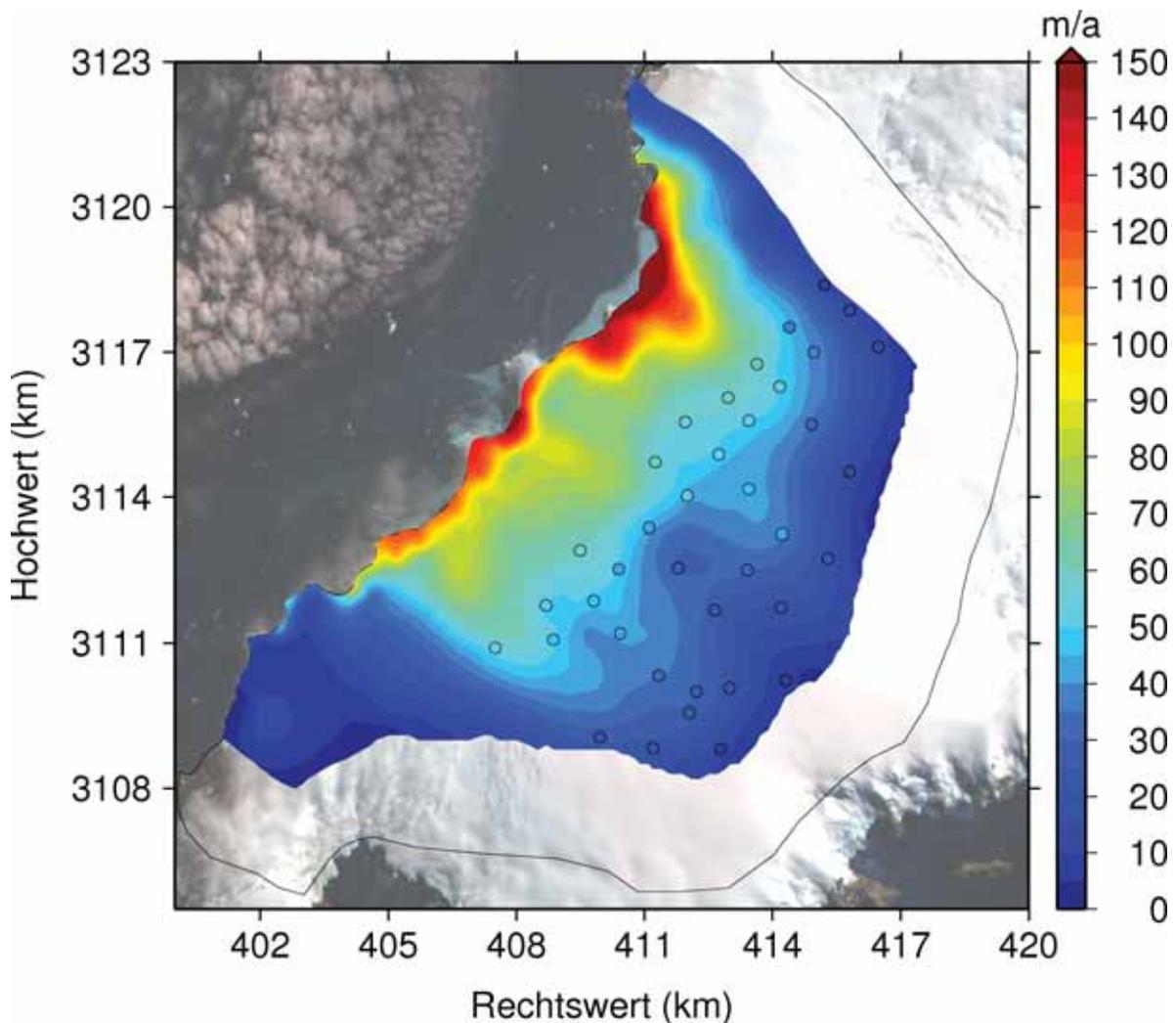


Abbildung 8.15: Simuliertes Geschwindigkeitsfeld an der Eisoberseite des *tuning*-Szenarios ($C_b = 0.0225 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$, $T_{rb}|_{z=0} = -0.7^\circ\text{C}$, Gleitgesetz vom Typ 3 mit $\nu = 4$). Die schwarze Linie umrandet das Modellgebiet; die überlagerten farbkodierten Punkte zeigen die in-situ Eisoberseitengeschwindigkeiten. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

Kurzzusammenfassung

Mit den umfangreichen Parameterstudien im *tuning*-Verfahren konnten die freien Parameter C_b und $T_{ST}|_{z=0}$ auf einen Bereich festgelegt werden (Minimum von J bei $C_b = 0.0225 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$ und $T_{ST}|_{z=0} = -0.7^\circ\text{C}$). Die Studien weisen darauf hin, dass basale Gleitprozesse für die Beschreibung der Fließdynamik des Arctowski Eisfeldes nicht zu vernachlässigen sind. Gleitprozesse unterhalb des Druckschmelzpunktes sind nur in einem kleinen Temperaturbereich zulässig (ca. 0.5°C). Für eine Beschreibung der Fließdynamik werden Gleitgesetze bevorzugt, welche das Gleiten über einen festen Untergrund parametrisieren. Analog zu den Initialisierungsstudien deutet die Temperaturrandbedingung mit -0.7°C auf Meeresspiegelniveau auf einen polythermalen Eiskörper mit einem ausgedehnten Kalteisbereich hin. Die Charakteristiken des simulierten Oberflächengeschwindigkeitsfeldes untermauern die Wahl der Parameter: Einerseits gibt die Struktur die Einzugsbecken des Felsbettes wieder, andererseits sind Auslassgletscher mit Geschwindigkeiten bis über 200 m a^{-1} deutlich ausgeprägt.

8.4 Validierung: Fließdynamik der Haupteiskappe

Für die Validierung der Fließdynamik wird eine Simulation mit den zuvor abgestimmten *tuning*-Parametern ($C_b = 0.0225 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$, $T_{ST}|_{z=0} = -0.7^\circ\text{C}$, Gleitgesetz vom Typ 3 mit $\nu = 4$) im Modellgebiet 2 durchgeführt (Verbund Bellingshausen Dome – Arctowski Eisfeld – Zentralteil; siehe auch Abb. 8.2). Die Experiment-Einstellung bleibt analog zum *tuning*-Verfahren erhalten, jedoch wird die Geschwindigkeitsanalyse mit dem zweiten Teildatensatz der in-situ Beobachtungen vorgenommen (Im Folgenden als Validierungsszenario bezeichnet). Im *tuning*-Schritt wurde das nordwestliche Einzugsgebiet des Arctowski Eisfeldes betrachtet, nun werden der Bellingshausen Dome und das nordwestliche Einzugsgebiet des Zentralteils der Geschwindigkeitsanalyse unterzogen (Abb. 8.16). Dieses zeigt deutlich, dass die Wahl der Parameter für den Bellingshausen Dome nicht repräsentativ ist (Abb. 8.16(a)). Hier sind die Beträge der Eisoberseitengeschwindigkeiten signifikant zu hoch, im besonderen werden die Diskrepanzen zu den Rändern des Domes größer. Die Abweichungen sind im Bereich $v_{\text{in-situ}} < 5 \text{ m a}^{-1}$ des Streudiagramms (Abb. 8.16(c)) offensichtlich. Im küstennahen Zentralteil hingegen werden die Beträge der simulierten Geschwindigkeiten tendenziell unterschätzt (Abb. 8.16(b)). Diese zu langsam fließenden Zonen zeigt das Streudiagramm von v ab ca. $v_{\text{in-situ}} > 40 \text{ m a}^{-1}$. Im Bereich der Eisscheide passen die simulierten Geschwindigkeiten gut mit den in-situ Geschwindigkeiten zusammen, lediglich zwei Vergleichspunkte oberhalb des Usher Gletschers zeigen Abweichungen. Im Vergleich zum *tuning*-Szenario ist der RMS-Fehler von v mit 9.08 m a^{-1} doppelt so groß.

Im Streudiagramm der Richtung von ϕ sind drei deutliche Ausreißer zu identifizieren, welche in einen sehr hohen RMS-Fehler von ϕ münden ($\text{RMS}_\phi = 66.96^\circ$). Diese reduzieren sich auf Vergleichspunkte, die direkt auf der Eisscheide liegen (am Bellingshausen Dome zwei Punkte bei ca. $x = 402 \text{ km}$ und $y = 3107 \text{ km}$; im Zentralteil bei ca. $x = 433 \text{ km}$ und $y = 3128 \text{ km}$). Auf Eisscheiden haben die Fließrichtungen generell eine divergente Struktur und sind von Natur aus sehr sensitiv. Für die Ausreißer am Bellingshausen Dome und Zentralteil zeigen die simulierten und in-situ Vektoren fast in entgegengesetzte Richtungen; die Eismassen fließen in andere Einzugsgebiete.

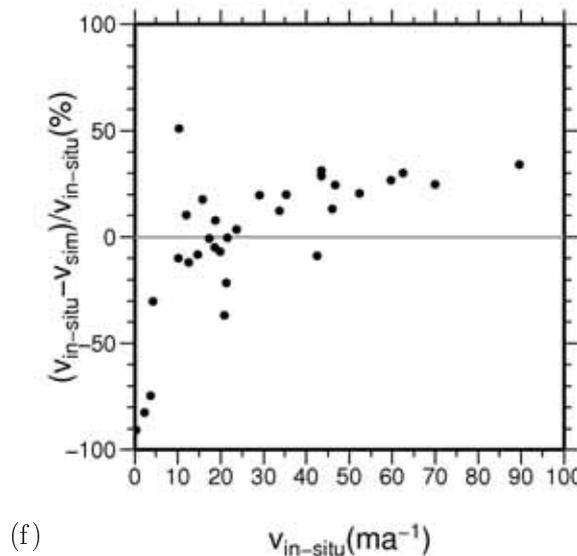
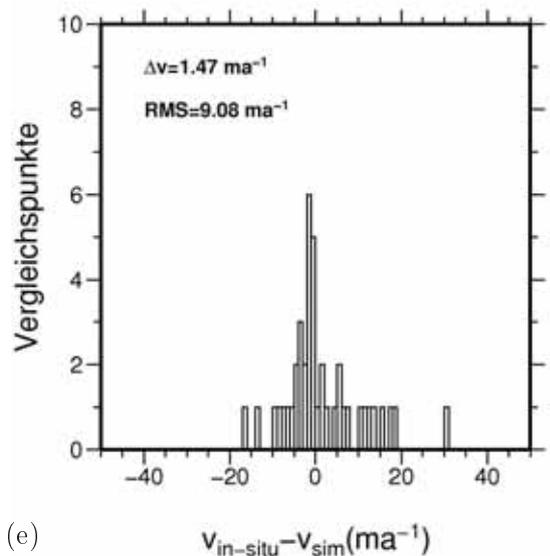
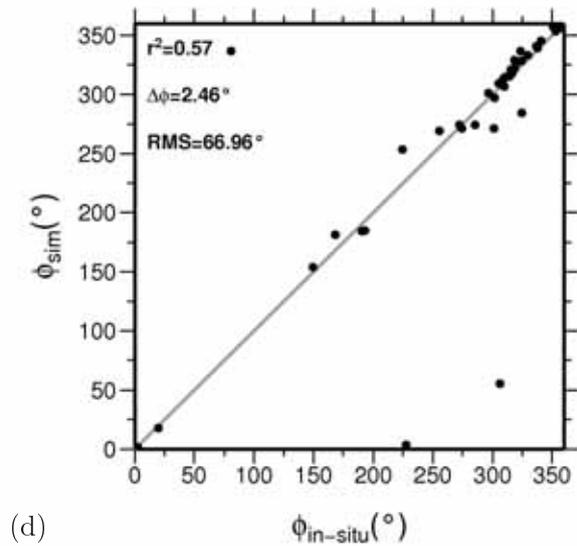
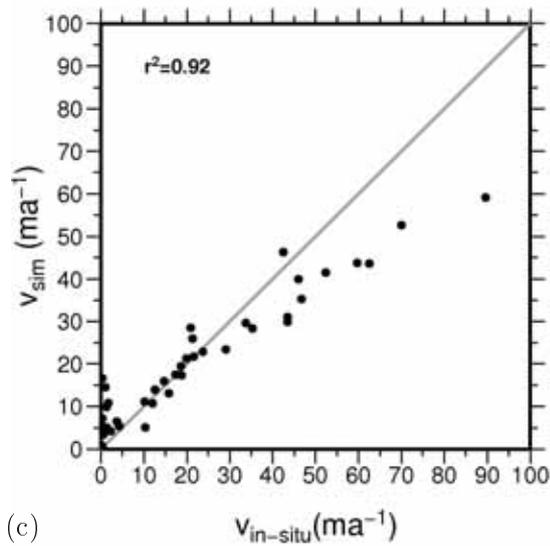
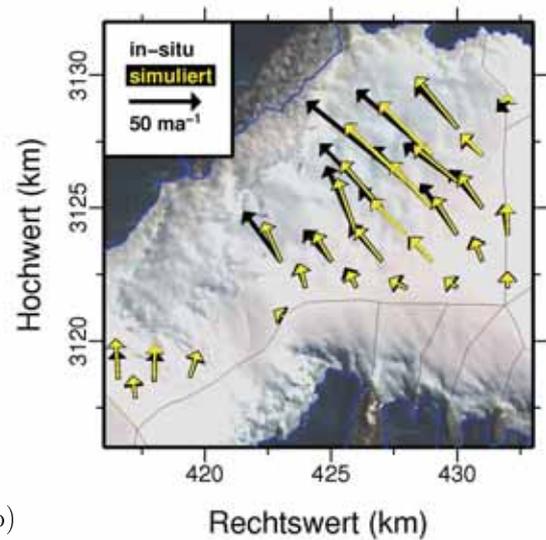
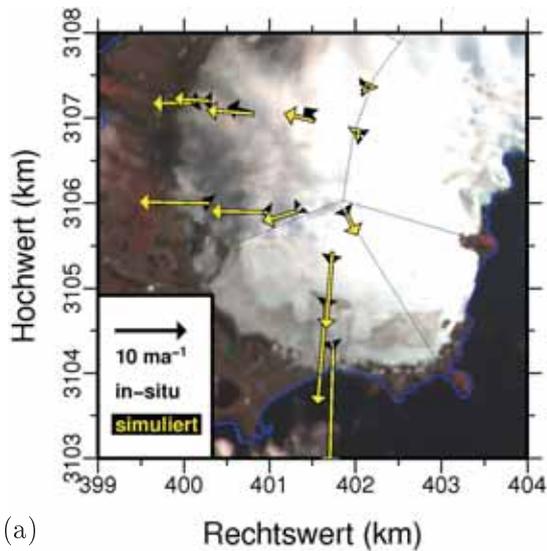


Abbildung 8.16: Geschwindigkeitsanalyse des Validierungsszenarios: Vergleich von in-situ (schwarze Pfeile) und simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten (gelbe Pfeile) am Bellinghousen Dome (a) und Zentralteil (b). Die blaue dünne Linie zeigt den Verlauf der Küste und die schwarze dünne Linie den Verlauf der Eisscheide. (c) Streudiagramm der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (d) Streudiagramm der Richtungen der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (e) Histogramm der Vergleichspunkte versus Differenz der in-situ zu simulierten Geschwindigkeit. (f) Streudiagramm der relativen Abweichung der simulierten zu in-situ Geschwindigkeiten.

Betrachtet man das simulierte Geschwindigkeitsfeld an der Oberfläche des Validierungsszenarios, so werden die Diskrepanzen der simulierten und in-situ Beträge der Eisoberseitengeschwindigkeiten offensichtlich (Abb. 8.17). Im nördlichen Zentralteil wird ein Auslassgletscher mit maximalen Geschwindigkeiten um 200 m a^{-1} abgebildet. Im nordwestlichen Bereich hingegen sind diese nicht ausgeprägt. In den Bereichen der angedeuteten Auslassgletscher werden maximale Geschwindigkeiten von 100 m a^{-1} erreicht, wobei teilweise eine Abnahme zur Küste hin zu verzeichnen ist. An der Küste bewirkt die spannungsfreie Randbedingung in Kombination mit dem teilweise 90 m hohen Eiskliff eine Geschwindigkeit von $\geq 100 \text{ m a}^{-1}$. Deutlich zeichnen sich die Eisscheiden ab, welche die einzelnen Einzugsgebiete und Auslassgletscher eingrenzen. Das Strömungsmuster des Arctowski Eisfeldes ist wie gefordert, zum *tuning*-Szenario erhalten geblieben.

Wie oben ausgeführt, soll das Validierungsverfahren entweder (i) eine fehlerhafte *tuning*-Prozedur oder andererseits (ii) lokal variierende glaziologische Prozesse offenlegen. An dieser Stelle muss angemerkt werden, dass obwohl die in-situ Beobachtungen auf dem Arctow-

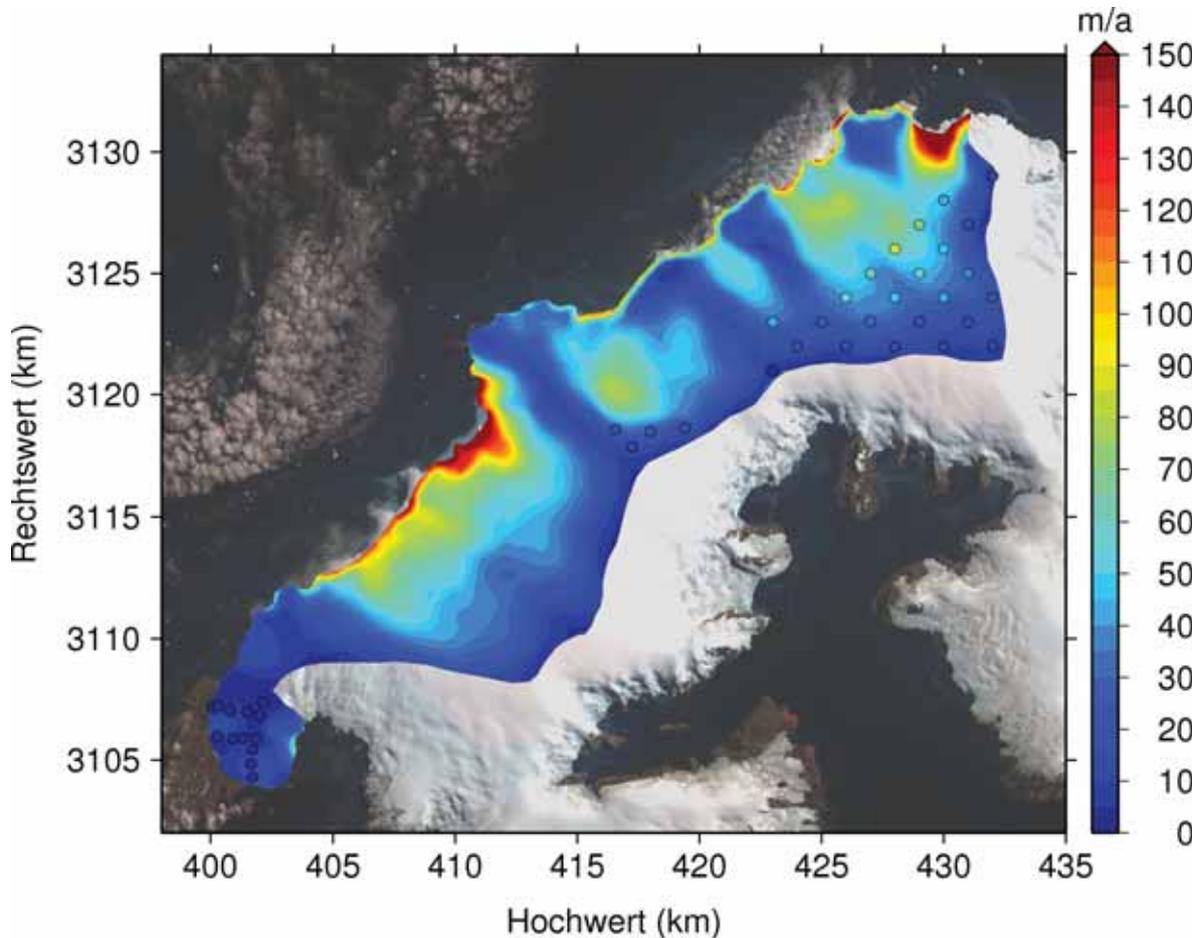


Abbildung 8.17: Betrag des simulierten Geschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite des Validierungsszenarios ($C_b = 0.0225 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$, $T_{rb}|_{z=0} = -0.7^\circ\text{C}$, Gleitgesetz vom Typ 3 mit $\nu = 4$). Die überlagerten farbkodierten Punkte zeigen die in-situ Eisoberseitengeschwindigkeiten. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

ski Eisfeld größtenteils während der 2004/05er-Expedition und auf dem Zentralteil ab 2007 durchgeführt wurden, eine Beschleunigung der Eismassen als Antwort durch den beobachteten Temperaturanstieg entlang der Antarktischen Halbinsel ausgeschlossen werden kann (siehe Kapitel 4.2 und Abb. 4.8). Befasst man sich somit zunächst mit der Annahme (i), so müsste im *tuning*-Verfahren die Wahl der abgestimmten Parameter falsch sein. Es existiert jedoch ein eindeutiges Minimum für den Gütewert J (siehe Abb. 8.13 und den folgenden Beschreibungen im Kap. 8.3). Vernachlässigt man die niedrigen Variationen des RMS-Wertes von ϕ (Abb. 8.12(b)) und betrachtet nur die RMS-Werte von v (Abb. 8.12(a)), so sind weitere Lösungen im *tuning*-Parameterraum mit RMS von $v < 5 \text{ m a}^{-1}$ zu akzeptieren. Im Vergleich zu dem selektierten *tuning*-Szenario sind das im Wesentlichen zwei Möglichkeiten:

1. Ein im Vergleich wärmerer Eiskörper ohne basales Gleiten ($T_{\text{ST}}|_{z=0} > 0^\circ\text{C}$; $C_b = 0$).
2. Ein im Vergleich kälterer Eiskörper mit verstärktem basalen Gleiten ($T_{\text{ST}}|_{z=0} \approx -1.925^\circ\text{C}$, $C_b \approx 0.0675 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$).

Erste Möglichkeit kann aus glaziologischer Sicht rein phänomenologisch ausgeschlossen werden, da ein temperierter Eiskörper ohne basales Gleiten als nicht realistisch einzustufen ist. Glaziologisch kann die zweite Möglichkeit nicht ausgeschlossen werden: Die Temperaturrandbedingung repräsentiert einen kälteren Eiskörper mit einer Reduktion des Geschwindigkeitsbeitrages der aus interner Deformation erbracht wird. Eine Verringerung der basalen Geschwindigkeit ist jedoch nicht zwangsläufig mit der Temperaturrandbedingung der Eisoberseite verknüpft, da diese an die Ausdehnung der temperierten Basis und (hier) mit dem Parameter C_b gekoppelt ist. Der Parameter C_b im basalen Gleitgesetz ist proportional zur basalen Geschwindigkeit u_b , daher ist nur eine Aussage über eine Verstärkung oder Abschwächung des Prozesses möglich, jedoch kein Rückschluss auf die Magnitude der basalen Geschwindigkeit. Das basale Gleiten kompensiert den reduzierten Betrag aus interner Deformation und es stellt sich das gleiche Strömungsfeld an der Eisoberseite ein. Somit wird eine vergleichbare Anpassung an die in-situ Beobachtungen erreicht. Für das *tuning*-Szenario beträgt das gemittelte Verhältnis von simulierter basaler Geschwindigkeit zu simulierter Oberflächengeschwindigkeit $v_b/v_s = 0.27$ und das Verhältnis von temperierter basaler Fläche des Untersuchungsgebietes zur Fläche der gesamten Eisbasis $A_t/A_g = 67\%$. Das im Punkt (2) skizzierte Szenario hat Werte von $v_b/v_s = 0.35$ und $A_t/A_g = 35\%$. Die gemittelten Werte beider Szenarien von v_b/v_s sind für polythermale Gletscher durchaus üblich (z. B. Paterson, 1994). Setzt man diese jedoch in Bezug zur Ausdehnung der temperierten Basis, ist das kältere Szenario als unrealistischer einzustufen. Ebenso sprechen die Indizien der Feldmessungen für einen größtenteils temperierten Eiskörper (Kap. 5), somit wird hier ein wärmerer Eiskörper favorisiert.

Die Anpassung der *tuning*-Parameter wird als validiert erklärt und der Hypothese (ii) gefolgt. In diesem Fall führen räumlich variierende glaziologische Prozesse zu den offengelegten Diskrepanzen und müssen in der Beschreibung der glaziologischen Prozesse und Experiment-Konstruktion berücksichtigt werden. Die Behandlung dieser Prozesse zur Steigerung der Komplexität der Modellstruktur ist Bestandteil des nächsten Kapitels 8.5.

Kurzzusammenfassung

Die Validierung der Dynamik der Haupteiskappe offenbart, dass signifikante Diskrepanzen zwischen simulierter und gemessenen Eisoberseitengeschwindigkeiten bestehen. Die Geschwindigkeiten am Bellingshausen Dome werden numerisch zu hoch berechnet. Im Zentralteil ist die

simulierte Bewegung in den höheren Lagen gültig, wobei die Verläufe von Eisscheiden nicht exakt wiedergegeben werden. Eine Wiedergabe der Dynamik von Auslassgletschern im nordwestlichen Zentralteil bewirkt möglicherweise eine Unterschätzung der simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. Da andere mögliche Einstellungen der *tuning*-Parameter glaziologisch interpretiert und ausgeschlossen werden können, wird die ungenügende Übereinstimmung auf räumlich variierende Prozesse zurückgeführt.

