

**Untersuchungen zu gezeitenbedingten Höhenänderungen
des subglazialen *Lake Vostok*, Antarktika**

**Investigations of tidally induced height variations
of the subglacial *Lake Vostok*, Antarctica**

Anja Wendt

**Ber. Polarforsch. Meeresforsch. 511 (2005)
ISSN 1618 - 3193**

Anja Wendt
Institut für Planetare Geodäsie
Technische Universität Dresden
01062 Dresden
awendt@ipg.geo.tu-dresden.de

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich leicht geänderte Fassung einer Dissertation, die am 18.12.2003 an der Fakultät Forst-, Geo- und Hydrowissenschaften der Technischen Universität Dresden verteidigt wurde.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden veröffentlicht in:

Wendt, A., R. Dietrich, J. Wendt, M. Fritsche, V. Lukin, A. Yuskevich, A. Kokhanov, A. Senatorov, K. Shibuya, and K. Doi (2005). The response of the subglacial Lake Vostok, Antarctica, to tidal and atmospheric pressure forcing. *Geophysical Journal International* **161**(1), 41–49, doi: 10.1111/j.1365-246X.2005.02575.x.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	iii
Zusammenfassung, Summary	xi
Dank	xii
1 Einleitung	1
2 Die Antarktis	3
2.1 Bedeutung der Antarktis für das globale Klimasystem	3
2.2 Geographische Untergliederung	3
2.3 Satellitenbildmosaik	5
2.4 Topographie	6
2.5 Eisdicke, Felstopographie	7
2.6 Fließgeschwindigkeit des Eises	8
2.7 Subglaziale Seen	9
3 Lake Vostok – ein Überblick	11
3.1 Geographische Lage	11
3.2 Topographie	12
3.3 Eisdicke, Felstopographie, Wassertiefe	13
3.4 Fließgeschwindigkeit des Eises	16
3.5 Wasser-Eis-Wechselwirkung	18
3.6 Zirkulation im See	20
4 Die Gezeiten	22
4.1 Theorie der Gezeiten	22
4.1.1 Gezeitenbeschleunigung	22
4.1.2 Gezeitenpotential	22
4.1.3 Zeitliche und räumliche Variation des Gezeitenpotentials	23
4.1.4 Harmonische Darstellung des Gezeitenpotentials	25
4.1.5 Wirkung des Gezeitenpotentials	26
4.2 Ozeangezeiten	27

4.2.1	Reaktion der Ozeane auf das Gezeitenpotential	27
4.2.2	Interne Gezeiten	28
4.2.3	Modellierung der Ozeangezeiten	28
4.2.4	Ozeangezeiten im Bereich der Antarktis	29
4.2.5	Der Effekt des Inversen Barometers	30
4.3	Erdgezeiten	31
4.3.1	Die elastische Reaktion des Erdkörpers	31
4.3.2	Bestimmung von Gezeitenparametern	33
4.3.2.1	Phasenbeziehung bei Erd- und Ozeangezeiten	34
4.3.2.2	Trennbarkeit der Tiden	34
4.4	Auflastgezeiten	35
4.4.1	Der sekundäre Effekt der Ozeane	35
4.4.2	Auflastgezeiten in der Antarktis	36
4.5	Wasserstandsänderungen in Seen	36
4.5.1	Seegezeiten	36
4.5.2	Freie Oszillationen in Seen	37
4.6	Gezeitenbewegungen von Schelfeisen	38
5	Messverfahren zur Bestimmung von Schelfeisgezeiten	41
5.1	Globales Positionierungssystem GPS	41
5.1.1	Satellitenkonfiguration und Genauigkeit	41
5.1.2	Laufzeitverzögerungen in der Atmosphäre	42
5.1.3	Beobachtungen von Gezeitenbewegungen auf Schelfeisen mit GPS	43
5.2	SAR-Interferometrie	45
5.2.1	Aufnahmegeometrie	45
5.2.2	Einflussgrößen auf die interferometrische Phase	48
5.2.2.1	Topographie	48
5.2.2.2	Deformation der Oberfläche	49
5.2.2.3	Atmosphäre	51
5.2.3	InSAR zur Gezeitenbestimmung in der Antarktis	52
5.3	Gezeitengravimetrie	54
5.3.1	Instrumente	54
5.3.2	Einflussgrößen auf Gravimetermessungen	55

5.3.2.1	Gravitative Einflüsse	55
5.3.2.2	Nichtgravitative Einflüsse	57
5.3.2.3	Instrumentelle Effekte	58
5.3.3	Analyse der Daten	58
5.3.4	Interpretation von Amplitudenfaktor und Phasenverschiebung der Tiden . . .	59
5.3.5	Gezeitengravimetrie auf dem antarktischen Inlandeis	59
5.3.6	Gravimetrische Messungen auf Schelfeisen	61
6	Gezeiten im Lake Vostok	63
6.1	Modellbetrachtungen	63
6.1.1	Gleichgewichtszeiten im See	63
6.1.2	Abweichungen von den Gleichgewichtszeiten	65
6.1.3	Der Einfluss der Eisdecke	66
6.1.4	Der Effekt des Inversen Barometers	67
6.2	GPS-Beobachtungen	70
6.2.1	Horizontales Geschwindigkeitsfeld	70
6.2.2	Vertikale Deformation	71
6.2.2.1	Tageslösungen der Basislinie CNTR-EAST	71
6.2.2.2	Pseudokinematische Auswertung der Basislinie CNTR-EAST	74
6.3	InSAR-Ergebnisse	79
6.3.1	Interferometrische Bearbeitung der Daten	80
6.3.2	Interpretation der Interferogramme	81
6.3.2.1	Troposphärische Laufzeitverzögerung	81
6.3.2.2	Ionosphärische Einflüsse	83
6.3.2.3	Horizontale Verschiebung	83
6.3.2.4	Vertikale Verschiebung	84
6.3.3	Deformationsverhalten in der Aufsetzzone	86
6.3.4	Abschätzung des beteiligten Wasservolumens	89
6.3.5	Ursache der vertikalen Deformation der Seeoberfläche	89
6.4	Gravimetrische Erdgezeitenbeobachtungen	92
6.4.1	Motivation der damaligen Messungen	92
6.4.2	Errichtung des Beobachtungslabors und Messanordnung	92
6.4.3	Durchführung der Messungen	93
6.4.4	Ursprüngliche Auswertung	93
6.4.5	Gezeitenanalyse mit <i>ETERNA</i>	94
6.4.6	Einfluss von Luftdruckänderungen auf die Schweremessungen	98

7 Zusammenfassung und Ausblick	101
7.1 Synthese der Ergebnisse verschiedener Verfahren	101
7.2 Weitere Untersuchung von Höhenänderungen auf dem See	102
7.2.1 Satellitenmissionen	102
7.2.2 Bodengebundene Messungen	103
7.3 Konsequenzen für die komplexe Modellierung des Sees	104
Literaturverzeichnis	105

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Antarktis	4
2.2	Radarsat-Mosaik	5
2.3	Digitales Höhenmodell der Antarktis	6
2.4	Eisdicke des antarktischen Eisschildes	7
2.5	Felstopographie unter dem aufliegenden Eis der Antarktis	8
2.6	Gleichgewichtsgeschwindigkeiten in der Antarktis nach Rémy u.a. (2000)	9
2.7	Subglaziale Seen der Antarktis	10
3.1	<i>Lake Vostok</i> , aufgenommen vom kanadischen Satelliten Radarsat-1	11
3.2	Topographie um den <i>Lake Vostok</i>	12
3.3	Querprofil über den See	13
3.4	Eisdickenradar-Profil über den <i>Lake Vostok</i>	14
3.5	Schematischer Querschnitt durch <i>Lake Vostok</i>	15
3.6	Fließrichtung des Eises am <i>Lake Vostok</i>	17
4.1	Gezeiten im System Erde-Mond	22
4.2	Ortsabhängigkeit der Terme des Gezeitenpotentials	24
4.3	Ozeangezeiten im Südpolarmeer	30
4.4	Gezeitenpotential und Deformation der elastischen Erde	32
4.5	Frequenzabhängigkeit der Love-Zahl h	33
4.6	Schematisches Profil einer Aufsetzzone	39
4.7	Dämpfungsfaktor β	39
5.1	Azimet-Höhenwinkel-Diagramm der GPS-Satelliten für <i>Vostok</i>	41
5.2	InSAR-Aufnahmegeometrie	46
5.3	Aufsetzzone des Mertz-Gletschers, Ostantarktis	52
5.4	Prinzip eines Federgravimeters	54
5.5	Phasendiagramm zum Vergleich von theoretischen und gemessenen Tiden	59
6.1	Gleichgewichtszeiten unter Berücksichtigung der Massenerhaltung	63
6.2	Modellierte Gleichgewichtszeiten für die Station <i>Vostok</i>	64
6.3	Gleichgewichtszeiten im <i>Lake Vostok</i>	65

6.4	Inverser Barometer-Effekt unter Berücksichtigung der Massenerhaltung	67
6.5	Vergleich des in <i>Vostok</i> gemessenen Luftdrucks mit dem NCEP-Modell im Jahr 2001	68
6.6	Korrelation zwischen Luftdruck und Luftdruckdifferenz über dem See	68
6.7	Modellierter inverser Barometer-Effekt	69
6.8	Amplitudenspektrum des inversen Barometer-Effekts	69
6.9	GPS-Punkte der Saison 2001/2002	70
6.10	Lageänderung des Punktes CNTR gegenüber EAST	72
6.11	Höhenänderung des Punktes CNTR gegenüber EAST	72
6.12	Höhenänderung des Punktes CNTR gegenüber EAST + linearer Trend	73
6.13	Höhenänderung der Seeoberfläche aus GPS und Luftdruckdifferenz über dem See	74
6.14	Kurzperiodische Höhenänderung CNTR - EAST	74
6.15	Amplitudenspektren der pseudokinematischen Höhenänderungen	75
6.16	Korrelation der Tiden der einzelnen Analyse-Varianten	77
6.17	Gezeitenanalyse der kurzperiodischen Höhenänderung CNTR-EAST	77
6.18	SAR-Szenen der Untersuchung	79
6.19	Interferogramm 229	80
6.20	ERS-1/2-Tandem-Interferogramme des <i>Lake Vostok</i>	82
6.21	Vertikale Verschiebung aus den Interferogrammen über dem Süden des Sees	84
6.22	Korrektion der ionosphärischen Störungen in Interferogramm 258	85
6.23	Vertikale Verschiebung im Nordteil des Sees	86
6.24	Quer-Profile über den See	87
6.25	Anpassung der Deformationsfunktion eines einseitig eingespannten Stabes	87
6.26	Standardabweichung der Anpassung des Modells einer gekrümmten Aufsetzlinie	88
6.27	Volumenabschätzung der Deformation in Szene 229	89
6.28	Vergleich des NCEP-Wettermodells mit der automatischen Wetterstation 1996	89
6.29	Modellierter inverser Barometer-Effekt für die Zeitpunkte der SAR-Aufnahmen	90
6.30	Prädiktion der GPS-Gezeitenparameter für den Zeitraum der SAR-Aufnahmen	90
6.31	Übersicht über das Datenmaterial der Erdgezeitenregistrierung 1969	94
6.32	Phasendiagramme der vier Haupttiden	97
6.33	Regression zwischen Luftdruck und Schwere	99
6.34	Vergleich des in <i>Vostok</i> gemessenen Luftdrucks mit dem NCEP-Modell im Jahr 1969	99
7.1	Konzept für eine weiterführende GPS-basierte Untersuchung der Höhenänderungen der Seeoberfläche	103

Tabellenverzeichnis

3.1	Fließgeschwindigkeiten für die Station <i>Vostok</i> aus verschiedenen Quellen	16
4.1	Haupttiden des Gezeitenpotentials	26
5.1	Überblick über die Radar-Satelliten	45
5.2	Einflussgrößen auf eine stationäre Gravimetermessung	55
6.1	Amplituden und Phasen der Gleichgewichtsflut für <i>Vostok</i>	64
6.2	Fließgeschwindigkeiten für die GPS-Punkte der Saison 2001/2002	71
6.3	Varianten der Gezeitenanalyse der GPS-Daten	76
6.4	Gezeitenparameter der Gezeitenanalyse der GPS-Beobachtungen von CNTR	78
6.5	SAR-Szenen des <i>Lake Vostok</i>	79
6.6	Interferometrische Phase auf Grund der horizontalen Fließgeschwindigkeit	83
6.7	Vergleich der beobachteten und modellierten vertikalen Verschiebung in den Interferogrammen	91
6.8	Skalenwerte der Gravimeteraufzeichnungen	93
6.9	Harmonische Konstanten der Gezeitenregistrierung in <i>Vostok</i> 1969 (Schneider, 1971b; Schneider und Simon, 1974)	94
6.10	Varianten der Gezeitenanalyse der gravimetrischen Daten	95
6.11	Gezeitenparameter der Analyse der gravimetrischen Daten	96
6.12	Auflastgezeitenparameter des Ozeangezeitenmodells FES99	97

Zusammenfassung

Lake Vostok, der größte der über 70 subglazialen Seen in der Antarktis, ist derzeit einer der Forschungsschwerpunkte der geowissenschaftlichen Polarforschung. Der See erstreckt sich unter einer 4 000 m dicken Eisschicht auf über 250 km Länge mit einer Wassertiefe von bis zu 1 000 m. Ziel der hier vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses der Gezeiten auf den Wasserstand des Sees, die eine bisher nicht betrachtete Komponente in der Zirkulation im See darstellen.

Auf Grund seiner Ausdehnung ist das Gezeitenpotential an verschiedenen Punkten auf dem See nicht gleich, sondern weist differentielle Unterschiede auf. Unter der Annahme, dass sich die Seeoberfläche entlang einer Äquipotentialfläche ausrichtet, ergeben sich Gleichgewichtsgezeiten des Sees mit Amplituden von bis zu 4,6 mm für die größte ganztägige Tide K_1 und 1,8 mm für die größte halbtägige Tide M_2 .

Differenzen des Luftdruckes zwischen Nord- und Südteil des Sees rufen zusätzlich einen differentiellen inversen Barometer-Effekt hervor. Der inverse Barometer-Effekt besitzt im wesentlichen die spektralen Eigenschaften eines roten Rauschens. Die Variationen erreichen bis zu ± 20 mm.

Zum messtechnischen Nachweis derartiger Höhenänderungen an der Eisoberfläche über dem See wurden drei unterschiedliche Verfahren herangezogen. Differentielle GPS-Messungen zwischen einem Punkt auf aufliegendem Eis und einem zweiten in der südlichen Seemitte bestätigen die Modellvorstellungen und zeigen sowohl mit der Luftdruckdifferenz korrelierte Höhenänderungen als auch Höhenänderungen mit ganz- und halbtägigen Perioden.

Die SAR-Interferometrie als flächenhaft arbeitende Methode zur Bestimmung von Höhenänderungen lässt den räumlichen Verlauf der Deformation erkennen. Dabei zeigt sich, dass sich die Aufsetzzone auf dem etwa 50 km breiten See bis in die Seemitte erstreckt.

Erdgezeitenregistrierungen, die im Jahr 1969 in der Station *Vostok* durchgeführt wurden, zeigen zwar Auffälligkeiten wie etwa einen stark erhöhten Luftdruckregressionskoeffizienten und einen Phasenvorlauf der K_1 -Tide, diese können jedoch nicht eindeutig als Resultat von Höhenänderungen der Seeoberfläche identifiziert werden. Auf Grund der Lage der Station *Vostok* nahe dem Ufer des Sees ist die Deformation dort schon stark gedämpft. Die zu erwartenden Effekte liegen daher unterhalb der Auflösung der damaligen Messungen.

Damit sind die theoretischen Grundvorstellungen über die Reaktion des subglazialen Sees auf Gezeiten- und Luftdruckanregungen herausgearbeitet, sowie diese Effekte mit zwei unabhängigen und komplementären Messverfahren nachgewiesen.

Summary

Lake Vostok, the largest of more than 70 subglacial lakes in the Antarctic, is one of the prominent topics of recent geoscientific polar research. The lake extends beneath the 4,000 m thick ice sheet to a length of more than 250 km with a water depth of up to 1,000 m. This thesis aims to investigate the influence of tides on the lake level which has not been considered so far in the discussion of water circulation within the lake.

Due to the extent of the lake the tidal potential at different positions on its surface is not equal but exhibits a differential effect. Under the assumption of the lake level to be parallel to an equipotential surface the equilibrium tides of the lake yield amplitudes of up to 4.6 mm for the largest diurnal tidal constituent K_1 and 1.8 mm for the largest semi-diurnal wave M_2 .

In addition, differences in air pressure between the northern and the southern part of the lake result in a differential inverse barometric effect. This effect shows red noise characteristics with variations of up to ± 20 mm.

Three different types of measurements were used to verify corresponding height changes of the ice surface above the lake. Differential GPS measurements between one station on grounded ice and one in the southern centre of the lake confirm the concept and show height changes correlated to air pressure differences as well as changes with diurnal and semi-diurnal periods.

SAR interferometry as a spatial method to determine height changes reveals the areal extent of the deformation with a flexure zone extending to the centre of the about 50 km wide lake.

Gravimetric earth tide data recorded at Vostok Station in 1969 show peculiarities such as an increased regression with air pressure and a phase lead of the K_1 tide. However, these effects cannot be explicitly attributed to height changes of the lake surface. Due to the position of the station near the edge of the lake the effect is highly attenuated and below the noise level of these measurements.

This work introduces the concept of the response of the subglacial lake to the tidal potential and to air pressure forcings and presents evidence for the effect by two different techniques proving the validity of the model.

Dank

Mein herzlicher Dank gilt Prof. Reinhard Dietrich für die Möglichkeit der Promotion am Institut für Planetare Geodäsie, für die jederzeit konstruktive Betreuung während der Bearbeitung des Themas sowie die Begutachtung der Arbeit. Herrn Univ.-Prof. Wolfgang Niemeier sowie Herrn Univ.-Prof. Michael Soffel danke ich für die Übernahme der weiteren Gutachten.

Die Daten, auf denen diese Arbeit beruht, stammen aus einer Vielzahl verschiedener Quellen: Die ERS-Daten aus der Region wurden von Prof. Kazuo Shibuya, National Institute of Polar Research NIPR, Japan und der Europäischen Raumfahrtorganisation ESA, Projekt ERS-AO3.231 bereitgestellt. Die Original-Beobachtungsdaten der Erdzeitenmessungen von 1969 aus dem Archiv des Alfred-Wegener-Instituts, Außenstelle Potsdam stellte Dr. Diedrich Fritzsche zur Verfügung, wofür ich mich bedanken möchte. Die Feldarbeiten in *Vostok* der Saison 2001/2002 wurden im Rahmen der Russischen Antarktisexpedition RAE47 in Kooperation mit Aerogeodezija, St. Petersburg durchgeführt und durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft, Geschäftszeichen DI473/15-1 finanziert.

Außerdem möchte ich mich bei allen meinen Kollegen bedanken, die durch ein gutes Arbeitsklima und viele anregende Diskussionen zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Insbesondere seien Lutz Eberlein, der die Aufbereitung der Erdzeitenmessungen übernahm, und Mathias Fritsche erwähnt, der die Auswertung der GPS-Daten durchführte. Das Korrekturlesen der Arbeit übernahmen Martin Wiehl, Mathias Fritsche und Jens Wendt.

Ohne Letzteren, der einerseits zwei Südsommer in *Vostok* verbrachte, um vor Ort GPS-Messungen durchzuführen, und andererseits mich als mein Partner bzw. Ehemann immer unterstützt und ermutigt hat, wäre die Arbeit wohl nicht in dieser Form entstanden.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern und meinem Bruder für das Verständnis und die Freiheit bedanken, meinen eigenen Weg zu gehen.

1 Einleitung

Die Antarktis, der „weiße Kontinent“, viele Jahrhunderte lang ein weißer Fleck auf der Landkarte, stellt auch heute noch ein Areal für Entdecker dar. War man in der Vergangenheit auf wagemutigen Expeditionen für lange Zeit unterwegs, um die neuen Küsten zu kartieren, bietet heute die Fernerkundung ein geeignetes Mittel für Entdeckungen der modernen Art.

So wurde auch der *Lake Vostok* aus der Luft entdeckt. Im Jahre 1959 berichtete ein Pilot der Sowjetischen Antarktisexpedition von ovalen Senken, die an zugefrorene Seen erinnern (Robinson, 1960). Flugzeuggestützte Radar-Eisdickenmessungen im Jahr 1968 zeigten dann ausgedehnte, glatte Flächen an der Unterseite des Eisschildes, die die Radarsignale ungewöhnlich stark reflektierten (Robin u.a., 1970). Als Erklärung für diese Erscheinung kam nur Wasser unter dem Eis in Frage. Bei weiteren Eisdickenmessungen während der Saison 1974/75 fand man einen großen See etwa 150 km nördlich der sowjetischen Station *Vostok* (Robin u.a., 1977). Aber erst eine genaue Analyse der Altimetermessungen des europäischen Fernerkundungssatelliten ERS-1 offenbarte die wahre Dimension des Sees: Er erstreckt sich über 250 km und selbst die Station *Vostok* befindet sich über dem See (Kapitsa u.a., 1996).

Fast 40 Jahre lang, seit der Errichtung der Station am geomagnetischen Pol im Geophysikalischen Jahr 1957, blieb diese Tatsache unentdeckt. Für die Erforschung der subglazialen Seen, von denen bis heute über 70 bekannt sind (Siegert, 2000), ist die Lage der Station auf dem größten See jedoch ein Glücksfall. Nicht nur, dass die Station als logistische Basis für die Erkundung der Eisoberfläche über dem See dient; die Eiskernbohrung, die zur Rekonstruktion der Klimageschichte angelegt wurde, liefert sogar Proben aus dem See selbst. Die Bohrung wurde 1998 etwa 120 m über dem See gestoppt. In dem aus dem See angefrorenen Eis wurden Mikroorganismen gefunden (Priscu u.a., 1999; Karl u.a., 1999). Dieser Nachweis von Leben, das aus dem See stammen könnte, wirft verschiedene Fragen auf:

Zum einen stellt sich die Frage, wie der See überhaupt entstand. Es scheint schon paradox, dass an einem der kältesten und trockensten Orte der Welt Wasser unter dem Eis zu finden sein soll. Eine Hypothese geht davon aus, dass es sich bei dem See um Schmelzwasser des Eisschildes handelt, das sich in einer Senke sammelt (Oswald und Robin, 1973). Eine andere Hypothese besagt, dass der See schon vor der Vergletscherung der Antarktis existierte und durch die isolierende Wirkung des Eises nicht bis zum Grund zufror (Duxbury u.a., 2001).

Damit unmittelbar in Zusammenhang steht die Frage nach dem Alter des Sees. Ist er älter als der Eisschild, also über 30 Millionen Jahre alt? Doch selbst ein See aus Schmelzwasser könnte schon seit der Entstehung eines kontinentweiten Eisschildes existieren.

Ein zweiter wichtiger Fragenkomplex betrifft die Lebensbedingungen im See. Könnten Mikroorganismen, die entweder schon vor der Vereisung im See lebten oder aber auf Grund von Schmelzvorgängen durch das Eis in den See gelangten, dort überleben? Wie ist der Gehalt an Sauerstoff und Nährstoffen? Beides kann nur aus dem Untergrund oder durch das Eis in den See gelangen, wie also sind die Wechselwirkungen zwischen dem Wasser und der festen Erde bzw. dem Wasser und dem darüberliegenden Eis? Wie funktioniert eine mögliche Zirkulation im See?

Zur Klärung all dieser Fragen wurden bereits Modelle erstellt, mit denen der See so gut wie möglich beschrieben werden soll (Wüest und Carmack, 2000; Siegert u.a., 2001; Williams, 2001). Ein Aspekt, der in Zirkulationsmodellen des Sees bislang nicht berücksichtigt wurde, sind die Gezeiten. Diesem Thema widmet sich die vorliegende Arbeit.

Das nächste Kapitel vermittelt einen aktuellen Überblick zu ausgewählten Aspekten glaziologischer Forschungen in der Antarktis. Hierbei wird zunächst auf ihre Bedeutung im System Erde hingewiesen. Die Betrachtung der einzelnen Elemente wie Oberfläche, Eisschild und Felstopographie führt dabei fast unweigerlich auf die Thematik subglazialer Seen, deren Rolle für die in der Antarktis ablaufenden Prozesse kurz erläutert werden soll.

In Kapitel 3 ist der gegenwärtige Kenntnisstand über den größten dieser subglazialen Seen, *Lake Vostok*, zusammengefasst. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den geowissenschaftlichen und glaziologischen Erkenntnissen, die im Verlauf der letzten 30 Jahre und besonders intensiv während der letzten Dekade zusammengetragen wurden.

Das folgende Kapitel 4 ist der Gezeitenproblematik gewidmet. Nach der Bereitstellung der Grundlagen der Gezeitentheorie werden relevante Phänomene, wie Ozean-, Erd- und Auflastgezeiten, vorgestellt und deren Größenordnung in der Antarktis diskutiert. Zwei Abschnitte über Besonderheiten von Höhenänderungen in Seen und unter Schelfeisen ergänzen die theoretischen Ausführungen.

In Kapitel 5 werden verschiedene Verfahren zur Messung von Höhenänderungen erläutert und einzelne Beispiele für deren Anwendung in der Antarktis vorgestellt. Es werden ausgewählte Anwendungen vor allem zur Bestimmung von gezeitenbedingten Höhenänderungen der Schelfeise beschrieben, die als Analogon zu den Gezeiten im *Lake Vostok* dienen sollen.