8.5 Komplexität: Fließdynamik unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter

Mit der Steigerung der Komplexität des Modells werden räumlich variierende Vorgaben getroffen, um die realen glaziologischen Prozesse näherungsweise zu beschreiben. Hierzu müssen zunächst die maßgebenden Prozesse für die Diskrepanzen definiert und deren Beschreibung im Modell modifiziert werden. Die Simulationen im Validierungsverfahren decken im Wesentlichen drei Gebiete auf, deren Strömungsfeld nicht genügend wiedergegeben ist:

1. Die Beträge der simulierten Geschwindigkeiten am Bellingshausen Dome sind signifikant zu hoch.
2. Eine fehlende Ausprägung der Auslassgletscher im nordwestlichen Bereich des Zentralteils.
3. Mit Punkt 2. geht möglicherweise die Unterschätzung der gemessenen Fließgeschwindigkeiten in den unteren Lagen des Zentralteils einher.

Zunächst wird eine räumliche Variation der Temperatur an der Eisoberseite ausgeschlossen: Zwischen der gemessenen 2m-Jahresmitteltemperatur der Luft auf der Fildes Halbinsel und der Admiralty Bay gibt es einen Unterschied; die Admiralty Bay ist in etwa 0.7° wärmer (gemessen an der brasilianischen Forschungsstation Ferraz³, Keller Halbinsel). Allerdings ist das auf Föhn effekte in der Admiralty Bay zurückzuführen, für eine Übertragung dieser räumlichen Änderung der Temperatur auf die Gebiete des Arctowski Eisfeldes und des Zentralteils gibt es keine Anhaltspunkte (Braun, 2001).

Um Annahmen über eine Änderung der glaziologischen Prozesse in diesen Regionen zu treffen, werden die GPR- und DGPS-Kartierungen und die daraus resultierenden Kenntnisse über diese Gebiete herangezogen. Wie in Kapitel 5 erläutert, unterscheidet sich der Bellingshausen Dome im Hinblick auf seine interne Struktur, Dynamik und Eistemperatur drastisch von der Haupteiskappe. Der abgeleitete kalte Status ist auf die Abwesenheit einer Wassertafel und Zonen hoher Radar-Rückstreuung zurückgeführt worden. Ferner legen die gemessenen Eisoberseitengeschwindigkeiten den Schluss nahe, dass der kalte Eiskörper nicht an der Basis gleitet. Aus diesem Grund wird der Parameter C_b im basalen Gleitgesetz auf null reduziert ($C_b = 0$).

Betrachtet man die Felsbetttopographie (Abb. 4.3), so ist offensichtlich, dass im nordwestlichen Küstenbereich des Zentralteils im Vergleich zum Arctowski Eisfeld große eingegrenzte Gebiete unterhalb des Meeresspiegels liegen. In diesen Regionen der großen Auslass- und Gezeitengletscher üben gegenüber gegründeten Zonen andere glaziologische Prozesse einen Einfluss auf das Fließregime aus (siehe auch Kap. 2.2.1 und 5). Wie bereits ausgeführt, unterscheidet

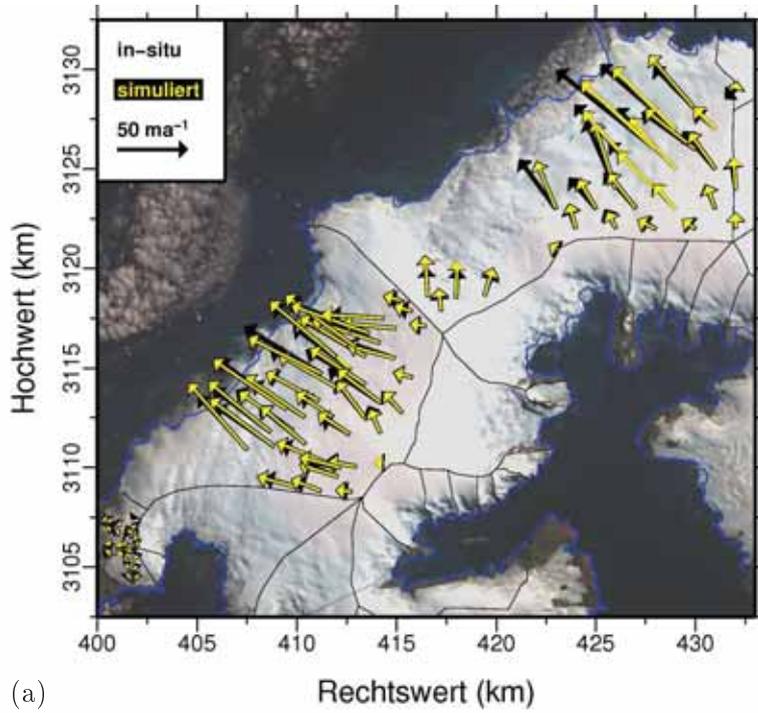
³<http://antartica.cptec.inpe.br/~rantar/weatherdata.shtml>, Abgerufen: Okt. 2010.

sich die Dynamik der Gezeitengletscher zu gegründeten Eismassen signifikant, z. B. spielt das basale Gleiten eine entscheidende Rolle. Die Parametrisierung des basalen Gleitens ist hier unabhängig von der effektiven Normalspannung N_b ($q = 0$). Weiterhin kann eine veränderte Beschreibung der basalen Eigenschaften durch die Geologie begründet werden. Der Übergang der gegründeten Eismassen oberhalb des Meeresspiegelniveaus zu denen unterhalb ist in etwa die Grenze der großen geologischen Einheiten des Barton Horstes und des Fildes Blockes (Abb. 2.2); insbesondere im Zentralteil. Beschreibung des basalen Gleitens in diesen Gebieten ist somit gerechtfertigt und konsequent. Bei diesen Simulationen werden die Gebiete unterhalb des Meeresspiegels mit der Gleitgesetz-Parametrisierung vom Typ 4 behandelt, welches üblicherweise für die Beschreibung von Auslass- und Gezeitengletschern herangezogen wird (z. B. MacAyeal, 1993; Pattyn et al., 2008). Analog zu den Literaturwerten (Tab. 8.3) wird der Parameter C_b um eine Größenordnung auf $C_b = 0.002 \text{ Pa}^{-1} \text{ m a}^{-1}$ herabgesetzt. Für die übrigen Gebiete werden wie gehabt die abgestimmten *tuning*-Parameter verwendet und sind daher nicht noch einmal aufgeführt.

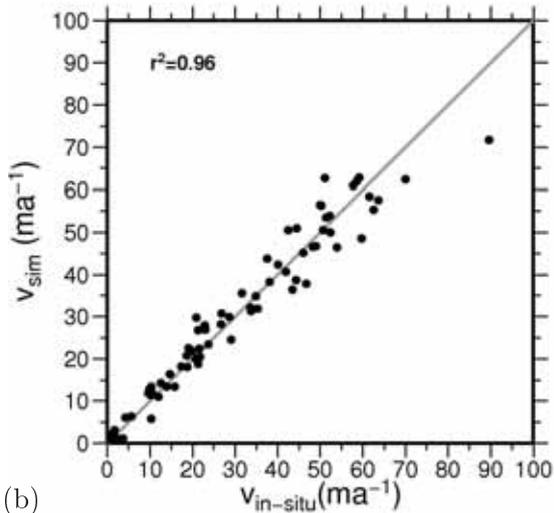
Die resultierende Geschwindigkeitsanalyse dieser ausgeführten Simulation ist in Abbildung 8.18 dargestellt, jedoch für alle 78 Vergleichspunkte. Deutlich zu erkennen ist, dass die Analyse eine gute Übereinstimmung der Beträge der in-situ und simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten liefert (Abb. 8.18(a) und (b)). Mit berechneten Werten von $r^2 = 0.96$, $\text{RMS} = 4.50 \text{ m a}^{-1}$ und einer mittleren Abweichung von $\Delta v_m = 0.09 \text{ m a}^{-1}$ von v ist dieses Ergebnis als sehr zufriedenstellend einzustufen. Die hohen relativen Abweichungen von v mit bis zu 50% sind auf die Vergleichspunkte am Bellingshausen Dome zurückzuführen (Abb. 8.18(e)). Hier liegen die Beträge der gemessenen und simulierten Geschwindigkeiten im Bereich von 1 m a^{-1} . Somit sind die relativen Abweichungen von Natur aus groß. Für das Arctowski Eisfeld und den Zentralteil liegt die gemittelte relative Abweichung bei $\mu = \pm 12\%$; für den Bellingshausen Dome liegt die gemittelte relative Abweichung aufgrund der sehr kleinen Geschwindigkeiten weit oberhalb von $\mu = \pm 100\%$.

Die zuvor im Zentralteil numerisch zu niedrig berechneten Werte von v sind nun deutlich erhöht. Lediglich der Vergleichspunkt mit dem maximal gemessenen Betrag der Eisoberseitengeschwindigkeit zeigt eine signifikante Abweichung von $v_{\text{in-situ}} - v_{\text{sim}} \approx 17 \text{ m a}^{-1}$. Mit der optimierten Beschreibung des basalen Gleitens in den Zonen der Auslassgletscher geht jedoch auch ein Anstieg der Geschwindigkeitsbeträge der Auslassgletscher auf dem Arctowski Eisfeld einher. Im besonderen Maße ist hier der südwestlichste Bereich der Auslassgletscher betroffen, da dieser ein Gebiet unterhalb des Meeresspiegels einnimmt (vgl. Abb. 4.3).

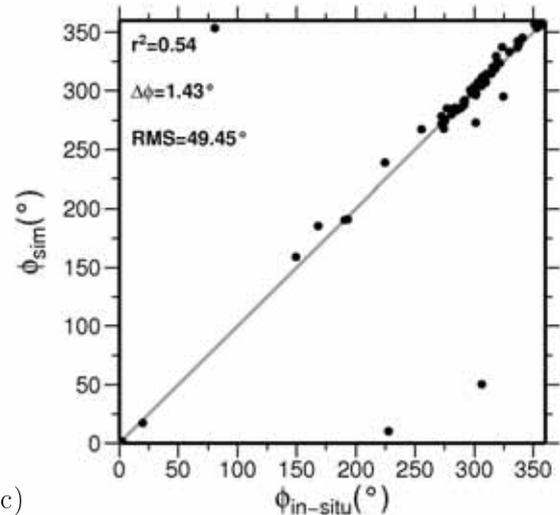
Für die Richtungen der Geschwindigkeiten ϕ sind weiterhin die drei Ausreißer zu identifizieren (Abb. 8.18(c)). Diese lassen sich wie gehabt auf die als richtungssensibel einzustufenden Bereiche in unmittelbarer Nähe der Eisscheide eingrenzen. Nimmt man die drei Werte aus der Berechnung von r^2 , RMS und $\Delta\phi$ von ϕ aus, so ergeben sich plausiblere Werte von $r^2 = 0.98$, $\text{RMS} = 6.69^\circ$ und $\Delta\phi = -1.19^\circ$.



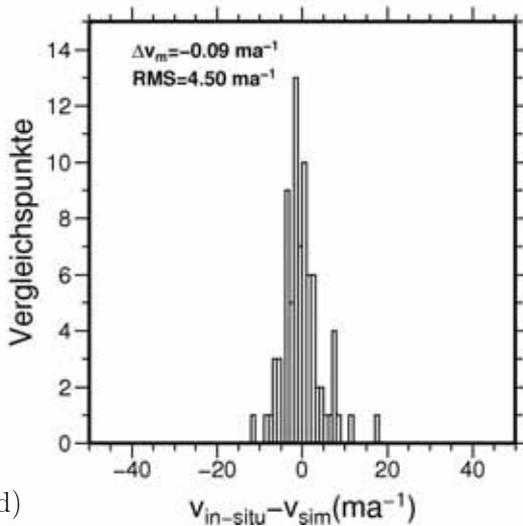
(a)



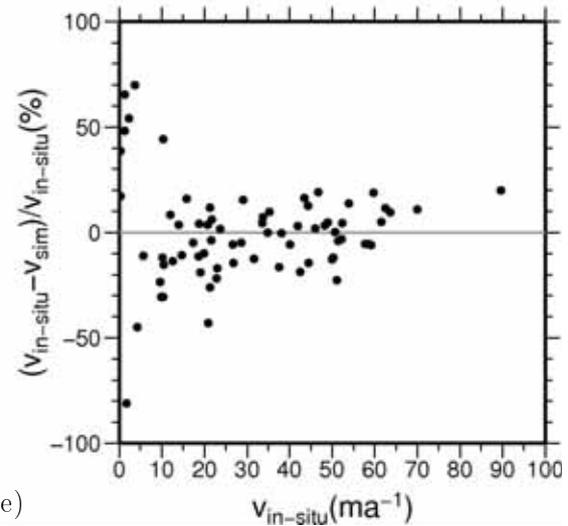
(b)



(c)



(d)



(e)

Abbildung 8.18: Geschwindigkeitsanalyse der Simulation unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter (Details siehe Text): (a) Vergleich von in-situ (schwarze Pfeile) und simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten (gelbe Pfeile). Die schwarze dünne Linie zeigt den Verlauf der Eisscheide. (b) Streudiagramm der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (c) Streudiagramm der Richtungen der in-situ versus simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten. (d) Histogramm der Vergleichspunkte versus Differenz der in-situ zu simulierten Geschwindigkeit. (e) Streudiagramm der relativen Abweichung der simulierten zu in-situ Geschwindigkeiten.

Der Betrag des Geschwindigkeitsfeldes dieser Simulation ist in der Abbildung 8.19 dargestellt. Im Vergleich zum Validierungsszenario treten markant die Auslassgletscher im Zentralteil hervor. Beginnend von Südwesten sind die Maximumgeschwindigkeiten der sechs großen Auslassgletscher an der Eisoberseite (1) 190, (2) 220, (3) 228, (4) 239, (5) 281 und (6) 300 m a^{-1} . Diese hohen Geschwindigkeiten liegen durchaus in einem akzeptablen Bereich für Auslass- und Gezeitengletscher (Paterson, 1994). Noble (1965) hat z. B. in der Admiralty Bay die Fließgeschwindigkeit eines Gezeitengletschers gemessen und einen Wert von 365 m a^{-1} erhalten. Analog zu den Abbildungen zuvor sind die Beträge der in-situ Geschwindigkeiten farbkodiert überlagert und verdeutlichen visuell eine gute Übereinstimmung, insbesondere die Optimierung der Fließbewegung im Zentralteil. Dieses Verhalten zeigt eindrucksvoll die große

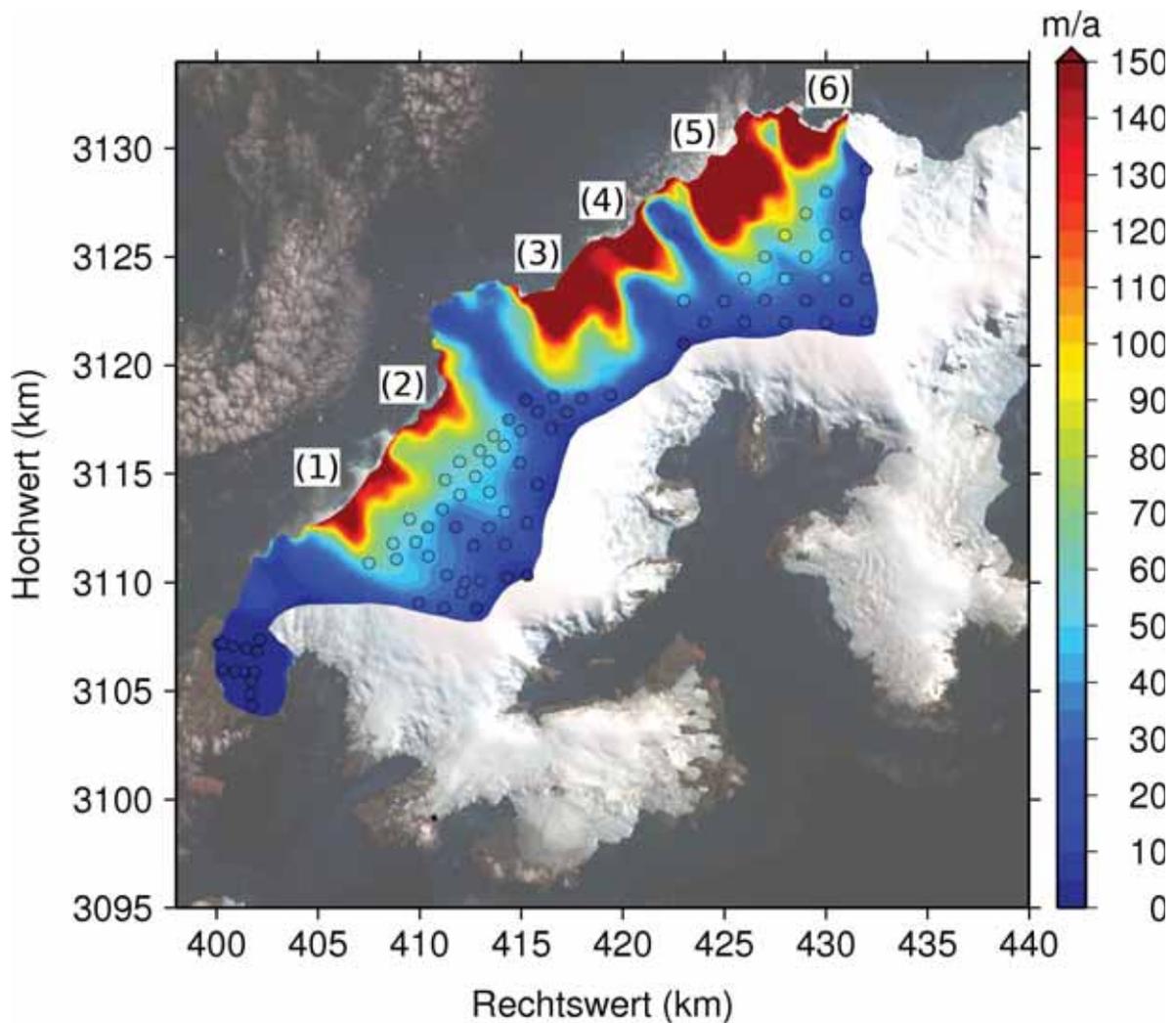


Abbildung 8.19: Betrag des simulierten Geschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite auf der Haupteiskappe unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter (Details siehe Text). Die Zahlen (1) bis (6) indizieren die großen Auslassgletscher; die überlagerten farbkodierten Punkte zeigen die in-situ Eisoberseitengeschwindigkeiten. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

Bedeutung von Auslassgletschern für die Dynamik der Eiskappe. Ferner ist das Strömungsmuster in den oberen Lagen wie gefordert erhalten geblieben. Eine weitere Auffälligkeit ist die Ausprägung von Eisscheiden mit kleinen Geschwindigkeitsbeträgen ($< 20 \text{ m a}^{-1}$), welche die Einzugsgebiete voneinander trennen. Die Reproduktion der kleinen Geschwindigkeitsbeträge am Bellingshausen Dome ist ebenfalls zu sehen.

Die deutlich diagnostizierten Drainagegebiete stehen im engen Zusammenhang mit den basalen Geschwindigkeiten (Abb. 8.20). Die Gebiete der maximalen Geschwindigkeiten koinzidieren mit den großen Auslassgletschern im Strömungsfeld an der Eisoberseite. Für die sechs Zonen erreichen die maximalen basalen Geschwindigkeiten in etwa (1) 150, (2) 150, (3) 190, (4) 200, (5) 240 und (6) 250 m a^{-1} . Das Verhältnis der basalen zur Eisoberseitengeschwindigkeit v_b/v_s ist hier nahe bei eins. Dies bedeutet, dass die Fließbewegung in diesen Zonen fast ausschließlich durch basales Gleiten getrieben ist. Für das gesamte Untersuchungsgebiet

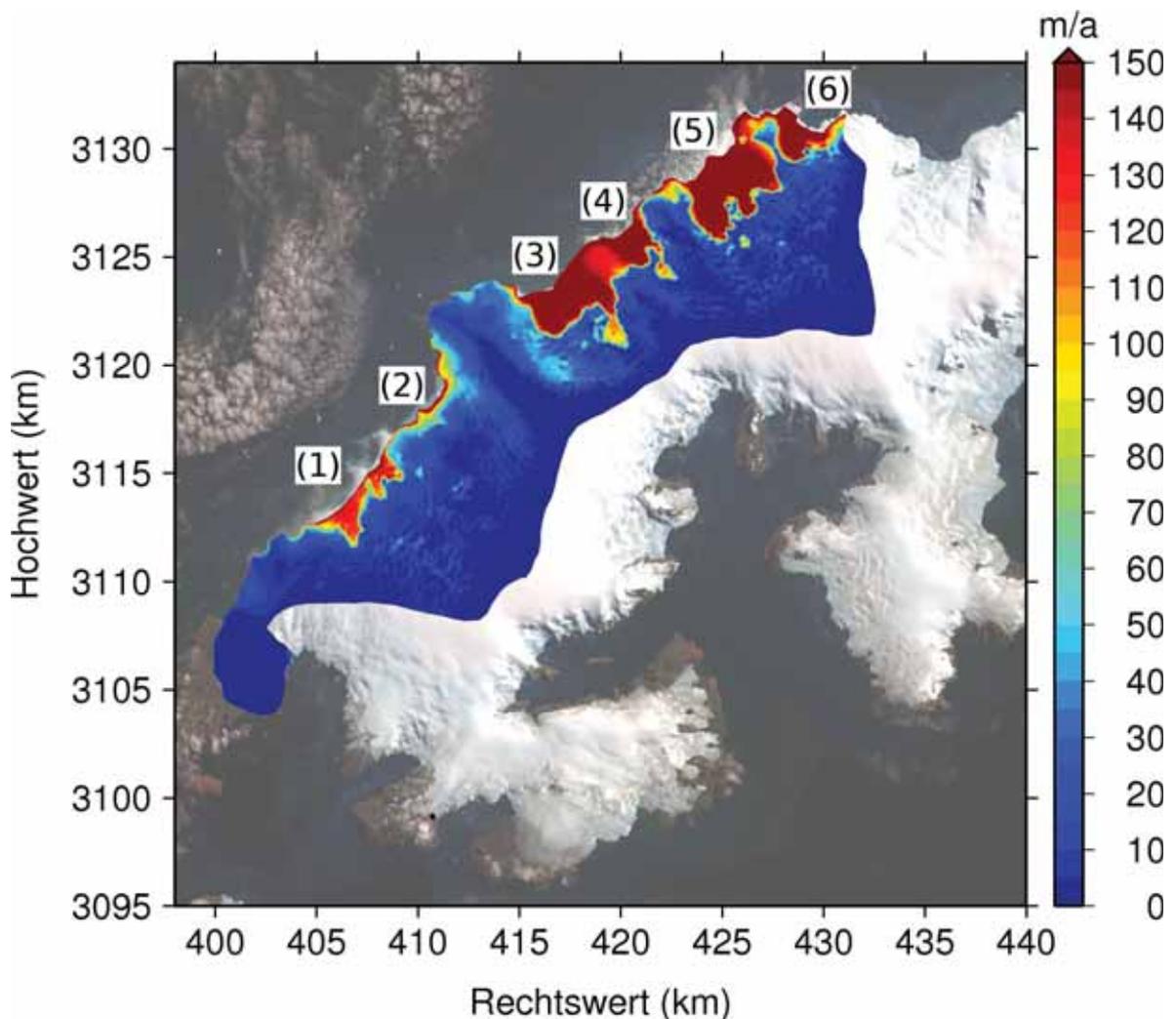


Abbildung 8.20: Betrag des simulierten basalen Geschwindigkeitsfeldes auf der Haupteiskappe unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter (Details siehe Text). Die Zahlen (1) bis (6) indizieren die großen Auslassgletscher. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

beträgt das gemittelte Verhältnis v_b/v_s ca. 0.4. Gegenüber den Literaturwerten von ca. 0.3 für polythermale Gletscher (Paterson, 1994) ist dieser Wert leicht erhöht, lässt sich jedoch durch die hohen basalen Geschwindigkeiten in den Gebieten der Auslassgletscher erklären. Im Muster der basalen Geschwindigkeit zeichnen sich ebenfalls die Eisscheiden mit Werten um 0 m a^{-1} ab. Zwischen den Zonen deutlich erhöhter basaler Geschwindigkeit und den Eisscheidenbereichen zeigt das basale Geschwindigkeitsfeld eine unregelmäßige Struktur. Auffällig sind dabei kleinskalige Gebiete erhöhter Geschwindigkeit mit ca. 60 m a^{-1} . Möglicherweise ist gerade eines dieser Gebiete Ursache für die leicht erhöhten simulierten Geschwindigkeiten an den Vergleichspunkten oberhalb des Usher Gletschers (bei ca. $x = 417 \text{ km}$ und $y = 3119 \text{ km}$).