Im sechsten Kapitel, dem Hauptteil dieser Arbeit, wird das Verhalten des subglazialen Sees *Lake Vostok* unter dem Einfluss von Gezeiten und Luftdruckschwankungen untersucht. Nach theoretischen Betrachtungen über die Gleichgewichtsflut und den inversen Barometer-Effekt werden die zur Verfügung stehenden Daten vorgestellt und ihre Eignung für die Untersuchung beider Effekte diskutiert. Anschließend wird die Analyse der Messdaten detailliert dargelegt und deren Resultate ausführlich interpretiert.

Schließlich werden in Kapitel 7 die einzelnen Erkenntnisse aus Kapitel 6 kombiniert und gewertet. Vorschläge zur weiteren Untersuchung der Gezeiten und Möglichkeiten zur Einbeziehung der Gezeiten in Zirkulationsmodelle bilden den Abschluss dieser Arbeit.

2 Aktuelle Aspekte der glaziologischen Forschung in der Antarktis

2.1 Bedeutung der Antarktis für das globale Klimasystem

Obwohl sich die Antarktis durch das Südpolarmeer abgeschieden von allen anderen Kontinenten am Südpol befindet, spielt sie im globalen Klimasystem eine wesentliche Rolle.

Diese Konstellation – ein Kontinent in polarer Lage durch einen zirkumpolaren Ozean von der Wärmezufuhr aus niederen Breiten abgeschnitten – gilt als Voraussetzung für die Entstehung einer Eiszeit (Huybrechts, 1992). Die geringere Wärmezufuhr führte zu einer Vereisung des Kontinents. Die Eisdecke wiederum strahlt fast die gesamte Wärmeenergie der Sonne, die auf ihre Oberfläche trifft, wieder ins Weltall zurück und sorgt so für die Kühlung der gesamten Erde.

Das Eis der Antarktis speichert über 70% des Süßwassers der Erde, welches damit dem unmittelbaren Wasserkreislauf für lange Zeit entzogen ist. Ein Abschmelzen des antarktischen Eises würde zu einem mittleren Meeresspiegelanstieg von 61 m führen (Houghton u.a., 2001).

Auf der anderen Seite reagiert die Antarktis trotz der isolierten Lage auf globale Veränderungen. So entstand das durch Treibhausgase hervorgerufene Ozonloch als erstes über der Antarktis, weit weg von den die Verschmutzung verursachenden Industriezentren. Auch die Auswirkungen der viel diskutierten Klimaerwärmung werden wohl zuerst in klimasensitiven Regionen sichtbar, zu denen die Antarktis unzweifelhaft zählt. Diese Tatsache kommt uns andererseits zu Gute, da die Antarktis ein Archiv vergangener globaler Klimaänderungen darstellt. Aus dem über 3 600 m langen Eiskern von *Vostok* etwa kann die Klimageschichte der letzten 420 000 Jahre rekonstruiert werden. Dieser Zeitraum umfasst vier komplette Wechsel von Warm- und Kaltzeiten (Petit u.a., 1997, 1999).

Um die Rolle der Antarktis in diesem komplexen System verstehen zu können, ist eine interdisziplinäre Forschung nötig, in der Glaziologie, Meteorologie und Klimatologie eng mit weiteren Nachbardisziplinen zusammenwirken.

Eine wichtige Größe, die den Zusammenhang zwischen der Antarktis und dem globalen Klima aufzeigt, ist die Massenbilanz und damit der Beitrag der Antarktis zum globalen Meeresspiegelanstieg. Die Frage, ob die Eismasse in der Antarktis gegenwärtig zu- oder abnimmt, kann noch nicht mit Sicherheit beantwortet werden. Die aktuellen Schätzungen liegen bei $-376 \pm 384 \cdot 10^{12} \text{ kg/a}$ (Houghton u.a., 2001).

Eine Methode, die Massenbilanz zu bestimmen, ist der Vergleich der Akkumulation auf dem aufliegenden Eis der Antarktis und dem Massenfluss über die Aufsetzlinie, der Grenze zwischen Inlandeis und den schwimmenden Schelfeisen. Dadurch stehen die Küstenregionen der Antarktis im Mittelpunkt der Forschung. Die Parameter, die den Massenausstoß bestimmen, werden jedoch auch kontinentweit untersucht. Dazu gehören neben morphologischen Eigenschaften wie Position der Aufsetzlinie, Eisoberflächen- und Felsuntergrundtopographie auch das dynamische Verhalten und die Eiseigenschaften Temperatur und Dichte.

2.2 Geographische Untergliederung

Das Eis der Antarktis wird gemeinhin in drei Komplexe unterteilt: in ost- und westantarktischen Eisschild sowie die Vergletscherung der Antarktischen Halbinsel (Abb. 2.1). Ost- und Westantarktis werden durch das Transantarktische Gebirge voneinander getrennt.

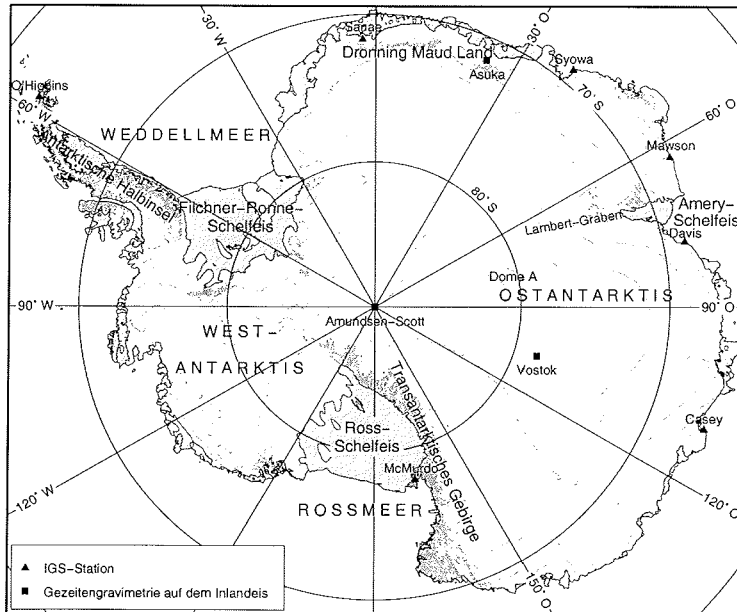


Abb. 2.1: Die Antarktis. Quelle: Antarctic Digital Database ADD 3.0 (ADD Consortium, 2000). Zusätzlich sind die permanenten GPS-Stationen des *International GPS Service* (Kap. 5.1) und jene Stationen auf dem Inlandeis eingezeichnet, in denen gravimetrische Erdzeiten aufgezeichnet wurden (Kap. 5.3.5, 6.4).

Die Ostantarktis stellt ein fast halbkreisförmiges Inlandeis dar. Einen größeren Einschnitt bildet der Lambert-Graben, in dem der gleichnamige größte Gletscher der Antarktis das einzige größere Schelfeis der Ostantarktis, das Amery-Schelfeis, nährt. Die größte Erhebung Dome Argus erreicht eine Höhe von über 4090 m. Das dickste Eis der Ostantarktis ist 4776 m dick, der Durchschnitt liegt bei 2100 m (Huybrechts, 1992). Obwohl der Felsuntergrund heute in einigen Gebieten unter dem Meeresspiegel liegt, würde die isostatische Ausgleichsbewegung nach einem Abschmelzen des Eises den Fels über Meeresspiegel anheben (Huybrechts, 1992). Deshalb wird die Ostantarktis als kontinentaler Eisschild bezeichnet.

Im Gegensatz dazu würde der Untergrund unter dem westantarktischen Eisschild auch bei völligem Abschmelzen nicht über den Meeresspiegel angehoben werden. Darin sehen viele Wissenschaftler den Grund für eine mögliche Instabilität des westantarktischen Eisschildes (Van der Veen und Oerlemans, 1987). Ein Ausdünnen des Eises könnte zu einem großräumigen Aufschwimmen und schließlich zum Verschwinden des Eisschildes führen. Der dadurch verursachte Meeresspiegelanstieg wird auf Grund des geringeren Eisvolumens im Vergleich zur Ostantarktis auf nur etwa 6 m geschätzt. Die Befürchtungen, dass ein Zusammenbruch des Eisschildes in den kommenden 100 Jahren eintreten könnte, haben sich durch neuere Modellierungen jedoch als unbegründet erwiesen (Houghton u.a., 2001).

Die Antarktische Halbinsel wiederum unterscheidet sich völlig von den vorgenannten Inlandeisen. Sie entspricht eher einer Gebirgsvergletscherung mit kleineren Eiskappen und Talgletschern, umfasst aber auch kleinere Schelfeise und vergletscherte Inseln.

Überhaupt spielen Schelfeise, diese auf dem Ozean schwimmenden Ausläufer des Inlandeises, eine bedeutende Rolle. Schelfeise und schwimmende Gletscherzungen bilden 57% der antarktischen Küste. Über die beiden größten, das Filchner-Ronne-Schelfeis und das Ross-Schelfeis, gelangt etwa die Hälfte des antarktischen Eisausstoßes ins Meer (Huybrechts, 1992).

Gleichzeitig sind die Schelfeise für die Stabilität besonders des westantarktischen Inlandeises wichtig, da sie eine rückwirkende Kraft ausüben und ein schnelleres Abfließen des Eises verhindern (Thomas, 1979).

2.3 Satellitenbildmosaik

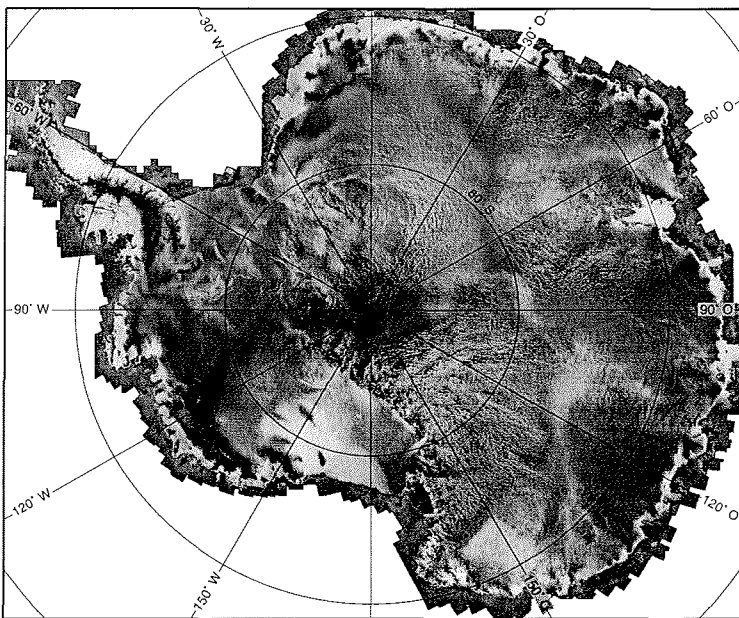


Abb. 2.2: Radarsat-Mosaik der Antarktis (Jezek und RAMP Product Team, 2002). Um die gesamte Antarktis aufnehmen zu können, wurde der Satellit während der *Radarsat Antarctic Mapping Mission* im Orbit gedreht. © CSA, 1997

Die Anwendung der Satellitentechnik hat in den letzten zehn Jahren die Möglichkeiten und die Vielfalt der Untersuchung der Antarktis stark erweitert. Dabei wird eine Vielzahl von verschiedenen Technologien genutzt. Es kommen sowohl optische als auch Mikrowellensensoren, passive wie aktive Verfahren zum Einsatz. Mikrowellensensoren erweisen sich für die Untersuchung der Antarktis gegenüber optischen auf Grund der Unabhängigkeit von Wetter und Sonnenlicht als vorteilhaft. In Abb. 2.2 ist das Radarsat-1-Mosaik der Antarktis (Jezek und RAMP Product Team, 2002) dargestellt, das erste hochauflösende und kontinentweite Satellitenbildmosaik der Antarktis. Die Anwendungsmöglichkeiten der Fernerkundung sind genauso breit gefächert, wie die Instrumente selbst. Einige für diese Arbeit relevante Verfahren und deren Ergebnisse seien im Folgenden dargestellt.

2.4 Topographie

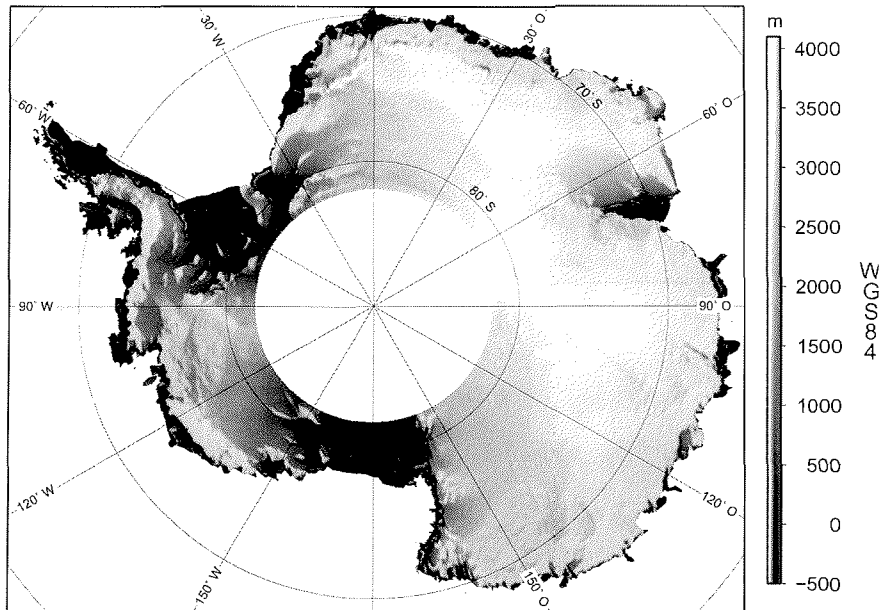


Abb. 2.3: Digitales Höhenmodell der Antarktis aus ERS-Radaraltimetrie (Rémy u.a., 1999). Das Polloch entsteht durch die Inklinierung des Satelliten von $98,5^\circ$, so dass keine Daten südlich von $81,5^\circ\text{S}$ aufgezeichnet werden können.

Während früher Expeditionen vor Ort die einzige Möglichkeit zur Kartierung der Antarktis waren, nehmen heute flugzeug- und vor allem satellitengestützte Messverfahren die führende Position ein. Dennoch sind die bodengebundenen Messungen weiterhin z. B. zur Kalibrierung und Validierung von Satellitendaten von großer Wichtigkeit.

Bei den Bodenmessungen haben sich in den letzten Jahren viele Technologien grundlegend gewandelt. Um beispielsweise Positionen (und Fließgeschwindigkeiten des Eises) im Inneren der Antarktis zu ermitteln, müssen natürliche oder künstliche Himmelskörper herangezogen werden, da keine koordinatenmäßig bekannten Bezugspunkte auf Fels vorhanden sind. Während dazu bis in die 1980er Jahre vorwiegend Sternenbeobachtungen durchgeführt wurden, ist eine moderne und sehr genaue Methode die Koordinatenbestimmung mittels des Globalen Positionierungssystems (GPS, siehe Kap. 5.1).

Eine sehr effektive Methode zur flächenhaften und großräumigen Erfassung der Topographie in der Antarktis stellt die Satellitenaltimetrie dar. Aufgrund der Inklinierung der Bahn von $98,5^\circ$ und der damit verbundenen Überdeckung der Antarktis bis etwa zum $82.$ Breitengrad sind die mit Radaraltimetern ausgestatteten Europäischen Fernerkundungssatelliten ERS-1, ERS-2 und Envisat am besten zur Ableitung von digitalen Höhenmodellen (DHM) vor allem im Inneren des Kontinents geeignet. Speziell die Geodätische Phase von ERS-1 von April 1994 bis März 1995 diente als Grundlage für verschiedene digitale Höhenmodelle (Bamber und Bindshadler, 1997; Rémy u.a., 1999). Der Satellit flog dabei auf einer Wiederholungsbahn von 168 Tagen, die bei einer geographischen Breite von 70° einen Abstand der Subsatellitenspuren von $1,5\text{ km}$ ergibt. Abb. 2.3 zeigt das aus diesen Daten entstandene DHM von Rémy u.a. (1999). Eine Einschränkung der Satellitenaltimetrie

besteht allerdings in der begrenzten Anwendung in steilem Gelände. Für die Küstenregionen ist die Altimetrie damit nur bedingt nutzbar, so dass andere Informationsquellen hinzugezogen werden müssen. Für die *Radarsat Antarctic Mapping Mission* beispielsweise wurde ein DHM entwickelt, das neben der Altimetrie Höheninformationen der ADD (Abb. 2.1) sowie anderer Quellen zusammenführt (Liu u.a., 1999) und im Internet frei verfügbar ist¹.

Eine aktuelle Entwicklung ist der mit dem Laserinstrument GLAS ausgerüstete ICESat (Zwally u.a., 2002), der am 12.01.2003 startete. Diese Mission ist speziell für die Erkundung der Polargebiete konzipiert. Für die altimetrischen Messungen wird nicht wie bisher ein Mikrowellensensor verwendet, sondern ein Laser. Dadurch gelingt es insbesondere, den Ausleuchtbereich am Boden von bislang mehreren km auf ca. 90 m zu reduzieren. Dies ermöglicht die Auflösung kleinerer topographischer Elemente und die Überdeckung steilerer Küstenregionen.

2.5 Eisdicke, Felstopographie

Die am häufigsten angewendete Methode zur Bestimmung der Eisdicke stellen Eisdickenradarmessungen (engl. *radio echo sounding*, RES) dar.

Die Radarmessungen werden mit VHF-Wellen (*very high frequency*) mit Frequenzen zwischen 60 und 300 MHz durchgeführt. Dabei wird ein Impuls ausgesendet, der mit einer Wellenlänge von $\lambda=1 \dots 5$ m in das Eis eindringt. An jeder Grenze zwischen Schichten unterschiedlicher elektrischer Eigenschaften wird ein Teil der Energie reflektiert. Das Signal, das an der Antenne aufgezeichnet wird, setzt sich aus allen diesen Reflexionen zusammen. Aus der Laufzeit kann mittels der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in Eis (~ 168 m/ μ s) auf die Tiefe der jeweils reflektierenden Schicht geschlossen werden (Dowdeswell und Siegert, 1999). Neben der Bestimmung der Eisdicke lässt sich damit auch die interne Struktur des Eises untersuchen.

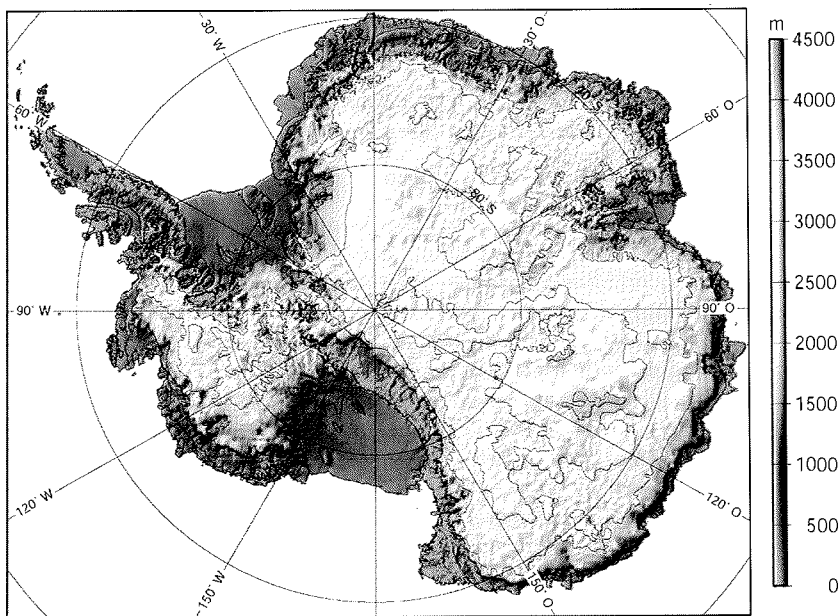


Abb. 2.4: Eisdicke des antarktischen Eisschildes. Quelle: BEDMAP (Lythe u.a., 2001).

¹<http://nsidc.org/data/dems/datasets.html>

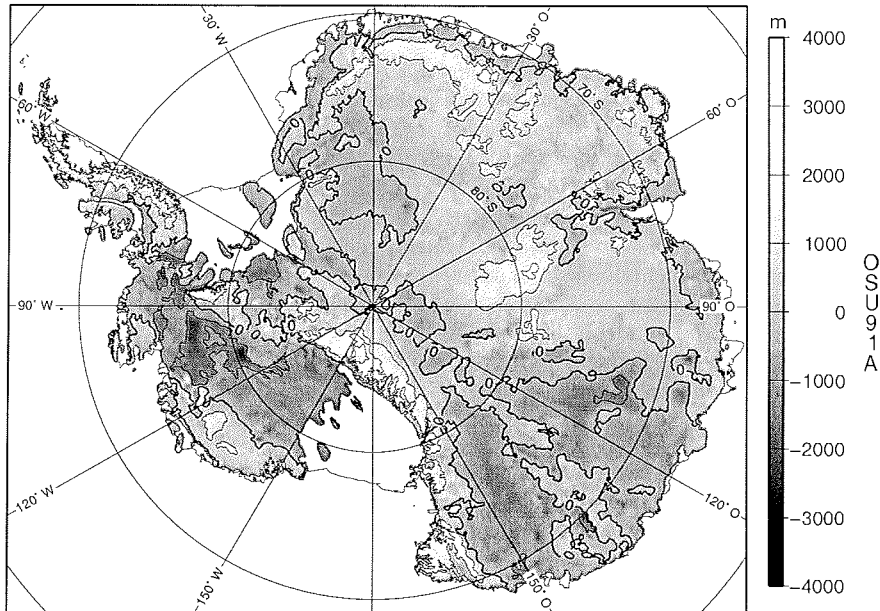


Abb. 2.5: Felstopographie unter dem aufliegenden Eis der Antarktis. Quelle: BEDMAP (Lythe u.a., 2001).

Eine Überdeckung größerer Gebiete kann durch flugzeuggestützte Untersuchungen erreicht werden. Bezogen auf die gesamte Antarktis ist die Überdeckung trotzdem noch lückenhaft. Im Rahmen des BEDMAP-Projekts (Lythe u.a., 2001) wurden alle verfügbaren Eisdickendaten aus Radarmessungen sowie seismischen und gravimetrischen Untersuchungen zu einer kontinentweiten Datenbank der Eisdicke (Abb. 2.4) und Felsuntergrundtopographie (Abb. 2.5) zusammengestellt.

2.6 Fließgeschwindigkeit des Eises

Der Bestimmung der Fließgeschwindigkeit des Eises kommt eine entscheidende Bedeutung zu, da diese eine der Eingangsparameter zur Berechnung der Massenbilanz ist. Die Berechnung der Geschwindigkeit aus der wiederholten Koordinatenbestimmung beispielsweise mit GPS kann immer nur für diskrete Punkte realisiert werden. Mit Hilfe von Bildkorrelationsverfahren lassen sich aus wiederholten Luft- oder Satellitenbildern flächenhaft Geschwindigkeiten ableiten. Dazu können sowohl optische als auch Radaraufnahmen benutzt werden.

Ein weiteres hochauflösendes Verfahren stellt die SAR-Interferometrie (*synthetic aperture radar*, siehe Kap. 5.2) dar. Während etwa für Topographie und Eisdicke kontinentweite Daten vorliegen (wenn auch für die Eisdicke stark interpoliert), ist man bei der Eisgeschwindigkeit von der kontinentalen Überdeckung mit Messungen weit entfernt. Vorhandene Daten konzentrieren sich größtenteils auf die glaziologisch interessanten Küstenregionen (NSIDC, 2001).

Aus der Eisdicke und der Akkumulation kann jedoch die Geschwindigkeit modelliert werden, die sich für eine Eismasse im Gleichgewicht ergeben würde. Beruhend auf der Zustandsgleichung einer Eismasse im Gleichgewicht, lässt sich die Gleichgewichtsgeschwindigkeit U jedes beliebigen Punktes aus der Eisdicke H , der Entfernung X von der Eisscheide und der Akkumulation b entlang dieses Weges bestimmen (Van der Veen, 1999)

$$U(X) = \frac{1}{H(X)} \int_X b dx \quad . \quad (2.1)$$

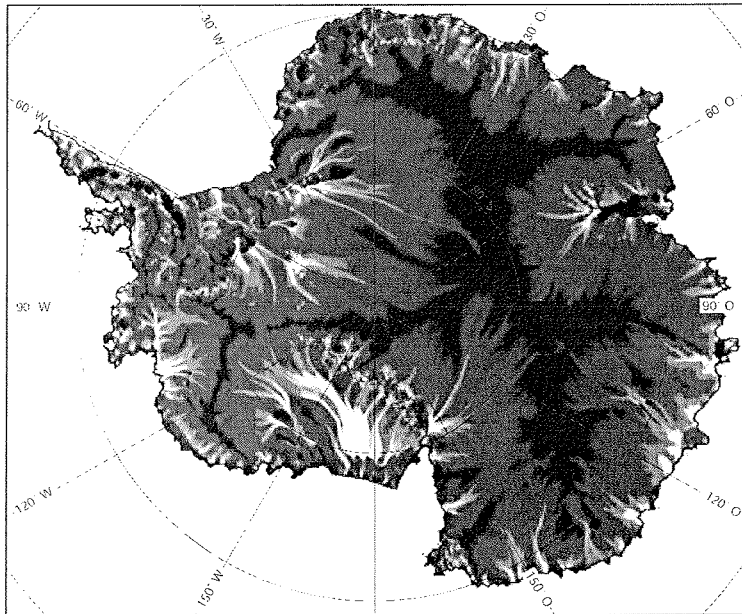


Abb. 2.6: Gleichgewichtsgeschwindigkeiten in der Antarktis nach Rémy u.a. (2000). Die Fließgeschwindigkeit nimmt mit zunehmender Helligkeit zu, wodurch sich die aktiven Eisströme, die weit ins Innere hineinreichen, deutlich abzeichnen.