In der Abbildung 8.21 sind die zugehörigen Fließlinien zu dieser Simulation abgebildet. Die Verdichtung der Fließlinien verdeutlicht den Eismassentransport und die damit verbundenen sechs großen Auslassgletscher. Entlang eines Schnittes der orange hervorgehobenen Fließlinie

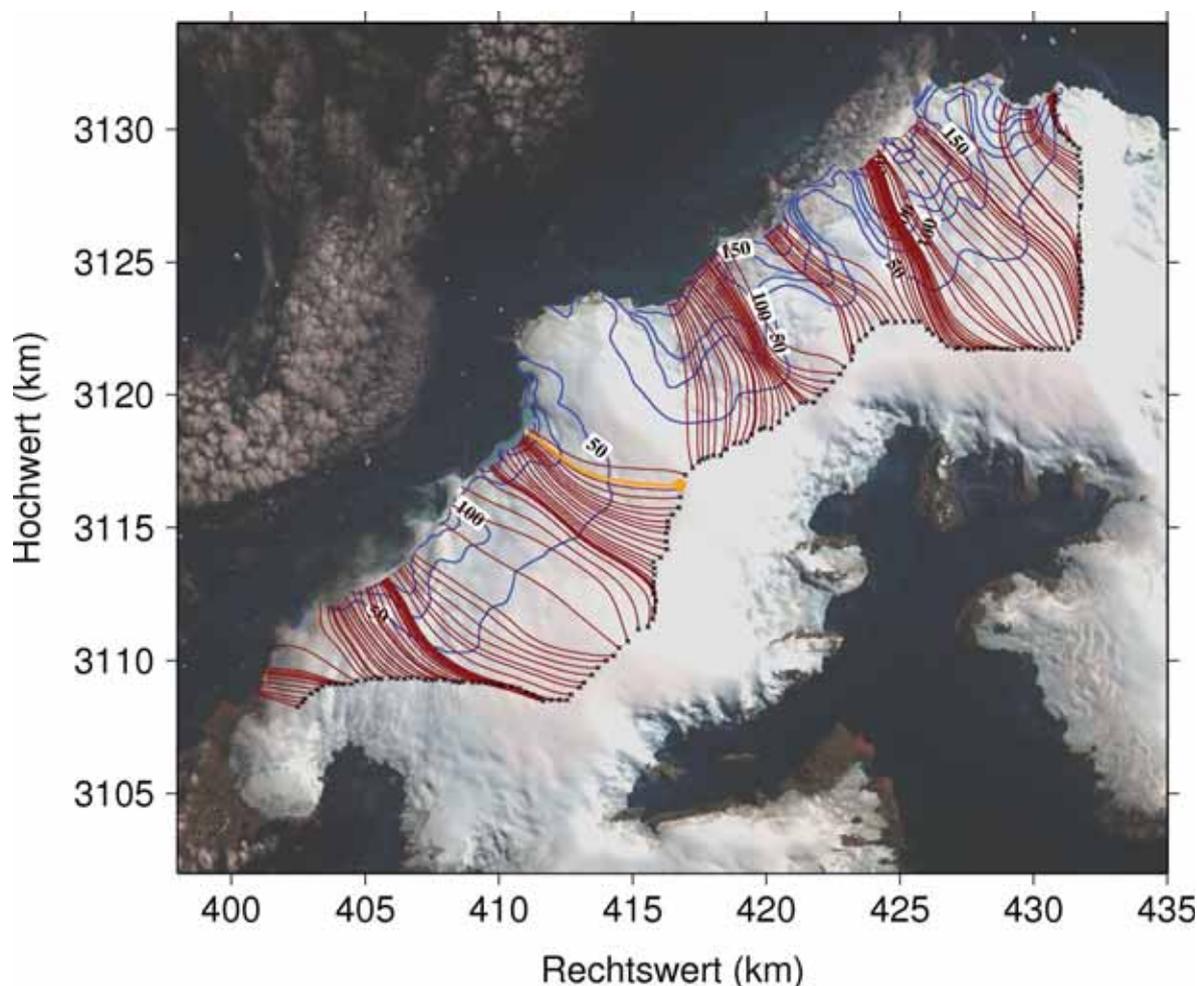


Abbildung 8.21: Fließlinien des simulierten Geschwindigkeitsfeldes (rot) beginnend an der zentralen Eisscheide (schwarze Kreuze) und Isolinien der Fließgeschwindigkeit in m a^{-1} (blau). Der Isolinienabstand der Geschwindigkeit beträgt 50 m a^{-1} . Der Isolinienabstand der Geschwindigkeit beträgt 50 m a^{-1} . Entlang eines Schnittes der orangen Fließlinie werden im weiteren Text exemplarisch das Geschwindigkeits- und das Temperaturfeld dargestellt. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

ist der Betrag des Geschwindigkeitsfeldes sowie das Verhältnis der basalen Geschwindigkeit zur Oberflächengeschwindigkeit v_b/v_s in der Abbildung 8.22 graphisch dargestellt. Beginnend von der Eisscheide bei $x = 0$ m ist der Betrag der basalen Geschwindigkeit 0 m a^{-1} und erreicht an der Eisfront einen Wert von ca. 210 m a^{-1} (Graph oben in Abb. 8.22). Deutlich zu sehen ist der Anstieg der basalen Geschwindigkeit mit zunehmender Distanz von der Eisscheide. Bei $x = 6000$ m nimmt die Geschwindigkeit dann rapide zu, qualitativ analog zu den idealisiert berechneten Verläufen (Abb. 8.10(a)). Gut zu erkennen ist, dass das Verhältnis v_b/v_s antikorreliert ist mit der lokalen Eismächtigkeit, insbesondere bei $2000 < x < 2200$ m. Dieser Effekt ist durch die effektive Normalspannung $N_b = \rho_i g H$ (Gl. 6.21) zu erklären, die in dieser Zone im Vergleich zur Umgebung reduziert ist. An der Eisfront ist das Verhältnis v_b/v_s schließlich eins. Des Weiteren zeigt der Schnitt entlang der Fließlinie das typische parabolische Fließverhalten von Eis (Paterson, 1994).

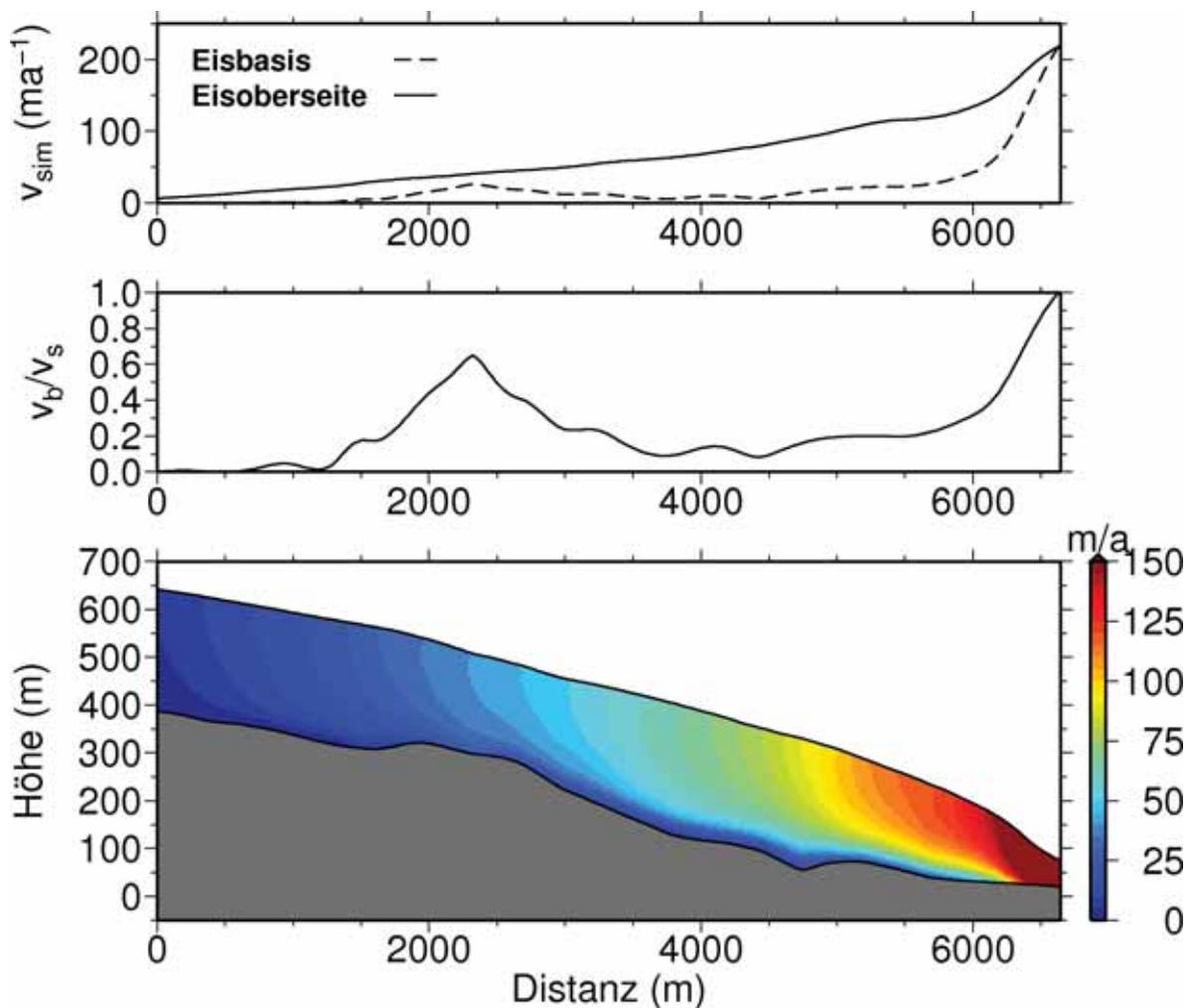


Abbildung 8.22: Betrag des simulierten Geschwindigkeitsfeldes entlang eines Schnittes einer Fließlinie auf dem Arctowski Eisfeld (unten und oben) und Verhältnis der basalen Geschwindigkeit zur Oberflächengeschwindigkeit v_b/v_s (mitte). Der Verlauf der Fließlinie ist in Abbildung 8.21 eingezeichnet.

Das basale Geschwindigkeitsfeld ist eng verknüpft mit dem basalen Temperaturfeld. Für diese Simulation ist das numerisch berechnete basale Temperaturfeld in der Abbildung 8.23 dargestellt. Markant ist die räumliche Ausdehnung der temperierten Basis (die gestrichelte schwarze Linie markiert die CTS). Das Verhältnis der temperierten basalen Fläche zur gesamten basalen Fläche beträgt $A_t/A_g = 69\%$. Festzuhalten bleibt hier, dass die Basis des Bellingshausen Dome ebenfalls nahezu durchweg temperiert ist. Bei dieser Simulation wurde das basale Gleiten künstlich aus der Kenntnis eines kalten Eiskörpers heraus eingeschränkt. Für weitere Studien kann eine Berücksichtigung der gemessenen Temperaturinversion in der Randbedingung diese manuelle Optimierung regulieren.

Insgesamt sind die Variationen des basalen Temperaturfeldes im Bereich von $270 < T < 273.15\text{ K}$ sehr gering. Die per Definition kalten Bereiche erstrecken sich hier größtenteils auf die Regionen der Eisscheiden; die kältesten Bereiche konzentrieren sich wiederum auf die topographisch höchsten Lagen des Felsbettes (siehe auch Abb. 4.3). Da die basale Temperatur den Einsatz der basalen Geschwindigkeit reguliert, sind die niedrigen bzw. keine basalen Geschwindigkeiten hier zu erklären.

Für den oben bereits eingeführten Schnitt entlang der Fließlinie wird hier analog das Temperaturfeld exemplarisch gezeigt (Abb. 8.24). Das Erscheinungsbild der Temperatur gibt gut

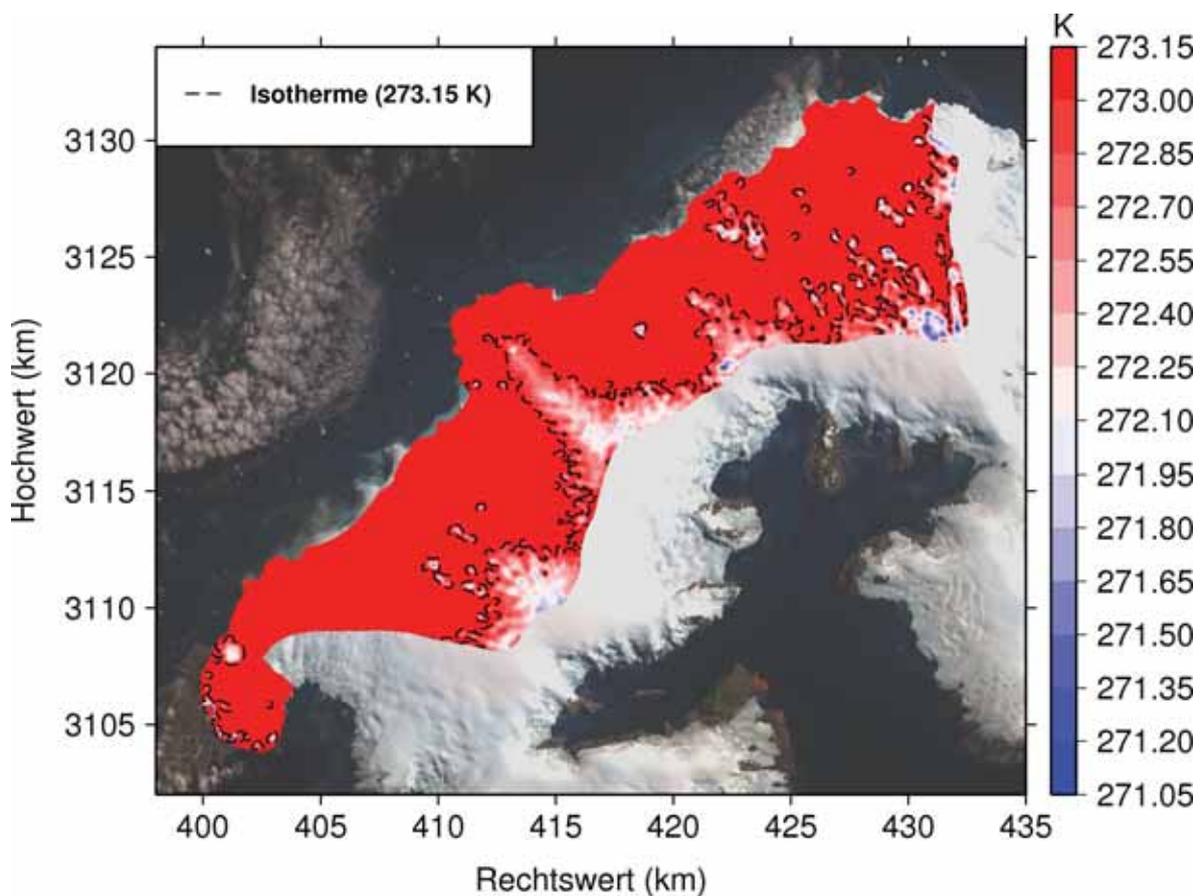


Abbildung 8.23: Simuliertes basales Temperaturfeld auf der Haupteiskappe. Die gestrichelte Linie markiert die CTS (273.15 K-Isotherme). Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

die polythermale Struktur der Eiskappe wieder (schwarze gestrichelte Linie zeigt die CTS). Die CTS setzt auf diesem exemplarischen Profil in einem Höhenbereich von ca. 300 m und bei $x = 2200$ m ein. Die Dicke der temperierten Schicht nimmt zunächst zu und erreicht ein Maximum von etwa 50–75 m (ca. 15 % der vertikalen Eissäule).

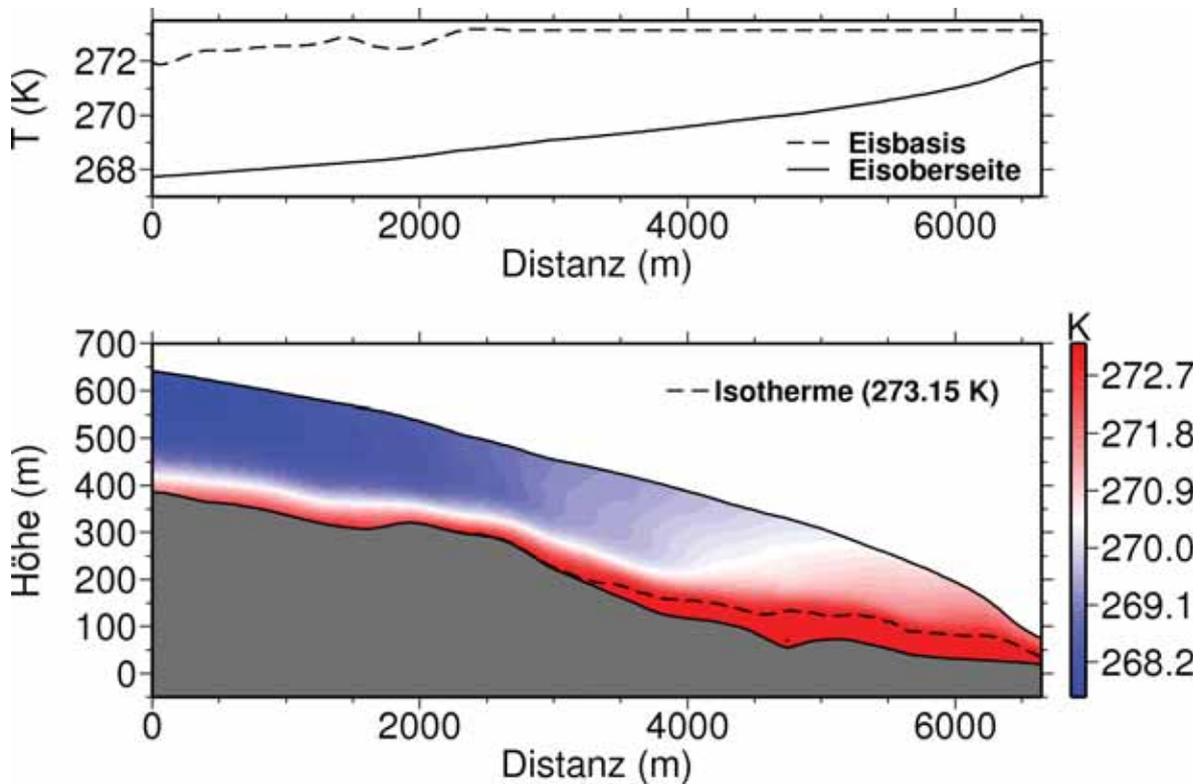


Abbildung 8.24: Simuliertes Temperaturfeld entlang eines Schnittes einer Fließlinie auf dem Arctowski Eisfeld. Die gestrichelte Linie markiert die CTS (273.15 K-Isotherme). Der Verlauf der Fließlinie ist in Abbildung 8.21 eingezeichnet.

In der Abbildung 8.25 ist die relative Dicke (d. h. lokale Dicke der temperierten Schicht im Verhältnis zur lokalen Eismächtigkeit) im Untersuchungsgebiet aufgetragen. Auffällig ist zunächst die relativ mächtige temperierte Schicht in unmittelbarer Küstennähe; mit Werten bei ca. 50 %. In den inneren Bereichen liegen die relativen Dicken zwischen 0–15 %, an kleinen einzelnen Orten auch darüber. Tendenziell nimmt die Dicke der temperierten Schicht vom Inneren der Eiskappe aus gesehen stromabwärts (zur Eisfront hin) typischerweise allmählich zu. Dieses Verhalten ist im besonderen auf dem Arctowski Eisfeld zu erkennen. Im Zentralteil ist dieser Trend ca. 1–2 km vor der Küste durch einen Abfall der temperierten Schicht charakterisiert. Eine plausible Erklärung hierfür liegt vermutlich in der Zunahme der basalen Geschwindigkeiten in diesen Zonen, was zu verstärkter Advektion von kaltem Eis nach unten führt und dadurch die temperierte Schicht zurückdrängt. Des Weiteren ist der Beitrag von Wärme durch interne Deformation reduziert, da der Eiskörper nahezu reibungsfrei gleitet. Allerdings muss mit erhöhter Reibungswärme gerechnet werden. Diese Abnahme des temperierten Eisvolumens mit niederviskosen Eigenschaften wirkt jedoch den erhöhten Geschwindigkeiten entgegen. Dieses Ergebnis ist insofern interessant, da es zeigt, dass basales Gleiten als Effekt eines zumindest an

der Basis temperierten Gletschers der Temperaturertheit entgegenwirkt. Das gemittelte Volumen des temperierten Anteils im gesamten Eiskörper beträgt in etwa 10 %.

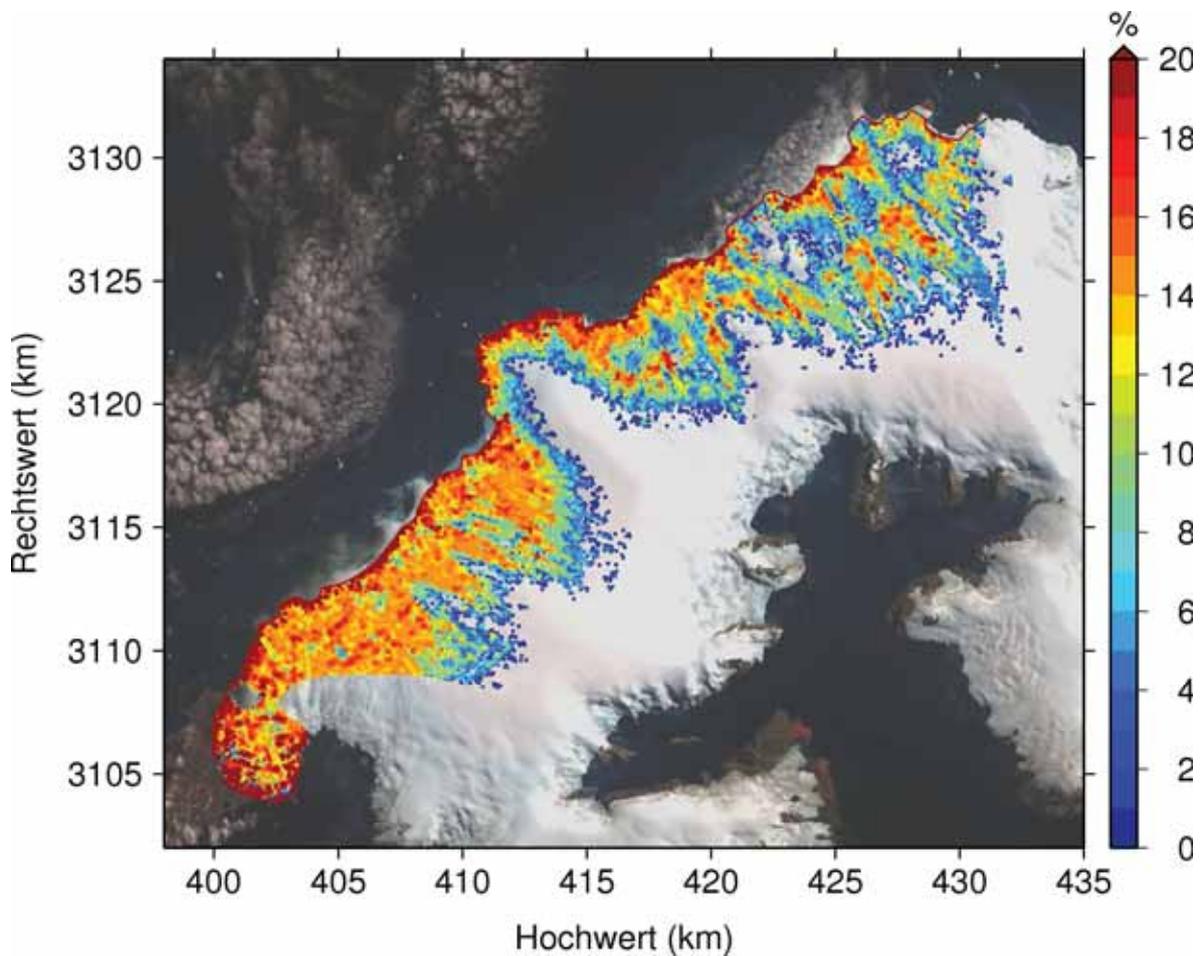


Abbildung 8.25: Relative Dicke der temperierten Schicht. Hintergrundbild ist ein SPOT Mosaik von 2000 (©SPOT Image 2000).

Kurzzusammenfassung

Unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter kann eine akzeptable Näherungslösung der realen Verhältnisse (d. h. Geschwindigkeits- und Temperaturfeld) der Haupteiskappe von King George Island angegeben werden. Die Einführung der räumlichen Parameter ist nicht willkürlich gewählt, sondern fußt auf glaziologischen Erkenntnissen und Hypothesen. Eine wesentliche Verbesserung der Simulationsergebnisse im Vergleich zum Validierungsszenario in Hinblick auf die Reproduktion des Fließmusters von Auslassgletschern und Anpassung an in-situ Eisoberseitengeschwindigkeiten im Zentralteil konnte durch die Berücksichtigung mariner Eismassen und deren Dynamik erzielt werden. Das Simulationsergebnis gibt große Auslass-Gezeitengletscher mit Geschwindigkeiten bis zu 300 m a^{-1} und deren Einzugsgebiete (eingegrenzt durch die Eisscheiden) wieder. Die polythermale Struktur bleibt wie gehabt erhalten, mit einem Anteil von 10 % des temperierten Eises im Eis.

Kapitel 9

Diskussion der Fließdynamik

Um eine Näherungslösung der realen glazialen Verhältnisse der Haupteiskappe von King George Island (KGI) anzugeben, sind umfangreiche Parameterstudien statistisch ausgewertet worden sowie glaziologische Aspekte bei der Bewertung und Optimierung eingeflossen. Durch die sukzessive, kombinierte Nutzung der methodischen Verfahren und glaziologischer Basisdaten kann die Dynamik und das Temperaturregime dieser subpolaren Eiskappe umfassend, detailliert und quantitativ beschrieben werden.

Das resultierende Fließgeschwindigkeitsfeld weist die typischen Charakteristiken von gegründeten Eismassen auf: Auslassgletscher mit Geschwindigkeiten bis zu 300 m a^{-1} ; Eisscheiden mit Geschwindigkeiten von $0\text{--}20 \text{ m a}^{-1}$. Es wird deutlich, dass die Berücksichtigung unterschiedlicher Gletschergleit-Mechanismen in der numerischen Berechnung notwendig ist, um ein realistisches Fließfeld an der Eisoberseite zu bestimmen. Die temperierte zentrale Eisbasis verlangt einen Gleitmechanismus über einen festen Felsuntergrund ($p = 3, q = 2$) wohingegen die Auslassgletscher ein Till-Gleitgesetz ($p = 1, q = 0$) fordern. Die Parametrisierung der basalen Geschwindigkeit der Auslassgletscher mit einem Till-Gleitgesetz korreliert mit den beobachteten Sedimentströmen aus den charakteristischen Drainagebecken der Felsbetttopographie ins Meer (siehe auch Abb. 2.5 und 4.3). Diese Berücksichtigung unterschiedlicher basaler Prozesse hat eine entscheidende Wirkung auf das Strömungsmuster und zeigt deutlich, dass dem Rechnung getragen werden muss.

Der Übergang von partiellem Gleiten der gegründeten Eismassen zu fast freiem lokalem Gleiten der marinen Eismassen erscheint etwas drastisch. Durch die Nichtberücksichtigung von z. B. Entkopplungsprozessen durch Spalten wird bei den gezeigten Simulationen das basale Geschwindigkeitsfeld im Bereich der Auslassgletscher möglicherweise etwas überschätzt. Es ist zu vermuten, dass in diesem Bereich Entkopplungsprozesse durch Spalten das Fließregime zu höheren Geschwindigkeiten beeinflussen. Diese Prozesse können z. B. mit dem Verstärkungsfaktor E als weiteren *tuning*-Parameter parametrisiert werden. Folgt man jedoch der Eisstromklassifizierung nach Winsborrow et al. (2010), so sind topographische Fokussierung und Till-Gleiten zwei starke und favorisierte Mechanismen zur Bildung von Eisströmen. Insbesondere Till-Gleiten führt zu den hohen Geschwindigkeiten von Eisströmen. Beide Aspekte, topographische Fokussierung und wassergesättigter, deformierbarer Untergrund sind durch in-situ Beobachtungen zu begründen.

Gegenüber den Arbeiten von Breuer et al. (2006), Breuer (2007) und Rückamp (2006) kann im Rahmen dieser Arbeit unter Einbezug weiterer bodengebundener und fluggestützter DGPS- und GPR-Kartierungen das Modellgebiet erweitert werden; vom zentralen Bereich des Arcowski Eisfeldes auf den Zentralteil und die küstennahen verspalteten Regionen des Arcowski Eisfeldes und Zentralteils. Hinsichtlich des Korrelationskoeffizienten r^2 , des RMS-Fehlers und der mittleren Abweichung Δv der Eisoberseitengeschwindigkeit v ist eine verbesserte Modellierung des Fließgeschwindigkeitsfeldes im Vergleich zu den früheren Arbeiten erfolgt (vgl.

Tabelle 9.1: Vergleich des Korrelationskoeffizienten r^2 , des RMS-Fehlers, der mittleren Abweichung Δv und der gemittelten relativen Abweichung μ der Eisoberseitengeschwindigkeit v von verschiedenen Arbeiten. Die Szenarienbezeichnung (1)–(4) dieser Arbeit bezieht sich auf die skizzierten Schritte Initialisierung, Tuning, Validierung und Komplexität. Bei den Werten in der Klammer wurden die Vergleichspunkte am Bellingshausen Dome ausgenommen. Die Arbeit von Breuer (2007) unterscheidet zwei basale Geitgesetze, diese werden hier mit Szenario (1) und (2) referenziert.

	r^2	RMS (m a^{-1})	Δv (m a^{-1})	μ (%)
Szenario (1) dieser Arbeit	0.90	5.69	1.49	± 14
Szenario (2) dieser Arbeit	0.95	3.88	0.53	± 9
Szenario (3) dieser Arbeit	0.92	9.08	1.47	$\pm 45(18)$
Szenario (4) dieser Arbeit	0.96	4.50	-0.09	$\pm 47(12)$
Szenario (1) Breuer (2007)	0.61	9.23	0.16	± 25
Szenario (2) Breuer (2007)	0.66	9.00	2.19	± 21
Rückamp (2006)	0.66	10.53	2.59	± 22

Tab. 9.1). Die Szenarien (1) und (2) dieser Arbeit und die Arbeiten von Breuer (2007) und Rückamp (2006) basieren auf denselben Vergleichspunkten des Arctowski Eisfeldes; dabei ist eine signifikante Verbesserung des r^2 und des RMS-Wertes ersichtlich.

Die Simulationen, die der Temperaturrandbedingung des Klimamodells folgt, liefern keine angemessenen Ergebnisse. Diese Problematik der unbekanntten Eistemperaturrandbedingung ist gegenüber klassischen Kalteismodellen mit bekannter Randbedingung (sofern die 2 m-Jahresmitteltemperatur der Luft gemessen ist) auf ablaufende Schmelz- und Gefrierprozesse in der Firnschicht zurückzuführen (vgl. Kap. 2.2.4). Das abgeleitete Szenario mit einer Temperatur des Eises von -0.7°C auf Meeresniveau und einem hypsometrischen Eistemperaturgradienten von $-0.7^\circ\text{C } 100\text{m}^{-1}$ ist ca. 2°C konstant wärmer als die gemessenen Lufttemperaturen. Anschaulich wirkt die detektierte Wassertafel am Firn-Eis-Übergang wie eine konstante Wärmequelle. Konsequenterweise wäre eine Implementierung eines zusätzlichen z -abhängigen Quellterms in die Wärmetransportgleichung möglich. Reeh (1991) hat eine empirische Korrekturrelation für die Firnerwärmung des Grönländischen Eisschildes aufgestellt, welche die Bildungsrate von Überlagerungseis durch Wiedergefrieren (*superimposed ice*) und die Schmelzrate von Eis berücksichtigt. Diese Effekte bleiben hier jedoch hypothetischer Natur, da die ablaufenden Schmelz- und Gefrierprozesse in der Firnschicht nicht bekannt bzw. untersucht worden sind.

Wie in Kapitel 2.2.3 erläutert, vernachlässigen die Modellstudien von Knap et al. (1996), Barboza et al. (2004) und Brocq (2003) Spannungsterme in der Bewegungsgleichung, die Temperaturabhängigkeit der Viskosität und nehmen einen temperierten bzw. isothermalen Eiskörper an. Diese vereinfachten Szenarien führen hier jedoch nicht zum Ergebnis. Basierend auf den Initialisierungsstudien wird hier mit dem *full-Stokes*-Fließmodell abgeleitet, dass ein ausgedehnter Kalteisbereich mit einem hypsometrischen Eistemperaturgradienten zur adäquaten Beschreibung der realen Verhältnisse benötigt wird. Dieses Ergebnis ist ebenfalls konträr zu der Arbeit von Breuer (2007) die sich auf die These einer nahezu temperierten Eiskap-

pe stützt: Mit Verwendung des COMBIS²S-Modells und einer Grenzhöhe der 0°-Isotherme (CTS) auf der Eisoberseite bei 400 m a.s.l. wird die Temperaturverteilung im Eis in der Arbeit von Breuer (2007) deutlich wärmer berechnet. Unterhalb der Grenzhöhe ist der Eiskörper durchweg temperiert; oberhalb weist er einen kalten Kern auf (Eistemperatur am Gipfel ist -1.75°C). Demgegenüber steht die hier präsentierte Simulation mit -0.7°C auf Meeresniveau und -5.25°C am Gipfel sowie einer relativ dünnen Schicht temperierten Eises an der Eisbasis. Eine Grenzhöhe der 0°-Isotherme (CTS) bei 400 m a.s.l. würde mit dem in der hier vorliegenden Arbeit verwendeten *full-Stokes*-Fließmodell in Kombination mit den verwendeten Rheologie-Parametrisierungen zu unrealistisch hohen Fließgeschwindigkeiten führen. Für diese signifikanten Unterschiede in der polythermalen Struktur aus Feldmessung und Modellierung können drei mögliche Gründe geliefert werden:

1. Die Verwendung des *full-Stokes*-Fließmodells und der Berücksichtigung des vollen Spannungstensors: Um numerisch stabile Lösungen zu erhalten, müssen im COMBIS²S-Modell lokal teilweise Eismächtigkeitsgradienten begrenzt werden. Da glaziales Eis auf die Gravitationskraft mit Kriech- bzw. Fließverhalten reagiert, ist dieser Antrieb reduziert und wird durch einen wärmeren Eiskörper mit niederviskoseren Eigenschaften kompensiert.
2. Die Kenntnis der neu erlangten Eisgeometrie im küstennahen Bereich und der damit verknüpften Mitmodellierung der großen Auslassgletscher hat einen unmittelbaren Einfluss auf das Strömungsfeld im zentralen Bereich der Eiskappe. Bei Breuer (2007) ist z. B. das Geschwindigkeitsfeld der Eisoberseite im Übergang der DGPS- und GPR-Messungen zu den extrapolierten Geometriedaten teilweise durch ein Abbremsen charakterisiert (von 35 auf 25 m a^{-1}). Um diesen Effekt auszugleichen wird wärmeres Eis benötigt.
3. Die Simulationen bei Breuer (2007) wurden ohne ein statistisches Grundgerüst zur Minimierung der Parameterkombinationen durchgeführt. Die Validierung erfolgte durch intuitive Anpassung ein kälterer Eiskörper wurde a priori nicht in Betracht gezogen.

Diese Revidierung der thermalen Struktur von einem nahezu temperierten Gletscher (*Scandinavian*-Typ) zu einem in großen Teilen kalten Eiskörper (*Canadian*-Typ, siehe auch Abb. 2.4) ist von speziellem Interesse, da im Allgemeinen angenommen wird, dass die Eiskappen der SSI temperiert sind (z. B. Qin et al., 1994; Furdada et al., 1999; Benjumea et al., 2003). Die polythermale Struktur hat nicht nur eine Auswirkung auf die Dynamik des Eises, sondern ist von entscheidender Bedeutung für die Klimasensitivität eines Eiskörpers. Temperierte Gletscher werden als höchst sensitiv eingeschätzt, da die gesamte zugeführte Energie zum Schmelzen von Eis aufgebraucht werden kann. Ist der Eiskörper jedoch polythermal wird die zugeführte Wärme zuerst zum Erwärmen genutzt.

Die Erkenntnis eines revidierten thermalen Regimes deckt sich mit den neuesten Studien am Hurd- und Johnson-Gletscher (Livingston Island) von Molina et al. (2007), Navarro et al. (2009) und Otero et al. (2010): Neuere Feldstudien und Auswertungen von GPR-Daten liefern erste Indizien für einen kälteren Eiskörper. Mit numerischen Modellstudien zur Dynamik der Eismassen wurde das Bild eines temperierten Eiskörpers schließlich revidiert und ein kälterer Eiskörper postuliert. Maßgebend für die Revision in den oben genannten Studien ist die Berücksichtigung der Kalbungsmechanismen von Gezeitengletschern für die Fließdynamik.

Auf KGI deuten die GPR-Kartierungen auf einen kalten Kern in den topographisch höheren Lagen hin (Zonen niedriger Radar-Rückstreuung und detektierte *Raymond-Bumps*). Für die topographisch unteren Lagen unterscheiden sich die Simulationsergebnisse allerdings von den

GPR-Kartierungen die eine größtenteils temperierte Eiskappe indizieren. Auf Grund dieser Indizien (große Zonen erhöhter Radar-Rückstreuung interpretiert als makroskopische Wassereinschlüsse) schlussfolgern Blindow et al. (2010), dass der Eiskörper unterhalb von 400 m a.s.l. temperiert ist. Für diese Unterschiede gibt es mehrere mögliche Erklärungen:

- Diese Unterschiede könnten anzeigen, dass die Eiskappe aufgrund der starken Zunahme der Oberflächenlufttemperatur entlang der Antarktischen Halbinsel während des letzten Jahrhunderts in einem Übergangszustand ist. Das kann in diesem Gebiet zu einer Situation geführt haben, in der die gemessenen Firntemperaturen in den höheren Lagen den neueren warmen Zustand repräsentieren, die Eisdynamik jedoch durch eine Situation aus früheren kälteren Klimabedingungen getrieben ist.
- Die räumliche Ausdehnung des temperierten Eises wird durch die Interpretationen der GPR-Merkmale überschätzt. Nach Eisen et al. (2009) ist lediglich ein Rückschluss von Radar-Rückstreuungsfreien Zonen auf kaltes Eis möglich. Die CTS schwimmt in den Zonen mittlerer und hoher Radar-Rückstreuung. In deren Studien lagen gemessene Eistemperaturen von der Eisoberseite bis zur Eisbasis aus sieben Bohrlöchern vor, um die Radarsignale zu kalibrieren. Ein solcher Eistemperaturdatensatz liegt für KGI bislang jedoch nicht vor.
- Der Ansatz zur Beschreibung der Rheologie von temperiertem Eis überschätzt die Weichheit des Eises. Die Parametrisierung des Fließparameters $A(W)$ basiert lediglich auf wenigen Eisproben eines alpinen Gletschers und ist nur bis zu einem Wassergehalt von 1 % gültig. Es werden somit weitere Studien von Eisproben, in diesem Fall von KGI, benötigt, um den Wassergehalt und den Einfluss auf die Eisrheologie zu bestimmen.
- Nach Röthlisberger (1972) und Shreve (1972) kann innerhalb eines Gletschers induziert durch Schmelzwasser ein ausgedehntes Drainagenetzwerk von Kanälen und Hohlräumen bestehen (Durchmesser ab Zentimeterbereich und größer). In der Wintersaison ist dieses Drainagesystem inaktiv (sogar zugefroren) während es im Sommer die Schmelzwassermengen zur Eisbasis hintransportiert. In der Regel hat das Schmelzwasser eine Verweilzeit von 1–2 Wochen im Netzwerk (Paterson, 1994). Mit diesen Prozessen kann sich die Kapazität des Systems nahezu instantan an die Änderungen des zur Verfügung stehenden Schmelzwassers anpassen.

Die GPR-Kartierungen auf King George Island wurden lediglich während der Sommermonate (Schmelzsaison) durchgeführt, somit ist zu vermuten, dass nur der Fall des wassergefüllten Zustandes des Drainagesystems abgebildet wird. Ein mögliches Indiz, dass die Eiskappe während der Wintermonate weniger Schmelzwasser aufnimmt, gibt Suckro (2007) durch den Vergleich von aufgenommenen GPR-Messungen im Dezember 1997 und Messungen aufgenommen im Januar/Februar 2007 auf dem Arctowski Eisfeld: In einem Höhenbereich von 300–400 m a.s.l. ist die Wassertafel zu Anfang der Schmelzsaison weniger bzw. nicht ausgeprägt, wohingegen am Ende der Schmelzsaison diese im gesamten Untersuchungsgebiet detektiert wurde. Um diese These weiter zu untermauern sind repräsentative Messungen für den Winterzustand notwendig sowie mögliche klima-induzierte Schmelzeffekte zu quantifizieren.

Nicht genau einzuordnen ist, ob die nachgewiesene Stationarität und die gleichförmigen Bewegungsraten (keine saisonalen Schwankungen) im zentralen Bereich der Eiskappe besser in das Bild eines kalten Eiskörpers passen.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der gegenwärtige glaziologische Kenntnisstand der Eiskappe von King George Island (KGI) dokumentiert und erweitert. Um ein umfassendes, detailliertes Bild des momentanen Zustandes zu gewinnen, wurden verschiedene Methoden eingesetzt und kombiniert. Die im ersten Teil der Arbeit demonstrierten Analysen basieren auf umfangreichen in-situ Daten mehrerer Feldkampagnen, die im Wesentlichen zur Erstellung akkurater digitaler Geländemodelle (DGM) der Felsbett- und Eisoberseitentopographie der Eiskappe sowie der Ermittlung von präzisen Eisoberseitengeschwindigkeiten dienen. Der präsentierte Datensatz ist einzigartig für den Bereich der nördlichen Antarktischen Halbinsel; dieser wurde im zweiten Teil der Arbeit für die Analyse von numerischen, diagnostischen Modellstudien der Fließdynamik der Eiskappe genutzt.

Im Gegensatz zu früheren Arbeiten konnte hier ein flächenhaftes und großräumiges DGM der Eisgeometrie von KGI mit Hilfe umfangreicher DGPS- und GPR-Messungen sowie geeigneter Zusatzdaten erstellt werden. Im Besonderen wurden hier mit den fluggestützten GPR-Kartierungen Gebiete im Felsbett aufgedeckt, die unterhalb des Meeresspiegels liegen. Diese Erkenntnis wurde bei den numerischen Modellstudien berücksichtigt, da sich die Dynamik und Kopplungsprozesse mariner Eismassen gegenüber gegründeten Eismassen deutlich unterscheidet. Hinsichtlich von GPR-Merkmalen wird die Haupteiskappe unterhalb von 400 m a.s.l. als temperiert erklärt; in den topographisch höheren Lagen kann ein kalter Kern existieren. Randbereiche wie der Bellingshausen Dome gelten als kalt.

Hinsichtlich des beobachteten Temperaturanstieges entlang der Antarktischen Halbinsel wird die Eiskappe von KGI aufgrund ihrer geographischen Lage und Größe als sensitiv eingestuft. Dies steht im Einklang mit Ergebnissen dieser Arbeit: Es konnte gezeigt werden, dass sich der bereits von 1956 bis 1995 dokumentierte Gletscherrückzug im Küstenbereich sich weiter fortgesetzt hat. Darüber hinaus werden im Rahmen dieser Arbeit deutliche Beweise für beträchtliche Höhenabnahmen in den topographisch unteren Lagen erbracht; für die zentralen topographisch höheren Bereiche ergaben die Analysen jedoch keine Fakten für eine klimainduzierte Veränderung.

Der Aufbau eines Netzwerkes an präzisen Eisoberseitengeschwindigkeiten ermöglicht eine Validierung der numerischen Simulationen. Weiterhin konnte mit sogenannten *short-term* Messungen eine Beschleunigung der Geschwindigkeitsraten der Eiskappe als Antwort auf den beobachteten Temperaturanstieg entlang der Antarktischen Halbinsel nicht nachgewiesen werden; mit *long-term* Messungen können innerjährliche Schwankungen der Geschwindigkeitsraten induziert z. B. durch Übertragung des Sommer-Schmelzwassers zur Eisbasis ebenso nicht nachgewiesen werden.

Für eine weiterführende Betrachtung des glazialen Zustandes und der Fließdynamik wurde im Rahmen dieser Arbeit ein dreidimensionales, thermodynamisch-fließdynamisch, gekoppeltes *full-Stokes*-Fließmodell mit Hilfe des kommerziellen FE (Finite Elemente) Programmpaketes COMSOL Multiphysics[©] entwickelt. Die erfolgreiche Verifizierung ermöglicht eine adäquate Anwendung auf die kleinskalige, subpolare Eiskappe von KGI. Die durchgeführten umfangreichen numerischen Parameterstudien zur Fließdynamik der Haupteiskappe von KGI liefern drei Hauptergebnisse:

1. Um mehrere fließdynamisch-thermodynamisch koexistente Lösungen zu bewerten und/oder auszuschließen, muss ein statistisches Grundgerüst folgend dem vorgeschlagenem *tuning*-Validierungsverfahren aufgebaut werden;
2. Die subglazialen, wassergesättigten Sedimente in den Gebieten der Auslass- und Gzeitengletscher spielen eine wesentliche Rolle für die Fließdynamik. Um den dortigen ablaufenden Prozessen Rechnung zu tragen, wird ein Till-Gleitgesetz benötigt;
3. Gegenüber früheren Simulationsstudien wird der thermale Status revidiert und ein polythermalen, signifikant kälterer Eiskörper postuliert (*Scandinavian*-Typ \Rightarrow *Canadian*-Typ).

Die Interpretationen der Feldmessungen und der Modellstudien liefern kein einheitliches Bild des thermalen Status der Eiskappe. Jedoch koinzidiert die postulierte Revidierung des thermalen Regimes mit unabhängigen Studien auf Livingston Island. Da durch die beobachtete globale Erwärmung zu erwarten ist, dass der Anteil temperierten Eises in den Polarregionen zunehmen wird, verlangen die Schlußfolgerungen bezüglich der Temperaturregime weitere Aufmerksamkeit insbesondere, da im Allgemeinen angenommen wird, dass die Eiskörper der Südshetland Inseln temperiert sind. Inwieweit die Revidierung eine Auswirkung auf die Klimasensitivität hat, müssen zukünftige prognostische Szenarien zeigen.

Da die Klimasensitivität eines Gletschers entscheidend vom thermalen Regime abhängt, ist es notwendig, die ablaufenden Prozesse zu verstehen und zu parametrisieren. Einerseits betrifft dies die Analyse und Interpretation von Felddaten, andererseits die Weiterentwicklung der Handhabung von temperiertem Eis in numerischen Modellstudien. Um diesen Entwicklungsschritt zu vollziehen, ist der Einbezug und die Durchführung weiterer in-situ Messungen notwendig.

Hinsichtlich des Temperaturregimes wäre für die Eiskappe von KGI ein Temperatur-Tiefen-Profil sehr aufschlussreich, nicht nur für einige zehner Meter bis zur Wassertafel, sondern darüber hinaus bis zum Felsbett. Solch eine Bohrung ist jedoch unmittelbar durch die Wassertafel erschwert, da sich – sobald der Bohrer die Wassertafel erreicht – das Bohrloch aufgrund des hydraulischen Drucks mit Wasser füllen wird. Es gibt jedoch (aufwendige) Methoden, um diesem Problem zu begegnen (pers. Mitt. H. Meyer, AWI Potsdam).

An Hand eines Temperatur-Tiefen-Profils wäre eine Kalibrierung der Radardaten und somit eine Klassifizierung von kalten und temperierten Bereichen durchführbar; aufbauend auf der vorgeschlagenen Methode von Eisen et al. (2009). Zusätzlich würde eine

Südwinter-Kampagne ein Abbild der internen Struktur des Winterzustandes liefern und die Klassifizierung unterstützen. Des Weiteren würden in-situ gemessene Wassergehalte z.B. aus der Bestimmung des Radar-Rückstreuoeffizienten einen Aufschluss über Rheologieeigenschaften geben. Die Fließeigenschaften von temperiertem Eis basieren auf der – bislang einzigen – Studie von Lliboutry und Duval (1985). In-situ bestimmte Wassergehalte zusammen mit Eisproben und Deformationstests können somit einen Beitrag erbringen, die Rheologieeigenschaften von temperiertem Eis umfassender zu quantifizieren.

In aktuellen Studien der numerischen Behandlung des Antarktischen Eisschildes rückt die basale Hydrologie immer weiter in den Fokus (z.B. Pattyn, 2010). Analog wurde mit den KGI-Modellstudien im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, dass die basalen Prozesse einen entscheidenden nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Fließdynamik ausüben. Die Erforschung dieser nur sehr schwer zugänglich und bislang sehr begrenzt verstandenen subglazialen Prozesse polarer Eismassen wird somit zunehmend ein wichtiger Bestandteil sein. Die Wechselwirkungen zwischen Felsbett und des aufliegenden Eiskörpers kontrollieren weitgehend dessen Dynamik und Evolution und gelten als Kernproblem numerischer Modellierung gegründeter Eiskörper.

Um die oberflächennahen Schmelz- und Gefrierprozesse in der Firnschicht zu parametrisieren, kann ein Oberflächen-Energie-Bilanz-Modell entwickelt werden. Dieses benötigt Schätzungen der Sommerschmelzraten, der Sonneneinstrahlung, der Wasserdrainage im Firn und der Freisetzung von latenter Wärme durch Gefrierprozesse. So ein Bilanz-Modell kann entweder als Firnerwärmungsterm in die Temperaturrandbedingung eingehen, oder als weiterer Quellterm in der Wärmetransportgleichung.

Eine Implementierung der CTS-Phasengrenze in dem genutzten kommerziellen COMSOL Programmpaket wäre mittels deformierbarer Gitterzellen (*deformed mesh*) mit sehr hohem technischen Aufwand zu realisieren. Jedoch verspricht eine jüngst aufgestellte Enthalpie-Gradienten-Methode (EGM) einen sehr eleganten und effizienten Weg dieses Problem zu umgehen (Aschwanden und Blatter, 2009). Die EGM ist in COMSOL Multiphysics[®] bislang nur auf ein standardisiertes Problem hin erprobt worden, eine Übertragung auf reale dreidimensionale Geometrien erscheint sehr erfolgversprechend.

Der *Scientific Committee on Antarctic Research* (SCAR)-Leitfaden erklärt die Modellierung der Eisdynamik als eine der aufstrebenden Felder in der Antarktischen Wissenschaft für die Jahre 2011 bis 2016 und stellt heraus:

[...]“*Despite a century of scientific investigation of Antarctica and its surrounding ocean, our knowledge of Antarctic processes and their role in the Earth System is still in its infancy.*”[...] (SCAR Strategic Plan 2004–2010)

Sobald die maßgeblichen und glaziologischen Prozesse polythermalen/temperierter Eismassen umfassend verstanden sind, können mithilfe prognostischer Studien quantitative Aussagen der Beiträge der Eismassen der SSI und Antarktischen Halbinsel zum Meeresspiegelanstieg getroffen werden. Eine Validierung der prognostischen Studien mithilfe eines Langzeitdatensatzes von in-situ Beobachtungen ist für eine quantitative Aussage unerlässlich. Die hier präsentierten Ergebnisse der DGPS- und GPR-Kartierungen haben somit nicht nur den Zweck einer Bestandsaufnahme, sondern dienen als Referenz für eine zukünftige Überwachung (z. B. mit-

tels in-situ Messungen oder satellitengestützter Fernerkundung (TerraSAR-X)) der Eiskappe und ihrer Reaktion auf Klimaveränderungen. Um aus diesen “Punktmessungen” (KGI und Livingston Island) ein einheitliches Bild der Antarktischen Halbinsel zu erlangen, ist eine Ausweitung auf weitere ausgewählte Gebiete notwendig. Eine Ausdehnung auf weitere Gebiete im Bereich der Antarktischen Halbinsel ist von besonderer Wichtigkeit, da bis jetzt die zirkumpolaren Eiskappen in globale Schätzungen des eustatischen Meeresspiegelanstiegs nicht wirklich integriert und quantitative in-situ Messungen nur sehr spärlich vorhanden sind.