Aus dem Vergleich dieser Modellgeschwindigkeiten (Abb. 2.6) mit gemessenen kann festgestellt werden, ob sich gegenwärtig Akkumulation und Eisausstoß im Gleichgewicht befinden.

2.7 Subglaziale Seen

Anhand vieler der aufgeführten Merkmale lassen sich die subglazialen Seen erkennen. Mit Hilfe von Eisdickenradarmessungen und Altimetrie wurden bislang über 70 dieser Seen entdeckt (Siegert, 2000). Die Seen zeigen in gewisser Weise Parallelen zu den Schelfeisen, sowohl in der Topographie als auch im Fließverhalten des Eises, sie werfen jedoch auch neue Fragen auf.

Die erste Frage ist die nach der Entstehung von größeren Mengen flüssigen Wassers unter dem kilometerdicken Eis. Aber gerade in der Dicke liegt auch eine mögliche Ursache. Ab einer Eisdicke von etwa 3000 m sagen Eisschildmodelle eine Temperatur der basalen Schichten um den Druckschmelzpunkt voraus (Huybrechts, 1992). Dafür spricht, dass sich die meisten der subglazialen Seen in der Nähe der Eisscheiden unter dem dicksten Eis befinden (Dowdeswell und Siegert, 2002). Wird das Schmelzwasser durch die subglaziale Topographie am Abfließen gehindert, sammelt es sich und bildet einen See. Nach Oswald und Robin (1973) muss dazu die Untergrundneigung mindestens dem 10fachen der Oberflächenneigung entsprechen und in die entgegengesetzte Richtung orientiert sein. Eine alternative Hypothese geht davon aus, dass der größte der Seen, *Lake Vostok*, schon vor der Vereisung Antarktiskas existierte. Bei der Überschiebung des Eischildes über einen zugefrorenen See reicht nach Modellrechnungen eine Tiefe von 53 m aus, um ein vollständiges Durchfrieren zu verhindern (Duxbury u.a., 2001).

Eine weitere Entdeckung verdeutlicht die Rolle der subglazialen Seen auch für den Massenhaushalt der Antarktis. Einige der Seen befinden sich am Beginn von Eisströmen (Siegert und Bamber, 2000). Sie könnten damit eine wichtige Rolle bei der Entstehung dieser sogenannten *enhanced flow*

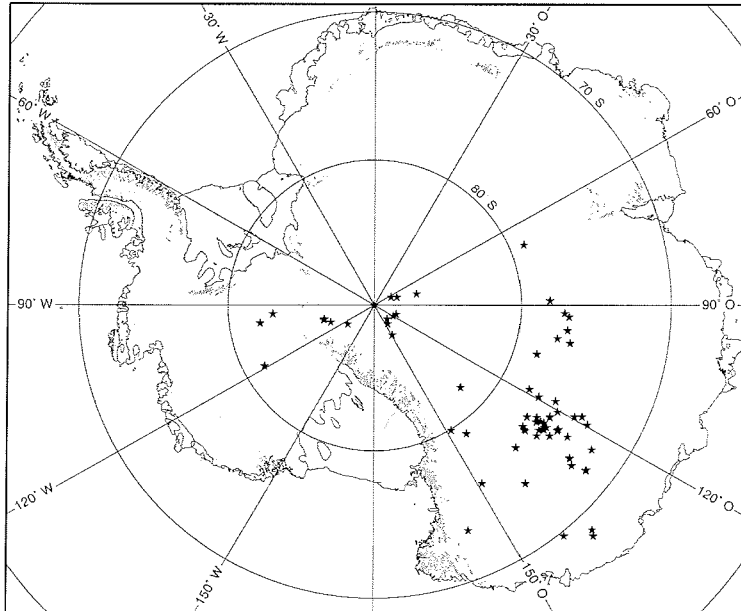


Abb. 2.7: Lage der subglazialen Seen, die mittels Eisdickenmessungen entdeckt wurden (Siegert u.a., 1996).

features spielen, die in Abb. 2.6 an den erhöhten Geschwindigkeiten zu erkennen sind. Obwohl sie zusammen mit den Ausflussgletschern der Berge nur 13% der Küste bilden, sorgen sie für 90% des Eisausstoßes (Paterson, 1994; Bennett, 2003).

Diese hypothetische Verbindung der subglazialen Seen zum Meer lässt auch die Frage nach der Möglichkeit von katastrophalen Ausbrüchen, sog. Jökulhaups aufkommen (Dowdeswell und Siegert, 1999). Das Wasservolumen aller bekannten subglazialen Seen wird auf $12\,000\text{ km}^3$ geschätzt. Das entspräche bei einem (unwahrscheinlichen) synchronen Ausbruch einem globalen Meeresspiegelanstieg von 35 mm (Siegert, 2000). Interessant sind zudem die Parallelen, die sich zu den Eisschilden der letzten Kaltzeit ziehen lassen. So ist die Existenz eines großen subglazialen Sees unter dem Laurentischen Eisschild in der Hudson-Bay wahrscheinlich (Shoemaker, 1991).

Weitere Bedeutung könnten die Seen in der Zukunft auch als Klimaarchiv erlangen. Immerhin sammeln sich dort seit ihrer Entstehung das Schmelzwasser sowie Sedimente.

Die direkte Untersuchung der Seen ist darüberhinaus aus weiteren Gründen interessant. Zum einen könnten sich in den seit Jahrmillionen isolierten Seen Lebewesen mit spezieller Anpassung an die extremen Lebensbedingungen erhalten haben. Zum anderen sucht man auch außerhalb der Erde nach möglichem Leben. Auf dem Jupiter-Mond Europa etwa gibt es unter einer kilometerdicken Eisschicht einen Ozean, der Leben beherbergen könnte (Kargel u.a., 2000). Die Technik, die für die Untersuchung dieses Ozeans zum Einsatz kommen soll, könnte zuvor an einem subglazialen See getestet werden (Kennicutt II und Paul, 1999).

Die Aktualität der subglazialen Seen spiegelt sich in der Einbindung der Erforschung der Seen in das *Scientific Committee on Antarctic Research* SCAR wider, bei dem ein wissenschaftliches Programm zu diesem Thema eingerichtet wurde (SALE, 2001).

3 Stand der Erforschung des *Lake Vostok*-Systems

Seit seiner Entdeckung wurde der *Lake Vostok* mit verschiedensten Techniken erforscht. Man hat die Oberfläche vermessen, das Eis über dem See untersucht, im Eiskern enthaltene Proben des Wassers analysiert. Allein das Untersuchungsobjekt selbst – der See – entzieht sich bis heute weitgehend dem direkten Zugriff der Forscher. So gibt es neben gesicherten Fakten viele Modellansätze und Überlegungen bis hin zu Spekulationen. Hier sollen all diese Erkenntnisse zusammengetragen werden, um ein umfassendes Bild zu zeichnen und den gegenwärtigen Kenntnisstand über den See zu dokumentieren.

3.1 Geographische Lage

Der *Lake Vostok* befindet sich in der Ostantarktis bei etwa 105° östlicher Länge und 78° südlicher Breite. Der See ist über 280 km lang und etwa 50 km breit (z.B. Masolov u.a., 2001). In optischen Satellitenaufnahmen ist der See auf Grund der gleichmäßig hohen Rückstreuung des Lichts durch das Eis nicht zu erkennen, wohl aber in Radaraufnahmen. Abb. 3.1 zeigt einen Ausschnitt des Radarsatmosaiks (Jezek und RAMP Product Team, 2002).

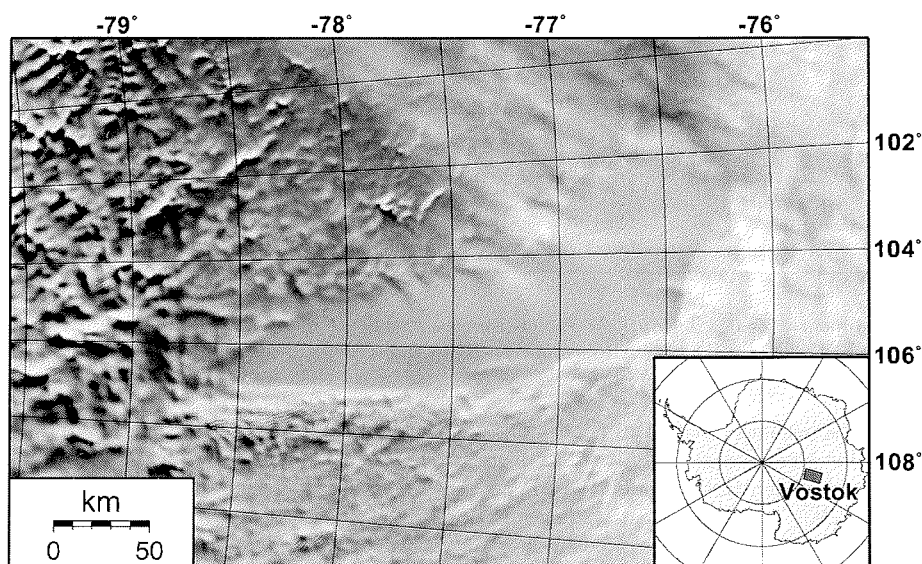


Abb. 3.1: Ausschnitt aus dem SAR-Mosaik des kanadischen Satelliten Radarsat-1 (Jezek und RAMP Product Team, 2002). Die Eisoberfläche über dem See ist im Vergleich zum umgebenden Eis kaum strukturiert. Im Süden des Sees (im Bild links) zeichnet sich die Station *Vostok* mit dem Flugfeld hell gegen den See ab. Selbst die Traverse nach Mirny quer über den See ist als gerade, helle Linie von der Station in Richtung Nordwesten zu erkennen. © CSA, 1997

Der See ist als strukturlose Fläche zu erkennen, da die vom Satelliten ausgesendete Energie auf dem ebenen See gleichmäßig in Richtung des Satelliten zurückgestreut wird. Die genaue Lage der

Seegrenzen ist noch Ziel verschiedener Untersuchungen, zum Beispiel mit Hilfe von Sprengseismik und Eisdickenradarmessungen (siehe Kap. 3.3). Insbesondere kleinräumige Strukturen wurden in jüngster Zeit neu entdeckt, zwei Beispiele hierfür seien erwähnt. Im Südwesten des Sees erstreckt sich eine lange, schmale Bucht (Bell u.a., 2002), die im beleuchteten Höhenmodell (Abb. 3.2) als schmaler Schatten zu erkennen ist. Östlich an die Südspitze des Sees schließt sich eine weitere kleine Bucht an, die jedoch an der Oberfläche nicht zu erkennen ist (Masolov u.a., 2001).

3.2 Topographie

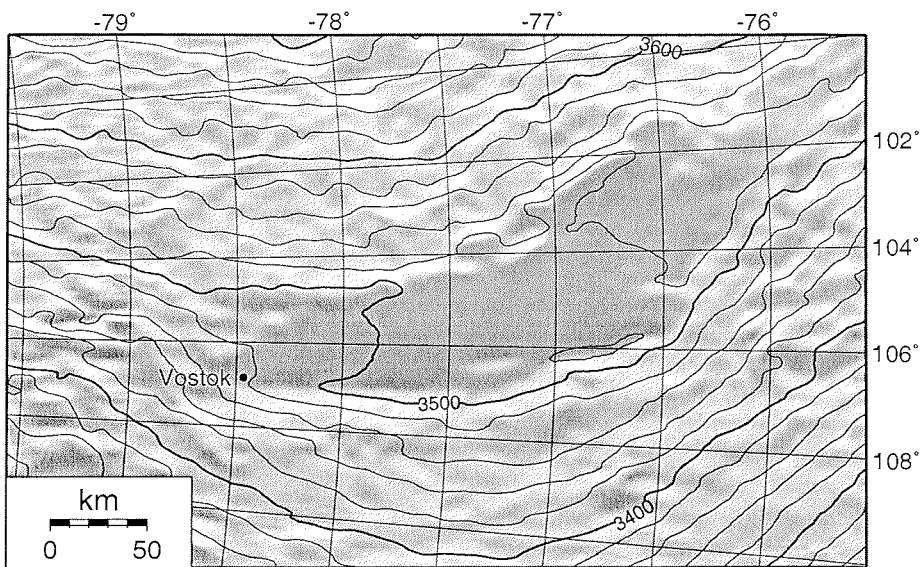


Abb. 3.2: Topographie der Region *Lake Vostok*. Der See zeichnet sich durch die künstliche Beleuchtung des Höhenmodells dunkel ab. (Digitales Höhenmodell: Rémy u.a. (1999), Bezugsfläche: WGS-84, Äquidistanz: 20 m)

Die ebene Eisoberfläche über dem See ist das offensichtlichste und am einfachsten zu erkundende Anzeichen für einen subglazialen See. In Abb. 3.2 ist ein Ausschnitt aus dem radaraltimetrisch gewonnenen digitalen Höhenmodell (DHM) der Antarktis von Rémy u.a. (1999) dargestellt. In der Saison 2000/2001 wurde die Region auch mit einem flugzeuggestützten Laseraltimeter vermessen (Studinger u.a., 2003). Auf den ersten Blick ist die Oberfläche über dem See flach und fast eben. Die Eisoberfläche liegt etwa bei 3500 m, die Höhe nimmt von Nord nach Süd um etwa 60 m ($0,2 \text{ m km}^{-1}$) ab. Im Unterschied dazu neigt sich das Gelände auf beiden Seiten des Sees mit einem West-Ost-Gradienten von $1,4 \text{ m km}^{-1}$ (Siegert und Ridley, 1998).

Am Rande des Sees treten Undulationen auf. Beim Aufschwimmen des Eises bildet sich eine Vertiefung aus. Wenn das Eis wieder festen Untergrund erreicht, wölbt sich das Eis auf. Einen Erklärungsversuch hierfür liefern Rémy u.a. (1999) anhand der Kräfteverhältnisse, die auf das Eis wirken. Dazu wurde ein Profil quer über den See betrachtet (siehe Abb. 3.3). Durch den Wegfall der Reibung am Untergrund bildet sich auf der fast horizontalen Wasseroberfläche eine ebenfalls annähernd horizontale Eisoberfläche aus. Der Wegfall der basalen Scherspannung beim Übergang

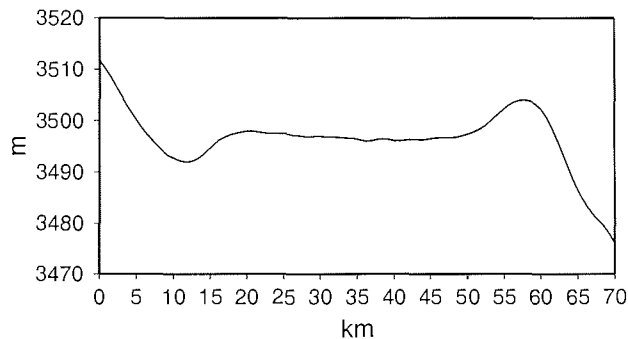


Abb. 3.3: Querprofil von West nach Ost über den See bei einer geographischen Breite von 78°S. Die Höhen sind dem DHM von (Rémy u.a., 1999, Abb. 3.2) entnommen.

von aufliegendem zu schwimmendem Eis erfolgt nicht abrupt und wird als linear angenommen. Die Abnahme der Reibung bewirkt eine Zunahme der Fließgeschwindigkeit.

Da bei einer Eismasse im Gleichgewichtszustand durch jeden Querschnitt genau soviel Eis fließt, wie oberhalb akkumuliert wurde (Gl. 2.1), führt diese Geschwindigkeitserhöhung zwangsläufig zu einer Eisdickenänderung: die Oberfläche sinkt ab.

Die auf dem Profil nahezu konstante Eisdicke führt zu dem Schluss, dass der Geschwindigkeitsgradient direkt die Akkumulation kompensieren muss. Die Berechnungen von Rémy u.a. (1999) ergaben dabei auf dem See einen geringeren Gradienten als am Ende des Übergangsbereichs erreicht ist. Die Eisdicke muss also zunehmen, um das Gleichgewicht wiederherzustellen. Die berechnete Höhenzunahme von 5,6 m stimmt gut mit den Höhen in Abb. 3.3 überein. Damit ist die über dem See fast konstante Eisdicke und auf Grund des Schwimmgleichgewichts auch konstante Oberflächenhöhe erreicht. Am anderen Ufer des Sees kommt es zum inversen Übergang. Da die Fließgeschwindigkeit und die Bodenreibung auf beiden Seiten des Sees etwa gleich sein sollten, ergibt sich eine symmetrische Aufwölbung.

3.3 Eisdicke, Felstopographie, Wassertiefe

Informationen über die Eisdicke wurden bisher durch zwei verschiedene Methoden gewonnen, durch Eisdickenradarmessungen und mittels Sprengseismik.

Bei den ersten flugzeuggestützten Eisdickenradarmessungen in dieser Region in den 1970er Jahren wurde ein See nahe der Station *Vostok* entdeckt (Robin u.a., 1977), man erkannte aber auf Grund der nur linienhaften Messungen das wahre Ausmaß des Sees nicht. Diese historischen Messungen wurden in den vergangenen Jahren hinsichtlich verschiedener Aspekte erneut interpretiert (Kapitsa u.a., 1996; Siegert und Ridley, 1998; Dowdeswell und Siegert, 1999; Gorman und Siegert, 1999; Siegert u.a., 2000; Siegert und Kwok, 2000).

In den letzten Jahren wurden die geophysikalischen Untersuchungen im Bereich von *Lake Vostok* verstärkt. So wurden von 1998 bis 2001 mit einem Schlittenzug sowohl Eisdickenradarmessungen als auch Sprengseismik durchgeführt (Masolov u.a., 2001). Flugzeuggestützte Eisdickenradarmessungen erfolgten im Sommer 1999/2000 (Tabacco u.a., 2002) sowie 2000/2001 im Rahmen einer geophysikalischen Erkundung zusammen mit Laseraltimetrie, Gravimetrie und Magnetik (Bell u.a., 2002; Studinger u.a., 2003).

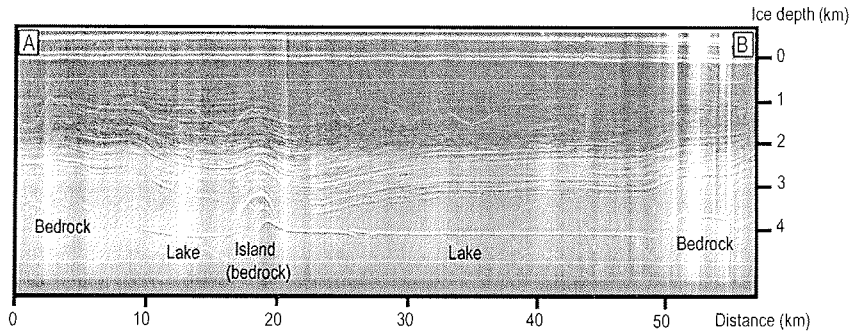


Abb. 3.4: Eisdickenradar-Profil über den *Lake Vostok*, aufgenommen 1974/75 (aus Siegert und Kwok, 2000, Copyright (2000), mit Genehmigung von Elsevier). Das Profil verläuft von West nach Ost bei etwa 77,5°S. Die ebene, gleichmäßig helle Reflexion der Seeoberfläche unterscheidet sich deutlich von den Felsreflexionen.

In Abb. 3.4 ist die photographische Aufzeichnung eines Eisdickenradar-Profiles aus den 1970er Jahren von West nach Ost über den See dargestellt. Die Seeoberfläche ist als gleichmäßig helle, ebene und horizontale Linie zu erkennen. Felsen werden meist durch hyperbolische Linien abgebildet (z.B. die Insel in Abb. 3.4), da durch den großen Öffnungswinkel schon ein Teil der Energie reflektiert wird, bevor sich die Antenne direkt über der Erhebung befindet.

Aus diesen Aufnahmen kann die Eisdicke als Abstand zwischen Oberflächenreflexion und Untergrund abgeleitet werden. Für den Norden des *Lake Vostok* ergibt sich eine Eisdicke von 4 200 m, im Süden ist das Eis dagegen nur 3 740 m mächtig (Siegert und Ridley, 1998). Die maximale Eisdicke von 4 350 m wurde in einer Bucht im Westen des Sees (103,5°O, 77,1°S) gemessen (Masolov u.a., 2001). Unter Verwendung der Navigationsdaten des Flugzeugs bzw. Schlittenzugs lassen sich nicht nur die Eisdicke, sondern auch die Höhe von Felsuntergrund und Seeoberfläche ableiten. Die Seeoberfläche liegt im Nordteil des Sees etwa 700 m, im Süden nur etwa 200 m unter dem Meeresspiegel (Masolov u.a., 2001).

Da Wasser eine sehr hohe Dielektrizitätskonstante hat, kann es von den Radiowellen kaum durchdrungen werden. Das verursacht einerseits den bereits erwähnten starken Kontrast zwischen Eis und Wasser, verhindert aber auch weitgehend eine Kartierung des Seebodens. Gorman und Siegert (1999) berichten jedoch von acht subglazialen Seen (darunter *Lake Vostok*), bei denen eine zweite Linie dicht unterhalb der Eis-Wasser-Grenze zu beobachten ist. Die einzig mögliche Erklärung ist eine Reflexion am Boden des Sees. Für den Nordteil von *Lake Vostok* ergeben sich daraus geringe Wassertiefen von nur 8 bis 12 m (③ in Abb. 3.5). Größere Wassertiefen sind mittels Radarmessungen nicht messbar, da Radiowellen von Wasser stark absorbiert werden. Die Wellen können nicht tiefer eindringen und damit nicht aus größeren Wassertiefen reflektiert werden. Dies erklärt, warum diese Bodenreflexionen nicht überall vorhanden sind (Abb. 3.4).

Seismische Messungen im Jahre 1964 in einem Bohrloch mit Seismometern in 2,5 bis 49 m Tiefe ergaben für die Station *Vostok* eine Eisdicke von 3 700 m (Kapitsa u.a., 1996). Ein weiteres Reflexionsniveau der seismischen Wellen wurde seinerzeit einer Sedimentschicht zugeschrieben. In Kenntnis der Existenz eines Sees wurde diese Sedimentschicht später als Wasserschicht interpretiert. Dafür spricht weiterhin, dass es nur diese eine weitere Reflexion gab (keine internen Schichten) und dass es sich um P-Wellen handelte, die Wasser durchdringen. Es ergab sich eine Wassertiefe von 510 m und eine Seebodenhöhe von -710 m (Kapitsa u.a., 1996).

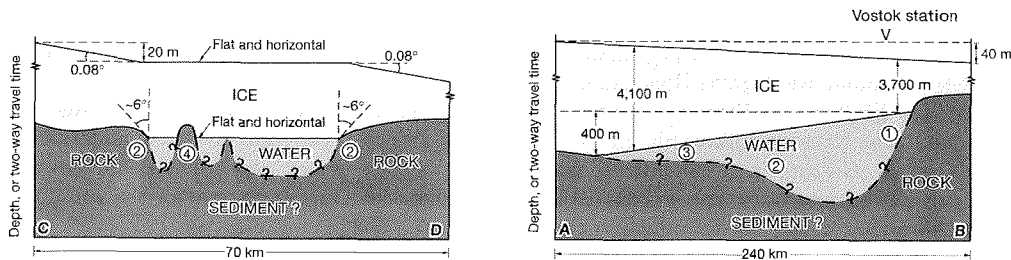


Abb. 3.5: Schematischer W-O-Querschnitt (links) und N-S-Querschnitt (rechts) durch *Lake Vostok* (aus Siegert u.a., 2001, Wiedergabe mit Genehmigung des Verfassers und des Verlages; <http://www.nature.com>).

Die neueren seismischen Messungen ergaben eine Wassertiefe von 680 m nahe der Station *Vostok* sowie eine maximale Wassertiefe von 1200 m etwa 50 km nördlich der Station in der Nähe des Westufers (Masolov u.a., 2001).

Nach Masolov u.a. (2001) nimmt die Wassertiefe bei etwa 77°S nach Norden hin abrupt ab und verflacht sich dann weiter. Die erste Tatsache spiegelt sich ebenso in den von Studinger u.a. (2003) bestimmten Freiluft-Schwereanomalien wider. Jedoch zeigen diese Messungen ein weiteres, aber nicht so tiefes Becken im Nordwesten des Sees, das eventuell von Masolov u.a. (2001) nicht erfasst wurde.

Neben diesen direkten Messungen kann auch indirekt aus der Oberflächentopographie auf Eisdicke und Wassertiefe geschlossen werden. Die Änderung der ellipsoidischen Oberflächenhöhe um 40 m von Nord nach Süd über den See, die von Ridley u.a. (1993) aus Altimetriedaten bestimmt wurde, übersteigt die Änderung der Geoidundulation von 5 m nach dem Geoidmodell GEM-T1. Die Neigung der Oberfläche ist immer etwa senkrecht zum Rand des Sees und deutet darauf hin, dass das Eis im Norden dicker ist als im Süden. Aufgrund des hydrostatischen Gleichgewichts (siehe Kap. 4.6) entspricht das einer Änderung der Eisdicke von 440 m. Die Seeoberfläche muss damit im Norden über 400 m tiefer liegen, um auf der gesamten Länge aufzuschwimmen (Ridley u.a., 1993). Neuere Messungen ergaben leicht geänderte Zahlen (Höhenänderung NS 60 m (Rémy u.a., 1999; Studinger u.a., 2003), Änderung der Geoidundulation NS 7 m (EGM96 Lemoine u.a., 1996)), die Grundidee wird jedoch bestätigt.