Literaturverzeichnis

- Alley, R. B. und Whillans, I. M.(1984).** *Response of the East Antarctica ice sheet to sea-level rise.* Journal of Geophysical Research, 89(C4), Seiten 6487–6493.
- Ambach, W., Blumthaler, M. und Kirchlechner, P.(1981).** *Untersuchungen der Wassertafel am Kesselwandferner (Ötztaler Alpen) an einem 30 Meter tiefen Firnschacht.* Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, 14(1), Seiten 61–71.
- Aschwanden, A.(2008).** *Mechanics and Thermodynamics of Polythermal Glaciers.* Dissertation, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich.
- Aschwanden, A. und Blatter, H.(2005).** *Meltwater production due to strain heating in Storglaciären, Sweden.* Journal of Geophysical Research, 110, Seite F04024.
- Aschwanden, A. und Blatter, H.(2009).** *Mathematical modeling and numerical simulation of polythermal glaciers.* Journal of Geophysical Research, 114, Seite F01027.
- Ashtech(2002).** *ProMark 2 Vermessungssystem; Benutzerhandbuch für Vermessung.* Thales Navigation.
- Bamber, J., Layberry, R. und Gogineni, S.(2001).** *A new ice thickness and bed data set for the Greenland ice sheet. 1.Measurement, data reduction, and errors.* Journal of Geophysical Research, 106(D24), Seiten 33,773–33,780.
- Barboza, H. H. C., de Bortoli, A. L., Simões, J. C., Da Cunha, R. D. und Braun, M.(2004).** *Bidimensional numerical simulation of Lange Glacier, King George Island, Antarctica: preliminary results.* Pesquisa Antártica Brasileira, 4, Seiten 67–76.
- Barnes, P., Tabor, D. und Walker, J. C. F.(1971).** *The friction and creep of polycrystalline ice.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A, 324, Seiten 127–155.
- Barsch, D. und Mäusbacher, R.(1986).** *New Data on the Relief Development of the South Shetland Islands, Antarctica.* Interdisciplinary Science Reviews, 11(2), Seiten 211–218.
- Batchelor, G. K.(1967).** *An Introduction to Fluid Dynamics.* Cambridge University Press, 1. Auflage.
- Bauch, M.(2009).** *Modellierung und Auswertung von helikoptergestützten Radarmessungen auf Alpengletschern am Beispiel des Triftgletschers.* Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Behrens, H., Löschnhorn, U., Ambach, W. und Moser, O.(1976).** *Studie zum Schmelzwasserabfluss aus dem Akkumulationsgebiet eines Alpengletschers (Hintereisferner, Ötztaler Alpen).* Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, 12(1), Seiten 69–74.

- Benjumea, B., Macheret, Y. Y., Navarro, F. J. und Teixido, T.(2003).** *Estimation of water content in a temperate glacier from radar and seismic sounding data.* Annals of Glaciology, 37, Seiten 317–324.
- Benn, D., Hulton, N. und Mottram, R.(2007a).** *'Calving laws', 'sliding laws' and the stability of tidewater glaciers.* Annals of Glaciology, 46(1), Seiten 123–130.
- Benn, D., Warren, C. und Mottram, R.(2007b).** *Calving processes and the dynamics of calving glaciers.* Earth-Science Reviews, 82(3-4), Seiten 143–179.
- Benn, D. I. und Evans, D, J. A.(1998).** *Glaciers and Glaciation.* Edward Arnold, London.
- Bindschadler, R., Harrison, W. D., Raymond, C. F. und Crosson, R.(1977).** *Geometry and dynamics of a surge-type glacier.* Journal of Glaciology, 18(79).
- Bingham, R. G. und Siegert, J. M.(2007).** *Radio-Echo Sounding Over Polar Ice Masses.* Journal of Environmental & Engineering Geophysics, 12, Seiten 47–62.
- Bintanja, R.(1995).** *The local surface energy balance of the Ecology Glacier, King George Island, Antarctica: measurements and modelling.* Antarctic Science, 7, Seiten 315–325.
- Birkenmajer, K.(1979).** *Lichenometric dating of glacier retreat at Admiralty Bay, King George Island (South Shetland Islands, West Antarctica).* Bulletin Polish Academy of Sciences, 27(1–2), Seiten 69–76.
- Birkenmajer, K.(1982).** *Late Cenozoic phases of block-faulting on King George Island (South Shetland Islands, West Antarctica).* Bulletin Polish Academy of Sciences, Terre, 30, Seiten 21–32.
- Birkenmajer, K.(1989).** *King George Island.* In: I. W. D. Dalziel, K. Birkenmajer, C. Mpodzis, V. A. Ramos, und M. R. A. Thomson, Herausgeber, *Tectonics of the Scotia Arc. Antarctica. Field Trip Guide Book*, Seiten 121–144. 28th International Geological Congress, Washington, D.C., T 180. Auflage.
- Birkenmajer, K.(1992).** *Cenozoic glacial history of the South Shetland Islands and northern Aantarctic Peninsula.* Geologia de la Antartida Occitendal, III Congreso Geologico de Espana y VIII congreso Lationamericano de Geologica, Salamanca, Espana, edited by Lopez-Martines, Seiten 251–260.
- Birkenmajer, K.(1996).** *Tertiary Glacial/Interglacial Palaeoenvironments and Sea Level Changes, King George Island, West Antarctica. An overview.* Bulletin Polish Academy of Sciences, Earth Sciences, 44(3), Seiten 157–181.
- Birkenmajer, K.(1997).** *Geology of the northern coast of King George Island, South Shetland Islands (West Antarctica).* Studia Geologica Polonica, 110, Seiten 7–26.
- Birkenmajer, K.(1999).** *Present and Past Glaciation: a geological perspective.* In: J. S. Wettlaufer, J. G. Dash, und N. Untersteiner, Herausgeber, *Ice Physics and Natural Environment*, Seiten 109–119. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
- Birkenmajer, K. und Keller, R. A.(1979).** *Age of the Penguin Island Volcanic, (South Shetland Islands, West Antarctica) by the lichenometric method.* Bulletin Polish Academy of Sciences, 27(1–2), Seiten 77–85.

- Birkenmajer, K. und Keller, R. A.(1990).** *Pleistocene age of Melville Peak Volcano, King George Island, West Antarctica, by K-Ar Dating.* Bulletin Polish Academy of Sciences, 38(1-4), Seiten 17-24.
- Bishop, M. P., Olsenholler, J. A., Shroder, J. F., Barry, R. G., Raup, B. H., Bush, A. B. G., Copland, L., Dwyer, J. L., Fountain, A. G., Haeberli, W. et al.(2004).** *Global Land Ice Measurements from Space (GLIMS): remote sensing and GIS investigations of the Earth's cryosphere.* Geocarto International, 19(2), Seiten 57-84.
- Björnsson, H., Gjessing, Y., Hamran, S. E., Hagen, J. O., Liestøl, O., Pálsson, F. und Erlingsson, B.(1996).** *The thermal regime of sub-polar glaciers mapped by multi-frequency radio-echo sounding.* Journal of Glaciology, 42, Seiten 23-32.
- Blatter, H.(1987).** *On the thermal regime of an arctic valley glacier, a study of the White Glacier, Axel Heiberg Island, N.W.T., Canada.* Journal of Glaciology, 33(114), Seiten 200-211.
- Blatter, H.(1991).** *Effect of climate on the Cryosphere: Climatic Conditions and the Polythermal Structure of Glaciers,* Ausgabe 41. Geographisches Institut ETH, Zürich.
- Blatter, H.(1995).** *Velocity and stress fields in grounded glaciers: a simple algorithm for including deviatoric stress gradients.* Journal of Glaciology, 41(138), Seiten 333-344.
- Blatter, H. und Hutter, K.(1991).** *Polythermal conditions in Arctic Galciers.* Journal of Glaciology, 37(126), Seiten 261-269.
- Blatter, H. und Kappenberger, G.(1988).** *Mass Balance and thermal regime of Laika ice cap, Coburg Island.* Journal of Glaciology, 34(116), Seiten 102-110.
- Blatter, H., Clarke, G. K. C. und Colinge, J.(1998).** *Stress and velocity fields in glaciers: Part II. Sliding and basal stress distribution.* Journal of Glaciology, 44(148), Seiten 457-466.
- Blindow, N.(1986).** *Bestimmung der Mächtigkeit und des inneren Aufbaus von Schelfeis und temperierten Gletschern mit einem hochauflösenden elektromagnetischen Reflexionsverfahren.* Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Blindow, N.(2006).** *Ground Penetrating Radar.* In: R. Kirsch, Herausgeber, *Groundwater Geophysics: A Tool for Hydrogeology,* Seiten 227-250. Springer Verlag, Berlin, 2. Auflage.
- Blindow, N.(2009a).** *The University of Münster Airborne Ice Radar (UMAIR): Instrumentation and first results of temperate and polythermal glaciers.* EGU General Assembly 2009, held 19-24 April, 2009 in Vienna, Austria, abstract EGU2009, 11, Seite 13619.
- Blindow, N.(2009b).** *The University of Münster Airborne Ice Radar (UMAIR): Instrumentation and first results of temperate and polythermal glaciers.* Proc. 5th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar, Granada, Spain, Seiten 28-30.
- Blindow, N. und Thyssen, F.(1986).** *Ice thickness and inner structure of the Vernagtferner (Oetztal Alps): results of electromagnetic reflection measurements.* Zeitschrift für Gletscherkunde und Glaziologie, 22(1), Seiten 43-60.

- Blindow, N. und Thyssen, F.(1993).** *Surface based reconnaissance of the EGIG profile, Central Greenland, using 35 MHz monopulse EMR.* In: 53. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Christian-Albrechts-Universität, Kiel.
- Blindow, N., Hempel, L. und Grosfeld, K.(1991).** *Hochauflösende EMR-Messungen im Bereich der Bohrungen im zentralen Teil des Filchner-Ronne-Schelfeises.* In: H. Miller und H. Oerter, Herausgeber, *Berichte zur Polarforschung: Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS 'Polarstern' 1989/90*, Seiten 72–76. Alfred-Wegener-Institut für Polar und Meeresforschung, Bremerhaven.
- Blindow, N., Richter, T. und Petzhold, H.(2005).** *Bodenradar.* In: Handbuch zur Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten, Band 3: Geophysik, Seiten 289–424. Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Springer-Verlag, 2. Auflage.
- Blindow, N., Suckro, S., Rückamp, M., Braun, M., Schindler, M., Breuer, B., Saurer, H., Simões, J. C. und Lange, M.(2010).** *Geometry and status of the King George Island ice cap (South Shetland Islands, Antarctica).* *Annals of Glaciology*, 51(55), Seiten 103–109.
- Bogorodsky, V. V., Bentley, C. R. und Gudmandsen, P. E.(1985).** *Radioglaciology - glaciology and quarternary geology.* D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.
- Braun, B., Simões, J. C., Vogt, S., Bremer, U. F., Pfender, M., Saurer, H., Aquino, F. E. und Ferron, F. A.(2001a).** *An improved topographic database for king george island: compilation, application and outlook.* *Antarctic Science*, 13, Seiten 41–52.
- Braun, M.(2001).** *Ablation on the ice cap of King George Island (Antarctica).* Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg.
- Braun, M. und Goßmann, H.(2002).** *Geocology of Antarctic Ice-Free Coastal Landscapes,* Ausgabe 154 von *Ecological Studies*, Kapitel *Climate change indications in the region of the Antarctic Peninsula*, Seiten 75–89. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
- Braun, M. und Hock, R.(2004).** *Spatially distributed surface energy balance and ablation modelling on the ice cap of king george island (antarctica).* Special Issue *Ice Sheets and Neotectonics of Global & Planetary Change*, in press.
- Braun, M. und Rau, F.(2000).** *Using a multi-year data archive of ERS SAR Imagery for the monitoring of firn line positions and ablation patterns on the King George Island Ice Cap (Antarctica).* Dresden FRG.
- Braun, M., Saurer, H., Vogt, S., Simões, J. C. und Goßmann, H.(2001b).** *The influence of large-scale atmospheric circulation on the surface energy balance of the King George Island ice cap.* *International Journal of Climatology*, 21, Seiten 21–36.
- Braun, M., Saurer, H. und Goßmann, H.(2004).** *Climate, energy fluxes and ablation rates on the ice cap of King George Island.* *Pesquisa Antártica Brasileira*, 4, Seiten 87–103.
- Breuer, B.(2007).** *Numerische Untersuchungen temperierter Eiskappen am Beispiel von King George Island, Antarktis.* Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.

- Breuer, B., Lange, M. A. und Blindow, N.(2006).** *Sensitivity studies on model modifications to assess the dynamics of a temperate ice cap, such as that on King George Island, Antarctica.* Journal of Glaciology, 52(177), Seiten 235–247.
- Brocq, A. L.(2003).** *Modelling the fluctuations of the Warsawa Icefield, King George Island, Antarctic Peninsula, to climate change over the next century.* Master's thesis, University of Edinburgh.
- Brown, C. S., Meier, M. F., Post, A. und Geological Survey (US)(1983).** *Calving speed of Alaska tidewater glaciers, with application to Columbia Glacier.* US Dept. of the Interior, Geological Survey.
- Budd, W. F. und Jensen, D.(1987).** *Numerical modelling of the large-scale basal water flux under the West Antarctic ice sheet.* In: C. J. van der Veen und J. Oerlemans, Herausgeber, *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*, Seiten 293–320. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers.
- Bueler, E., Brown, J. und Lingle, C.(2007).** *Exact solutions to the thermomechanically coupled shallow-ice approximation: effective tools for verification.* Journal of Glaciology, 53(182), Seiten 499–516.
- Buttkus, B.(1991).** *Spektralanalyse und Filtertheorie in der angewandten Geophysik.* Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Cai, B., Xie, Z. und Huang, M.(1986).** *Mathematical models of the temperature and water-heat transfer in the percolation zone of a glacier.* Cold Regions Science and Technology, 12(1), Seiten 39–49.
- Calvet, J. und Corbera, J.(1993).** *Fluctuations of the ice cap on Livingston Island, South Shetland from 1956 to 1991.* Rev. SELPER, 9(1-2), Seiten 31–35.
- Calvet, J., GARCÍA SELLÉS, D. und Corbera, J.(1999).** *Fluctuaciones de la extensión del casquete glacial de la isla Livingston (Shetland del Sur) desde 1956 hasta 1996.* Acta Geológica Hispánica, 34, Seiten 365–374.
- Clapperton, C. M.(1990).** *Quaternary glaciations in the southern ocean and Antarctic Peninsula area.* Quaternary Science Reviews, 9, Seiten 229–252.
- Cogley, J. G.(2005).** *Mass and Energy Balances of Glaciers and Ice Sheets.* In: M. G. Anderson, Herausgeber, *Encyclopedia of Hydrological Sciences*, Seiten 2555–2573. John Wiley & Sons, Malden.
- Cogley, J. G.(2009).** *Geodetic and direct mass-balance measurements: comparison and joint analysis.* Annals of Glaciology, 50(50), Seiten 96–100.
- Comiso, J. C.(2000).** *Variability and trends in Antarctic surface temperatures from in situ and satellite infrared measurements.* Journal of Climate, 13(10), Seiten 1674–1696.
- COMSOL(2008a).** *COMSOL Multiphysics Matlab Interface Guide, Vers. 3.5a.* COMSOL AB[©].
- COMSOL(2008b).** *COMSOL Multiphysics Reference Guide, Vers. 3.5a.* COMSOL AB[©].

- COMSOL(2008c)**. *COMSOL Multiphysics User's Guide, Vers. 3.5a*. COMSOL AB[©].
- Cook, A. J., Fox, A. J., Vaughan, D. G. und Ferrigno, J. G.(2005)**. *Retreating Glacier Fronts on the Antarctic Peninsula over the Past Half-Century*. *Science*, 308(5721), Seiten 541–544.
- Corcuera, M. I., Navarro, F. J., Martin, C., Calvet, J. und Ximennis, L.(2001)**. *Finite element modelling of the steady-state dynamics of Johnson Glacier*. *Mater. Glyatsiol. Isled./Data Glaciol. Stud.*, 90, Seiten 156–168.
- Dahe, Q.(1989)**. *CHINARE data report No 5, Glaciological data in the region of the Great Wall Station, Antarctica from Dec. 1985 to Feb. 1989*. *Antarctic Record*, 33(3).
- Damm, V., Eisenburger, D. und Blindow, N.(2009)**. *Radarverfahren zur Erkundung polarer Gletscher*. In: J. Fertig, T. Litwinska-Kemperink, A. Schuck, und T. Wonik, Herausgeber, *DGG Kolloquium Polare Geophysik Sonderband I*, Seiten 33–50. Deutsche Geophysikalische Gesellschaft e.V., Kiel.
- Daniels, D.(1996)**. *Surface-Penetrating Radar*. The Institution of Electrical Engineers, London, United Kingdom.
- Domínguez, M. C. und Eraso, A.(2007)**. *Substantial changes happened during the last years in the icecap of king george, insular antactica*. In: A. Tyk und K. Stefaniak, Herausgeber, *Karst and Cryokarst, Studies of the Faculty of Earth Sciences*, Seiten 87–110. University of Silesia.
- Dutter, R.(1985)**. *Mathematische Methoden in der Technik, Bd. 2: Geostatistik*. B. G. Teubner Verlag, Stuttgart.
- Duval, P.(1977)**. *The role of water content on the creep rate of polychristalline ice*. *International Association of Hydrological Sciences Publication*, 118, Seiten 29–33.
- Dyurgerov, M. B. und Meier, M. F.(2005)**. *Glaciers and the changing Earth system: a 2004 snapshot*. Institute of Arctic and Alpine Research, University of Colorado Boulder.
- Echelmeyer, K. und Wang, Z.(1987)**. *Direct observation of basal sliding and deformation of basal drift at subfreezing temperatures*. *Journal of Glaciology*, 33, Seiten 83–98.
- Ehrmann, W. U.(1994)**. *Die känozoische Vereisungsgeschichte der Antarktis*, Ausgabe 137 von Berichte zur Polarforschung. Alfred-Wegener-Institut Bremerhaven.
- Eisen, O., Bauder, A., Lüthi, M., Riesen, P. und Funk, M.(2009)**. *Deducing the thermal structure in the tongue of Gornergletscher, Switzerland, from radar surveys and borehole measurements*. *Annals of Glaciology*, 50(8), Seiten 63–70.
- Ellis, T. M., Philips, I. R. und Lahey, T. M.(1994)**. *FORTTRAN 90 Programming*. Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., Boston, MA, USA. ISBN 0201544466.
- Eraso, A. und Domínguez, M. C.(2007)**. *Physicochemical characteristics of the subglacier discharge in potter cove, king george island, antarctica*. In: A. Tyk und K. Stefaniak, Herausgeber, *Karst and Cryokarst, Studies of the Faculty of Earth Sciences*, Seiten 111–122. University of Silesia.

- Ewen Smith, B. M. und Evans, S.(1972).** *Radio-echo sounding: absorption and scattering by water inclusions and ice lenses.* Journal of Glaciology, 11(61), Seiten 133–146.
- Fischer, M. P. und Powell, R. D.(1998).** *A simple model for the influence of push-morainal banks on the calving and stability of glacial tidewater termini.* Journal of Glaciology, 44(146), Seiten 31–41.
- Fountain, A. G.(1989).** *The Storage of Water in, and Hydraulic characteristics of the firn of South Cascade Glacier, Washington State, U.S.A.* Annals of Glaciology, 13, Seiten 69–75.
- Fowler, A. C.(1984).** *On the Transport of Moisture in Polythermal Glaciers.* Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 28, Seiten 99–140.
- Fowler, A. C.(1986).** *Sub-temperature basal sliding.* Journal of Glaciology, 33(110), Seiten 341–347.
- Fowler, A. C.(2001).** *Modelling the Flow of Glaciers and Ice Sheets.* In: B. Straughan, R. Greve, H. Ehrentraut, und Y. Wang, Herausgeber, *Continuum Mechanics and Applications Geophysics and the Environment*, Seiten 201–221. Springer-Verlag.
- Fowler, A. C. und Larson, D. A.(1978).** *On the flow of polythermal glaciers I. Model and preliminary analysis.* Proceedings of the Royal Society of London, 363(A), Seiten 217–242.
- Frisch, W. und Loeschke, J.(1993).** *Plattentektonik.* Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt.
- Fritz, T. und Eineder, M.(2009).** *TerraSAR-X Ground Segment Basic Product Specification Document.* Technical report, DLR.
- Furdada, G., Pourchet, M. und Vilaplana, J. M.(1999).** *Study of Johnson Glacier (Livingston Island, Antarctica) by means of shallow ice cores and their tephra and by analysis of Cs¹³⁷ content.* Acta Geológica Hispánica, 34(4), Seiten 391–401.
- Gengnian, L., Zijiu, C. und Heigang, X.(1992).** *Coastal Phenomena and isostatic uplift around Fildes Peninsula of King George Island, South Shetland Islands, Antarctica.* Antarctic Research, 3(2), Seiten 45–55.
- Glen, J. W.(1955).** *The creep of polycrystalline ice.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 228(1175), Seiten 519–538.
- Glen, J. W., Homer, D. R. und Paren, J. G.(1977).** *Water at grain boundaries: its role in the purification of temperate glacier ice.* International Association of Hydrological Sciences Publication, 118, Seiten 263–271.
- Golden Software(2002).** *Surfer 8 User's Guide, Contouring and 3D Surface Mapping for Scientists and Engineers.* Golden Software, Inc.
- Govorukha, L. S., Chudakov, V. I. und Shalygin, A. M.(1975).** *Radar ice sounding on King George (Waterloo) Island.* Information Bulletin of the Soviet Antarctic Expedition, 8(11), Seiten 588–590.
- Greve, R.(1995).** *Thermomechanisches Verhalten polythermer Eisschilde – Theorie, Analytik, Numerik.* Berichte aus der Geowissenschaft, Shaker Verlag, Aachen, Germany.

- Greve, R.(1997a).** *Application of a polythermal three-dimensional ice sheet model to the greenland ice sheet: Response to steady-state and transient climate scenarios.* Journal of Climate, 10, Seiten 901–918.
- Greve, R.(1997b).** *A continuum-mechanical formulation for shallow polythermal ice sheets.* Philosophical Transactions Royal Society London, 355, Seiten 921–974.
- Greve, R.(2005).** *Relation of measured basal temperatures and the spatial distribution of the geothermal heat flux for the greenland ice sheet.* Annals of Glaciology, 42, Seiten 424–432.
- Greve, R.(2008).** *Increased future sea level rise due to rapid decay of the Greenland ice sheet?* In: Proceedings of the First International Symposium on the Arctic Research (ISAR-1), Seiten 90–93. Miraikan, Tokyo, Japan.
- Greve, R. und Blatter, H.(2009).** *Dynamics of Ice Sheets and Glaciers.* Advances in Geophysical and Environmental Mechanics and Mathematics. Springer Berlin Heidelberg.
- Greve, R., Grieger, B. und Stenzel, O. J.(2010).** *MAIC-2, a latitudinal model for the Martian surface temperature, atmospheric water transport and surface glaciation.* Planetary and Space Science, 58(6), Seiten 931–940.
- Grosfeld, K. und Sandhäger, H.(2004).** *The Evolution of a Coupled Ice Shelf - Ocean System Under Different Climate States.* Global and Planetary Change, 42(1-4), Seiten 107–132.
- Gudmansen, P.(1975).** *Layer echoes in polar ice sheets.* Journal of Glaciology, 15(73), Seiten 95–101.
- Gudmundsson, G. H.(2003).** *Transmission of basal variability to a glacier surface.* Journal of Geophysical Research, 108(B5), Seite 2253.
- Gudmundsson, G. H., Bassi, A., Vonmoos, M., Bauder, A., Fischer, U. H. und Funk, M.(2000).** *High-resolution measurements of spatial and temporal variations in surface velocities of Unteraargletscher, Bernese Alps, Switzerland.* Annals of Glaciology, 31(1), Seiten 63–68.
- Gundelach, V., Blindow, N., Buschmann, U., Salat, C. und Krellmann, Y.(2010).** *Exploration of geological structures with GPR from helicopter and on the ground in the Letzlinger Heide (Germany).* 2010 13th International Conference on Ground Penetrating Radar (GPR), Lecce, Seiten 1–6.
- Haerberli, W.(1976).** *Eistemperaturen in den Alpen.* Zeitschrift für Gletscherkunde, 11(2), Seiten 203–220.
- Hagen, J. und Sætrang, A.(1991).** *Radio-echo soundings of sub-polar glaciers with low-frequency radar.* Polar Research, 9(1), Seiten 99–107.
- Hamran, S.-E., Aarholt, E., Hagen, J. und Mo, P.(1996).** *Estimation of relative water content in sub-polar glacier using surface penetration radar.* Journal of Glaciology, 41(142), Seiten 533–537.