Aus der in Kap. 3.2 erwähnten Undulation beim Aufschwimmen des Eises lassen sich ebenfalls Schlussfolgerungen über die Wassertiefe ziehen. Unter der Annahme, dass auf einer Strecke von wenigen Kilometern die Eisunterseite zur Oberfläche parallel ist, muss das Wasser am westlichen Rand des Sees mindestens 5–10 m tief sein, damit das Eis überhaupt aufschwimmt und sich die charakteristische Oberflächenvertiefung ausbilden kann (Ridley u.a., 1993).

Auf die Seetiefe kann zudem aus der umgebenden Topographie geschlossen werden, die aus den Eisdickenradarmessungen bekannt ist. Der See scheint in einer Senke zu liegen. An der steilsten Stelle beträgt die Neigung des Felsuntergrundes außerhalb des Sees 1000 m auf 10 km. Eine Fortsetzung dieser Neigung unter den See würde eine Tiefe von mehreren hundert Metern bedeuten (Siegert und Ridley, 1998). In der Literatur wird die Region *Lake Vostok* mit Grabenbrüchen verglichen, zum Beispiel dem Baikalsee (Kapitsa u.a., 1996) oder dem Malawisee (Bell, 1998). Eine analoge Bathymetrie hätte noch größere Tiefen zur Folge.

Ebenso unterstützen die umfangreichen geophysikalischen Untersuchungen von Studinger u.a. (2003) die Hypothese eines Grabenbruches. In Topographie, Schwere und Magnetik unterscheiden sich die West- und die Ostseite des Sees stark voneinander. Das Ostufer ist steiler als das

Westufer und erstreckt sich über 200 km nahezu geradlinig. All das deutet auf eine Grabenstruktur hin. Im weiteren Verlauf ist die Topographie relativ glatt. Das Westufer hingegen ist sehr zerklüftet, die Felstopographie weist große Höhenunterschiede auf.

Die um den Einfluss des Eises reduzierten Bouguer-Schwereanomalien deuten ebenfalls auf eine unterschiedliche Krustenstruktur hin, da der Unterschied zwischen Ost- und Westseite anders nicht zu erklären ist. Gestützt wird diese Erkenntnis von der Verschiedenheit der Magnetfeldanomalien. Während die Ostseite stark magnetisiert ist, fehlen magnetische Quellen unter dem See völlig und sind im Westen nur spärlich vorhanden.

3.4 Fließgeschwindigkeit des Eises

Die Fließgeschwindigkeit für die Station *Vostok* wurde erstmals aus wiederholten astronomischen Ortsbestimmungen der Jahre 1963/1964 und 1972 ermittelt (Liebert, 1973; Liebert und Leonhardt, 1973, 1974). Trotz der extremen Bedingungen (Temperaturen bis -50 °C , kein fester Beobachtungspfeiler im klassischen Sinne, Beobachtung am Taghimmel) wurden bemerkenswerte Punktgenauigkeiten von etwa 5 m erzielt (Liebert, 1966; Liebert und Leonhardt, 1974). Die Eisbewegung ergibt sich aus der Differenz der Koordinaten der beiden Epochen (siehe Tab. 3.1 und Abb. 3.6).

In den Jahren 2000/2001 und 2001/2002 wurden GPS-Messungen auf dem See durchgeführt (Bell u.a., 2002; Wendt, 2002). Die Dauer der Messungen und die Methode der Auswertung bestimmen die erreichbaren Genauigkeiten. Die Ergebnisse beider Messungen für die Station *Vostok* sind in Tab. 3.1 aufgeführt.

Kwok u.a. (2000) bestimmten die Fließgeschwindigkeiten des Eises in der Region *Vostok* mit Hilfe der SAR-Interferometrie. Da sich damit nur Geschwindigkeitsdifferenzen bestimmen lassen, wurde ein als unbeweglich angenommener Punkt auf der Eisscheide über 200 km vom See entfernt als Referenz genutzt (Prinzip siehe Kap. 5.2). Die bestimmten Fließgeschwindigkeiten nehmen mit dem Abstand von der Eisscheide stetig bis zum *Lake Vostok* zu. Über dem See ergeben sich die größten Geschwindigkeiten im Süden, auch der Geschwindigkeitsgradient ist dort am größten. Quer über den See ergibt sich ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil mit Maximalwerten über dem Zentrum des Sees.

Aus diesen flächenhaft vorliegenden Geschwindigkeitsvektoren können Fließlinien rekonstruiert werden (siehe Abb. 3.6). Mit Hilfe der Fließlinien und dem berechneten Betrag der Geschwindigkeit bestimmten Kwok u.a. (2000), wie lange das Eis benötigt, um den See zu überqueren. Das Eis, auf dem heute die Station *Vostok* steht und das bei der Eiskernbohrung entnommen wird, lag demnach vor weniger als 5000 Jahren noch am Westufer des Sees auf.

Tab. 3.1: Fließgeschwindigkeiten für die Station *Vostok* aus verschiedenen Quellen: Liebert (1973) - astronomische Beobachtungen, Kwok u.a. (2000) - SAR-Interferometrie, Bell u.a. (2002) und Wendt (2002) - GPS-Messungen.

Quelle	$ v $ [m/a]	A [°]
Liebert (1973)	$3,7 \pm 0,7$	142 ± 10
Kwok u.a. (2000)	$4,2 \pm 0,3$	130
Bell u.a. (2002)	$3,0 \pm 0,3$	131 ± 4
Wendt (2002)	$1,98 \pm 0,01$	$133,5 \pm 0,1$

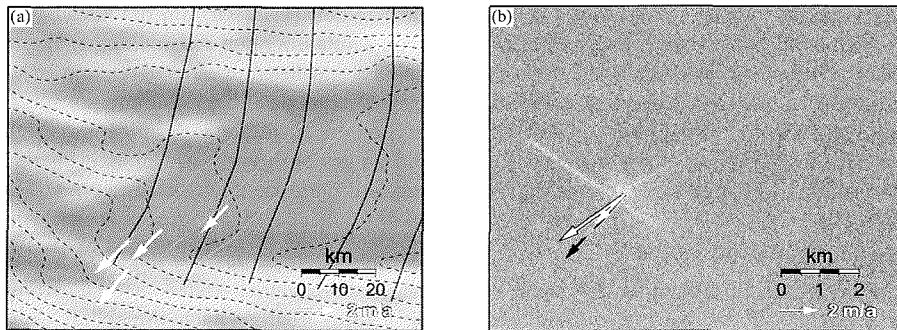


Abb. 3.6: Fließrichtung des Eises am *Lake Vostok*. (a) Fließrichtungen im Südteil des Sees. schwarz: InSAR (Kwok u.a., 2000), grau: RES (Bell u.a., 2002), weiß: GPS (Wendt, 2002). Hintergrund: DHM (Rémy u.a., 1999). (b) Fließbewegung für die Station *Vostok*. schwarz-weiß: Sternenbeobachtung (Liebert, 1973), schwarz: InSAR (Kwok u.a., 2000), grau: GPS (Bell u.a., 2002), weiß: GPS (Wendt, 2002). Hintergrund: ERS-Amplitudenbild (siehe Kap. 5.2).

Selbst Eisdickenradarmessungen (siehe Kap. 3.2) wurden zur Ableitung von Fließlinien herangezogen. Dazu nutzten Bell u.a. (2002) gitterartig angelegte Radarprofile, in denen sie Strukturen der internen Schichten verfolgten und so die Fließrichtung rekonstruierten (Abb. 3.6).

Da es auf Grund der fehlenden Untergrundreibung bei schwimmendem Eis keinen vertikalen Geschwindigkeitsgradienten gibt, sollten beide Informationen direkt vergleichbar sein. Die GPS-Messungen auf dem See scheinen die Fließlinien aus den Eisdickenradarmessungen zu bestätigen. Ein Indiz für die eventuell größere Unsicherheit der InSAR-Fließrichtungen ist die ungünstige Konstellation der benutzten Satellitenspuren (siehe Kap. 5.2).

Die wenigen direkten Beobachtungen des Fließverhaltens lassen sich mit den glaziologischen Vorstellungen vergleichen. Das Aufschwimmen des Eises auf den See bewirkt einen Übergang von interner Deformation auf Grund der basalen Scherspannung zu longitudinaler Spannung. Mayer und Siegert (2000) nutzten ein numerisches Modell des Eisschild-Schelfeis-Übergangs (Mayer, 1996), um am *Lake Vostok* den Übergang von aufliegendem Eis zu schwimmendem Eis und umgekehrt zu untersuchen. Sie betrachteten das Problem dabei zweidimensional entlang einer konstruierten Fließlinie quer über den See. Aus Oberflächen- und Untergrundtopographie, thermalen Grenzbedingungen und Akkumulationsraten wurden die Geschwindigkeits- und Spannungsverteilung berechnet. Die Breite der Übergangszone beträgt nach diesem Modell 5 bis 10 km, also das zwei- bis dreifache der Eisdicke. Diese Größe ist mit der von Schelfeisen bekannten vergleichbar (siehe Kap. 4.6). Die im Modell erzeugten Spannungsgradienten sind dabei so groß, dass sich auch Störungen oder Spalten bilden könnten. Dies wurde jedoch am *Lake Vostok* bisher nicht beobachtet.

Mayer und Siegert (2000) schätzen die Geschwindigkeiten auf dem See mit einfachen Annahmen aus der Gleichgewichtsbedingung ab, nach der durch einen Querschnitt genauso viel Eis fließt, wie oberhalb akkumuliert wird (Gl. 2.1). Für den westlichen Rand des Sees ergibt sich eine theoretische Geschwindigkeit von etwa 3 m/a (Kapitsa u.a., 1996). Die Fließbewegung verläuft dabei entlang der Oberflächenneigung, also von West nach Ost. Dies entspricht den Ergebnissen der SAR-Interferometrie im Westen des Sees.

Auf dem See selbst müsste das Eis entlang des Oberflächengradienten nach Süden fließen. Mit welcher Geschwindigkeit müsste das Eis den See nach Süden verlassen, um die Gleichgewichtsbedingung zu erfüllen? Zu dem Eis, das mit einer Rate von 3 m/a über den 280 km langen Westrand auf den See fließt, kommt zusätzlich jenes, welches auf dem See selbst mit einer Rate von ca. 0,03 m/a (Kapitsa u.a., 1996) akkumuliert wird. Wenn all dieses Eis den See über das Südende entsprechend des Gefälles verlassen würde, wäre unter Berücksichtigung der Eisdickenänderung eine Geschwindigkeit von 18 m/a nötig, um den Gleichgewichtszustand zu gewährleisten (Mayer und Siegert, 2000). Da das von den Messungen nicht bestätigt wird, muss auf dem See noch ein anderer Mechanismus wirken.

Die geringe Breite des Sees von etwa 50 km lässt vermuten, dass das Eis auf dem See nicht frei fließt, sondern vom umliegenden Eis beeinflusst wird. Wahrscheinlich ergibt sich eine Kombination beider Effekte, bei der der vorwiegend west-ost gerichtete Eisfluss nach Süden abgelenkt wird. Nach Siegert und Ridley (1998) sollten sich s-förmig gekrümmte Fließlinien herausbilden. Die bisher vorliegenden Messungen lassen jedoch keine Bestätigung dieser Hypothese zu (siehe Abb. 3.6).

Eine andere glaziologisch interessante Frage ist die nach dem Einfluss von subglazialen Seen auf das großräumige Fließverhalten des Eisschildes. Wie bereits in Kap. 2.7 erwähnt, liegen einige der Seen am Ansatz von Eisströmen weit im Inneren des Kontinents (Siegert und Bamber, 2000). Für *Lake Vostok* ist ein solcher Eisstrom nicht bekannt. Da das Fließverhalten auf beiden Seiten des Sees etwa gleich ist, scheint der Einfluss von *Lake Vostok* auf das großräumige Fließverhalten gering zu sein (Mayer und Siegert, 2000).

3.5 Wasser-Eis-Wechselwirkung

Während Aussagen über Topographie, Eisdicke und Seetiefe auf Grund von Messungen abgeleitet werden können, ist man bei der Erklärung der Vorgänge an der Grenzfläche zwischen Eis und Wasser sehr stark auf Modellvorstellungen angewiesen. Einige dieser Ansätze und die zum Teil widersprüchlichen Schlussfolgerungen sollen hier aufgeführt werden.

Schon die Hypothese der Entstehung subglazialer Seen durch Schmelzen der bodennahen Eisschichten (siehe Kap. 2.7) verdeutlicht die Wichtigkeit des Austauschs zwischen Eis und Wasser (Oswald und Robin, 1973). Für die Basis einer mehr als 3000 m dicken Eisschicht sagen Eisschildmodelle Temperaturen um den Druckschmelzpunkt voraus (Huybrechts, 1992). Im stationären Zustand ergibt sich bei einer Akkumulation an der Oberfläche von $2,7 \text{ g/cm}^2/\text{a}$, einer Eisdicke von 3700 m und einem geothermalen Wärmefluss von 50 mW eine Schmelzrate von 1 mm/a (Kapitsa u.a., 1996).

Salamatin u.a. (1998) errechneten aus dem Temperaturgradienten im Bohrloch von *Vostok* eine negative Schmelzrate von $-1,1 \text{ mm/a}$, also ein Anfrieren von Seewasser an die Basis des Eises. Die Dicke der Schicht wird dabei auf 50 bis 200 m geschätzt.

Analysen des Eiskerns, der bis zu einer Tiefe von 3623 m abgeteuft wurde und damit bis etwa 120 m über die Seeoberfläche reicht, bestätigen diesen Sachverhalt (Jouzel u.a., 1999). Etwa 210 m über dem See ändern sich die chemischen und physikalischen Eigenschaften im Eiskern abrupt. Die Isotopenzusammensetzung verschiebt sich, der Gasgehalt des Eises und die elektrische Leitfähigkeit sinken auf Null, die Konzentration der Hauptelemente (Na, Ca, Mg) steigt, die Kristalle werden größer (bis zu einem Meter) und die Zahl der mineralischen Einschlüsse steigt.

Besonders die letztgenannte Tatsache ist im Zusammenhang mit den Schmelz-Gefrier-Prozessen interessant. Der obere Teil des angefrorenen Seewassers enthält mehr feste Bestandteile als das darüberliegende Gletschereis, aber auch als das darunterliegende, später angefrorene See-Eis. Das

lässt darauf schließen, dass das Anfrieren unmittelbar an der Aufsetzzone in flachem Wasser begann, wo das Eis gerade aufschwimmt. Das klare Eis darunter deutet darauf hin, dass dieser Prozess auch in tieferem Wasser noch anhielt.

Der Mechanismus der Eisbildung ist dabei der gleiche wie unter einem Schelfeis (Souchez u.a., 2000). In unterkühlten Wasser bilden sich lose Eiskristalle, die aufsteigen und an das Eis anfrieren. Aus der unveränderten isotopischen Zusammensetzung des Eises wird geschlussfolgert, dass der See nicht abgeschlossen ist, anderenfalls müsste das angefrorene Eis an bestimmten Isotopen verarmen. An anderer Stelle im See müsste es demnach zu Schmelzvorgängen kommen. Für den Ausgleich zwischen beiden Regionen sorgt eine Zirkulation.

Die Ursache für die unterschiedliche Richtung des Massenaustauschs liegt in der unterschiedlichen Dicke der Eisschicht. Da die Schmelztemperatur von Wasser druckabhängig ist, liegt sie im Norden des Sees unter der dickeren Eisdecke um 0,3 bis 0,4 °C niedriger als im Süden (Kapitsa u.a., 1996; Wüest und Carmack, 2000).

Über die genaue Verteilung von Bereichen mit Schmelzen bzw. Gefrieren gibt es aber verschiedene Auffassungen. Außer dem Eiskern in *Vostok* gibt es keine direkten Messungen der Bedingungen an der Grenze zwischen Wasser und Eis. Eine Möglichkeit zur Untersuchung der Vorgänge am Boden des Eises bieten wiederum die Eisdickenmessungen.

Auf Grund der fehlenden Reibung am Untergrund sollte die Geschwindigkeit entlang einer Fließlinie eines schwimmenden Eiskörpers über die gesamte Tiefe konstant sein; interne Schichten dürften demzufolge nicht deformiert werden (Siegert u.a., 2000). Ein Nachuntenbiegen der Schichten zur Eisbasis bedeutet danach ein Abschmelzen am Boden; sich nach oben biegender Schichten kennzeichnen das Anfrieren von Wasser.

Siegert u.a. (2000) nutzten drei Radarprofile aus den 1970er Jahren, die etwa entlang der Fließlinien von Kwok u.a. (2000) ausgerichtet sind. Aus der Dicke der angefrorenen Schicht und der Fließgeschwindigkeit des Eises lassen sich jährliche Raten ableiten. Dabei ergab sich für ein Profil über den nördlichen Teil des Sees eine Schmelzrate von bis zu 38 cm/a unmittelbar an der Aufsetzlinie, die bis 8 km von der Aufsetzlinie abklingt. Auf einem Profil über die südliche Mitte des Sees friert Wasser mit einer Rate von 2,2 cm/a an die Basis des Eises an. Ein Profil entlang der Fließlinie der Station *Vostok* deutet unmittelbar nach dem Aufschwimmen des Eises auf Schmelzen, ab 8 km von der Aufsetzlinie auf Anfrieren hin.

Mayer und Siegert (2000) bestimmten aus der Modellierung einer Fließlinie die internen Schichten des Eises und verglichen sie mit den gemessenen. Es ergab sich eine Schmelzrate von 15 cm/a auf den ersten 2 km nach der Aufsetzlinie, gefolgt von einem Wechsel zu Schmelzen mit einer Rate von 8 cm/a, das auf den folgenden 10 km langsam abklingt. Auf den restlichen 40 km des Profils bis zum Ostufer kommt es danach weder zu Schmelz- noch zu Anfriervorgängen.

In den Eisdickenprofilen von 2000/2001 ist die Schicht aus angefrorenem Eis in weiten Bereichen des südlichen Teils des Sees auch direkt an der Aufsetzlinie zu erkennen (Bell u.a., 2002). Selbst in der schmalen Bucht westlich des Hauptsees frieren bis zu 60 m Wasser an die Eisbasis an. Ob dieses angefrorene Eis über einen Hügel in den Hauptsee fließt oder in die Bucht abgeschert wird, ist ungeklärt. Die Anfriertrate am westlichen Rand des Sees beträgt entweder etwa 1,4 cm/a, wenn das Eis der Bucht in den See gelangt bzw. 2,5 cm/a, wenn das gesamte angefrorene Eis im Hauptsee gebildet wurde. Die Stärke des Anfrierprozesses nimmt entlang der Fließlinien ab. Um die Dicke der angefrorenen Eisschicht über dem Ostufer zu erzeugen, müsste die Anfriertrate auf 2,9 cm/a steigen. Die Zunahme der Dicke könnte aber genauso durch Kompression auf Grund von Reibung erzeugt werden, wenn das Eis wieder in Kontakt mit dem Felsuntergrund kommt. Bell u.a. (2002) schlussfolgern, dass der Anfrierprozess entlang der Aufsetzlinie am stärksten wirkt.

Den Widerspruch zu den Untersuchungen von Siegert u.a. (2000), die von Schmelzvorgängen an der westlichen Aufsetzlinie berichten, erklären Bell u.a. (2002) damit, dass deren Radarprofile nicht entlang der Fließlinien ausgerichtet waren (siehe Kap. 3.4).

Andererseits wurden die großen Schmelzraten unmittelbar an der Aufsetzlinie bestimmt, wo es zu Eisdicken- und Oberflächenhöhenänderungen auf Grund der Änderung der Eisdynamik kommt (siehe Kap. 3.2). Diese Tatsache könnte eine Deformation der internen Schichten zur Folge haben.

3.6 Zirkulation im See

Die Zirkulationsprozesse im mit bis zu 4300 m Eis bedeckten *Lake Vostok* sind noch weniger direkten Messungen zugänglich als die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Prozesse an der Eisbasis. Aus den wenigen vorhandenen Fakten wurden jedoch Modelle entwickelt, die diesen nicht widersprechen (Wüest und Carmack, 2000; Williams, 2001; Siegert u.a., 2001). Hier sollen nur einige der Grundprinzipien angesprochen und die Ergebnisse der Modellierungen dargestellt werden.

Als Antrieb für eine Zirkulation im See werden vor allem Energieflüsse und Dichteunterschiede, hervorgerufen durch Unterschiede in Temperatur und Salzgehalt des Wassers, betrachtet. Dabei können sich zwei verschiedene Systeme ausbilden:

An der Erdoberfläche bildet sich in zugefrorenen Süßwasserseen eine stabile Schichtung aus, da die Temperatur der maximalen Dichte höher ist als die Schmelztemperatur ($T_S = 0^\circ\text{C}$; $T(\rho_{\max}) = 4^\circ\text{C}$).

Im Ozean sorgt der Salzgehalt dafür, dass die Temperatur der maximalen Dichte unter die Schmelztemperatur fällt. Das kälteste Wasser ist dort das schwerste. Warmes Wasser steigt demnach nach oben und treibt eine Zirkulation an.

Der Druck der aufliegenden Eisdecke über *Lake Vostok*, der dem 300fachen des Atmosphärendrucks entspricht, lässt wie das Salz im Ozean die Temperatur der maximalen Dichte unter die Schmelztemperatur sinken. Hinsichtlich der Zirkulation verhielt sich *Lake Vostok* also wie ein Ozean (Wüest und Carmack, 2000).

Durch die unterschiedliche Dicke des Eises entsteht ein Temperaturgefälle entlang der Seeoberfläche. Welches Regime sich dabei ausbildet, hängt vom Salzgehalt, den Schmelz- und Gefrieraten, dem geothermalen Wärmefluss am Grund des Sees und schließlich der Seetopographie ab.

Nach Wüest und Carmack (2000) verursacht der geothermale Wärmefluss im Süßwasser eine vertikale Konvektion mit einer Fließgeschwindigkeit von 0,3 mm/s. Das hat eine Umwälzung der gesamten Wassersäule innerhalb von etwa 5 Tagen zur Folge. Es können sich somit keine vertikalen Gradienten der Wassereigenschaften herausbilden. Da diese vertikale Strömung kleinere Partikel, die im Norden aus dem Gletschereis ausschmelzen, am Absinken hindert, könnte das Wasser trüb wie Gletschermilch sein.

Der Wärmefluss durch die Schmelz- und Gefriervorgänge verursacht – verbunden mit der Neigung der Eisdecke – eine horizontale Konvektion. Das Modell liefert eine Strömungsgeschwindigkeit von 0,34 mm/s und einen Volumenfluss von 1 300 m³/s. Das Seewasser wäre demnach nach etwa 45 Jahren einmal umgewälzt, womit eine schnelle Reaktion auf Klimaänderungen im See möglich wäre. Es bildet sich eine barokline¹ Zirkulation im Uhrzeigersinn aus. Das Gefrieren von Wasser im Süden des Sees verursacht einen Wärmefluss vom Eis in das Wasser und erwärmt dieses. Dadurch bildet sich unmittelbar unter der Eisdecke eine etwa 70 cm dicke stabile Schicht aus, die oben wärmer ist

¹baroklin: Linien gleichen Drucks (Isobaren) und Linien gleicher Dichte (Isopyknen) sind nicht parallel.

als unten und das Eis gegen die Konvektionsströmung im See abschirmt. Diese Vorstellung wäre konsistent mit der Beobachtung einer Konzentration von festen Einschlüssen im See-Eis an der oberen Grenze der Schicht. Die Partikel würden somit aus dem an der Konvektion teilnehmenden, trüben Wasser stammen, das über der Mitte des Sees anfriert. Das untere, klare Eis bildete sich im geschichteten Seewasser, das keine Schwebstoffe enthält.

Auch die Modellierung von Williams (2001) geht von Süßwasser aus. Bei diesem dreidimensionalen Ozeanmodell, das für die Modellierung von Zirkulationsprozessen unter Schelfeisen entwickelt und auf den Fall *Lake Vostok* angepasst wurde, wird die Wassertiefe zum entscheidenden Parameter. Zwei Szenarien mit konstanter Tiefe von 180 m bzw. variabler Tiefe, basierend auf Kapitsa u.a. (1996); Gorman und Siegert (1999); Dowdeswell und Siegert (1999), siehe auch Kap. 3.3, liefern unterschiedliche Ergebnisse.

Bei konstanter Tiefe bildet sich eine rechtsdrehende, barotrope² horizontale und eine nur schwache vertikale Zirkulation aus. Die Grenze von Schmelzen und Gefrieren liegt etwa in Seemitte. Die Raten sind geringer als die von Siegert u.a. (2000) abgeleiteten (siehe Kap. 3.5), die maximalen Schmelzraten treten nicht im Westen, sondern im äußersten Norden auf.

Bei variabler Wassertiefe hingegen ergibt sich eine barokline Zirkulation, rechtsdrehend in den unteren Schichten und linksdrehend im oberen Bereich. Das Muster von Schmelzen und Gefrieren entspricht dabei nicht den Erkenntnissen anderer Autoren, nur im äußersten Süden kommt es zu Anfrierprozessen.

Siegert u.a. (2001) betrachten auch die Zirkulation in salzhaltigem Wasser. Der Salzgehalt des Sees ist unbekannt, könnte aber bis zu 1,2‰ betragen (Souchez u.a., 2000). Dadurch würde die Dichteverteilung des Wassers stark verändert. Das frische Schmelzwasser im Norden erfährt gegenüber dem salzigen Seewasser einen Auftrieb. Abhängig von der Salzkonzentration bildet sich entweder eine stabile Schichtung mit warmem, salzhaltigem Wasser im Süden und kaltem Süßwasser im Norden. Oder das kalte Wasser bewegt sich entlang der geneigten Eisdecke nach Süden und nach oben, bis es in Regionen kommt, in denen die Schmelztemperatur über der Temperatur des strömenden Wassers liegt und das Wasser anfriert.

Die Vielfalt der Modelle zeigt recht deutlich, dass die Frage der Zirkulation im *Lake Vostok* noch nicht geklärt ist. Einerseits sind die Randbedingungen, wie Seetopographie, Wassereigenschaften und Energiebilanz nicht genau genug bekannt, andererseits wurden in den Modellierungen externe Kräfte wie die Gezeiten bis jetzt nicht berücksichtigt.

²barotrop: Isobaren und Isopyknen sind parallel.

4 Die Gezeitenthematik im Hinblick auf die Antarktis

4.1 Theorie der Gezeiten

4.1.1 Gezeitenbeschleunigung

Ursache der Gezeiten ist die Newtonsche Attraktion zwischen der Erde und den anderen Himmelskörpern (z. B. Torge, 2003). Den größten Einfluss hat dabei der Mond, wegen seines geringen Abstandes von der Erde, gefolgt von der Sonne, die auf Grund ihrer großen Masse eine starke Anziehungskraft besitzt. Ebenso wirken alle anderen Planeten auf die Erde, wenn auch in kleinerem Ausmaß.

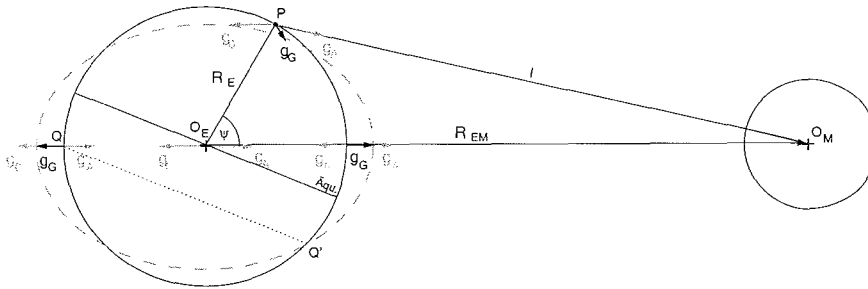


Abb. 4.1: Die Gezeiten im System Erde-Mond. Der Koordinatenursprung liegt in O_E , die x-Achse zeigt in Richtung O_M .

Zur Herleitung der wichtigsten Zusammenhänge soll nun das System Erde-Mond (Abb. 4.1) ohne die Rotation beider Körper um ihre eigenen Achsen betrachtet werden. Die Anziehungskraft des Mondes ruft in jedem Punkt P eine Beschleunigung \vec{g}_A in Richtung des Abstandsvektors \vec{l} zum Mond hervor

$$\vec{g}_A = \frac{GM_M \vec{l}}{l^2} \quad (4.1)$$

mit Gravitationskonstante G , Masse M_M des anziehenden Körpers. Diese Beschleunigung ist ortsabhängig. Als Gezeitenbeschleunigung wird die Differenz zwischen der Gravitationsbeschleunigung g_A am betrachteten Punkt P und der Beschleunigung im Erdmittelpunkt $g_A(O_E)$ bezeichnet.

$$\vec{g}_G = \vec{g}_A - \vec{g}_A(O_E) \quad (4.2)$$

4.1.2 Gezeitenpotential

Zur Beschreibung der Gezeiten wird nun die Potentialdarstellung genutzt. Die Beschleunigung wird als Gradient des Potentials V verstanden

$$\vec{g} = \text{grad} V \quad (4.3)$$

Der Mond kann bei der Betrachtung der Gezeiten als Punktmasse eingeführt werden. Nach Entwicklung des inversen Abstandes l in Legendresche Polynome ergibt sich das Gravitationspotential

V_A des Mondes (Torge, 2003)

$$V_A = \frac{GM_M}{l} \quad (4.4)$$

$$= \frac{GM_M}{R_{EM}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{R_E}{R_{EM}} \right)^n P_n(\cos \psi) \quad (4.5)$$

Da das Gezeitenpotential V_G des Mondes an einem beliebigen Punkt P auf der Erdoberfläche (Abb. 4.1) die Differenz zwischen dem Gravitationspotential am Punkt und dem im Erdmittelpunkt ist, beginnt die Summation in Gl. 4.5 erst mit dem 2. Glied

$$V_G = \frac{GM_M}{R_{EM}} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{R_E}{R_{EM}} \right)^n P_n(\cos \psi) \quad (4.6)$$

Auf Grund des Quotienten $(R_E/R_{EM})^n$ konvergiert das Gezeitenpotential für $R_E < R_{EM}$. Das Glied 2. Grades dominiert und lautet

$$V_G = \frac{GM_M}{R_{EM}} \left(\frac{R_E}{R_{EM}} \right)^2 \left(\frac{3}{2} \cos^2 \psi - \frac{1}{2} \right) \quad (4.7)$$

Das Glied 3. Grades ist für den Mond bereits um 1/60 kleiner und soll hier nicht betrachtet werden. Für die hohen Genauigkeitsanforderungen bei der gravimetrischen Gezeitenbestimmung wird die Potentialentwicklung für den Mond jedoch bis Grad 6 und für die Sonne bis Grad 3 betrieben. Von Merkur, Venus, Mars, Jupiter und Saturn werden die Potentiale zweiten Grades berücksichtigt (Wenzel, 1996).

Unter Einführung der Doodsonschen Gezeitenkonstante des Mondes

$$G_M(R_E) = \frac{3}{4} GM_M \frac{R_E^2}{R_{EM}^3} \quad (4.8)$$

mit dem mittleren Abstand Erde-Mond \bar{R}_{EM} und Substitution der trigonometrischen Funktion kann das Gezeitenpotential 2. Grades wie folgt geschrieben werden

$$V_G = G_M(R_E) \left(\frac{\bar{R}_{EM}}{R_{EM}} \right)^3 \left(\cos 2\psi + \frac{1}{3} \right) \quad (4.9)$$

Die Doodsonsche Gezeitenkonstante stellt den Skalierungsfaktor für das Potential dar. Aus dem Verhältnis der Konstanten für Mond und Sonne ergibt sich, dass die Sonnengezeiten etwa 46% der Mondgezeiten betragen.

4.1.3 Zeitliche und räumliche Variation des Gezeitenpotentials

Bis jetzt wurde das Potential in Abhängigkeit der geozentrischen Zenitdistanz ψ des gezeitenerzeugenden Körpers im Beobachtungspunkt P betrachtet. Nun soll das Potential in ein erdfestes Bezugssystem überführt werden.

Die geozentrische Zenitdistanz kann mit Hilfe des nautischen Dreiecks in Abhängigkeit der geographischen Koordinaten (λ, φ) des Punktes P und der äquatorialen Koordinaten Deklination δ_M und Stundenwinkel t_M des Himmelskörpers dargestellt werden

$$\cos \psi = \sin \varphi \cdot \sin \delta_M + \cos \varphi \cdot \cos \delta_M \cdot \cos t_M \quad (4.10)$$

Die Entwicklung der Legendreschen Polynome in Gl. 4.6 in vollständig normierte Sphärische Harmonische $\bar{P}_{n,m}$ unter Nutzung von Gl. 4.10 ergibt (Wenzel, 1997b)

$$V_G = \frac{GM_M}{R_{EM}} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{R_E}{R_{EM}} \right)^n \frac{1}{2n+1} \sum_{m=0}^n \bar{P}_{n,m}(\sin \varphi) \bar{P}_{n,m}(\sin \delta_M) \cos(mt_M) \quad (4.11)$$

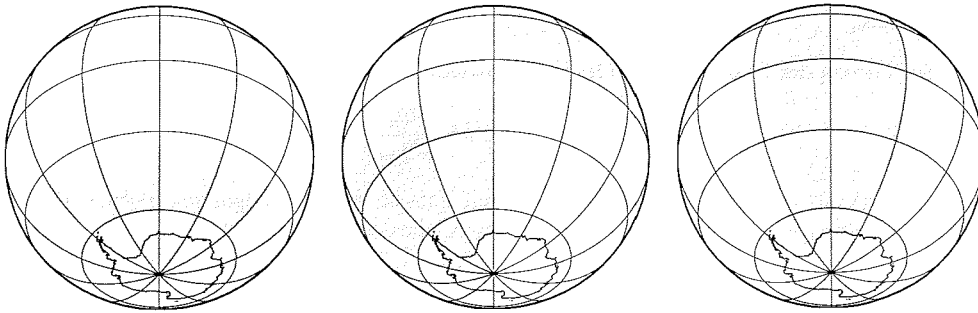
Für das Potential 2. Grades ergibt sich

$$V_G = G_M(R_E) \left(\frac{\bar{R}_{EM}}{R_{EM}} \right)^3 \times \quad (4.12)$$

$$\left[\underbrace{3(1/3 - \sin^2 \varphi)(1/3 - \sin^2 \delta_M)}_{\text{zonal}} + \underbrace{\sin 2\varphi \sin 2\delta_M \cos t_M}_{\text{tesseral}} + \underbrace{\cos^2 \varphi \cos^2 \delta_M \cos 2t_M}_{\text{sektoriell}} \right]$$

Der zonale Term entsteht aus den Legendreschen Funktionen nullter Ordnung \bar{P}_{20} . Der Term 1. Ordnung wird als tesseral, der zweiter Ordnung als sektoriell bezeichnet. Die Ordnung entscheidet über die Zeitabhängigkeit.

Alle drei Terme sind zusätzlich ortsabhängig. Die Abhängigkeit von der geographischen Länge ist indirekt im Stundenwinkel enthalten, der von der oberen Kulmination des Mondes im betrachteten Ort aus gezählt wird. Die Abhängigkeit des Potentials von der geographischen Breite ist direkt durch die trigonometrischen Funktionen von φ beschrieben und in Abb. 4.2 dargestellt.



(a) zonal - langperiodisch

(b) tesseral - gantztägig

(c) sektoriell - halbtägig

Abb. 4.2: Ortsabhängigkeit der Terme des Gezeitenpotentials. Blick auf die Südhalbkugel, Vorzeichenverteilung, wenn der gezeitenerzeugende Körper bei 90°O , südlich des Äquators steht, grau: negatives Vorzeichen, weiß: positives Vorzeichen.

Der zonale Anteil ist unabhängig vom Stundenwinkel t_M des Mondes, eine Zeitabhängigkeit entsteht jedoch durch die Variation der Deklination δ_M . Dieser Term kennzeichnet die langperiodischen Gezeiten, beim Mond die Monats- und Halbmonatstiden. Durch den Term $(1/3 - \sin^2 \varphi)$ ergeben sich zwei Nullstellen bei $\pm 35^\circ$, Maxima treten an den Polen und am Äquator auf.

Der tesserale Anteil enthält den Kosinus des Stundenwinkels, er beschreibt die Gezeiten mit einer Periode von einem Tag. Die Breitenabhängigkeit ($\sin 2\varphi$) verursacht ein Verschwinden am Äquator und an den Polen.

Der sektorielle Term hingegen variiert wegen des Faktors $(\cos 2t_M)$ mit einer Periode von einem halben Tag. Die Amplitude ist am Äquator maximal, an den Polen verschwindet dieser Term.

In der Antarktis nimmt demnach die Intensität der langperiodischen Tiden zum Pol hin zu, die der Tages- und Halbtagestiden hingegen geht gegen Null. Am Südpol selbst treten nur noch langperiodische Gezeiten auf. Dies lässt sich am Beispiel der Sonne verdeutlichen: in Analogie zum fehlenden Tag-und-Nacht-Wechsel im 24-Stunden-Rhythmus, gibt es am Pol auch keine Variation der Gravitationsbeschleunigung der Sonne mit dieser Periode.

4.1.4 Harmonische Darstellung des Gezeitenpotentials

Für die Gezeitenanalyse ist Gl. 4.12 wegen ihres Aufbaus aus komplizierten zeitabhängigen Funktionen von R_{EM} , δ_M und t_M nicht geeignet.

Das Gezeitenpotential wird harmonisch in Kosinusschwingungen verschiedener Frequenzen, sogenannte Partialtiden zerlegt

$$V_G(t) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} A_i \cos(\omega_i t + \chi_i) \quad (4.13)$$

Die Amplitude A_i , die Kreisfrequenz ω_i und die Phase χ_i können aus der Kombination der Zeit und der Bahnelemente des gezeitenerzeugenden Körpers errechnet werden (Melchior, 1983). Diese Elemente sind für Sonne und Mond:

- s - mittlere Länge des Mondes,
- h - mittlere Länge der Sonne,
- p - mittlere Länge des Mondperigäums,
- N - mittlere Länge des aufsteigenden Mondknotens,
- p_s - mittlere Länge des Sonnenperigäums.

Für diese Bahnelemente, die sich zeitlich nur quasi-linear ändern, wurden empirische Formeln aufgestellt, um sie zu jedem Zeitpunkt berechnen zu können (Wilhelm und Zürn, 1984).

Die Frequenzen und theoretischen Amplituden der Partialtiden werden in Gezeitenpotentialkatalogen zusammengestellt. Die modernsten dieser Kataloge enthalten mehr als 10 000 Einzeltiden (z. B. Hartmann und Wenzel, 1995). In Tab. 4.1 sind einige der wichtigsten Tiden zusammengestellt.

Das Zeitargument m bestimmt die Ordnung der Tide und die Zugehörigkeit zu einem der drei Frequenzbänder oder Spezies. Anhand der ersten beiden Argumente werden die Tiden in Gruppen eingeteilt (Wilhelm und Zürn, 1984). Das System lässt sich an den halbtägigen Sonnentiden verdeutlichen. Die solare Haupttide S_2 besitzt das Argument (2 0 0 0 0), die Frequenz hängt also nur von der Sonnenzeit ab: je Sonnentag gibt es zwei Umläufe dieser Tide. Symmetrisch zu S_2 (auch im Alphabet) liegen T_2 und R_2 . Sie unterscheiden sich von S_2 durch die mittlere Länge der Sonne und des Sonnenperigäums. Diese Tiden gehören zur selben Gruppe wie S_2 . Sie werden durch die Exzentrizität der Erdbahn und der sich dadurch ändernden Entfernung Erde-Sonne hervorgerufen. Entsprechend verhält es sich mit den halbtägigen Mondtiden L_2 , M_2 und N_2 .

Im ganztägigen Spektrum gibt es keine Tiden, die vergleichbar mit S_2 und M_2 nur von der Zeit abhängen. Die Hauptursache der tägigen Gezeiten ist, dass die halbtägigen nicht symmetrisch sind, da sich die gezeitenerzeugenden Körper nicht exakt entlang des Äquators bewegen. In Abb. 4.1 liegt der Punkt Q auf der mondabgewandten Seite im Maximum der Flut, 12 Stunden später jedoch befindet er sich auf Grund der Rotation um die geneigte Erdachse in Q' außerhalb des Flutberges. Steht der gezeitenerzeugende Körper im Äquator, entfällt die entsprechende ganztägige Tide. Die größte Tagestide ist K_1 , der Deklinationsterm von Sonne und Mond. Die Periode von K_1 entspricht mit 23 h 56 min genau einem Sternentag, also der siderischen Rotation der Erde.

Tab. 4.1: Haupttiden des Gezeitenpotentials. Diese Wellen machen etwa 95% des Gesamtpotentials aus. Argument: Koeffizienten der Bahnelemente (siehe Text). Die Perioden sind in mittleren Sonnentagen [msd], die Frequenzen in Zyklen pro Tag [cpd] angegeben. Die relative Amplitude A_{rel} bezieht sich auf die Amplitude der größten Tide M_2 . Zusätzlich ist der gezeitenerzeugende Körper und das verantwortliche Bahnelement aufgeführt (nach Pugh, 1987). In der Literatur (Melchior, 1983; Wilhelm und Zürn, 1984; Pugh, 1987) werden die Argumente meist bzgl. der Mondzeit t_M angegeben. Hier werden die Argumente bzgl. der Sonnenzeit t aufgeführt, da dann in Gl. 4.13 mit Greenwich-Zeit GMT oder lokaler Zeit gearbeitet werden kann. Die Umrechnung von Mondzeit in Sonnenzeit lautet: $t = t_M + s - h$.

	Argument						Periode [msd]	Frequenz [cpd]	A_{rel} $M_2=1,00$	Ursache
	m	s	h	p	N	p_S				
langperiodisch										
S_S	0	0	1	0	0	-1	364,96	0,002 7	0,012 7	Sonne, Exzentrizität
S_{SA}	0	0	2	0	0	0	182,7	0,005 5	0,080 2	Sonne, Deklination
M_m	0	1	0	-1	0	0	27,55	0,036 3	0,090 9	Mond, Exzentrizität
M_f	0	2	0	0	0	0	13,66	0,073 2	0,172 3	Mond, Deklination
ganztägig										
O_1	1	-2	1	0	0	0	1,076	0,929 5	0,415 1	Mond, Deklination
P_1	1	0	-1	0	0	0	1,003	0,997 3	0,193 2	Sonne, Deklination
K_1	1	0	1	0	0	0	0,997	1,002 7	0,584 2	Sonne+Mond, Deklination
halbtägig										
N_2	2	-3	2	1	0	0	0,527	1,896 0	0,191 5	Mond, Exzentrizität
M_2	2	-2	2	0	0	0	0,518	1,932 2	1,000 0	Mond, Haupttide
L_2	2	-1	2	-1	0	0	0,508	1,968 6	0,028 3	Mond, Exzentrizität
T_2	2	0	-1	0	0	1	0,501	1,997 3	0,027 3	Sonne, Exzentrizität
S_2	2	0	0	0	0	0	0,500	2,000 0	0,465 2	Sonne, Haupttide
R_2	2	0	1	0	0	-1	0,499	2,002 7	0,003 9	Sonne, Exzentrizität
K_2	2	0	2	0	0	0	0,498	2,005 5	0,040 2	Sonne+Mond, Deklination

4.1.5 Wirkung des Gezeitenpotentials

Das Gezeitenpotential $V_G(t)$ stellt demnach eine zeitabhängige Komponente des zunächst als statisch angenommenen Schwerepotentials W_0 der Erde dar

$$W(t) = W_0 + V_G(t) \quad (4.14)$$

Alle durch das Schwerepotential definierten Größen sind demzufolge zeitlich variabel.

Aus Gl. 4.3 folgt, dass das zusätzliche Potential V_G eine Verschiebung Δr der Äquipotentialfläche des Gesamtpotentials bewirkt

$$\Delta r = \frac{V_G}{g} \quad (4.15)$$

Da sich eine freie Wasserfläche entsprechend deformieren würde, nennt man diese Änderung der Äquipotentialfläche Gleichgewichtszeiten oder Geoidzeiten der starren Erde (Melchior, 1983; Torge, 2003).

Anhand von Gl. 4.7 lässt sich die Größenordnung der Gleichgewichtszeiten ableiten. Maximale

Werte ergeben sich, wenn der gezeitenerzeugende Körper im Zenit ($\psi = 0^\circ$) oder im Nadir des betrachteten Punktes ($\psi = 180^\circ$) steht, minimale dagegen bei $\psi = 90^\circ$ und $\psi = 270^\circ$. Die Gesamtvariation der Gleichgewichtszeiten des Mondes beträgt daher 0,54 m, die der Sonne 0,24 m.

Gleichzeitig ändert sich auch die resultierende Schwerebeschleunigung \vec{g} in Betrag und Richtung. Die radiale Ableitung des Gezeitenpotentials (zum gezeitenerzeugenden Körper gerichtet) bewirkt eine Verringerung der Schwerebeschleunigung \vec{g} bei Flut und eine Vergrößerung bei Ebbe. Die Differentiation von Gl. 4.7 führt auf

$$g_G = \frac{3}{2} GM_M \frac{R_E}{R_{EM}^3} \left(\cos 2\psi + \frac{1}{3} \right) \quad . \quad (4.16)$$

Die maximale Schwereänderung auf Grund der Gleichgewichtszeiten beträgt demnach $160 \mu\text{Gal}$ für den Mond und $80 \mu\text{Gal}$ für die Sonne.¹ Die relative Schwereänderung auf Grund der Gezeiten liegt damit in der Größenordnung 10^{-7} .

Die Änderung der Lotrichtung ergibt sich aus der tangentialen Ableitung des Gezeitenpotentials

$$n_G = -\frac{1}{g} \frac{\partial V_G}{r \partial \psi} = \frac{3}{2} GM_M \frac{R_E}{R_{EM}^3} \sin 2\psi \quad . \quad (4.17)$$

Sie beträgt $\pm 0,017''$ für den Mond und $\pm 0,008''$ für die Sonne (Torge, 2003). Alle vom Gezeitenpotential abgeleiteten Größen besitzen die gleichen Frequenzen wie das Gezeitenpotential selbst und lassen sich nach Gl. 4.13 entwickeln.

Bis jetzt wurde die Wirkung des Gezeitenpotentials idealisiert, ohne Berücksichtigung von Materialeigenschaften, beschrieben. In den folgenden Abschnitten sollen nun die Gezeitenphänomene der realen Erde, geordnet nach ihrer Größe, betrachtet werden.

4.2 Ozeangezeiten

4.2.1 Reaktion der Ozeane auf das Gezeitenpotential

Idealerweise stellt sich die Oberfläche einer freien Flüssigkeit entlang einer Äquipotentialfläche des wirkenden Potentials ein, da dann an der Oberfläche keine Kräfte wirken. Dass sich das Wasser der Ozeane nach einer resultierenden Äquipotentialfläche von Schwere- und Gezeitenpotential einstellt und somit eine Wasserwelle zweimal pro Tag die Erde umrundet, wird nicht nur durch die Land-See-Verteilung verhindert, die sich der Westwärtsbewegung des Wassers entgegenstellt. Der Nadirpunkt des Mondes bewegt sich am Äquator mit einer Geschwindigkeit von 450 m/s. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit v einer langen Welle (und eine solche ist eine Gezeitenwelle) im Wasser von der Wassertiefe D abhängt (Pugh, 1987)

$$v = \sqrt{gD} \quad , \quad (4.18)$$

müsste der Ozean über 20 000 m tief sein, damit sich eine solche Welle ohne Reibungsverluste fortbewegen könnte.

Änderungen der Wassertiefe, z. B. am Rand der Kontinentalschelfe, verursachen erhebliche Veränderungen der Wellen, meist verbunden mit einer Erhöhung der Amplitude.

Jedes Ozeanbecken hat auf Grund seiner Geometrie spezifische Frequenzen, die es verstärkt oder

¹Einheit Gal: benannt nach Galileo Galilei, $1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm s}^{-2}$

auslöscht. Für den Weltozean liegt die Resonanzfrequenz nahe der halbtägigen Tiden, so dass deren Amplituden gegenüber denen der Gleichgewichtstiden erhöht sind (Pugh, 1987). Eine mittlere Wassertiefe von 4000 m bewirkt eine Geschwindigkeit der Wellen von 700 km/h. Die Durchquerung eines Ozeanbeckens würde damit etwa 10 bis 20 Stunden dauern. Das heißt, für tägige und halbtägige Wellen kann sich kein Gleichgewichtszustand einstellen, wohl aber für langperiodische Wellen, die gut mit den Gleichgewichtstiden approximiert werden können (Lambeck, 1988).

Desweiteren wird eine sich bewegende Masse auf der rotierenden Erde durch die Coriolis-Kraft abgelenkt, so dass sich im Inertialsystem eine geradlinige Bewegung ergibt. Derartige Wellen heißen Kelvin-Wellen.

Für jede Welle, also Partialtide ergibt sich eine komplexe Struktur des Gezeitenverlaufs. Die Wellen laufen nicht gleichförmig um die Erde, sondern es bilden sich Amphidrome, an denen die Gezeitenauslenkung Null ist und um die die Gezeitenwelle rotiert. Die Richtung der Rotation verläuft wegen der Corioliskraft auf der Nordhalbkugel gegen den Uhrzeigersinn, auf der Südhalbkugel mit dem Uhrzeigersinn. Sie kann aber auf Grund morphologischer Gegebenheiten auch von dieser Gesetzmäßigkeit abweichen (Pugh, 1987).

4.2.2 Interne Gezeiten

Neben den bekannten Ozeangezeiten an der Meeresoberfläche bilden sich auch interne Gezeiten aus. Die bisher betrachteten Ozeangezeiten entstehen durch die Gravitationsbeschleunigung auf die Grenzfläche zwischen Wasser und Luft auf Grund des Dichteunterschieds zwischen beiden Schichten. Die Dichte von Luft wird gegenüber der von Wasser meist vernachlässigt.

Wellen können sich auch entlang von internen Dichtegradienten ausbreiten. Die Geschwindigkeit einer solchen Welle ist jedoch im Vergleich zu Oberflächenwellen viel geringer. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer langen Welle an der Grenzfläche zwischen einer oberen Schicht der Dicke D_1 und der Dichte ρ_1 und einer sehr viel mächtigeren unteren Schicht der Dichte ρ_2 gilt ähnlich Gl. 4.18 (Pugh, 1987)

$$v = \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} g D_1} \quad (4.19)$$

Diese internen Wellen breiten sich langsamer aus, können aber große Amplituden aufweisen. Die Oberflächenverschiebung auf Grund einer internen Welle ist wiederum mit dem Faktor $(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$ skaliert. Im Fall einer internen Welle mit einer Amplitude von 10 m und einem typischen Dichteunterschied wäre die Oberflächenauslenkung kleiner als 0,01 m.