- Han, J., Xie, Z., F., D. und Zhang, W.(1999).** *Volcanic eruption recorded in an ice core from Collins Ice cap, King George Island, Antarctica.* Annals of Glaciology, 29, Seiten 121–125.
- Hanson, B.(1995).** *A fully three-dimensional finite-element model applied to velocities on Storglaciären, Sweden.* Journal of Glaciology, 41(137), Seiten 91–102.
- Harangozo, S. A., Colwell, S. R. und King, J. C.(1997).** *An analysis of a 34-year air temperature record from Fossil Bluff (71°S, 68°W), Antarctica.* Antarctic Science, 9(03), Seiten 355–363.
- Helbing, J.(2006).** *Galcier dynamics of Unteraargletscher: Verifying theoretical concepts through flow modeling.*, Ausgabe 196 von VAW Mitteilungen. Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Galziologie, ETH Zürich.
- Hempel, L.(1994).** *Der Zentralteil des Grönländischen Inlandeises: Ergebnisse aus hochauflösenden elektromagnetischen Reflexionsmessungen.* Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Hindmarsh, R. C. A.(2004).** *A numerical comparison of approximations to the Stokes equations used in ice sheet and glacier modeling.* Journal of Geophysical Research, 109, Seite F01012.
- Hock, R., de Woul, M., Radić, V. und Dyurgerov, M.(2009).** *Mountain glaciers and ice caps around Antarctica make a large sea-level rise contribution.* Geophysical Research Letters, 36(7), Seite L07501.
- Hodge, S. M., Wright, D. L., Bradley, J. A., Jacobel, R. W., Skou, N. und Vaughn, B.(1990).** *Determination of the surface and bed topography in central Greenland.* Journal of Glaciology, 36(112), Seiten 17–30.
- Hofmann-Wellenhof, B., Kienast, G. und Lichtenberger, H.(1994).** *GPS in der Praxis.* Springer Verlag, Wien, New York.
- Hooke, R. L.(1981).** *Flow law for polycrystalline ice in glaciers: Comparison of theoretical predictions, laboratory data, and field measurements.* Reviews of Geophysics and Space Physics, 19(4), Seiten 664–672.
- Hooke, R. L.(2005).** *Principles of glacier mechanics.* Cambridge University Press, 2. Auflage.
- Hoppe, H.(1990).** *Ein hochauflösendes elektromagnetisches Aeroreflexionssystem: Einsatz, Analyse und Interpretation.* Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Hubbard, A.(1999).** *High Resolution Modeling of the Advance of the Younger Dryas Ice Sheet and Its Climate in Scotland.* Quaternary Research, 52, Seiten 27–43.
- Hughes, T. P. und Seligman, G.(1939).** *The temperature, melt water movement, and density increase in the névé of an alpine glacier.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Geophysical Supplement, 4(8), Seiten 616–647.

- Humbert, A., Kleiner, T., Mohrholz, C. O., Oelke, C., Greve, R. und Lange, M. A.(2009).** *A comparative modeling study of the Brunt Ice Shelf/Stancomb-Wills Ice Tongue system, East Antarctica.* Journal of Glaciology, 55(189), Seiten 53–65.
- Hunter, L. E., Powell, R. D. und Lawson, D. E.(1996).** *Morainal-bank sediment budgets and their influence on the stability of tidewater termini of valley glaciers entering Glacier Bay, Alaska, USA.* Annals of Glaciology, 22, Seiten 211–216.
- Hutter, K.(1982).** *Dynamics of glaciers and large ice masses.* Annual Reviews Fluid Mechanics, 14, Seiten 87–130.
- Hutter, K.(1983).** *Theoretical glaciology : material science of ice and the mechanics of glaciers and ice sheets.* Reidel/Terra Pub. Co., Dordrecht.
- Hutter, K.(1993).** *Thermo-mechanically coupled ice sheet response, cold, polythermal, temperate.* Journal of Glaciology, 39, Seiten 65–86.
- Hutter, K.(2003).** *Fluid und Thermodynamik: Eine Einführung.* Springer, 2. Auflage.
- Hutter, K., Blatter, H. und Funk, M.(1988).** *A model computation of moisture content in polythermal glaciers.* Journal of Geophysical Research, 93(B10), Seiten 12205–12214.
- Huybrechts, P.(1992).** *The Antarctic ice sheet and environmental change: a three - dimensional modelling study,* Ausgabe 99 von Berichte zur Polarforschung. Alfred-Wegener-Institut Bremerhaven.
- Huybrechts, P. und Payne, T.(1996).** *The EISMINT benchmarks for testing ice-sheet models.* Annals of Glaciology, 23, Seiten 1 – 12.
- Iken, A.(1978).** *Variations of surface velocities of some Alpine glaciers measured at intervals of a few hours. Comparison with Arctic glaciers.* Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, 13(1/2), Seiten 23–35.
- Incropera, F. P. und DeWitt, D. P.(2002).** *Fundamentals of Heat and Mass Transfer.* John Wiley & Sons, New York, 5. Auflage.
- IPCC(2007).** *Climate Change 2007: the physical science basis: contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change.* Cambridge Univ Press, Cambridge, U. K.
- Jacobs, S. S.(1992).** *Is the Antarctic ice sheet growing?* Nature, 360, Seiten 29–33.
- Jezeq, K.(1980).** *Radar investigations of the Ross Ice Shelf, Antarctica.* Dissertation, University of Wisconsin-Madison.
- Jiawen, R., Dahe, Q., Petit, J. R., Jouzel, J., Wenti, W., Chen, L., Xiaojun, W., Songlin, Q. und Xiaoxinag, G.(1995).** *Glaciological studies on Nelson Island, South Shetland Islands, Antarctica.* Journal of Glaciology, 41(138), Seiten 408–412.
- Johari, G. P. und Charette, P. A.(1975).** *The permittivity and attenuation in polycrystalline and single-crystal ice Ih at 35 and 60MHz.* Journal of Glaciology, 14, Seiten 293–303.

- Jones, P. D.(1990).** *Antarctic Temperatures over the Present Century - A Study of the Early Expedition Record.* Journal of Climate, 3(11), Seiten 1193–1203.
- Joughin, I., Tulaczyk, S., Fahnestock, M. und Kwok, R.(1996).** *A mini-surge on the Ryder Glacier, Greenland, observed by satellite radar interferometry.* Science, 274(5285), Seite 228.
- Kaser, G., Cogley, J. G., Dyurgerov, M. B., Meier, M. F. und Ohmura, A.(2006).** *Mass balance of glaciers and ice caps: consensus estimates for 1961–2004.* Geophysical Research Letters, 33(19), Seite L19501.
- Kenja, M., Láska, K. und Caputa, Z.(1998).** *Recession of the Ecology Glacier (King George Island) in the period 1961–1996.* In: P. Glowacki und J. Bednarek, Herausgeber, *Polish Polar Studies. 25th International Polar Symposium, Warsaw, 1998.*, Seiten 121–128. Institute of Geophysics of the Polish Academy of Sciences.
- Kim, K. Y., Lee, J. H., Hong, M. H., Hong, J. K., Goo, K. M. und Shon, H. W.(2007).** *Ice Penetrating Radar Surveys in the Fourcade Glacier of King George Island, Antarctica.* AGU Fall Meeting Abstracts, Seite 0941.
- Kim, K. Y., Lee, J., Hong, M. H., Hong, J. K. und Shon, H.(2010).** *Helicopter-borne and ground-towed radar surveys of the Fourcade Glacier on King George Island, Antarctica.* Exploration Geophysics, 41, Seiten 51–60.
- King, J. und Turner, J.(1997).** *Antarctic meteorology and climatology.* Cambridge Univ Pr.
- King, J. C.(1994).** *Recent climate variability in the vicinity of the Antarctic Peninsula.* International Journal of Climatology, 14(4), Seiten 357–369.
- King, M.(2004).** *Rigorous GPS data-processing strategies for glaciological applications.* Journal of Glaciology, 50(171), Seiten 601–607.
- Kleiner, T.(2010).** *Entwicklung eines dreidimensionalen full-Stokes-Fließmodells und seine Anwendung auf ein Inlandeis-Schelfeisystem der Antarktis im Bereich des westlichen Dronning Maud Lands.* Dissertation, Westfälische Wilhelms University, Münster.
- Knap, W. H., Oerlemans, J. und Cadée, M.(1996).** *Climate sensitivity of the ice cap of King Georg Island, South Shetland Islands, Antarctica.* Annals of Glaciology, 23, Seiten 154–159.
- Lang, H., Schädler, B. und Davidson, G.(1976).** *Hydroglaciological investigations on the Ewigschneefeld – Gr. Aletschgletscher.* Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, 12(2), Seiten 109–124.
- Lauer, W.(1999).** *Klimatologie.* Westermann Verlag, Braunschweig, 3. Auflage.
- Lee, J. H., Kim, K. Y., Hong, J. K. und Jin, Y.(2010).** *An englacial image and water pathways of the fourcade glacier on king george island, antarctic peninsula, inferred from ground-penetrating radar.* SCIENCE CHINA Earth Sciences, 53, Seiten 892–900.

- Lemke, P., Ren, J., Alley, R. B., Allison, I., Carrasco, J., Flato, G., Fujii, Y., Kaser, G., Mote, P., Thomas, R. H. und Zhang, T.(2007).** *Observations: Changes in Snow, Ice and Frozen Ground. In: Climate Change 2007: The Physical Science Basis.* In: S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor, und H. L. Miller, Herausgeber, *Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Seiten 337–383. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Lliboutry, L. A.(1971).** *Permeability, brine content and temperature of temperate ice.* Journal of Glaciology, 10(58), Seiten 15–19.
- Lliboutry, L. A.(1976).** *Physical processes in temperate glaciers.* Annals of Geophysics, 16, Seiten 151–158.
- Lliboutry, L. A.(1987).** *Very slow flows of solids.* Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht.
- Lliboutry, L. A. und Duval, P.(1985).** *Various isotropic and anisotropic ices found in glaciers and polar ice caps and their corresponding rheologies.* Annals of Geophysics, 3, Seiten 207–224.
- Lythe, M. B., Vaughan, D. G. und BEDMAP Group(2001).** *BEDMAP: A new ice thickness and subglacial topographic model of Antarctica.* Journal of Geophysical Research. B, 106, Seiten 11335–11351.
- Lüthi, M., Funk, M. adn Iken, A., Gogineni, S. und Truffer, M.(2002).** *Mechanisms of fast flow in Jakobshavns Isbrae, Greenland; Part III: measurements of ice deformation, temperature and cross-borehole conductivity in boreholes to the bedrock.* Journal of Glaciology, 48(162), Seiten 369–385.
- MacAyeal, D. R.(1993).** *A tutorial on the use of control methods in ice sheet modelling.* Journal of Glaciology, 39, Seiten 91–98.
- Macheret, Y. Y. und Moskalevsky, M. Y.(1999).** *Study of Lange Glacier on King George Island, Antarctica.* Annals of Glaciology, 29, Seiten 202–206.
- Macheret, Y. Y., Moskalevsky, M. Y. und Vasilenko, E. V.(1993).** *Velocity of radar waves in glaciers as an indicator of their hydrothermal state, structure and regime.* Journal of Glaciology, 39(132), Seiten 373–384.
- Macheret, Y. Y., Moskalevsky, M. Y., Simoes, J. C. und Ladouch, L.(1997).** *Study of King George Island Ice CAP, South Shetland Islands, Antarctica Using Radio-Echo Sounding and SPOT, ERS-1 SAR Images.* In: Guyenne, T. D., Herausgeber, *The Use and Applications of ERS in Latin America*, Ausgabe 405 von ESA Special Publication, Seiten 249–256.
- Macheret, Y. Y., Otero, J., Navarro, F. J., Vasilenko, E. V., Corcuera, M. I., Cuadrado, M. L. und Glazovsky, A. F.(2009).** *Ice thickness, internal structure and subglacial topography of Bowles Plateau ice cap and the main ice divides of Livingston Island, Antarctica, by ground-based radio-echo sounding.* Annals of Glaciology, 50(8), Seiten 49–56.
- Magellan(1994).** *USER GUIDE for the MAGELLAN GPS ProMARK X and the MAGELLAN GPS ProMARK X-CP.* Magellan Systems Corporation.

- Magellan(2007)**. *GPS + Reference Manual*. NovAtel Inc. 2000–2007.
- Mangeny, A., Califano, F. und Hutter, K.(1997)**. *A numerical study of anisotropic, low reynolds number, free surface flow for ice sheet modelling*. *Journal of Glaciology*, 102(B10), Seiten 749–764.
- Maohuan, H.(1990)**. *On the temperature distribution of glaciers in China*. *Journal of Glaciology*, 36(123), Seiten 210–216.
- Martianov, V. und Rakusa-Suszczewski, S.(1989)**. *Global change regional research centres: Scientific problems and concept developments*. Kapitel Ten years of climate observations at the Arctowski and Bellingshausen Station (King George Island, South Shetland Islands, Antarctica), Seiten 80–87. IGBP IASA UNESCO PAS Seminar.
- Martin, C., Navarro, F. J., Otero, J., Cuadrado, M. L. und Corcuera, M. I.(2004)**. *Three-dimensional modelling of the dynamics of Johnsons Glacier, Livingston Island, Antarctica*. *Annals of Glaciology*, 39(8), Seiten 1–8.
- Maule, C. F., Purucker, M. E., Olsen, N. und Mosegaard, K.(2005)**. *Heat flux anomalies in antarctica revealed by satellite magnetic data*. *Science*, 309(5733), Seiten 464–467.
- Mayo, L. R.(1989)**. *Advance of Hubbard Glacier and 1986 outburst of Russell Fiord, Alaska, USA*. *Annals of Glaciology*, 13, Seiten 189–194.
- Meier, M. und Post, A.(1987)**. *Fast tidewater glaciers*. *Journal of Geophysical Research*, 92(B9), Seiten 9051–9058.
- Meier, M. F., Dyurgerov, M. B., Rick, U. K., O’Neel, S., Pfeffer, W. T., Anderson, R. S., Anderson, S. P. und Glazovsky, A. F.(2007)**. *Glaciers dominate eustatic sea-level rise in the 21st century*. *Science*, 317(5841), Seite 1064.
- Meredith, M. P. und King, J. C.(2005)**. *Rapid climate change in the ocean to the west of the Antarctic Peninsula during the second half of the 20th century*. *Geophysical Research Letters*, 32(19), Seite L19604.
- Mohr, J. J., Reeh, N. und Madsen, S. N.(1998)**. *Three-dimensional glacial flow and surface elevation measured with radar interferometry*. *Nature*, 391(6664), Seiten 273–276.
- Molina, C., Navarro, F. J., Calvet, J., Garcia-Selles, D. und Lapazaran, J. J.(2007)**. *Hurd Peninsula glaciers, Livingston Island, Antarctica, as indicators of regional warming: ice-volume changes during the period 1956 – 2000*. *Annals of Glaciology*, 46(7), Seiten 43–49.
- Moll, A. und Braun, M.(2007)**. *Determination of glacier velocities on King George Island (Antarctica) by DINSAR*. In: *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2006. IGARSS 2006. IEEE International Conference on*, Seiten 1236–1239. IEEE.
- Moore, J. C., Pälli, A., Ludwig, F., Blatter, H., Jania, J. Gadek, B., Glowacki, P., Mochnacki, D. und Issaksson, E.(1999)**. *High resolution hydrothermal structure of Hansbreen, Spitsbergen mapped by ground penetrating radar*. *Journal of Glaciology*, 45(151), Seiten 524–532.

- Morris, E. M. und Vaughan, D. G.(2003).** *Spatial and temporal variation of surface temperature on the Antarctic Peninsula and the limit of viability of ice shelves.* Antarctic Peninsula Climate Variability: Historical and Paleoenvironmental Perspectives, Seiten 61–68.
- Motyka, R. J.(1997).** *Taku Glacier: advance and growth of a tidewater glaciers.* Byrd Polar Research Center Reports, 15, Seiten 119–120.
- Murray, T., Stuart, G., Fry, M., Gamble, N. und Crabtree, M.(2000).** *Englacial water distribution in temperate glacier from surface and borehole radar velocity analysis.* Journal of Glaciology, 46(154), Seiten 389–398.
- Muser, D.(1995).** *Der Gletscherrückzug auf King George Island, South Shetland Islands zwischen 1956 und 1992. Eine digitale Auswertung von Karten, Luftbildern und Satellitendaten.* Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg.
- Navarro, F. J., Otero, J., Macheret, Y. Y., Vasilenko, E. V., Lapazaran, J. J., Ahlstrøm, A. P. und Machio, F.(2009).** *Radioglaciological studies on Hurd Peninsula glaciers, Livingston Island, Antarctica.* Annals of Glaciology, 50(8), Seiten 17–24.
- Nick, F. und Oerlemans, J.(2006).** *Dynamics of tidewater glaciers: comparison of three models.* Journal of Glaciology, 52(177), Seiten 183–190.
- Nick, F., Van der Kwast, J. und Oerlemans, J.(2007).** *Simulation of the evolution of Breidamerkurjökull in the late Holocene.* Journal of Geophysical Research, 112(B1), Seite B01103.
- Noble, H. M.(1959).** *Report on Glaciological observations at Admiralty Bay, King George Island, Antarctica, 1957–58.* Falkland Islands Dependencies Survey I.G.Y. Glaciological Report.
- Noble, H. M.(1965).** *Glaciological observations at Admiralty Bay, King George Island, Antarctica, in 1957–58.* British Antarctic Survey Bulletin, 5(41), Seiten 1–11.
- Nye, J. F.(1957).** *The distribution of stress and velocity in glaciers and ice sheets.* Proceedings of the Royal Society London, 239(1216), Seiten 113–133.
- Nye, J. F.(1976).** *Water flow in Glaciers; jökulhlaups, tunnels and veins.* Journal of Glaciology, 17, Seiten 181–207.
- Nye, J. F. und Frank, F. C.(1973).** *Hydrology of the intergranular veins in a temperate glacier.* International Association of Hydrological Sciences Publication, 95, Seiten 157–161.
- Oerlemans, J.(1993).** *Modelling of glacier mass balance.* In: W. R. Peltier, Herausgeber, *NATO ASI Series I: Global Environmental Change*, Seiten 101–116. Springer Verlag.
- Oerlemans, J. und Nick, F.(2005).** *A minimal model of a tidewater glacier.* Annals of Glaciology, 42(1), Seiten 1–6.
- Oerter, H. und Moser, H.(1982).** *Water storage and drainage within the firn of a temperate glacier (Vernagtferner, Oetztal Alps, Austria).* In: J. W. Glen, Herausgeber, *Hydrological Aspects of Alpine and High Mountain Areas, Proceedings of the Exeter symposium, July 1982*, Ausgabe 138, Seiten 71–81. IAHS.

- Oerter, H., Baker, D., Moser, H. und Reinwarth, O.(1982). *Glaciohydrological investigations on the Vernagtferner glacier as a basis for a discharge model*. Nordic Hydrology, 12(4/5), Seiten 335–348.
- Orheim, O.(1972). *A 200-year record of glacier mass balance at Deception Island, southwest Atlantic Ocean, and its bearing on models of global climatic change*. Columbus: Ohio State University Research Foundation.
- Orheim, O. und Govorukha, L. S.(1982). *Present-day glaciation in the South Shetland Islands*. Annals of Glaciology, 3, Seiten 233–238.
- Orheim, O., Bull, C. und Schytt, V.(1972). *Glaciological studies of past climatic variations in the South Shetland Islands*. Antarctic Journal of the United States, 7(4), Seiten 99–100.
- Otero, J., Navarro, F. J., Martin, C., Cuadrado, M. L. und Corcuera, M. I.(2010). *A three-dimensional calving model: numerical experiments on Johnsons Glacier, Livingston Island, Antarctica*. Journal of Glaciology, 56(15), Seiten 200–214.
- Park, B. K., Chang, S. K., Yoon, H. I. und Chung, H.(1998). *Recent retreat of ice cliffs, king george islands, south shetland islands, antarctic peninsula*. Annals of Glaciology, 27, Seiten 633–635.
- Parrenin, F., Barnola, J.-M., Beer, J., Blunier, T., Castellano, E., Chappellaz, J., Dreyfus, G., Fischer, H., Fujita, S., Jouzel, J., Kawamura, K., Lemieux-Dudon, B., Loulergue, L., Masson-Delmotte, V., Narcisi, B., Petit, J.-R., Raisbeck, G., Raynaud, D., Ruth, U., Schwander, J., Severi, M., Spahni, R., Steffensen, J. P., Svensson, A., Udisti, R., Waelbroeck, C. und Wolff, E.(2007). *The EDC3 chronology for the EPICA Dome C ice core*. Climate of the Past, 3(3), Seiten 485–497.
- Paterson, W. S. B.(1971). *Temperature measurements in Athabasca Glacier, Alberta, Canada*. Journal of Glaciology, 10(60), Seiten 339–349.
- Paterson, W. S. B.(1994). *The Physics of Glaciers*. Pergamon Press, Oxford, England, 3. Auflage.
- Pattyn, F.(2002). *Transient glacier response with a higher-order numerical ice-flow model*. Journal of Glaciology, 48(162), Seiten 467–477.
- Pattyn, F.(2003). *A new three-dimensional higher-order thermomechanical ice sheet model: Basic sensitivity, ice stream development, and ice flow across subglacial lakes*. Journal of Geophysical Research, 108(B8), Seite 2382.
- Pattyn, F.(2010). *Antarctic subglacial conditions inferred from a hybrid ice sheet/ice stream model*. Earth and Planetary Science Letters, 295(3-4), Seiten 451–461.
- Pattyn, F., Perichon, L., Aschwanden, A., Breuer, B., de Smedt, B., Gagliardini, O., Gudmundsson, G. H., Hindmarsh, R. C. A., Hubbard, A., Johnson, J. V., Kleiner, T., Kononov, Y., Martin, C., Payne, A. J., Pollard, D., Price, S., Rückamp, M., Saito, F., Souček, O., Sugiyama, S. und Zwinger, T.(2008). *Benchmark experiments for higher-order and full-stokes ice sheet models (ISMIP-HOM)*. The Cryosphere, 2(2), Seiten 95–108.

- Payne, A. J. und Baldwin, D. J.(2000).** *Analysis of ice-flow instabilities identified in the EISMINT intercomparison exercise.* Annals of Glaciology, 30, Seiten 204–210.
- Payne, A. J., Huybrechts, P., Abe-Ouchi, A., Calov, R., Fastook, J. L., Greve, R., Marshall, S. J., Marsiat, I., Ritz, C., Tarasov, L. und Thomassen, M. P. A.(2000).** *Results from the EISMINT model intercomparison: the effects of thermomechanical coupling.* Journal of Glaciology, 46, Seiten 227–238.
- Peel, D. A.(1992).** *Ice core evidence from the Antarctic Peninsula region.* Climate since AD, 1500, Seiten 549–571.
- Pettersson, R.(2004).** *Dynamics of the cold surface layer of polythermal Storglaciären, Sweden.* Dissertation, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich.
- Pettersson, R., Jansson, P. und Blatter, H.(2004).** *Spatial variability in water content at the cold-temperate transition surface of the polythermal storglaciären, sweden.* Journal of Geophysical Research, 109(F2), Seite F02009.
- Pfender, M.(1999).** *Topographie und Glazialhydrologie von King George Island, Antarktis.* Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Pichlmaier, M., Aquino, F. E., Santos da Silva, C. und Braun, M.(2004).** *Suspended sediments in Admiralty Bay, King George Island.* Pesquisa Antártica Brasileira, 4, Seiten 77–85.
- Pironneau, O.(1989).** *Finite Element Methods for Fluids.* John Wiley & Sons Limited.
- Powell, R.(1991).** *Grounding-line systems as second-order controls on fluctuations of tidewater termini of temperate glaciers.* Glacial marine sedimentation: paleoclimatic significance, Seiten 75–93.
- Pralong, W.(2005).** *On the instability of hanging glaciers.* Dissertation, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich.
- Pritchard, H. D. und Vaughan, D. G.(2007).** *Widespread acceleration of tidewater glaciers on the Antarctic Peninsula.* Journal of Geophysical Research, 112(F3), Seite F03S29.
- Pritchard, H. D., Arthern, R. J., Vaughan, D. G. und Edwards, L. A.(2009).** *Extensive dynamic thinning on the margins of the Greenland and Antarctic ice sheets.* Nature, 461, Seiten 971–975.
- Qin, D., Zielinski, G. A., Germani, M. S., Ren, J., Wang, X. X. und Wang, W. T.(1994).** *Use of tephrochronology in the evaluation of accumulation rates on Nelson Ice Cap, South Shetland Islands, Antarctica.* Science China B, 37, Seiten 1272–1278.
- Rachlewicz, G.(1995).** *Ablation of Ecology Glacier, King George Island (South Shetland Islands) in the year 1991.* In: XXII Sympozjum Polarne. Worclaw - Ksiaz.
- Radić, V. und Hock, R.(2010).** *Regional and global volumes of glaciers derived from statistical upscaling of glacier inventory data.* Journal of Geophysical Research, 115(F1), Seite F01010.