Interne Wellen werden nicht nur an Dichtesprüngen angeregt, sondern können sich auch bei kontinuierlichen Dichteänderungen ausbreiten. Die Ausbreitungsmechanismen solcher Wellen können sehr kompliziert sein. (Pugh, 1987)

4.2.3 Modellierung der Ozeangezeiten

Ozeangezeiten werden mit Hilfe von Ozeangezeitenmodellen beschrieben. Dabei werden für jeden Gitterpunkt P des Modells und jede Tide die Abweichungen von der Gleichgewichtstide berechnet. Die Höhenänderung durch die Gezeiten lässt sich entsprechend Gl. 4.13 in der Form

$$\zeta(P, t) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} A_i(P) \cos(\omega_i t + \chi_i - \phi_i^0(P)) \quad (4.20)$$

angeben. Dabei ist $A_i(P)$ die Amplitude der i -ten Tide im Punkt P. Das astronomische Argument χ_i beschreibt die Phase der Gleichgewichtstide, die sich aus den Argumenten der Orbitalelemente s ,

h , p , N und p_s (siehe Kap. 4.1.4) berechnen lässt. Die Phase $\phi_i^0(P)$ beschreibt den zeitlichen und damit Phasenunterschied zwischen der Gleichgewichtstide und der entsprechenden Ozeantide im Punkt P . Dabei dient das Maximum der Gleichgewichtstide am Nullmeridian als globaler Bezug. Eine positive Phase bedeutet eine Verzögerung, die Ozeantide in P erreicht ihr Maximum später als die Gleichgewichtstide in Greenwich.

Nach der Art ihrer Entstehung wird zwischen hydrodynamischen, empirischen und, als Mischung beider Arten, semi-empirischen Gezeitenmodellen unterschieden.

Hydrodynamische Modelle beruhen auf der Lösung der Laplaceschen Gezeitengleichungen (Torge, 2003). Das bekannteste globale hydrodynamische Gezeitenmodell ist das Modell FES94 (*Finite Element Solution*, Le Provost u.a., 1994).

Empirische Modelle basieren auf der Analyse von globalen Beobachtungen der Gezeiten. Die Altimeterdaten von TOPEX/POSEIDON sind wegen der eigens in Bezug auf Gezeiten ausgewählten Orbitkonfiguration² zur Parametrisierung empirischer Ozeangezeitenmodelle gut geeignet (Chelton u.a., 2001).

Semi-empirische Modelle nutzen die Vorteile von beiden Techniken und kombinieren die detaillierte Modellierung der Gezeiten in küstennahen Gebieten der hydrodynamischen Modellierung mit der langperiodischen Genauigkeit der Altimeterlösung (FES99: Lefèvre u.a. (2000), CSR3.0: Eanes und Bettadpur (1996)). Ein Vergleich der verschiedenen Gezeitenmodelle findet sich z. B. in Shum u.a. (1997) und Dorandeu u.a. (2000).

4.2.4 Ozeangezeiten im Bereich der Antarktis

Für die südpolaren Gewässer ergeben sich verschiedene Schwierigkeiten. Die Inklination von TOPEX/POSEIDON beträgt 66° . Damit ist der größte Teil des Südpolarmeeres nicht von TOPEX überdeckt. Eine Alternative bieten die ERS-Satelliten mit einer Grenzbreite von $81,5^\circ$. Auf Grund der sonnensynchronen Bahn kann jedoch z. B. die Tide S_2 nicht beobachtet werden, da die Phase bei jedem Überflug exakt die gleiche ist. Probleme ergeben sich auch mit den Alias-Perioden, vor allem der täglichen Tiden P_1 und K_1 , die nicht von der jährlichen Tide getrennt werden können (Andersen, 1995).

Die hydrodynamische Modellierung in dieser Region ist ebenfalls schwierig, da die Bathymetrie als wichtige Eingangsgröße vor allem unter den Schelfeisen nur ungenügend bekannt ist (Le Provost u.a., 1994). Die Schelfeise werden meist als frei schwimmend betrachtet, Deformationseffekte in der Aufsetzzone werden vernachlässigt (siehe Kap. 4.6).

Neben den globalen Modellen gibt es spezielle antarktische Ozeangezeitenmodelle, die sich diesen Problemen widmen (MacAyeal, 1984; Robertson u.a., 1998; Padman u.a., 2002).

Abb. 4.3 zeigt Amplitude und Phase der vier größten Tiden aus dem globalen Modell FES99 (Lefèvre u.a., 2000). Die ganztägigen Tiden K_1 und O_1 laufen wie die Gleichgewichtstiden von West nach Ost (in Richtung größer werdender Phase) um den Kontinent. Die Amplituden nehmen mit Entfernung von der Küste ab. Unregelmäßigkeiten treten am Kontinentallhang z. B. im Ross- und Weddellmeer auf.

Die halbtägigen Tiden zeigen ein kompliziertes Muster mit mehreren Amphidromen, um die die Wellen entsprechend der Corioliskraft im Uhrzeigersinn rotieren. Die größten Amplituden treten im Weddellmeer auf. Obwohl sich direkt an der Schelfeiskante des Filchner-Ronne-Schelfeises ein Amphidrom befindet, ergeben sich die größten Amplituden in den südlichsten Bereichen dieses Schelfeises. Unter dem Larsen-Schelfeis an der Antarktischen Halbinsel sind die Amplituden ebenfalls relativ groß.

²Der Wiederholzyklus von TOPEX wurde so gewählt, dass die Alias-Perioden, die durch Unterabtastung der täglichen und halbtägigen Perioden entstehen, gut voneinander trennbar sind.

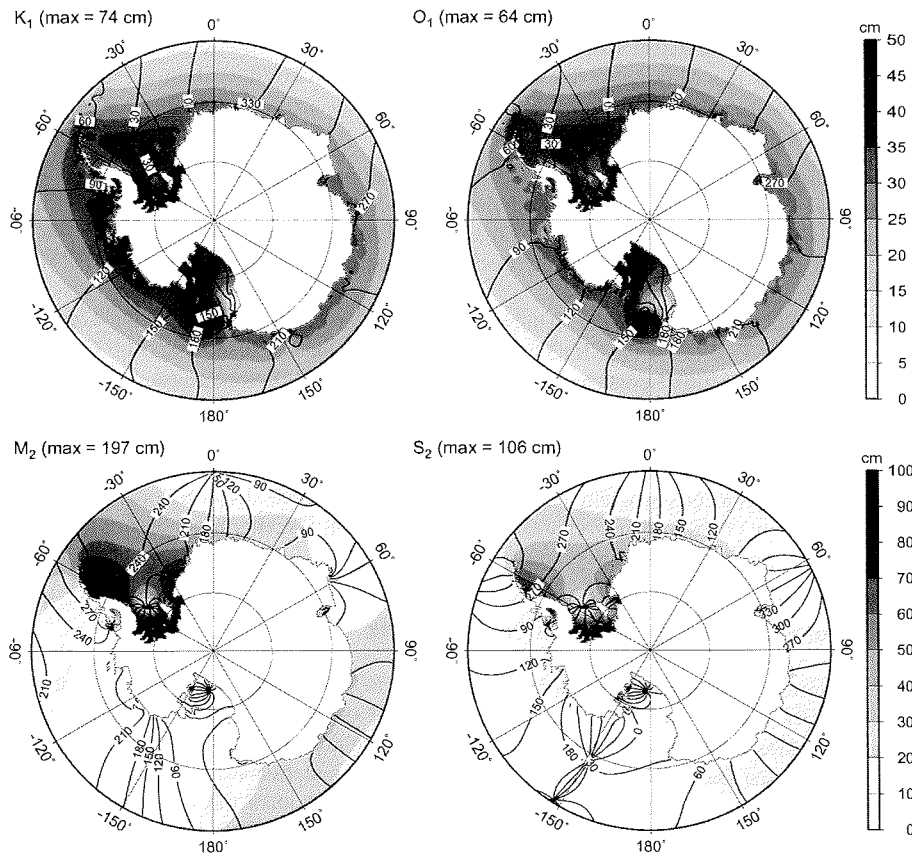


Abb. 4.3: Ozeangezeiten im Südpolarmeer. Die vier Haupttiden sind dem Modell FES99 (Lefèvre u.a., 2000) entnommen.

Die Gezeitenströmungen spielen neben thermohalinen Zirkulationen eine wesentliche Rolle für den Wasseraustausch und Wärmetransport unter den Schelfeisen und haben somit einen Einfluss auf die Schmelz- und Gefrierprozesse an der Schelfeisbasis (MacAyeal, 1984; Smithson u.a., 1996).

4.2.5 Der Effekt des Inversen Barometers

Als weitere nicht zu den Gezeiten zu rechnende Ursache für Wasserstandsänderungen seien hier Luftdruckänderungen über dem Ozean genannt. Der Ozean reagiert auf Auflaständerungen in der Atmosphäre, die durch Luftdruckänderungen hervorgerufen werden. Über einen Zeitraum von 40 bis 400 Stunden kann diese Reaktion des Ozeans durch den inversen Barometer-Effekt beschrieben werden (Lambeck, 1988). Die Wasserhöhe h_W stellt sich jeweils so ein, dass der Druck P_{MB} am Meeresboden, der sich aus dem Luftdruck P_A und dem Druck P_W der Wassersäule zusammensetzt, konstant ist. Abweichungen des momentanen Luftdrucks vom Langzeitmittel P_A an einem Ort

führen folglich zu Änderungen der Meereshöhe Δh_W (Pugh, 1987)

$$\begin{aligned} P_{MB} &= P_W + P_A = \text{const} \\ \Delta P_W &= -\Delta P_A \\ \Delta h_W &= -\frac{\Delta P_A}{g \rho_{\text{sea}}} \end{aligned}$$

Mit der Dichte von Meerwasser $\rho_{\text{sea}} = 1026 \text{ kg/m}^3$ ergibt sich

$$\Delta h_W = -9,94 \frac{\text{mm}}{\text{hPa}} \Delta P_A \quad (4.21)$$

4.3 Erdgezeiten

4.3.1 Die elastische Reaktion des Erdkörpers

Auf Grund seiner elastischen Eigenschaften reagiert auch der Erdkörper auf das Gezeitenpotential. Da die Frequenz der freien Oszillation der Erde bei 50 Minuten liegt (Pugh, 1987; Lambeck, 1988), befinden sich bei den Erdgezeiten im Gegensatz zu den Ozeangezeiten auch die ganz- und halbtägigen Tiden außerhalb des Resonanzbereichs der Eigenschwingung. Aus diesem Grund weisen die Erdgezeiten (fast) keine Phasenverschiebung gegenüber den Gleichgewichtsgezeiten auf. Lediglich ihre Amplitude ist gedämpft.

Nach dem Urheber der Theorie der Erdgezeiten für eine kugelsymmetrische, nicht rotierende Erde werden die Proportionalitätsfaktoren Lovesche Zahlen genannt (Torge, 1991). Hier seien zunächst die Gleichungen für die dominanten Glieder zweiten Grades dargestellt. Die Lovesche Zahl h beschreibt das Verhältnis der Deformation des elastischen Erdkörpers zur Gleichgewichtstide

$$\Delta r_{\text{el}} = h \Delta r_G = h \frac{V_G}{g} \quad (4.22)$$

Diese Deformation verursacht eine Massenverlagerung, die ein dem erzeugenden Potential proportionales Deformationspotential hervorruft,

$$V_D = k V_G \quad (4.23)$$

Die horizontale Deformation in NS-Richtung x_{el} bzw. OW-Richtung y_{el} lässt sich durch die Lovesche Zahl l (oder auch Shida-Zahl) beschreiben

$$\Delta x_{\text{el}} = \frac{l}{g} \frac{\partial V_G}{\partial \varphi} \quad \Delta y_{\text{el}} = \frac{l}{g \cos \varphi} \frac{\partial V_G}{\partial \lambda} \quad (4.24)$$

Das gesamte durch die Gezeiten hervorgerufene Potential auf der elastischen Erde beträgt

$$V_{\text{el}} = V_G + V_d - g \Delta r_{\text{el}} = (1 + k - h) V_G \quad (4.25)$$

Die vertikale Komponente der Gezeitenbeschleunigung ergibt sich aus der Ableitung des Gezeitenpotentials unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Love-Zahl k vom Abstand R_E ($k \sim r^{-5}$) und der Schwereänderung durch die radiale Deformation Δr_{el}

$$\begin{aligned} g_{\text{el}} &= (1 + k - h) \frac{\partial V_G}{\partial r} + V_G \frac{\partial k}{\partial r} + \Delta r_{\text{el}} \frac{\partial g}{\partial r} \\ g_{\text{el}} &= \left(1 - \frac{3}{2}k + h\right) g_G \\ g_{\text{el}} &= \delta \cdot g_G \end{aligned} \quad (4.26)$$

Der Faktor $\delta = (1 - \frac{3}{2}k + h)$ wird auch als Gravimeterfaktor bezeichnet, da er mit dem Gravimeter bestimmbar ist. Allgemein kann der Gravimeterfaktor in Abhängigkeit des Grades n der Entwicklung dargestellt werden (Melchior, 1983)

$$\delta_n = 1 + \frac{2h_n}{n} - \frac{(n+1)k_n}{n} \quad (4.27)$$

Wie bereits erwähnt, wird die Gezeitenentwicklung bei präzisen gravimetrischen Untersuchungen bis zum Grad 6 betrieben (Wenzel, 1996).

Die Variation der Lotrichtung der elastischen Erde ist proportional zu der der starren Erde. Für Grad 2 ergibt sich

$$n_{el} = (1 + k - h)n_G = \gamma \cdot n_G \quad (4.28)$$

γ beträgt etwa 0,7 und wird daher als Verminderungsfaktor bezeichnet. Der Verminderungsfaktor ist auch im Zusammenhang mit den Ozeangezeiten wichtig (Abb. 4.4).

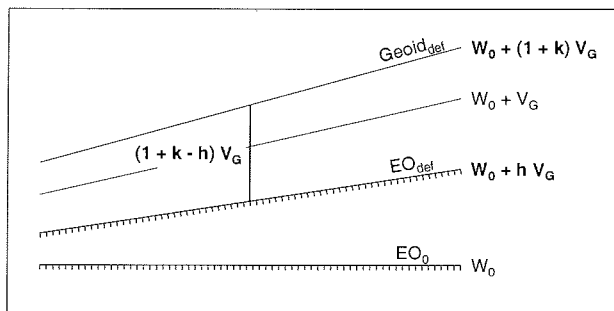


Abb. 4.4: Äquipotentialflächen des Gezeitenpotentials der starren Erde V_G und der elastischen Erde $(1+k)V_G$ sowie die Deformation der Erdoberfläche hV_G .

Die resultierende Äquipotentialfläche, nach der sich der Meeresspiegel idealerweise einstellt, ist die Summe aus Gezeiten- und Deformationspotential $(1+k)V_G$. Die feste Erde wird auf das Niveau mit hV_G deformiert, so dass die beobachtete Amplitude an einem Pegel um $(1+k-h)$ gegenüber den Gleichgewichtszeiten gedämpft ist. Altimetermessungen hingegen liefern geozentrische Gezeiten, sie repräsentieren die Veränderungen der Äquipotentialfläche $(1+k)V_G$ (Lambeck, 1988).

Aus sphärischen Erdmodellen ergeben sich folgende Werte für die Loveschen Zahlen

$$h = 0,61 \quad k = 0,30 \quad l = 0,008 \quad (4.29)$$

Die aus Bahnanalysen des Lageos-Satelliten bestimmten Werte (Gendt und Dietrich, 1988) stimmen mit diesen auf etwa 1% überein (Torge, 1991).

Die Annahme einer kugelsymmetrischen, nicht rotierenden Erde stellt eine starke Vereinfachung dar. Auf Grund der Inhomogenität der Erde und der Abweichung von der Kugelform sind die Loveschen Zahlen und deren abgeleitete Größen sowohl breiten- als auch frequenzabhängig. Die Breitenabhängigkeit wird durch Korrektionssterme entsprechend berücksichtigt (McCarthy und Petit, 2003). Die Frequenzabhängigkeit ist besonders im täglichen Gezeitenband ausgeprägt (Abb. 4.5). Ursache dafür ist die nahezu tägige Polbewegung (*nearly diurnal free wobble*) (Details siehe Zürn, 1997). Die Tide ψ_1 ist am stärksten beeinflusst, da sie der Resonanzfrequenz der Polbewegung am nächsten ist.

Die Love-Zahlen der langperiodischen Tiden weisen eine leichte Frequenzabhängigkeit auf Grund der Viskoelastizität des Erdmantels auf (McCarthy und Petit, 2003). Abb. 4.5 zeigt die Frequenzabhängigkeit am Beispiel der Love-Zahl h .

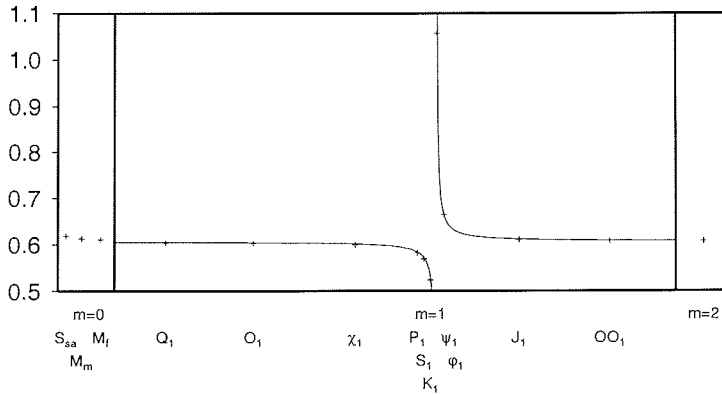


Abb. 4.5: Frequenzabhängigkeit der Love-Zahl h entsprechend der IERS-Konventionen (McCarthy und Petit, 2003). Die Frequenzabhängigkeit innerhalb des täglichen Gezeitenbandes ist das Resultat der nahezu täglichen Polbewegung. Für die langperiodischen Tiden ergibt sich eine Abhängigkeit auf Grund der Inelastizität des Erdmantels.

Durch das unelastische Verhalten des Erdmantels erhalten die Love-Zahlen auch einen imaginären Anteil, der eine Phasenverzögerung der Reaktion der Erde gegenüber dem anregenden Potential beschreibt. Dieser imaginäre Anteil der Love-Zahlen ist gering und wiederum frequenzabhängig (Mathews u.a., 1997).

Ein häufig verwendeter Satz von Gezeitenparametern ist der von Wahr-Dehant und bezieht sich auf eine elliptische, gleichmäßig rotierende Erde mit elastischem inneren Kern, flüssigem äußeren Kern und unelastischem Mantel (Wahr, 1981; Dehant, 1987).

4.3.2 Bestimmung von Gezeitenparametern

Aus einer Beobachtungsreihe der gezeitenbedingten Deformation oder der Schwereänderung an einem Ort können die Gezeitenparameter abgeleitet werden.

Die Schätzung der gesuchten Größen erfolgt im Gauss-Markov-Modell nach der Methode der kleinsten Quadrate. Dabei handelt es sich um ein Standard-Werkzeug, auf das hier nicht näher eingegangen werden soll. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens findet sich in der geodätischen Standardliteratur (z. B. Grafarend und Schaffrin, 1993; Caspary und Wichmann, 1994; Koch, 1997; Niemeier, 2002).

Das funktionale Modell ergibt sich entsprechend Gl. 4.13 für die Erdgezeiten zu

$$l(t) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \delta_i A_i \cos(\omega_i t + \chi_i + \phi_i) \quad (4.30)$$

Amplitude A_i , Kreisfrequenz ω_i und Phase der Gleichgewichtstide χ_i können mit Gezeitenpotentialkatalogen berechnet werden. Der Amplitudenfaktor δ_i beschreibt das Amplitudenverhältnis der

beobachteten Tide zur Tide der Gleichgewichtszeiten A_i^0 . Bei gezeitenbedingten Deformationen wird meist statt des Amplitudenverhältnisses die absolute Amplitude geschätzt.

4.3.2.1 Phasenbeziehung bei Erd- und Ozeangezeiten

Die Phase ϕ_i in Gl. 4.30 stellt die Phasenverschiebung zwischen Gleichgewichts- und Erdgezeiten dar. Im Gegensatz zu den Ozeangezeiten (siehe Kap. 4.2) wird bei den Erdgezeiten die Phase als Phasenvorlauf definiert. Eine positive Phase bedeutet, dass die Tide der Erdgezeiten der theoretischen vorausseilt (Wenzel, 1997a). Desweiteren werden bei der Analyse von Erdgezeiten meist einzelne Stationen betrachtet. Die Phasenverschiebung ist deshalb lokal als Zeitdifferenz oder Winkel zwischen der Passage der Gleichgewichtstide durch den lokalen Meridian und dem Maximum der Tide der Erdgezeiten definiert.

Die Umrechnung zwischen den beiden Systemen ergibt sich aus den Definitionen 4.20 und 4.30

$$\phi_{\text{Greenwich}} = -(\phi_{\text{lokal}} + m \cdot \lambda) \quad , \quad (4.31)$$

mit der Ordnung m der Tide und der Länge λ der Station.

Ein weiterer Unterschied zwischen Erd- und Ozeangezeiten ergibt sich aus der unterschiedlichen Behandlung der Amplitude der Tiden. Betroffen davon sind die täglichen Tiden, die am Äquator einen Vorzeichenwechsel aufweisen (siehe Gl. 4.12 und Abb. 4.2). Da die einzelnen Tiden der Ozeangezeiten stets durch eine Kosinusfunktion parametrisiert, die Erdgezeiten aber relativ zu den theoretischen Tiden geschätzt werden, ergibt sich für die täglichen Tiden auf der Südhalbkugel eine Phasenverschiebung von 180° .

4.3.2.2 Trennbarkeit der Tiden

Welche Frequenzen in Gl. 4.30 bestimmt werden können, hängt hauptsächlich von der Abtastung und der Länge der Beobachtungsreihe ab. Nach dem Abtasttheorem können aus einer äquidistant abgetasteten Reihe alle Wellenlängen extrahiert werden, die größer als die doppelte Abtastweite sind. Die größte auflösbare Frequenz heißt Nyquist-Frequenz (Meier und Keller, 1990). Die kürzeste auflösbare Wellenlänge einer stündlich abgetasteten Messreihe beträgt demnach zwei Stunden. Das ist für Gezeitenregistrierungen meist ausreichend.

Das Rayleigh-Kriterium besagt, dass zwei Tiden getrennt werden können, wenn ihre Frequenzdifferenz Δf größer als die Fundamentalfrequenz $f_0 = 1/T$ der Zeitreihe ist (Wenzel, 1997a). Die Fundamentalfrequenz beschreibt somit die Frequenzauflösung einer diskreten Fouriertransformation.

Für die zwei größten Halbtagstiden M_2 und S_2 ist eine Dauer von 14,7 Tagen nötig ($T = 1/\Delta f = 1/(1,9322 \text{ cpd} - 2,000 \text{ cpd})$; siehe Tab. 4.1). Die größten Tagestiden O_1 und K_1 sind nach 13,6 Tagen voneinander trennbar. Schwierig hingegen ist die Trennung zwischen K_1 und P_1 . Da die Frequenzen dieser Tiden sehr dicht beieinander liegen, ist eine Beobachtungsdauer von 185 Tagen (ein halbes Jahr) nötig, um sie sicher voneinander trennen zu können. Bei hoher Datenqualität können jedoch auch Tiden mit einer geringeren Frequenzdifferenz aufgelöst werden, da die Frequenzen der Tiden a priori bekannt sind. Für die Trennung von K_1 und P_1 ist bei großem Signal-Rausch-Verhältnis eine Zeitreihe von 120 Tagen ausreichend (Melchior, 1983).

Ein alternativer Ansatz besteht darin, Tiden relativ zu schätzen. Eine schwächere Welle wird dabei anhand des Amplitudenverhältnisses und der Phasenverschiebung (meist Null) der Gleichgewichtstide relativ zu einer benachbarten größeren geschätzt. Für beide Tiden wird in der Auswertung ein

gemeinsamer Amplitudenfaktor und eine gemeinsame Phasenverschiebung bestimmt. Gerade für P_1 und K_1 ist das jedoch auf Grund des Einflusses der nahezu täglichen Polbewegung (siehe Kap. 4.3) problematisch. Hinzu kommt, dass zwischen diesen beiden Tiden die Tide S_1 liegt, die zwar keine gravitative, wohl aber eine meteorologische Bedeutung besitzt und von der nicht angenommen werden kann, dass sie gleiche Amplitude und Phase wie die benachbarten Wellen aufweist.

4.4 Auflastgezeiten

4.4.1 Der sekundäre Effekt der Ozeane

Die in Kap. 4.2 beschriebenen Ozeangezeiten stellen eine Veränderung der Massenverteilung an der Erdoberfläche dar und rufen einen Sekundäreffekt hervor, der sich aus der Gravitationswirkung und der durch die Auflast dieser Massen verursachten Deformation zusammensetzt. Beides wird unter der Bezeichnung Auflastgezeiten zusammengefasst.