- Rakusa-Suszczewski, R., Battke, Z. und Cisak, J.(1993).** *The maritime antarctic coastal ecosystem of admiralty bay.* Kapitel Morphometry of the Admiralty Bay shores and basins, Seiten 27–30. Department of Antarctic Biology, Polish Academy of Sciences, Warsaw.
- Raper, S. C. B. und Braithwaite, R. J.(2006).** *Low sea level rise projections from mountain glaciers and ice caps under global warming.* Nature, 439(7074), Seiten 311–313.
- Rau, F., Mauz, F., de Angelis, H., Jana, R., Neto, J., Skvarca, P., Vogt, S., Saurer, H. und Gossmann, H.(2004).** *Variations of glacier frontal positions on the northern Antarctic Peninsula.* Annals of Glaciology, 39(1), Seiten 525–530.
- Raymond, C. F.(1983).** *Deformation in the vicinity of ice divides.* Journal of Glaciology, 29, Seiten 357–373.
- Raymond, C. F. und Harrison, W. D.(1975).** *Some observations of the behaviour of the liquid and gas phases in temperate glacier ice.* Journal of Glaciology, 14(71), Seiten 213–233.
- Reeh, N.(1991).** *Parameterization of melt rate and surface temperature on the Greenland ice sheet.* Polarforschung, 59(3), Seiten 113–128.
- Reynolds, J. M.(1981).** *The distribution of mean annual temperatures in the Antarctic Peninsula.* British Antarctic Survey Bulletin, 54(1), Seiten 123–133.
- Roache, P. J.(1989).** *Verification and validation in computational science and engineering.* Albuquerque, NM, Hermosa Publishers.
- Robin, G.(1971).** *Radio-echo Sounding Applied to the investigation of the Ice Thickness and Sub-ice Relief of Antarctica.* In: R. J. Adie, Herausgeber, *Antarctic Geology and Geophysics*, Seiten 675–682. Universitetsforlaget, Oslo.
- Robin, G. Q.(1974).** *Depth of water-filled crevasses that are closely spaced.* Journal of Glaciology, 13, Seite 543.
- Ryser, C., Lüthi, M., Blindow, N., Suckro, S., Funk, M. und Bauder, A.(2010).** *3D-polythermal structure of Grenzgletscher (Swiss Alps) determined from borehole measurements and helicopter-borne ice radar.* Eingereicht zur Publikation in Journal of Glaciology.
- Röthlisberger, H.(1972).** *Water pressure in intra-and subglacial channels.* Journal of Glaciology, 11(62), Seiten 177–203.
- Rückamp, M.(2006).** *Dynamik der subpolaren Eiskappe von King George Island (Antarktis) aus Messung und Modellierung.* Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Rückamp, M., Blindow, N., Suckro, S., Braun, M. und Humbert, A.(2010a).** *Dynamics of the ice cap on King George Island, Antarctica: Field measurements and numerical simulations.* Annals of Glaciology, 51(55), Seiten 80–90.
- Rückamp, M., Braun, M., Suckro, S. und Blindow, N.(2010b).** *Surface lowering, accumulation and glacier retreat of the King George Island ice cap.* in revision, Global and Planetary Change.

- Saad, Y.(2003).** *Iterative Methods for Sparse Linear System*. Philadelphia, PA, USA: Society for Industrial and Applied Mathematics.
- Sandhäger, H.(2000).** *Quantifizierung eisdynamischer und massenhaushaltsrelevanter Basisgrößen eines antarktischen Inlandeis-Schelfeis-Systems unter Einsatz eines numerischen Fließmodells*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Sandhäger, H.(2003).** *Numerical study on the influence of fractures and zones of weakness on the flow regime of Larsen Ice Shelf*. FRISP Report, 14, Seite in press.
- Santner, T. J., Williams, B. J. und Notz, W.(2003).** *The design and analysis of computer experiments*. Springer Verlag.
- Schneider, T.(1999).** *Water movement in the firn of Storglaciären, Sweden*. Zeitschrift für Gletscherkunde, 45(150), Seiten 286–294.
- Schommer, P.(1976).** *Wasserspiegelmessungen im Firn des Ewigschneefeldes (Schweizer Alpen)*. Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, 12(2), Seiten 125–141.
- Schommer, P.(1978).** *Rechnerische Nachbildung von Ganglinien im Firn und Vergleich mit Feldmessungen im Ewigschneefeld (Schweizer Alpen)*. Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, 14(2), Seiten 173–190.
- Seeber, G.(2003).** *Satellite Geodesy*. de Gruyter, Berlin, New York, 2. Auflage.
- Shapiro, N. und Ritzwoller, M.(2004).** *Inferring surface heat flux distributions guided by a global seismic model: Particular application to Antarctica*. Earth and Planetary Science Letters, 223, Seiten 213–224.
- Sharp, R. P.(1951).** *Meltwater behaviour in the Upper Seward Glacier, St Elias Mountains, Canada*. International Association of Hydrological Sciences Publication, 32, Seiten 246–253.
- Shreve, R. L.(1972).** *Movement of water in glaciers*. Journal of Glaciology, 11(62), Seiten 205–214.
- Shreve, R. L.(1984).** *Glacier sliding at sub-freezing temperatures*. Journal of Glaciology, 30, Seiten 341–347.
- Siegert, M. J., Carter, S., Tabacco, I., Popov, S. und Blankenship, D. D.(2005).** *A revised inventory of Antarctic subglacial lakes*. Antarctic Science, 17(3), Seiten 453–460.
- Sievers, J. und Thomson, J.(1998).** *Adopting one name per feature on maps of Antarctica: an experimental application - topographic map (satellite image map) 1:250 000 trinity peninsula sp 21-22/13*. Polarforschung, 65(3), Seiten 123–131.
- Simões, J. C. und Bremer, U. F.(1995).** *Investigation of King George Island ice cover using ERS1 SAR and SPOT imagery*. Rev. SELPER, 11(1/2), Seiten 56–60.
- Simões, J. C., Bremer, U. F., Aquino, F. E. und Ferron, F. A.(1999).** *Morphology and variations of glacial drainage basins in the King George Island ice field, Antarctica*. Annals of Glaciology, 29, Seiten 220–224.

- Simões, J. C., Ferron, F. A., Bernardo, R. T., Aristarain, A. J., Stiévenard, M., Pourchet, M. und Delmas, R. J.(2004a). *Ice core study from the King George Island, South Shetlands, Antarctica*. Pesquisa Antártica Brasileira, 4, Seiten 9–23.
- Simões, J. C., Dani, N., Bremer, U. F., Aquino, F. E. und Neto, J. A.(2004b). *Small cirque glaciers retreat on Keller Peninsula, Admiralty Bay, King George Island, Antarctica*. Pesquisa Antártica Brasileira, 4, Seiten 49–56.
- Skvarca, P., Rack, W., Rott, H., Ibarzábal, T. und Donangelo, T.(1998). *Evidence of recent climatic warming on the eastern Antarctic Peninsula*. Annals of Glaciology, 27, Seiten 628–632.
- Smith, A. M., Vaughan, D. G., Doake, C. S. M. und Johnson, A. C.(1998). *Surface lowering of the ice ramp at Rothera Point, Antarctic Peninsula, in response to regional climate change*. Annals of Glaciology, 27, Seiten 113–118.
- Smith, G. D. und Morland, L. W.(1981). *Viscous relations for the steady creep of polycrystalline ice*. Cold Regions Science and Technology, 5, Seiten 141–150.
- Smith, R. C., Stammerjohn, S. E. und Baker, K. S.(1996). *Surface air temperature variations in the western Antarctic Peninsula region*. Antarctic Research Series, 70, Seiten 105–121.
- Sobiech, J.(2009). *Geometry and glacial hydrology of Bellingshausen Dome, King George Island, Antarctica*. Diplomarbeit, University of Münster, Münster.
- Stansbury, M. J.(1961a). *Glaciological observations at Admiralty Bay (Lat. 62° 05S, Lon. 58° 24W), King George Island, South Shetland Islands, 1959–60*. Falkland Islands Dependencies Survey, Preliminary Glaciological Report, 4, Seite 45. BAS Archives Document Reference: AD6/2/1961/S5.
- Stansbury, M. J.(1961b). *Glaciological observations upon two cirque glaciers in the Falkland Islands Dependencies*. Dissertation, University of Birmingham.
- Stark, P.(1994). *Climatic warming in the central Antarctic Peninsula area*. WEATHER-LONDON-, 49, Seiten 215–215.
- Suckro, S.(2007). *Mächtigkeit und innere Struktur des zentralen Teils der Eiskappe von King George Island, Antarktis – Ergebnisse aus GPR-Messungen*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Suckro, S., Blindow, N. und Rückamp, M.(2009). *Ice thickness and internal structure of Patagonian glaciers measured with the University of Münster Airborne Ice Radar*. In: DGG Tagungsband, Seiten 199–200. Deutsche Geophysikalische Gesellschaft e.V., Kiel.
- Sverdrup, H. U.(1935). *The temperature of the firn of Isachsen's Plateau, and general conclusions regarding the temperatures of the glaciers on West-Spitsbergen*. Geografiska Annaler, 17(1-2), Seiten 53–88.
- Thompson, L. G., Peel, D. A., Mosley-Thompson, E., Mulvaney, R., Dai, J., Lin, P. N., Davis, M. E. und Raymond, C. F.(1994). *Climate since AD 1510 on Dyer*

- Plateau, Antarctic Peninsula: evidence for recent climate change.* Annals of Glaciology, 20, Seiten 420–426.
- Thyssen, F.(1969).** *Zustand und Veränderung des grönländischen Inlandeises nach geophysikalischen Ergebnissen der Internationalen Glaziologischen Grönland-Expedition.* Habilitation, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Thyssen, F.(1985a).** *Erkundung oberflächennaher Strukturen und Eigenschaften mit dem elektromagnetischen Reflexionsverfahren.* In: K. H. Heitfeld, Herausgeber, *Ingenieurgeologische Probleme zwischen Locker- und Festgesteinen.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg.
- Thyssen, F.(1985b).** *First results POLAR-2-measurements on the Filchner and Ekström ice shelves.* Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme, Report No. 2, 130.
- Thyssen, F.(1985c).** *The instrumentation of the aircraft "POLAR 2".* Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme, Report No. 2, 130.
- Thyssen, F.(1988).** *The Ekström ice shelf.* Annals of Glaciology, 11, Seiten 180–183.
- Tokarski, A. K.(1987).** *Structural events in the South Shetland Islands (Antarctica). III. Barton Horst, King George Island.* Studia Geologica Polonica, 40, Seiten 7–37.
- Turner, J., Colwell, C. R. und Harangozo, S.(1997).** *Variability of precipitation over the western Antarctic Peninsula from synoptic observations.* Journal of Geophysical Research, 102(D12), Seiten 13999–14007.
- Vallon, M., Petit, J. R. und Fabre, B.(1976).** *Study of an ice core to the bedrock in the accumulation zone of an alpine glacier.* Journal of Glaciology, 17(75), Seiten 13–28.
- Van der Veen, C.(1996).** *Tidewater calving.* Journal of Glaciology, 42(141), Seiten 375–385.
- Van der Veen, C. J.(1987).** *Longitudinal stresses and basal sliding: a comparative study.* In: Dynamics of the West Antarctic ice sheet: proceedings of a workshop held in Utrecht, May 6-8, 1985, Seiten 223–248. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.
- van der Veen, C. J.(1991).** *State of balance of the cryosphere.* Reviews of Geophysics, 29(3), Seiten 433–455.
- van der Veen, C. J.(1999).** *Fundamentals of Glacier Dynamics.* A.A. Balkema, Rotterdam, The Netherlands.
- Vaughan, D. G., Corr, H. F. J., Doake, C. S. M. und Waddington, D.(1999).** *Distortion of isochronous layers in ice revealed by ground-penetrating radar.* Nature, 398(6725), Seiten 323–326.
- Vaughan, D. G., Marshall, G. J., Connolley, W. M., King, J. C. und Mulvaney, R.(2001).** *Climate change: devil in the detail.* Science, 293(5536), Seiten 1777–1779.
- v.Hippel, A.(1954).** *Dielectrics and waves.* M.I.T.Press, Cambridge, Massachusetts.
- Vieli, A., Funk, M. und Blatter, H.(2001).** *Flow dynamics of tidewater glaciers: a numerical modelling approach.* Journal of Glaciology, 47(159), Seiten 595–606.

- Warren, C., Glasser, N., Harrison, S., Winchester, V., Kerr, A. und Rivera, A.(1995a).** *Characteristics of tide-water calving at Glaciar San Rafael, Chile.* Journal of Glaciology, 41(138), Seiten 273–289.
- Warren, C., Greene, D. und Glasser, N.(1995b).** *Upsala Glacier, Patagonia: rapid calving retreat in freshwater.* Annals of Glaciology, 21, Seiten 311–316.
- Warren, C. R.(1992).** *Iceberg calving and the glacioclimatic record.* Progress in Physical Geography, 16(3), Seiten 253–282.
- Weertman, J.(1957).** *On the sliding of glaciers.* Journal of Glaciology, 3(21), Seiten 33–38.
- Weertman, J.(1964).** *The theory of glacier sliding.* Journal of Glaciology, 5(39), Seiten 287–303.
- Weertman, J.(1973).** *Creep of ice,* Seiten 320–337. Royal Society of Canada, Ottawa.
- Weertman, J.(1979).** *The unsolved general glacier sliding problem.* Journal of Glaciology, 23(89), Seiten 97–115.
- Weischet, W.(1979).** *Einführung in die allgemeine Klimatologie.* Teubner Studienbücher Geographie, 2. Auflage.
- Weitz, N.(2009).** *Geometrie und Dynamik des Rhonegletschers aus helikoptergestützten GPR-Messungen und numerischer Modellierung.* Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster.
- Wen, J., Kang, J., Xie, Z., Han, J. und Lluberas, A.(1994).** *Climate, mass balance and glacial changes on small dome of Collins ice cap, King George Island.* Antarctica. Antarctic Research, 5(1), Seiten 52–61.
- Wen, J., Kang, J., Han, J., Xie, Z., Liu, L. und Wang, D.(1998).** *Glaciological studies on King George Island ice cap, South Shetland Islands, Antarctica.* Annals of Glaciology, 27, Seiten 105–109.
- Winsborrow, M. C., Clark, C. D. und Stokes, C. R.(2010).** *What controls the location of ice streams?* Earth-Science Reviews, 103(1-2), Seiten 45–59.
- Wolff, E. W. und Paren, J.(1984).** *A two-phase model of electrical conduction in polar ice sheets.* Journal of Geophysical Research, 89(B11), Seiten 9433–9438.
- Working Group on Geodesy & Geographic Information(2000).** *A composite gazetteer of Antarctica.* SCAR Bulletin No 138, Seiten 278–284.
- Ximenis, L., Calvet, J., Enrique, J., Corbera, J., Fernández de Gamboa, C. und Furdada, G.(1999).** *The measurement of ice velocity, mass balance and thinning-rate on Johnsons Glacier, Livingston Island, South Shetland Islands, Antarctica.* Acta Geológica Hispánica, 34(4), Seiten 403–409.
- Youyu, X. und Zhijiu, C.(1992).** *The environmental events on King George Islands since the last glaciation.* Antarctic Research, 3(2), Seiten 56–68.

Zamoruyev, V. V.(1972). *Results of glaciological observations at Bellingshausen station in 1968.* Trudy Sovetskoy Antarkticheskoy Ekspeditsii, 55, Seiten 135–144.

Zwally, H. J., Abdalati, W., Herring, T., Larson, K., Saba, J. und Steffen, K.(2002). *Surface melt-induced acceleration of Greenland ice-sheet flow.* Science, 297(5579), Seiten 218–222.

Anhang A

Bilder

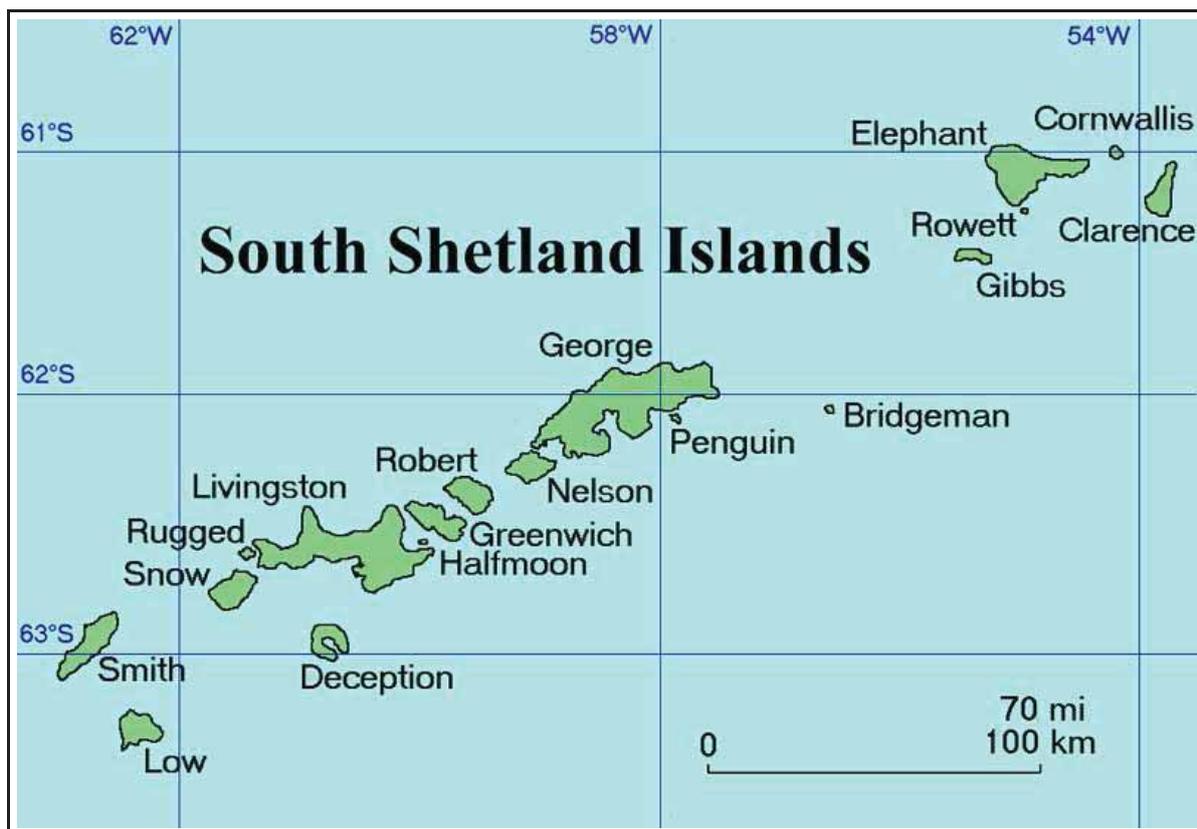


Abbildung A.1: Karte der Südshetland Inseln (Quelle: Wikipedia^a).

^ahttp://de.wikipedia.org/wiki/Südliche_Shetlandinseln, Abgerufen: Jan. 2011.

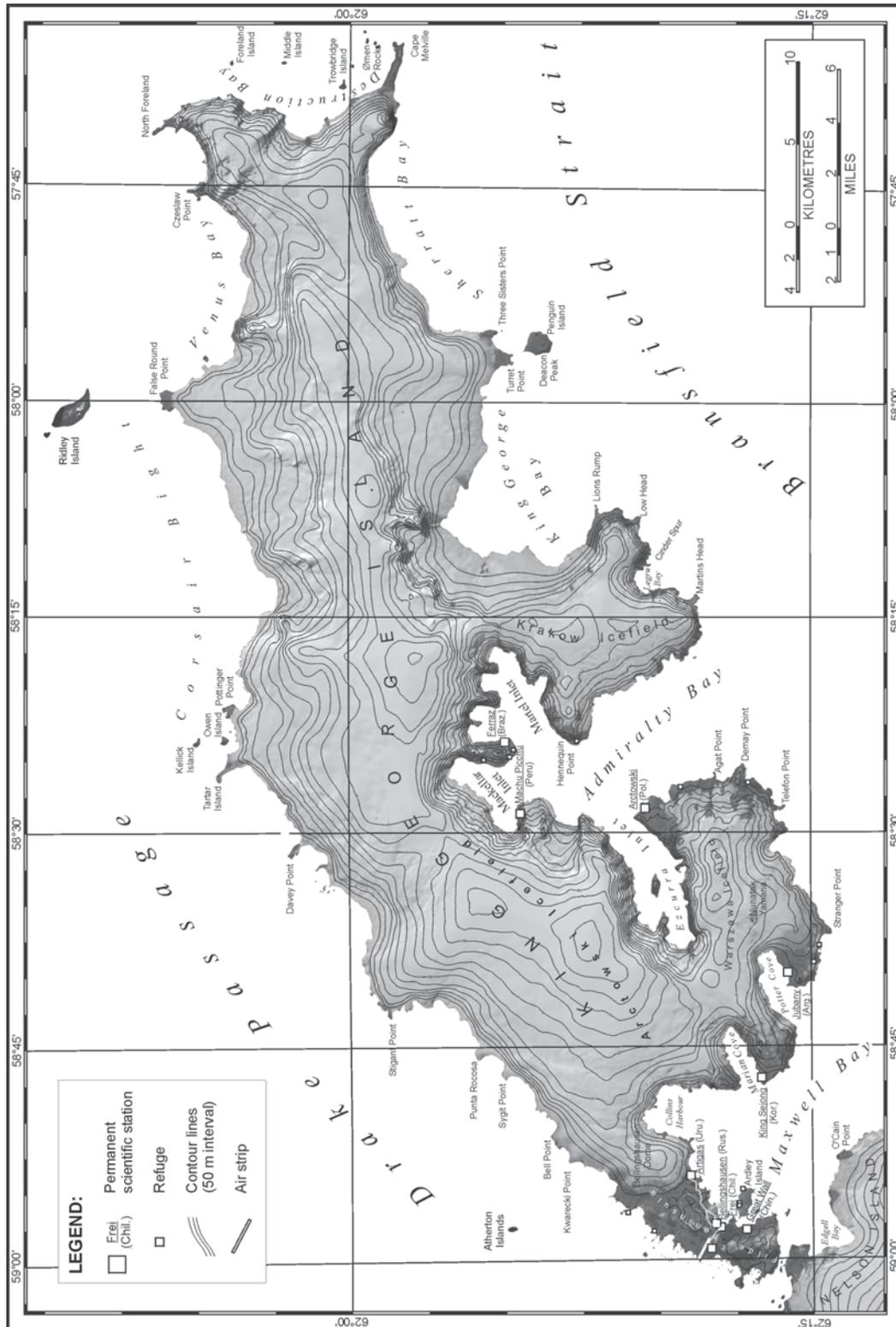


Abbildung A.2: Karte von King George Island. Abbildung entnommen aus Braun (2001)

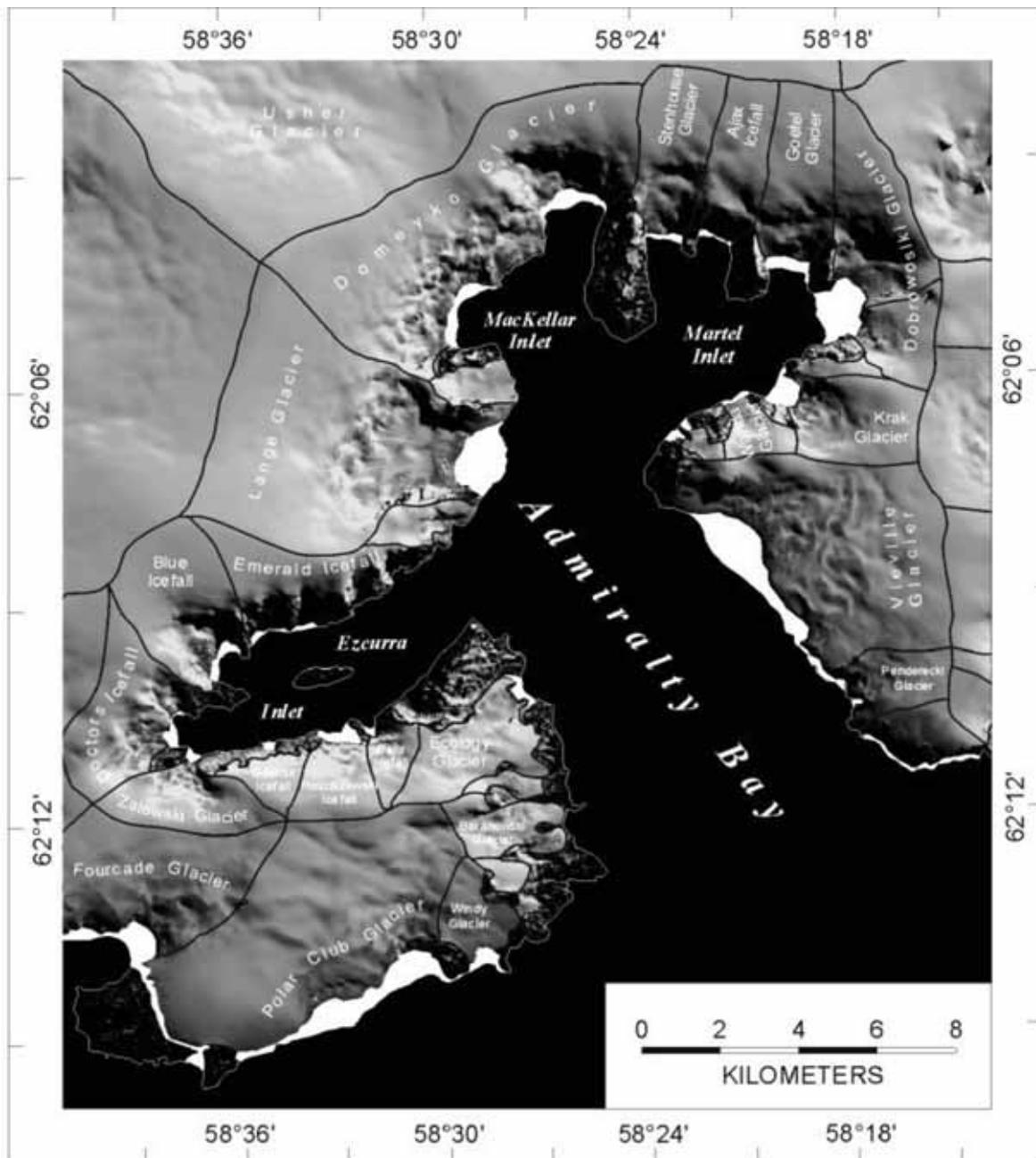


Abbildung A.3: Karte der Admiralty Bay mit Ortsbezeichnungen und eingezeichneten Rückzugsgebieten von 1956–1995. Abbildung von M. Braun zur Verfügung gestellt.

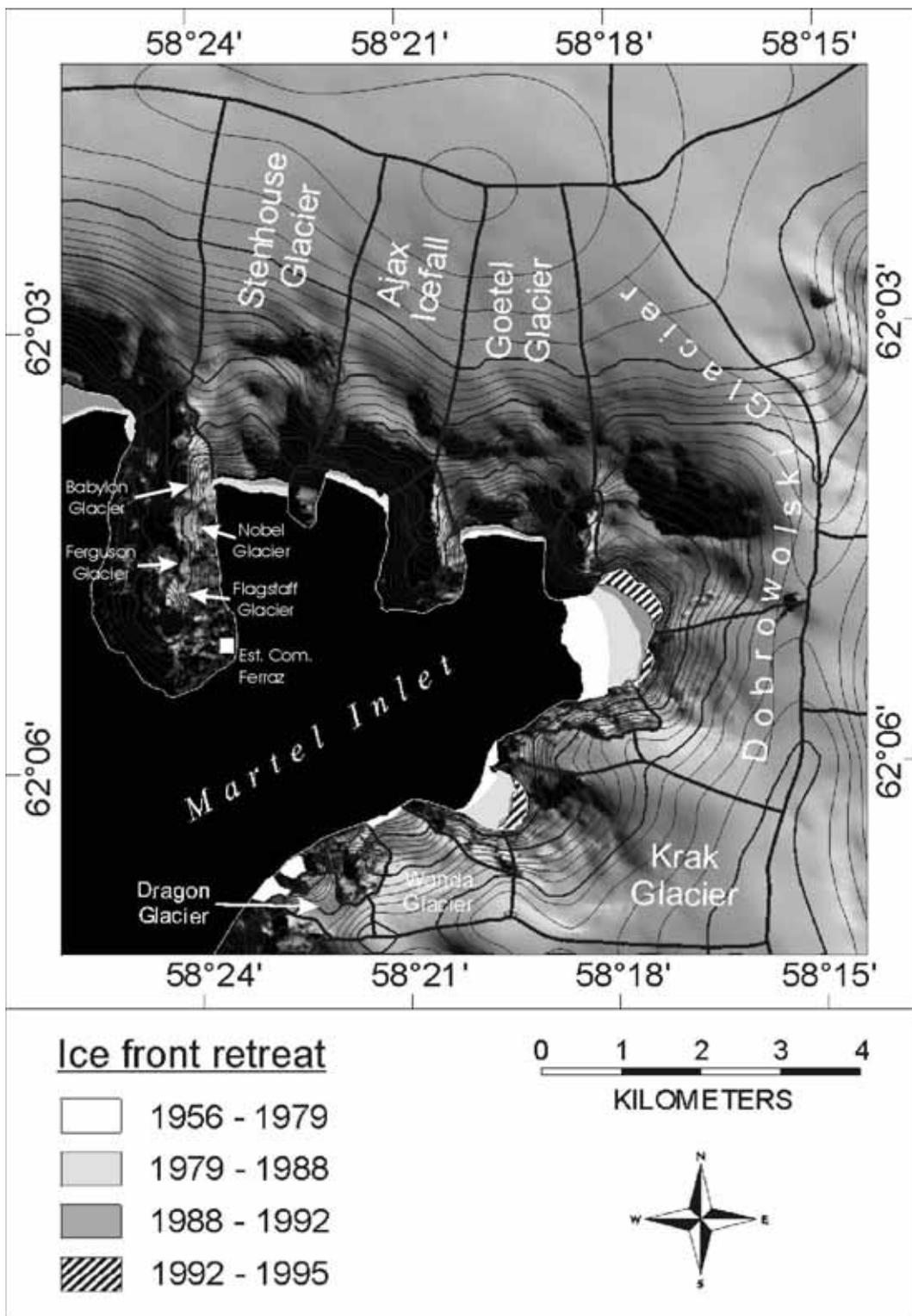


Abbildung A.4: Karte des Martel Inlets mit Ortsbezeichnungen und eingezeichneten Rückzugsgebieten von 1956–1995. Abbildung von M. Braun zur Verfügung gestellt.

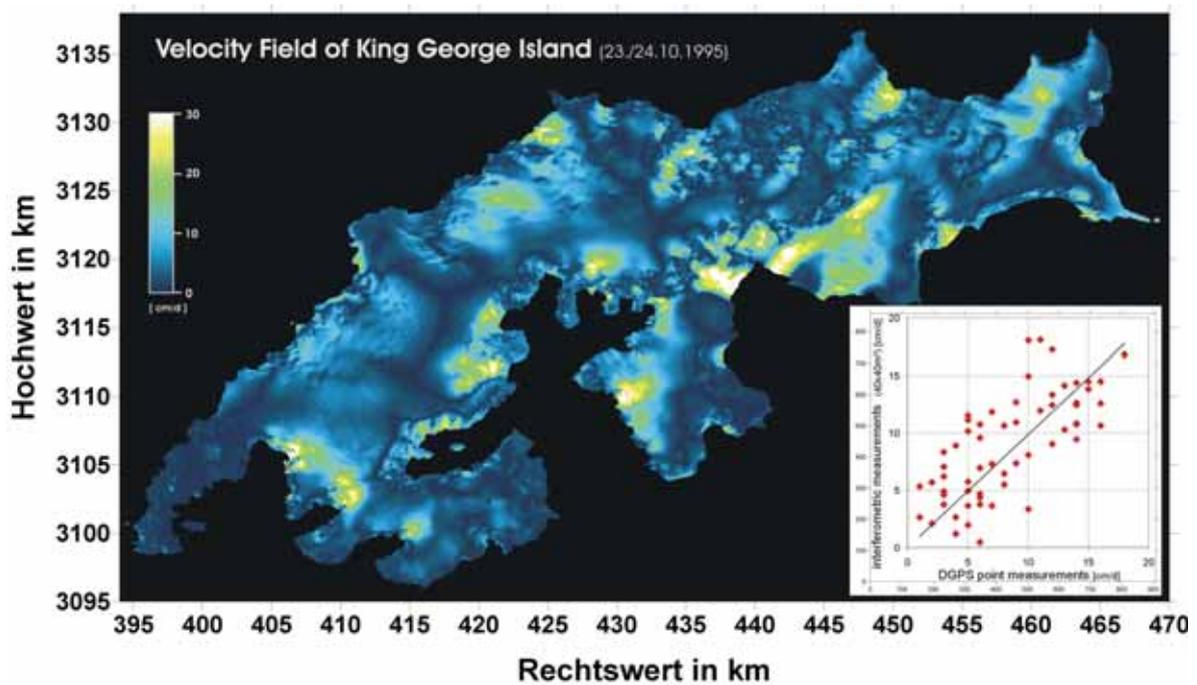


Abbildung A.5: Differentielles Radarinterferometrie-Geschwindigkeitsfeld (DInSAR) der Eiskappe von KGI. NO-SW Komponente der Eisfließgeschwindigkeiten aus Interferometrie-Daten einer absteigenden Satellitenbahn. Der Umrechnungsfaktor der Interferometrie-Geschwindigkeitswerte in m a^{-1} beträgt 3.65. In dem Streudiagramm sind die Geschwindigkeitsbeträge der in-situ Messungen aus 2004/05 gegenüber den Interferometrie-Geschwindigkeitswerten dargestellt (Abbildung aus (Moll und Braun, 2007)).

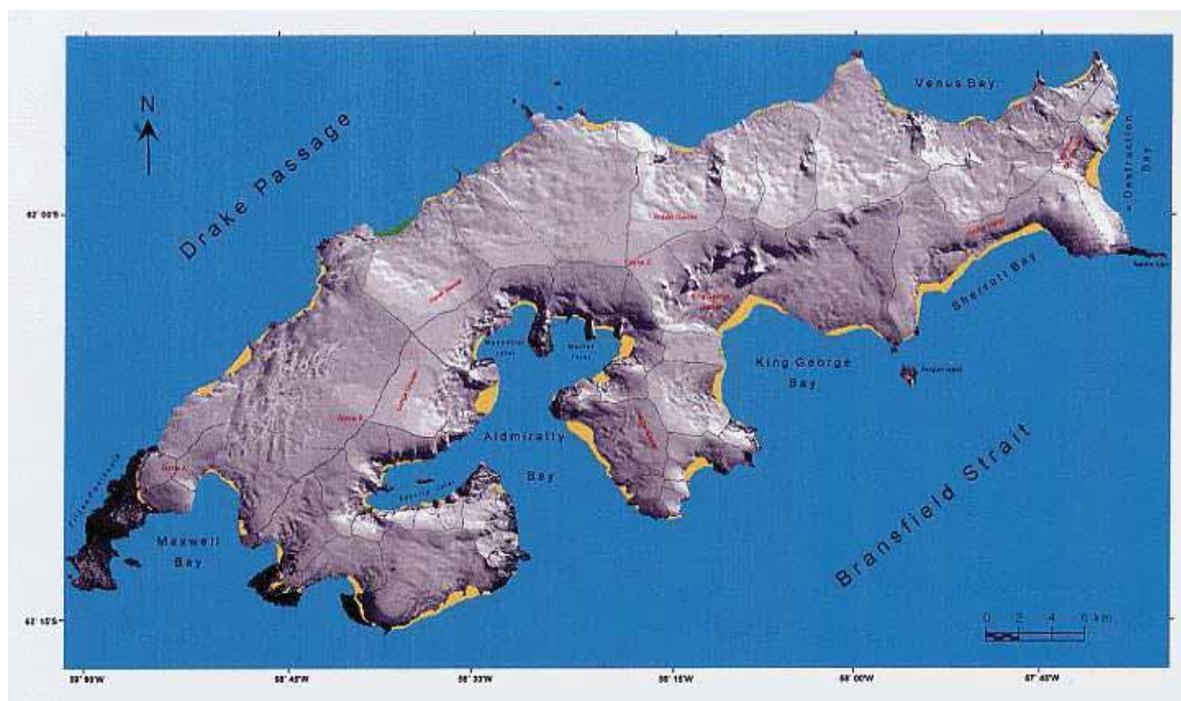


Abbildung A.6: Gletscherrückzugsgebiete von 1956–1995. Die gelben Gebiete zeigen einen Rückzug an, grün zeigt einen Vorstoß. Abbildung entnommen Simões et al. (1999).

Anhang B

Tabellen

Tabelle B.1: Überblick der Feldkampagnen auf King George Island der Universität Münster in Kooperation mit der Universität Bonn. Die Abkürzungen der Messmethoden GPR, DGPS, V und MB stehen für *Ground Penetrating Radar*, differentielles GPS, Eisoberseitengeschwindigkeit bzw. Massenbilanz. Die Ortsabkürzungen AE, ZT und BD stehen für Arctowski Eisfeld, Zentralteil bzw. Bellingshausen Dome. Zur Lokalisation der Orte siehe Abbildung 2.1.

Expedition	Messmethode	Ort
1995/96	MB	BD
1997/98	GPR, DGPS	AE, BD
1999/00	DGPS, V, MB	AE, BD
2004/05	DGPS, V	AE, BD
2006/07	GPR, DGPS, V	ZT, BD
2007/08	GPR, DGPS, V, MB	AE, ZT, BD
2008/09	GPR, DGPS, V, MB	AE, ZT, BD

In Kooperation/Unterstützung mit brasilianischen, chilenischen, russischen und uruguayischen Partnern

Tabelle B.2: Überblick der statischen DGPS-Messungen zur Geschwindigkeitsbestimmung.

Exp.	Festpunkte		Zeitintervall	
	short-term	long-term	short-term	long-term
1997/98	11	-	26 d	-
1999/00	17	-	10 d	-
2004/05	62	-	27 d	-
2006/07	29	-	19 d	-
2007/08	-	29	-	352 d
2008/09	24	11	27 d	739 d

Tabelle B.3: Gemessene Akkumulationsraten auf dem Arctowski Eisfeld (AE) und dem Zentralteil (ZT).

Lokation	Höhe (m a.s.l.)	Hochwert (m)	Rechtswert (m)	Rate 2007/08 mm w.e. a ⁻¹	Rate 2008/09 mm w.e. a ⁻¹
AE	390	407960	3109903	3680	3184
AE	417	411115	3113378	4120	1639
AE	488	413435	3114183	3756	1854
AE	489	409943	3109065	3735	1574
AE	552	417684	3112117	3976	–
AE	568	417365	3112975	4839	2244
AE	612	416487	3117112	4634	2611
AE	622	412993	3110072	3994	–
AE	631	417211	3110483	4388	2133
AE	639	416510	3111509	5047	2590
ZT	428	430003	3128004	3891	–
ZT	434	427999	3126000	3942	–
ZT	454	425994	3124006	3361	–
ZT	515	427999	3123998	4178	–
ZT	520	429999	3126000	4321	–
ZT	538	431995	3128000	3639	–
ZT	561	432004	3125997	4180	–
ZT	593	433998	3123996	4950	–
ZT	594	429995	3124006	4157	–
ZT	627	435005	3122994	4574	–
ZT	652	431004	3120006	4288	–
ZT	658	433002	3122994	4911	–
ZT	691	433005	3120000	4279	–

Abbildungsverzeichnis

2.1	King George Island im Überblick	8
2.2	Geologische Karte von King George Island	10
2.3	Jahresmitteltemperatur und Monatstemperaturen	11
2.4	Schematische Darstellung von polythermalen Gletschern	24
2.5	Sedimenteintrag auf King George Island in das marine Ökosystem	28
3.1	Lokationen der Messpunkte zur Bestimmung der Eisoberseitengeschwindigkeiten mit statischem DGPS	37
3.2	Lage der kinematischen DGPS-Profile und GPR-Profile	38
3.3	Kreuzungspunktanalyse der kinematischen DGPS-Messungen	42
3.4	Prinzip des GPR-Verfahrens	46
3.5	Das BGR-P30-System am FACH Black Hawk Transporthubschrauber	49
3.6	Antennenaufbau des BGR-P30-Systems	50
3.7	Aufbau der Registrierapparatur des BGR-P30-Systems in der Helikopterkabine	50
3.8	CMP-Analyse	54
3.9	GPR-Messungen zur Balisenortung	56
3.10	Räumliche Anordnung der Datensätze auf KGI zur Topographieerstellung	58
4.1	DGM der Eisoberseitentopographie	60
4.2	Karte der Verteilung von Eismächtigkeiten	62
4.3	DGM der Felsbetttopographie	63
4.4	Überblick der Geometrie und Eisoberseitengeschwindigkeiten am Bellingshausen Dome	64
4.5	BGR-P30-Sektion zeigt Täler im subglazialen Relief	66
4.6	BGR-P30-Sektion zeigt das Verschwinden der Wassertafel	67
4.7	BGR-P30-Sektion zeigt den Bellingshausen Dome	68
4.8	Vergleich von <i>short-term</i> Geschwindigkeiten	69
4.9	Vergleich der <i>long-term</i> versus <i>short-term</i> Geschwindigkeiten	70
4.10	Gemessene Eisoberseitengeschwindigkeiten auf der Eiskappe von King George Island	71
4.11	Gletscherrückzug auf KGI seit 1956	73
4.12	Rückzug von Gezeitengletschern auf KGI durch Verbindungsverlust zu Ankerpunkten	74
4.13	Rückzug des Fourcade Gletschers seit 1956	75
4.14	Gemessene Akkumulationsraten aufgetragen gegen die Höhe	76
4.15	Berechnete Höhenänderungen am Bellingshausen Dome	77
4.16	Berechnete Evolution des Eisvolumens, der Eisausdehnung und der maximalen Eisdicke des Bellingshausen Dome	78
4.17	Graphisch dargestellte Eisevolution des Bellingshausen Dome	79

6.1	Fließparameter A nach Paterson (1994) und Hooke (1981)	94
7.1	Basale Topographie für Experiment A	103
7.2	Komponenten des Fließgeschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite für Experiment A	104
7.3	Betrag des Geschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite in Experiment A	105
7.4	Maximale Geschwindigkeit u_{\max} und Differenz $v_{\max} - v_{\min}$ aufgetragen gegen die Kantenlänge L	105
7.5	Basaler Gleitparameter β^2 für Experiment C	107
7.6	Komponenten des Fließgeschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite für Experiment C	108
7.7	Betrag des Geschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite in Experiment C	109
7.8	Geometrie in Experiment E	110
7.9	Geschwindigkeitsfeld in Experiment E	111
7.10	Horizontale Oberflächengeschwindigkeit und basale Scherspannung in Experiment E	112
7.11	Geometrie in Experiment F	113
7.12	Horizontale Oberflächengeschwindigkeit und basale Scherspannung in Experiment E	114
7.13	Analytische Lösung der Temperatur im Temperaturtest	117
7.14	Komponenten der analytischen Geschwindigkeitsfelder im Temperaturtest	117
7.15	Analytische Felder der Deformationswärme im Temperaturtest	117
7.16	Simulierte Temperatur im Temperaturtest	118
7.17	Differenz des simulierten Temperaturfeldes zum analytischen Temperaturfeld im Temperaturtest	119
7.18	Geometrie im Wassergehaltstest	119
7.19	Simulationsergebnisse für Wassergehaltstest	121
7.20	Differenz der simulierten Temperatur bzw. Wassergehalt zur analytischen Temperatur bzw. Wassergehalt im Wassergehaltstest	121
8.1	Ablaufplan der numerischen Simulationen	124
8.2	Eingabe und Validierungsparameter der Modellgebiete	127
8.3	Simulationen mit verschiedenen Parametrisierungen des Fließparameters A	130
8.4	Überblick der verschiedenen präsentierten Szenarien für die Initialisierungsstudien	131
8.5	Streudiagramm der in-situ gegenüber der simulierten Eisoberseitengeschwindigkeiten für Szenario 1 und Szenario 2	132
8.6	Verteilung der RMS-Fehler von v für Simulationen mit vorgegebenen CTS-Niveaus und hypsomtrischen Temperaturgradienten	134
8.7	Geschwindigkeitsanalyse für Szenario 3	135
8.8	Betrag des simulierten Geschwindigkeitsfeldes an der Oberfläche für Szenario 3	136
8.9	Geschwindigkeitsanalyse für Szenario 4	138
8.10	Idealisierter Verlauf der basalen Gleitgeschwindigkeit und Gewichtung des basalen Gleitens unterhalb des Druckschmelzpunktes	141
8.11	Der Gütewert $\min(J(\nu))$ aufgetragen gegen den <i>tuning</i> -Parameter ν	143
8.12	Verteilung der RMS-Fehler von v und ϕ im <i>tuning</i> -Parameterraum für das Gleitgesetz vom Typ 3	144

8.13	Verteilung des Gütewertes J im <i>tuning</i> -Parameterraum für das Gleitgesetz vom Typ3 und $\nu = 4$	145
8.14	Geschwindigkeitsanalyse des <i>tuning</i> -Szenarios	146
8.15	Simuliertes Geschwindigkeitsfeld an der Eisoberseite des <i>tuning</i> -Szenarios	147
8.16	Geschwindigkeitsanalyse des Validierungsszenarios	149
8.17	Betrag des simulierten Geschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite des Validierungsszenarios	150
8.18	Geschwindigkeitsanalyse der Simulation unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter	154
8.19	Betrag des simulierten Geschwindigkeitsfeldes an der Eisoberseite auf der Haupteiskappe unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter	155
8.20	Betrag des simulierten basalen Geschwindigkeitsfeldes auf der Haupteiskappe unter Berücksichtigung räumlich variabler Parameter	156
8.21	Fließlinien des simulierten Geschwindigkeitsfeldes	157
8.22	Betrag des simulierten Geschwindigkeitsfeldes entlang eines Schnittes einer Fließlinie	158
8.23	Simuliertes basales Temperaturfeld auf der Haupteiskappe	159
8.24	Simuliertes Temperaturfeld entlang eines Schnittes einer Fließlinie	160
8.25	Relative Dicke der temperierten Schicht	161
A.1	Karte der Südshetland Inseln	193
A.2	Karte von King George Island	194
A.3	Karte der Admiralty Bay	195
A.4	Karte des Martel Inlets	196
A.5	Differentielles Radarinterferometriedar-Geschwindigkeitsfeld (DInSAR) der Eiskappe von KGI.	197
A.6	Gletscherrückzugsgebiete von 1956–1995 nach Simões et al. (1999)	198

Tabellenverzeichnis

2.1	Zusammenstellung der bisherigen angegebenen Akkumulations- und Ablationsraten für KGI	15
2.2	Zusammenstellung der ELA-Angaben für den Bellingshausen Dome	18
3.1	Überblick der genutzten DGPS-Empfänger	35
3.2	Dielektrische Kenngrößen verschiedener Stoffe	47
3.3	Ergänzende Datensätze zur Topographieerstellung	57
4.1	Datenbasis der genutzten Satellitenbilder und Karten für die Analyse des Gletscherrückzugs	72
7.1	Eigenschaften der verwendeten Modellgitter	100
7.2	Konstanten der ISMIP-HOM Vergleichsstudie	102
7.3	Vergleich der Ergebnisse für die Experimente A und C der ISMIP-HOM Vergleichsstudie	106
7.4	Vergleich der Ergebnisse für Experiment E der ISMIP-HOM Vergleichsstudie	112
7.5	Vergleich der Ergebnisse für Experiment F der ISMIP-HOM Vergleichsstudie	115
7.6	Konstanten im Temperaturtest	116
7.7	Konstanten im Wassergehaltstest	120
8.1	Zusammenstellung der verwendeten physikalischen Größen im <i>full-Stokes</i> -Fließmodell	128
8.2	Parameterraum für die Initialisierungsstudien	133
8.3	Parameterkombinationen im Fließgesetz von verschiedenen Autoren	140
8.4	<i>Tuning</i> -Parameterraum	142
9.1	Vergleich der Geschwindigkeitsanalyse von verschiedenen Arbeiten.	164
B.1	Überblick der Feldkampagnen auf King George Island	199
B.2	Überblick der statischen DGPS-Messungen zur Geschwindigkeitsbestimmung.	200
B.3	Gemessene Akkumulationsraten auf dem Arctowski Eisfeld und dem Zentralteil	201

Danksagung

Diese Dissertation wurde durch Herrn Dr. Norbert Blindow angeregt und ermöglicht, deswegen möchte ich bei Ihm an erster Stelle für die Unterstützung zu dieser Arbeit sowie der Ermöglichung zur Teilnahme an diversen Feldexpeditionen danken.

Herrn Prof. Dr. Manfred A. Lange möchte ich für die Übernahme des Erstgutachtens danken sowie für die Übertragung des Themas. Des Weiteren möchte ich Herrn Prof. Dr. Ulrich Hansen für die Übernahme des Zweitgutachtens danken.

Ganz besonders möchte ich mich bei Prof. Dr. Angelika Humbert für die Diskussionen und immer wieder aufbauende Motivation danken.

Für die intensiven und stets erfolgreichen Feldexpeditionen nach King George Island möchte ich mich bei Prof. Dr. Matthias Braun und Sonja Suckro bedanken. Die anschließenden Diskussionen und Bereitstellung von Daten unterstützen diese Arbeit maßgeblich.

Für weitere Feldaufenthalte auf King George Island und freundliche Atmosphäre danke ich Albert Moll, Thomas Kleiner, Jennifer Sobiech, Francisco Fernandoy und Dr. Hanno Meyer. Mein besonderer Dank während der Expedition 2008/09 gilt Commandante Carlos Madina (FACH) ohne dessen Unterstützung eine erfolgreiche Durchführung der fluggestützten Messungen undenkbar gewesen wäre.

Danken möchte ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Förderung der Arbeit sowie dem Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI), dem Instituto Antártico Chileno (INACH) und dem Instituto Antártico Uruguayo (IAU) für ihre hervorragende logistische Unterstützung.

Dr. Thomas Kleiner danke ich für die immerwährende Diskussionsbereitschaft und sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit sowie für die stets nette Atmosphäre im Büro.

Für eine Durchführung von "Probeflügen" des BGR-P30-Systems über Gletschern in Chile möchte ich Gino Cassasa (CECS) danken sowie für diverse Probeflüge in den Schweizer Alpen Prof. Dr. Martin Funk und Dr. Andreas Bauder (VAW).

Prof. Dr. Ralf Greve sei für Diskussionen bei der numerischen Behandlung von polythermalen Gletschern gedankt.

Bedanken möchte ich mich auch bei Bernd Bömer, Heinz Knese, Stefan Ueding und Tim Elbers für Erledigung der manchmal sehr kurzfristigen Aufträgen in unserer Elektronik- und Feinmechanikwerkstatt sowie bei Michael Schulz für die Wartung des COMSOL Rechners.

Ebenso bedanke ich mich beim gesamten Institut für die nette Atmosphäre und viele Kaffeetassen auf dem Flur.

Weiterhin danke ich Uli Schaper für das gründliche Rechtschreibkorrektur lesen dieser Arbeit sowie Gregor Rückamp zur Sichtung der 0ten Version.

Für eine stete Unterstützung und Motivation möchte ich mich bei meinen Freunden und Bekannten herzlich bedanken.

Ganz besonders bedanke ich mich bei meiner Freundin Viola für die Unterstützung insbesondere in der Schlussphase.

Schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern Sabine & Werner Rückamp ganz besonders bedanken. Ohne deren Unterstützung wäre eine Vollendung der Arbeit nicht möglich gewesen.

Hiermit erkläre ich gemäß § 8 Absatz 2 der Promotionsordnung des Fachbereiches Physik der Westfälischen Wilhelms-Universität vom 05.08.2004, dass ich die vorgelegte Dissertation eigenständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt hab, dass ich alle in Anspruch genommenen Quellen und Hilfsmittel in der Dissertation angegeben habe und die Dissertation nicht bereits anderweitig als Prüfungsarbeit vorgelegen hat.

Martin Rückamp

Münster, 6. Juni 2011