Das von einer Masse m am Quellpunkt Q erzeugte Potential am Aufpunkt P im sphärischen Abstand ψ von Q beträgt analog zu Gl. 4.5

$$V_A(P) = \frac{G \cdot m(Q)}{R(Q)} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{R(P)}{R(Q)} \right)^n P_n(\cos \psi) \quad . \quad (4.32)$$

Im Vergleich zum Gravitationspotential des Mondes ergeben sich jedoch einige Unterschiede. Da sich sowohl Quell- als auch Aufpunkt auf der Erdoberfläche befinden ($R(Q) \approx R(P)$), konvergiert die Summe nicht. Die Summation muss bis zu hohem Grad ausgeführt und an einer entsprechend den Genauigkeitsanforderungen festzulegenden Grenze abgebrochen werden. Außerdem kann der Ozean im Gegensatz zum Mond nicht als Punktmasse betrachtet werden. Der sphärische Abstand ψ kann von Null bis 180° variieren. Der Gesamteffekt ergibt sich aus der Integration über die gesamte auflasterzeugende Ozeanfläche A_L zu

$$V_A^L(P) = \int_{A^L} \frac{G \cdot m^L(\varphi, \lambda)}{R} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \psi) dA \quad . \quad (4.33)$$

Die Wirkung dieses Potentials kann analog zu der des Gezeitenpotentials in Kap. 4.3 mit Hilfe von Love-Zahlen ausgedrückt werden. Jedoch gelten für mit Oberflächenkräften verbundene Potentiale andere Sätze von Love-Zahlen h'_n , k'_n und l'_n (Farrell, 1972). Diese können auf der Grundlage verschiedener Erdmodelle, beispielsweise des Gutenberg-Bullen-A-Erdmodells oder des *Preliminary Reference Earth Models* (Dziewonski und Anderson, 1981), berechnet werden.

Durch das zusätzliche Potential im Außenraum verschiebt sich die Äquipotentialfläche des Schwerepotentials nach außen. Der Druck der aufliegenden Massen erzeugt eine Deformation in Richtung Erdmittelpunkt, die analog zu Gl. 4.22 dargestellt werden kann

$$\Delta r^L = \sum_{n=0}^{\infty} h'_n \frac{V_A^L(n)}{g} \quad . \quad (4.34)$$

Daraus ergibt sich, dass die Love-Zahlen h'_n negativ sind. Auch das Potential, das durch diese Deformation hervorgerufen wird, ist dem Auflastpotential entgegengerichtet

$$V_D^L = \sum_{n=0}^{\infty} k'_n V_A^L(n) \quad . \quad (4.35)$$

Die Auflast-Love-Zahlen k'_n sind wiederum negativ. Das durch die Auflast hervorgerufene Gesamtpotential beträgt demnach

$$V^L = \int_{A^L} \frac{G \cdot m^L(\varphi, \lambda)}{R} \sum_{n=0}^{\infty} (1 + k'_n) P_n(\cos \psi) dA \quad . \quad (4.36)$$

Die Änderung der Schwerebeschleunigung durch das Auflastpotential beträgt

$$g^L = \int_{A^L} \frac{G \cdot m^L(\varphi, \lambda)}{R^2} \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot \delta'_n \cdot P_n(\cos \psi) dA \quad (4.37)$$

mit Gravimeterfaktoren δ'_n , die sich entsprechend Gl. 4.27 aus den Auflast-Love-Zahlen zusammensetzen. Die Summen in Gln. 4.34 bis 4.37 stellen eine Gewichtung der Wirkung der Auflast in Abhängigkeit vom sphärischen Abstand ψ zwischen Quell- und Aufpunkt dar. Diese Greenschen Funktionen können für jeden der Auflasteffekte und verschiedene Erdmodelle berechnet werden. Eine Abhandlung der numerischen Aspekte derartiger Berechnungen findet sich z. B. in Jentzsch (1997).

4.4.2 Auflastgezeiten in der Antarktis

Die Größe der Auflastgezeiteneffekte nimmt mit dem Abstand von der erzeugenden Auflast, d. h. dem Ozean, ab. An der Küste ist der Einfluss demnach am größten. In der Antarktis selbst sind die größten Effekte am Weddell-Meer zu erwarten. Beispielsweise können vertikale Auflastdeformationen in der Station Marambio bis zu 70 mm betragen (vgl. z. B. Dach und Dietrich, 2001).

Mit dem Abstand von der Küste nimmt nicht nur die Größe des Effekts, sondern auch die Unsicherheit der Modellierung ab, da einerseits die großräumige Verteilung der Ozeangezeiten relativ gut bekannt ist (Melchior und Francis, 1996) und andererseits lokale Effekte an Bedeutung verlieren. Eine weitere Voraussetzung für eine realistische Modellierung ist, dass das Ozeangezeitenmodell die Bedingung der Massenerhaltung des Gesamtozeans genau genug erfüllt. Nach Melchior und Francis (1996) erfüllen die globalen Modelle diese Forderung bis auf Bruchteile eines Millimeters (CSR3.0: 0,02 cm).

Trotz der Abnahme der Größe der Auflastgezeiten mit dem Abstand von der Küste sind sie im Innern der Antarktis zu beobachten. Am Südpol, wo die Erdgezeiten im tägigen und halbtägigen Spektrum verschwinden (siehe Kap. 4.1.3), spiegeln die dort gemessenen Amplituden und Phasen der Schweregezeiten (neben Messfehlern) nur die Auflastgezeiten wider. Die Amplituden sind selbst für die größten Tages- und Halbtagestiden kleiner als $1 \mu\text{Gal}$ (Bos u. a., 2000, siehe auch Kap. 5.3.5).

4.5 Wasserstandsänderungen in Seen

4.5.1 Seegezeiten

Für Seegezeiten gelten die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie für Ozeangezeiten. Idealerweise stellt sich die Seeoberfläche nach einer Äquipotentialfläche ein; die feste Erde reagiert mit dem Proportionalitätsfaktor h auf das Gezeitenpotential. Auf Grund der Volumenerhaltung wird die Seeoberfläche

sich jedoch nur in ihrer Neigung der Äquipotentialfläche anpassen, die vertikale Verschiebung eines freien Wasserspiegels ist deshalb um dessen mittlere Verschiebung \bar{r} zu reduzieren

$$\Delta r_{\text{See}} = (1 + k - h) \frac{V_G}{g} - \bar{r} \quad . \quad (4.38)$$

Auf Grund des geringeren Wasservolumens sind die Amplituden der Gezeiten in Seen nicht sehr groß. Andere Faktoren, wie windgetriebene Strömungen und Eigenschwingungen, haben oft größere Auswirkungen und sind deshalb für Limnologen oft weitaus interessanter.

Anhand der Gezeiten in Seen versuchte man, den Verminderungsfaktor γ zu bestimmen (Melchior, 1983). So wurden am Baikalsee von verschiedenen Autoren Verminderungsfaktoren für M_2 und K_1 zwischen 0,52 und 0,73 ermittelt. Die Amplituden der Tiden sind mit 5–6 mm angegeben. Die Phase der Tiden hängt auch von der Lage der Beobachtungsstation ab. Pestschanaja am Südwest-Ufer des Sees weist fast keine Phasenverschiebung auf, in Tanchoi am Südost-Ufer dagegen betrug die Phasenverschiebung der M_2 -Tide 27° .

Am Tanganjikasee, nahe dem Äquator, errechnete Melchior (in Melchior, 1983) aus der Neigung der Äquipotentialfläche in Ost-West-Richtung eine Amplitude für die Gleichgewichtstide M_2 von 2,7 mm für das Modell der starren Erde. Die gemessene Amplitude von 1,5 mm lieferte einen Verminderungsfaktor von 0,55.

4.5.2 Freie Oszillationen in Seen

Die Periode von Eigenschwingungen eines Sees lässt sich aus der Geometrie des Sees abschätzen. Mit der Geschwindigkeit einer langen Welle gemäß Gl. 4.18 ergibt sich für ein rechtwinkliges Becken die Periode für die niedrigste Eigenmode zu

$$T = \frac{2L}{\sqrt{gD}} \quad . \quad (4.39)$$

Typische Perioden liegen je nach Größe zwischen einigen Minuten bis einigen Stunden (Pugh, 1987). Schwingungen höherer Ordnung haben entsprechend kürzere Perioden. Diese Oszillationen werden auch Seichen genannt.

Für den Ontariosee ergeben sich beispielsweise für die drei niedrigsten Moden Perioden von 5,11 h, 3,11 h und 2,31 h. Die Oszillation der niedrigsten Mode besteht aus einem Amphidrom mit zyklonalem Phasenverlauf (Rotation gegen den Uhrzeigersinn auf der Nordhemisphäre). Höhere Moden weisen entsprechend mehr Amphidrome auf (Schwab, 1977).

Der Einfluss der Coriolis-Kraft hängt ebenfalls von der Geometrie des Sees ab. Zur Abschätzung dient der Vergleich der Breite des Sees mit dem sogenannten Rossby-Radius, der das Verhältnis der Geschwindigkeit einer langen Welle im See zum Coriolisparameter f angibt

$$R = \frac{\sqrt{gD}}{f} \quad . \quad (4.40)$$

Der Coriolis-Parameter $f = 2\Omega \sin \varphi$ hängt von der Winkelgeschwindigkeit Ω der Erde und der geographischen Breite des betrachteten Ortes φ ab.

Ein typischer Wert für den Rossby-Radius liegt bei etwa 500 km (Hutter, 1984). Ist der See schmaler als dieser Radius, so ist der Einfluss der Corioliskraft gering und kann unter Umständen vernachlässigt werden.

Oszillationen können aber nicht nur an der Oberfläche, der Grenzschicht zwischen Wasser und Luft, entstehen, sondern auch an internen Grenzflächen (siehe Kap. 4.2.2). In Seen bildet sich im

Sommer eine Schichtung aus, bei der über dem dichteren kalten Wasser (Hypolimnion) das von oben erwärmte Wasser (Epilimnion) liegt (Hunkins u.a., 1998). Diese Oszillationen besitzen Amplituden in der Größenordnung von Metern und Perioden von Stunden bis Tagen. Die Coriolis-Kraft muss bei diesen Bewegungen meist berücksichtigt werden, da der Rossby-Radius für interne Oszillationen kleiner ist (Hutter, 1984).

4.6 Gezeitenbewegungen von Schelfeis

Auf Grund des hydrostatischen Gleichgewichts, in dem sich Schelfeis und Ozean im Normalfall befinden, verdrängt das Schelfeis gerade soviel Ozeanwasser, wie seiner Masse entspricht. Die Oberflächenhöhe h des Schelfeises ergibt sich somit aus der Eisdicke H und den mittleren Dichten des Schelfeises ρ_{ice} und des Ozeanwasser ρ_{sea} (z. B. Jenkins und Doake, 1991)

$$h = H - \frac{\rho_{ice}}{\rho_{sea}} H \quad (4.41)$$

Im Wesentlichen bewegt sich ein Schelfeis mit den Ozeangezeiten auf und ab. Lediglich innerhalb der Aufsetzzone erfolgt der Übergang von Eis, das den vertikalen Gezeitenbewegungen unterliegt, zu ruhig aufliegendem Eis.

Ebenso ändert sich das horizontale Fließverhalten in diesem Bereich. Die Fließbewegung des aufliegenden Eises basiert, mit Ausnahme der schnell fließenden Gletscher, bei denen zusätzlich Bodengleiten eine große Rolle spielt, auf interner Deformation, wobei die geringsten Geschwindigkeiten in den tiefsten Schichten auftreten. Im Schelfeis hingegen bewegt sich das Eis über die gesamte Dicke mit konstanter Geschwindigkeit, da keine Reibungskräfte am Untergrund auftreten (Mayer, 1996; Van der Veen, 1999).

Die Querschnittsgeometrie der Aufsetzzone hängt wesentlich vom Untergrund ab. In Abb. 4.6 ist der weit verbreitete Fall eines zum Meer hin abfallenden Untergrundes dargestellt. Entlang eines senkrechten Profils durch die Aufsetzzone können verschiedene spezifische Punkte unterschieden werden. Der Punkt G auf der glaziologisch wichtigen Aufsetzlinie, an dem das Eis aufschwimmt, koinzidiert nicht notwendigerweise mit dem hydrostatischen Punkt H, in dem sich das Eis im hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Der Punkt F kennzeichnet die äußere Grenze, an der eine vertikale Gezeitendeformation beobachtbar ist und befindet sich auf noch aufliegendem Eis (Smith, 1991). Andere Autoren bezeichnen diese Position als Scharnier (engl. *hinge*, Holdsworth, 1969). Oft wird nicht streng zwischen Aufsetz- und Scharnierlinie unterschieden. Punkt I bildet die Grenze zwischen dem stärker geneigten Inlandeis und dem flachen Schelfeis. An Punkt K ist das hydrostatische Gleichgewicht wieder erreicht, ab diesem Punkt kann das Schelfeis als freischwimmend betrachtet werden.

Die Position und die Breite der Aufsetzzone, d. h. des Deformationsbereiches, hängen von der Untergrundgeometrie sowie den elastischen Eigenschaften und der Mächtigkeit des Eises ab. Typische Werte liegen zwischen 1 und 10 km (Vaughan, 1994) und entsprechen damit der 2–3fachen Eisdicke. Allgemein kann die vertikale Deformation $w(x, y)$ einer Schelfeisplatte im Bereich der Aufsetzzone durch eine partielle Differentialgleichung 4. Ordnung beschrieben werden (Rabus und Lang, 2002). Dabei werden meist Spezialfälle betrachtet, die eine Vereinfachung der zu Grunde liegenden Gleichungen ermöglichen. Besitzt die zu betrachtende Aufsetzzone einen geradlinigen Verlauf und weist der Eiskörper eine konstante Dicke auf, so kann das Modell eines einseitig eingespannten, elastischen Balkens zur Modellierung des Deformationsverlaufs genutzt werden (Holdsworth, 1969, 1977). Die Gleichung

$$w(x) = A_0(t) \left[1 - e^{-\beta x} (\cos \beta x + \sin \beta x) \right] \quad (4.42)$$

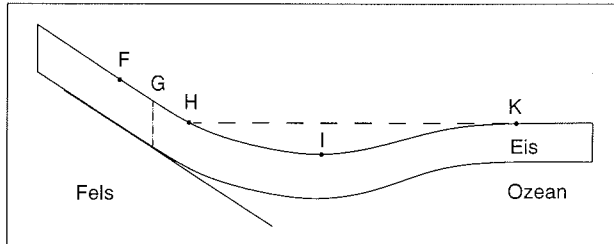


Abb. 4.6: Schematisches Profil einer Aufsetzzone (nach Smith, 1991, Vaughan, 1994).

stellt die analytische Lösung der gewöhnlichen Differentialgleichung

$$\frac{\partial^4}{\partial x^4} w + 4\beta^4 w = 0 \tag{4.43}$$

dar. Die Relation von vertikaler Auslenkung w zur Entfernung x von der Aufsetzlinie hängt einerseits von der Amplitude $A_0(t)$ am frei schwimmenden Ende, andererseits vom elastischen Dämpfungsfaktor β ab. Dieser Parameter β bestimmt die Breite der Deformationszone (Abb. 4.7) und kann in Abhängigkeit der elastischen Eigenschaften des Eises (Elastizitätsmodul E , Poissonzahl ν) und der Eisdicke H dargestellt werden

$$\beta^4 = 3\rho_{\text{sea}} g \frac{1 - \nu^2}{EH^3} \tag{4.44}$$

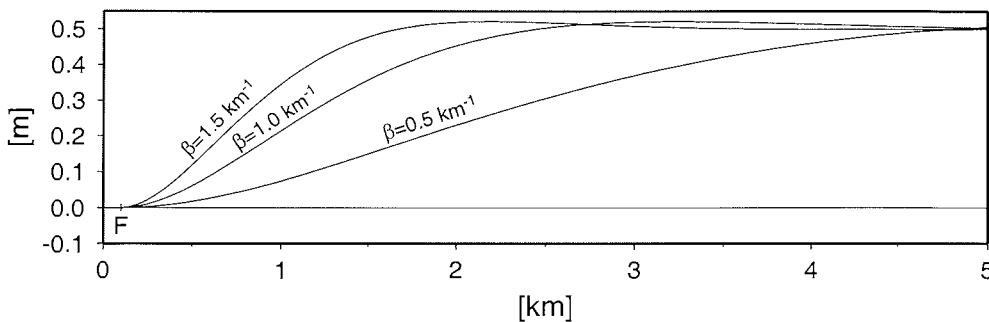


Abb. 4.7: Modell-Profil über die Aufsetzzone für verschiedene Dämpfungsfaktoren β .

Sind die Eisdicke und der Verlauf der gezeitenbedingten Deformation bekannt, kann diese Gleichung zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls genutzt werden. Die Werte, die in verschiedenen Studien für den Elastizitätsmodul bestimmt wurden, schwanken zwischen 0,8 GPa und 10 GPa (Vaughan, 1995).

In diesem Modell wird die Eisdicke als auf der gesamten Länge des Balkens konstant angesehen. Durch die Wirkung der Schwerkraft sowie Abschmelzvorgänge, die unmittelbar nach dem Aufschwimmen des Eises einsetzen (z. B. Grosfeld, 1993; Smith, 1996), verjüngt sich der Eiskörper im Normalfall. Dieser Tatsache trägt das erweiterte Balkenmodell von Riedel (2002) Rechnung. Dabei werden mehrere Balkenelemente unterschiedlicher Dicke hintereinandergeschaltet, um eine realistischere Beschreibung der Geometrie der Aufsetzzone zu erreichen. Eine Weiterentwicklung zu einem zweidimensionalen Scheibenmodell erlaubt die flexible Lagerung des Eiskörpers zwischen

der Scharnierlinie F und der Aufsetzlinie G auf einer Till-Schicht. Die Modellgleichungen wurden hierbei mittels einer Finite-Elemente-Methode an Messungen der Gezeitenauslenkung in der Aufsetzzone des Ekströmisen angepasst und gelöst (Riedel, 2002).

Für einen weiteren Sonderfall einer Aufsetzlinie mit konstantem Krümmungsradius kann der Verlauf der Deformation in radialer Richtung r mit folgender Differentialgleichung beschrieben werden (Rabus und Lang, 2002)

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) w + 4\beta^4 w = 0 \quad . \quad (4.45)$$

Im Gegensatz zu Gl. 4.43 für den geraden Fall ist diese Differentialgleichung nur numerisch lösbar. Dabei ist zwischen einem konvexen und einem konkaven Verlauf der Aufsetzlinie – der Deformation an einer Erhebung (Insel) bzw. einer Senke (See) – zu unterscheiden. Für den konkaven Fall gelten folgende Randwerte

$$\begin{aligned} w \Big|_{r=r_{gl}} &= \frac{\partial w}{\partial r} \Big|_{r=r_{gl}} = 0 \\ \frac{\partial w}{\partial r} \Big|_{r=0} &= \frac{\partial^3 w}{\partial r^3} \Big|_{r=0} = 0 \quad . \end{aligned} \quad (4.46)$$

Ein Radius der Depression in der Größenordnung der charakteristischen Skala β^{-1} kann dazu führen, dass die maximale Auslenkung in der Mitte der Vertiefung nicht erreicht wird und es nicht zu einem isostatischen Gleichgewicht kommt.

Die Methoden zur Messung von derartigen gezeitenbedingten Höhenänderungen auf dem Schelfeis sowie ausgewählte Ergebnisse sollen im nächsten Kapitel zusammengestellt werden.

5 Messverfahren zur Bestimmung von Schelfeisgezeiten

5.1 Globales Positionierungssystem GPS

Das Globale Positionierungssystem (GPS) ist eine in vielen Bereichen genutzte satellitengestützte Technik zur Koordinatenbestimmung. Das GPS-Raumsegment besteht aus mindestens 24 Satelliten, die sich in sechs Bahnebenen auf jeweils nahezu kreisförmigen Bahnen (Inklination $i=55^\circ$, Radius $R \sim 26\,600\text{ km}$) bewegen und Mikrowellensignale aussenden.

Es gibt eine Vielzahl von geodätischen Fachbüchern, die sich ausführlich mit dieser Problematik auseinandersetzen (z. B. Seeber, 1993; Teunissen und Kleusberg, 1998), hier seien nur einige für die Anwendung in Polargebieten wichtige Aspekte angerissen.

In der Geodäsie findet zumeist das differentielle GPS auf der Grundlage der Phasendifferenzmessung Anwendung. Dabei wird jeweils nur das Phasenreststück des empfangenen Signals ausgewertet, die Anzahl ganzer Wellenlängen auf dem Weg vom Satellit zum Empfänger muss als Mehrdeutigkeit geschätzt werden.

Eine mögliche Auswertestrategie besteht in der Differenzbildung zur weitgehenden Elimination von Fehlereinflüssen (Beutler u.a., 2001). Für die hochgenaue Prozessierung geodätischer GPS-Messungen werden vom IGS (*International GPS Service*) präzise Satellitenbahndaten auf Grundlage der Auswertung eines globalen Netzes von Permanentstationen bereitgestellt (IGS, 2003). Die Stationen dieses Netzes können gleichzeitig als Referenzstationen für die Anbindung lokaler oder regionaler Netze genutzt werden. In der Antarktis sind derzeit sieben IGS-Stationen entlang der Küste in Betrieb (siehe Abb. 2.1).

5.1.1 Satellitenkonfiguration und Genauigkeit

Da nur Signale von Satelliten oberhalb des natürlichen Horizonts empfangen werden können, ist die Vertikalkomponente um mindestens den Faktor zwei schlechter bestimmbar als die beiden Horizontalkomponenten.

Die von 90° verschiedene Inklination bewirkt, dass die Satelliten nicht gleichmäßig über den Himmel einer Beobachtungsstation verteilt sind. In den Polargebieten befindet sich das Zentrum des sogenannten Polarlochs, aus dem keine GPS-Signale empfangen werden, nahe dem Zenit. Abb. 5.1 zeigt die Satellitenverteilung über einen Tag bei einer Breite von 78°S . Der maximale Höhenwinkel, unter dem Satellitensignale empfangen werden können, beträgt etwa 60° . Das Fehlen von Beobachtungen unter hohen Elevationen bewirkt nahe dem Pol eine Verschlechterung der Genauigkeit der Vertikalkomponente auf das 3,2fache einer Horizontalkomponente (Santerre, 1991). Da Beobachtungen unter sehr geringem Höhenwinkel wegen des langen Signallaufweges durch die Atmosphäre (siehe nachfolgendes Kapitel) und anderer Fehlereinflüsse mit großen Unsicherheiten behaftet sind, werden diese in der Auswertung meist ausgeschlossen. Üblich ist beispielsweise eine Höhenwinkelmaske von 10° . Simulationsrechnungen zeigen, dass dadurch allein auf Grund der Satellitenverteilung die Höhe eines Punktes um den Faktor 4,1 schlechter bestimmbar ist als die Lagekomponenten (Santerre, 1991).

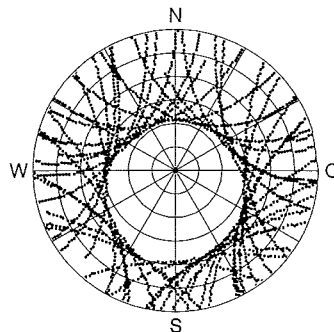


Abb. 5.1: Azimut-Höhenwinkel-Diagramm der GPS-Satelliten für 24 Stunden bei 78°S .

5.1.2 Laufzeitverzögerungen in der Atmosphäre

Auf dem Weg vom Satelliten in ca. 20 000 km Höhe zum Empfänger durchlaufen die Signale verschiedene Schichten der Erdatmosphäre und werden dort durch Wechselwirkungen mit den Teilchen in Geschwindigkeit und Richtung beeinflusst. Diese Eigenschaft der Atmosphäre wird durch den Brechungsindex n bzw. die Brechzahl $N = (n - 1)10^6$ beschrieben, die das Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium zu der im Vakuum beschreiben. Die Laufzeitverzögerung Δs eines die Atmosphäre durchdringenden Signals ergibt sich als Integral über den Signalweg vom Satelliten S zum Beobachtungspunkt P

$$\Delta s = 10^{-6} \int_P^S N ds \quad . \quad (5.1)$$

Auf Grund der verschiedenen Eigenschaften dieser Laufzeitverzögerung unterscheidet man zwischen der Refraktion auf Grund der elektrisch geladenen Teilchen, hauptsächlich in der Ionosphäre, und dem Einfluss der Atome und Moleküle, die größtenteils in der Troposphäre vorkommen.

Die **ionosphärische Refraktion** resultiert aus der Wechselwirkung des Signals mit freien Elektronen in ca. 50 bis 1 000 km Höhe. Zur Parametrisierung der Refraktion wird der (bereits integrierte) Elektronengehalt entlang des Signalweges *TEC* (*total electron content*) in Elektronen/m² genutzt. Da die Ionosphäre ein für Mikrowellen dispersives Medium ist, hängt der Einfluss der ionosphärischen Refraktion von der Frequenz f des Signals ab (Teunissen und Kleusberg, 1998)

$$\Delta s_{\text{iono}} = -40,28 \frac{\text{m}^3}{\text{s}^2} \frac{TEC}{f^2} \quad . \quad (5.2)$$

Das GPS-Signal wird auf zwei Frequenzen ausgesendet ($f_{L_1} = 1\,575$ MHz, $f_{L_2} = 1\,228$ MHz), so dass die ionosphärenfreie Linearkombination L_3 gebildet und der Einfluss nahezu vollständig eliminiert werden kann (Beutler u.a., 2001).

Der Elektronengehalt ist keine konstante Eigenschaft der Ionosphäre, er variiert sowohl räumlich als auch zeitlich. Vor allem in der Region 30° beiderseits des geomagnetischen Äquators und in den Polargebieten kann es beispielsweise durch Magnetstürme zu zusätzlichen hochfrequenten Änderungen der Laufzeitverzögerung kommen (Seeber, 1993). Dies kann zu einem Verlust der Phasenbeziehung zwischen aufeinanderfolgenden Epochen, einem Phasensprung (*cycle slip*) führen. Infolgedessen muss die Anzahl der vollständigen Wellenlängen neu geschätzt und in der Auswertung als zusätzliche Mehrdeutigkeit bestimmt werden. Starke ionosphärische Störungen können die präzise Auswertung vollständig unmöglich machen.

Die Verzögerung von Mikrowellensignalen in der **Troposphäre** hingegen ist frequenzunabhängig. Sie hängt von den meteorologischen Eigenschaften Luftdruck P , Temperatur T und Dampfdruck des Wassers e entlang des Signalweges ab. Es gibt verschiedene Funktionen mit empirischen Konstanten, die diesen Zusammenhang beschreiben. Die Brechzahl kann in einen trockenen (exakter hydrostatischen) und einen feuchten Anteil untergliedert werden. Beispielhaft sei die Smith-Weintraub-Gleichung genannt (Teunissen und Kleusberg, 1998)

$$N = K_1 \frac{P}{T} + K_2 \frac{e}{T^2} \quad , \quad (5.3)$$

mit den empirisch bestimmten Koeffizienten $K_1 = 77,6$ K hPa⁻¹ und $K_2 = 3,73 \cdot 10^5$ K² hPa⁻¹. Die troposphärische Refraktion ergibt sich nach Gl. 5.1 unter Berücksichtigung der Richtungsänderung des Signals zu

$$\Delta s_{\text{tropo}} = 10^{-6} \int_{r_P}^{r_{\text{top}}} \frac{N}{\sin h(r)} dr + \left[\int_{r_P}^{r_{\text{top}}} \frac{1}{\sin h(r)} dr - \int_{r_P}^{r_{\text{top}}} \frac{1}{\sin h'(r)} dr \right] \quad , \quad (5.4)$$

mit den geozentrischen Radien r_{top} und r_P der oberen Grenze der neutralen Atmosphäre und des Beobachtungspunktes und dem geometrischen Elevationswinkel $h(r)$ sowie dem gebrochenen Elevationswinkel $h'(r)$ (Teunissen und Kleusberg, 1998). Die zur Integration dieser Gleichung nötigen Profile von Temperatur, Luft- sowie Dampfdruck werden nur in den wenigsten Fällen simultan zu den GPS-Messungen vorliegen. Deshalb muss der Verlauf der meteorologischen Parameter entlang des Signalweges aus Bodendaten geschätzt werden. Zumeist werden hierfür generalisierte Werte einer Standardatmosphäre verwendet. Es wurde eine Vielzahl von Modellen entwickelt, die im Wesentlichen für trockenen und feuchten Anteil getrennt einen funktionalen Zusammenhang zur Refraktion im Zenit und eine Übertragungsfunktion (*mapping function*) für niedrigere Höhenwinkel approximieren. Die Laufzeitverzögerung im Zenit beträgt für eine Station auf Meeressniveau etwa 2,3 bis 2,6 m. Etwa 90% der Refraktion werden durch den trockenen Anteil verursacht, der durch die üblichen Modelle auf wenige Millimeter genau bestimmt werden kann. Der feuchte Anteil ist variabler und schwer mit Bodendaten zu quantifizieren. In der GPS-Analyse kann zusätzlich ein nichtmodellierter Residualanteil für verschiedene Zeitintervalle, etwa täglich oder zweistündlich, geschätzt werden, um diese Modellfehler abzufangen (Beutler u.a., 2001).

Durch den längeren Signalweg ist die Refraktion bei niedrigeren Höhenwinkeln größer als im Zenit. Dieser Tatsache kann mit einer Übertragungsfunktion Rechnung getragen werden. Unter Vernachlässigung der Erdkrümmung besitzt die Funktion folgende Grundform

$$\Delta s_{\text{tropo}}^h = \frac{\Delta s_{\text{tropo}}^{h=90^\circ}}{\sin h} . \quad (5.5)$$

Diese Approximation ist jedoch nur für große Höhenwinkel hinreichend genau. Gerade Beobachtungen in niedrigen Elevationen sind hingegen für eine zuverlässige Schätzung der Höhenkomponente besonders wichtig (siehe Kap. 5.1.1). Hierfür wurden eine Reihe von Funktionen entwickelt, die entweder auf Bodenwetterdaten, der geographischen Lokation oder in einem neueren Ansatz auf Wettermodelldaten basieren (Niell, 2000). Unter Nutzung dieser Übertragungsfunktionen lassen sich auch Beobachtungen mit geringem Elevationswinkel in die Auswertung einbeziehen, üblich ist eine Höhenwinkelmaske von 10° . Diese Beobachtungen unter niedrigen Höhenwinkeln sind nötig, um die troposphärische Refraktion und die Stationshöhe im Zuge des Auswerteprozesses sicher voneinander trennen zu können, die im Zenit vollständig negativ korreliert sind.

5.1.3 Beobachtungen von Gezeitenbewegungen auf Schelfeisen mit GPS

Es gibt eine Vielzahl von Beispielen für die Anwendung von GPS-Messungen zur Untersuchung der Reaktion von Schelfeisen und Gletscherzungen auf gezeitenbedingte Variationen des Meeresspiegels (z. B. Riedel u.a., 1999; King u.a., 2000a; Doake u.a., 2002; Anandakrishnan u.a., 2003). Die Daten von auf dem Schelfeis fest installierten GPS-Empfängern können dabei kinematisch (ein Koordinatentripel je Epoche) oder pseudokinematisch (ein mittleres Koordinatentripel je Zeitintervall bis zu zwei Stunden) ausgewertet werden. Das zu untersuchende Phänomen kann sich bei der pseudokinematischen Auswertung als problematisch für die Auflösung der Mehrdeutigkeiten erweisen. Die Gezeitenbewegung kann beispielsweise innerhalb eines einstündigen Auswertintervalls durchaus die Größenordnung der Wellenlänge des GPS-Trägersignals erreichen und somit die Schätzung der Mehrdeutigkeiten erschweren oder gar verfälschen. Auf weitere auswertetechnische Aspekte soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden, es sei hierzu z. B. auf King u.a. (2000b, 2003) verwiesen.

Die verschiedenen Untersuchungen zeigten neben gezeitenbedingten Höhenänderungen auch Änderungen der bis dahin auf diesen Frequenzen als konstant angenommenen horizontalen Fließge-

schwindigkeit (Riedel u.a., 1999; Doake u.a., 2002; Anandakrishnan u.a., 2003). Die Phasenbeziehung zwischen vertikaler Auslenkung und der Geschwindigkeit in Fließrichtung scheint dabei von den Gegebenheiten des jeweiligen Schelfeises bzw. Eisstroms abhängig zu sein. Die Schwankungen in der Fließgeschwindigkeit können die gleiche Größenordnung wie die Geschwindigkeiten selbst erreichen. Neben dieser Variation der longitudinalen Fließgeschwindigkeit ergab sich in allen drei Fällen auch eine transversale Bewegungskomponente. Weiterhin bemerkenswert ist, dass sich diese Geschwindigkeitsfluktuationen am Eisstrom D noch 80 km landeinwärts der Aufsetzlinie beobachten ließen (Anandakrishnan u.a., 2003).

Zur Untersuchung der Deformation in der Aufsetzzone wurden entweder Punkte in unterschiedlicher Entfernung von der Aufsetzlinie über mehrere Tage beobachtet (Riedel u.a., 1999) oder kinematische Profile bei verschiedenen Gezeitenständen über die Aufsetzzone gefahren (Vaughan, 1994; Dietrich u.a., 1998; Korth u.a., 2000). Aus einem so gemessenen Deformationsprofil kann die Lage des Punktes F in Abb. 4.6, d. h. des Beginns der Deformation, bestimmt werden. Weiterhin kann unter Anpassung von Gleichung 4.44 oder Nutzung verfeinerter Modelle (Kap. 4.6) der Dämpfungsfaktor β und bei Kenntnis der Eisdicke der Elastizitätsmodul E des Eises bzw. unter Annahme von E die Eisdicke H an diesem Punkt bestimmt werden.

5.2 SAR-Interferometrie

Die interferometrische Bearbeitung von SAR-Daten¹ (kurz SAR-Interferometrie oder InSAR), speziell von Daten der Satelliten ERS-1/2, Radarsat und JERS-1 (Tab. 5.1), hat sich in den letzten Jahren unter anderem als Methode für glaziologische Untersuchungen der Eisschilde der Antarktis und Grönlands etabliert. Die Anwendungen reichen dabei von der Topographiebestimmung (Joughin u.a., 1996b) über die Ermittlung des Fließverhaltens der Eismassen (Goldstein u.a., 1993; Rignot u.a., 1995; Kwok und Fahnestock, 1996) bis zur Untersuchung der Gezeiten und der Aufsetzlinie bei Schelfeisen und Gletscherzungen (siehe Kap. 5.2.3).

Tab. 5.1: Überblick über die Radar-Satelliten, die für polare Anwendungen geeignet sind. Aufgeführt sind Bahnparameter, wie Bahnhöhe H und Inklination i , Wiederholzyklus Δt , Frequenzband und Wellenlänge λ des Radar-Instruments sowie Blickwinkel θ und Seite des ausgesendeten Impulses. Die Bahnen aller hier aufgeführten Satelliten sind sonnensynchron.

Satellit	Start	H [m]	i [°]	Δt [d]	Band	λ [cm]	θ [°]
ERS-1 ^a	1991	785	98,5	3, 35, 176	C	5,66	R 20
ERS-2	1995	785	98,5	35	C	5,66	R 20
JERS-1 ^b	1992	568	97,7	44	L	23,5	R 35
Radarsat-1	1995	792	98,6	24	C	5,66	R,L 20-50
ENVISAT	2002	785	98,5	35	C	5,66	R 15-45
ALOS ^c	2004	692		46	L	23,5	18-48

^aEuropean Remote Sensing Satellite

^bJapanese Earth Resources Satellite

^cAdvanced Land Observing Satellite

Im Folgenden werden einige für die Anwendung der Interferometrie auf glaziologische Fragestellungen wichtige Aspekte dargestellt. Für detaillierte Informationen zu SAR sei z.B. auf Curlander und McDonough (1991) und Kingsley und Quegan (1992) verwiesen. Eine umfassende Abhandlung über die SAR-Interferometrie bietet beispielsweise Hanssen (2001). Speziell der Anwendung der SAR-Interferometrie für die Untersuchung von Deformationen widmen sich Massonnet und Feigl (1998).

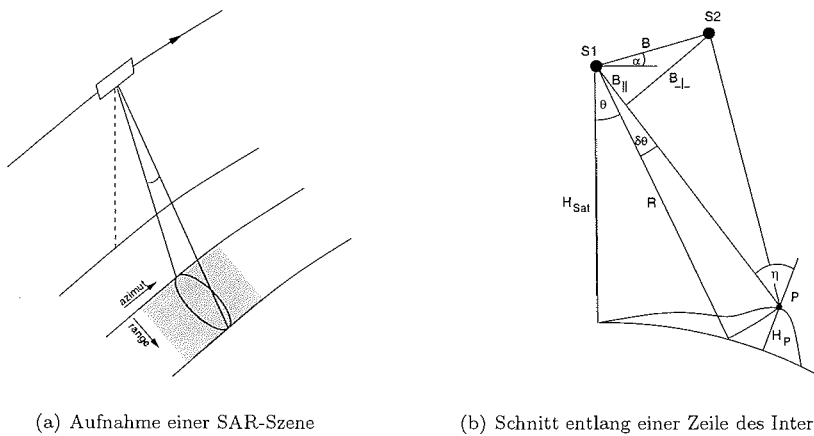
5.2.1 Aufnahmegeometrie

Eine SAR-Aufnahme entsteht durch Aussendung und Empfang von Mikrowellenimpulsen durch eine auf einer bewegten Plattform montierte Antenne (Abb. 5.2a). Der zur Seite ausgesandte Impuls wird an der Oberfläche reflektiert und von der Antenne aufgezeichnet. Die Größe des erfassten Gebietes (*footprint*) hängt von Größe und Ausrichtung der Antenne sowie der Flughöhe der Plattform ab. Bei den hier besprochenen satellitengestützten Systemen mit Flughöhen von 600 bis 800 km und Antennen von 10 bis 15 m Länge hat der Footprint eine Ausdehnung von 100 km quer zur Flugrichtung (*range*) und 5 km entlang der Flugrichtung (*azimuth*). Die Auflösung einer SAR-Aufnahme in Range-Richtung wird durch das Auflösungsvermögen der Laufzeitdifferenzmessung im ausgeleuchteten Bereich bestimmt. Sie liegt bei satellitengestützten Systemen bei weniger als 10 m. In Azimut-Richtung liegt die physische Auflösung des Sensors in der Größenordnung des Footprint.

¹*Synthetic aperture radar*

Erst durch die Synthetische-Apertur-Prozessierung kann die Auflösung in Azimut-Richtung auf etwa 5 m erhöht werden (Curlander und McDonough, 1991). Ein Punkt auf der Erdoberfläche wird von vielen aufeinanderfolgenden Impulsen aufgenommen. Die Frequenz des rückgestreuten Impulses unterscheidet sich auf Grund des Dopplereffekts durch die unterschiedlichen Relativgeschwindigkeiten zwischen Antenne und Bildpunkt. In der auch Fokussierung genannten Prozessierung entsteht auf Grundlage dieser Zusammenhänge ein komplexes Bild im Sensorkoordinatensystem Range-Azimut

$$y = |y| e^{i\psi} \quad . \quad (5.6)$$



(a) Aufnahme einer SAR-Szene

(b) Schnitt entlang einer Zeile des Interferogramms

Abb. 5.2: InSAR-Aufnahmegeometrie. S_1, S_2 : Satellitenpositionen bei der Aufnahme einer Zeile, H_{sat} : Höhen des Referenzsatelliten, B : Basislinie, α : Neigung der Basislinie, R : Entfernung zum Bodenpunkt P , θ : Blickwinkel, $\delta\theta$: Winkeländerung auf Grund der Topographie, η : lokaler Einfallswinkel.

Im Gegensatz zu optischen Verfahren wird neben der Information über die Intensität des rückgestreuten Impulses $|y|$ (Amplitudenbild) auch die Phase ψ des Signals aufgezeichnet. Die Phase eines Bildelements wird von der geometrischen Entfernung R zum Sensor und dessen Wellenlänge λ sowie den Rückstreuungseigenschaften bestimmt,

$$\psi = -\frac{2\pi \cdot 2R}{\lambda} + \psi_{\text{obj}} \quad . \quad (5.7)$$

Da die Anzahl ganzer Wellenlängen in R nicht aufgelöst werden kann, handelt es sich um eine relative Größe. Messbar sind nur Unterschiede zwischen benachbarten Elementen. Der als Objektphase bezeichnete Anteil ψ_{obj} ergibt sich dabei aus der Überlagerung der Phasen aller streuenden Elemente innerhalb der entsprechenden Fläche an der Erdoberfläche und ist somit eine zufällige Größe zwischen 0 und 2π .

Bei der interferometrischen Bearbeitung wird die Phaseninformation zweier SAR-Aufnahmen des gleichen Gebietes gemeinsam ausgewertet. Nach der räumlichen Anpassung beider Bilder aufeinander (Koregistrierung) wird der komplexe Wert des ersten Bildes mit dem konjugiert komplexen des zweiten multipliziert

$$y_1 y_2^* = |y_1| |y_2| e^{i(\psi_1 - \psi_2)} \quad , \quad (5.8)$$

so dass die Phaseninformation des entstehenden Interferogramms die Differenz der beiden Einzelphasen darstellt. Diese Phasendifferenz wird als interferometrische Phase bezeichnet

$$\phi = \psi_1 - \psi_2 \quad . \quad (5.9)$$

Wenn sich die Aufnahmebedingungen beider Datensätze nicht wesentlich voneinander unterscheiden, entfällt die konstante Objektphase bei der Differenzbildung. Die Differenz enthält dann lediglich Informationen über Geometrieunterschiede, sowohl im Orbit als auch am Boden. Diese Konstanz der Aufnahmebedingungen wird mit Hilfe der Kohärenz beschrieben. Sie ist ein Maß für die Qualität des Interferogramms und kann aus den SAR-Daten geschätzt werden (Hanssen, 2001)

$$\gamma = \frac{\sum^N y_1 y_2^*}{\sqrt{\sum^N y_1^2 \sum^N y_2^2}} \quad . \quad (5.10)$$

Es gibt mehrere Faktoren, die zu einer Dekorrelation der Radarsignale führen können. Neben dem durch das SAR-System selbst verursachten sog. thermischen Rauschen und eventuell durch die Prozessierung eingeführter Dekorrelation sind vor allem die räumliche und die zeitliche Dekorrelation zu nennen. Die räumliche Dekorrelation ergibt sich durch unterschiedliche Einfallswinkel, wenn beide Aufnahmen eines Interferogramms von räumlich getrennten Positionen aufgenommen wurden. Je größer die räumliche Basislinie, um so mehr unterscheiden sich die Rückstreuungseigenschaften beider Aufnahmen. Die kritische Basislinienlänge, bei der mit vollständiger Dekorrelation des Interferogramms zu rechnen ist, liegt für ERS-1/2 bei 1100 m, hängt aber zusätzlich von der Geländeneigung ab (Hanssen, 2001). Ein weiterer basislinienabhängiger Effekt, der die Korrelation beeinträchtigt, ist die Volumenstreuung. In Abhängigkeit der elektromagnetischen Eigenschaften des Untergrundes wird das Radar-Signal nicht vollständig an der Oberfläche reflektiert, sondern dringt ein und wird an internen Grenzflächen zurückgestreut. Für die Trockenschneezone Grönlands ergab eine Untersuchung mit ERS-Tandemdaten eine Eindringtiefe von 27 m (Hoen und Zebker, 2000). Durch die damit verbundene Volumenstreuung verringert sich die kritische Basislinie für Anwendungen auf Eisoberflächen auf etwa 300 m.

Die zeitliche Abnahme der Korrelation hängt vor allem vom Oberflächentyp ab. Da bereits Veränderungen in der Größenordnung der Wellenlänge (wenige cm) zum Verlust der Korrelation führen, können vegetationsbedeckte Gebiete schon nach kürzester Zeit durch Windeinflüsse dekorreliert sein. Eine funktionale Beschreibung der zeitlichen Dekorrelation ist bisher nicht gelungen. Neben einer graduellen Abnahme können meteorologische Prozesse wie Schmelzen, Regen oder Windeinflüsse zu einem Korrelationsverlust führen. Ein weiterer limitierender Faktor ist die Größenordnung der Deformation der Oberfläche. Die Deformation muss stets klein im Vergleich zur Auflösung sein, um eine gleichartige Überlagerung der Elementarstreuer innerhalb eines Pixels zu gewährleisten und damit die Vernachlässigung der unbekannteren Objektphase zu rechtfertigen. Desweiteren darf der Deformationsgradient zwischen benachbarten Pixeln $2\pi \hat{=} 28,3$ mm nicht überschreiten, da sonst die eindeutige Phasenzuordnung verloren geht. Letztgenannte Effekte schränken die Nutzung der Interferometrie in den Randgebieten der Antarktis mit hohen Fließgeschwindigkeiten auf wenige Tage ein. Im Inneren der Antarktis hingegen ist eine interferometrische Auswertung über eine Zeitbasis von 70 Tagen hinweg möglich (Kwok u.a., 2000).

5.2.2 Einflussgrößen auf die interferometrische Phase

Die interferometrische Phase ϕ , die Differenz der Phasenwerte beider Aufnahmen, ist ein Maß für die Differenz der Entfernungen beider Sensoren vom entsprechenden Bodenpunkt

$$\phi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta R \quad . \quad (5.11)$$

Um ein Interferogramm auswerten zu können, müssen die Satellitenpositionen bekannt sein, von denen aus die Daten aufgenommen wurden. Eine Quelle für ERS-Bahndaten ist das *Delft Institute for Earth-Oriented Space Research* DEOS, das präzise Orbits für ERS-1 und ERS-2 berechnet und frei zugänglich macht (DEOS, 2000a,b). Die Genauigkeit der Bahndaten liegt nach Scharroo u.a. (1998) für die radiale Komponente bei 5 cm. Für die weniger genau bestimmbare, für die Interferometrie aber wichtigere Komponente quer zur Flugrichtung wird eine Standardabweichung von 15 cm angegeben. Aus den Bahninformationen wird die Basislinie zwischen den Aufnahmepositionen der Satelliten berechnet. Zur Veranschaulichung wird diese Basislinie in eine Komponente in Blickrichtung und eine senkrecht dazu zerlegt (siehe Abb. 5.2)

$$B_{\parallel} = B \sin(\theta_0 - \alpha) \quad B_{\perp} = B \cos(\theta_0 - \alpha) \quad . \quad (5.12)$$

Unter der Annahme, dass die Strahlen von beiden Aufnahmepunkten aus parallel verlaufen, kann die Range-Differenz ΔR mit der Komponente der Basislinie in Blickrichtung B_{\parallel} gleichgesetzt werden. Die interferometrische Phase ergibt sich dementsprechend aus Gl. 5.12 zu

$$\phi_0 = \frac{4\pi}{\lambda} B \sin(\theta_0 - \alpha) \quad . \quad (5.13)$$

Allein die Änderung des Blickwinkels θ_0 von *near range* nach *far range* bewirkt eine Änderung der Streckendifferenz, so dass sich eine Phasenänderung ergibt. Im Interferogramm entstehen dadurch parallele Interferenzlinien, da die Phasenänderung im Normalfall größer als 2π ist. Der Blickwinkel θ_0 kann für jede beliebige Referenzfläche, z. B. ein Erdellipsoid, berechnet werden.

Mit Kenntnis der Basislinie kann demzufolge der Effekt des Referenzellipsoids berechnet und das Interferogramm damit reduziert werden.

Eine Änderung der Range-Differenz und damit der interferometrischen Phase kann von weiteren Effekten hervorgerufen werden. Zu nennen seien die Topographie, Deformationen in der Zeit zwischen den beiden Aufnahmezeitpunkten sowie Änderungen der Ausbreitungsbedingungen in Troposphäre und Ionosphäre

$$\phi = \phi_0 + \phi_{\text{topo}} + \phi_{\text{def}} + \phi_{\text{tropo}} + \phi_{\text{iono}} \quad . \quad (5.14)$$

Diese Effekte sollen im Folgenden näher betrachtet werden.

5.2.2.1 Topographie

Ein Punkt der Höhe H_P hat nun gegenüber einem Punkt auf dem Referenzniveau einen veränderten Blickwinkel $\theta_0 + \delta\theta$ (Abb. 5.2). Die Ableitung von Gl. 5.13 nach θ führt auf die Abhängigkeit der Streckendifferenz vom Blickwinkel,

$$\partial\phi = \frac{4\pi}{\lambda} B \cos(\theta_0 - \alpha) \partial\theta \quad . \quad (5.15)$$

Zur Ableitung der Änderung der Höhe in Abhängigkeit des Blickwinkels kann die Höhe des Satelliten über dem Referenzniveau herangezogen werden,

$$H_{\text{sat}} = R_1 \cos \theta_0 \quad . \quad (5.16)$$

Die Ableitung von Gl. 5.16 führt auf den gewünschten Zusammenhang zwischen der Höhe H_P eines Punktes und der Änderung des Blickwinkels gegenüber dem der Referenzfläche (Hanssen, 2001),

$$\partial H_{\text{sat}} = -H_P = -R_1 \sin \theta_0 \partial \theta \quad . \quad (5.17)$$

Durch Einsetzen von Gl. 5.17 und 5.12 in Gl. 5.15 ergibt sich die interferometrische Phase auf Grund der Höhe H_P eines Punktes über dem Referenzellipsoid

$$\phi_{\text{topo}} = \frac{4\pi B_{\perp 0}}{\lambda R_1 \sin \theta_0} H_P \quad . \quad (5.18)$$

Je nach Anwendung handelt es sich bei der Topographie um das gesuchte Signal oder um einen Störeinfluss. Bei der Bestimmung von Deformationen muss der Einfluss der Topographie reduziert werden.

Zur Beschreibung der Höhen-Sensitivität eines Interferogramms wird meist die Höhenmehrdeutigkeit herangezogen. Diese gibt an, wie groß der Höhenunterschied ist, der einen Phasenunterschied von 2π verursacht

$$H_{2\pi} = \left| \frac{\lambda R_1 \sin \theta_0}{2B_{\perp 0}} \right| \quad . \quad (5.19)$$

Je größer die Basislinie, desto kleiner ist die Höhenmehrdeutigkeit und folglich umso größer der Einfluss der Topographie in einem Interferogramm.

5.2.2.2 Deformation der Oberfläche

Eine Deformation der aufgenommenen Oberfläche in der Zeit zwischen den Aufnahmezeitpunkten der beiden SAR-Szenen, die zu einem Interferogramm zusammengeführt werden, hat eine direkte Änderung der interferometrischen Phase zur Folge und ist unabhängig von der Basislinie

$$\phi_{\text{def}} = \frac{4\pi}{\lambda} D_P \quad . \quad (5.20)$$

Die „Deformationsmehrdeutigkeit“ hängt nur von der Wellenlänge des Signals ab und beträgt für ERS-Interferogramme 28,3 mm in Blickrichtung des Satelliten

$$D_{2\pi_{\text{ERS}}} = \frac{\lambda}{2} = 28,3 \text{ mm} \quad . \quad (5.21)$$

Zu beachten ist dabei, dass das aus dem Interferogramm ableitbare Deformationssignal D die Projektion der tatsächlichen Deformation auf die Blickrichtung des Satelliten ist. Die Rekonstruktion des dreidimensionalen Verschiebungsvektors ist daher aus einem Interferogramm ohne Zusatzinformationen nicht möglich.

Eine Möglichkeit der vollständigen Bestimmung dieses Vektors bestünde in der Kombination von drei Interferogrammen, aufgenommen aus drei verschiedenen Richtungen, die jeweils die Projektion der Verschiebung auf diese Richtung liefern und somit drei unabhängige Komponenten der Deformation darstellen. Auf Grund der Bahngeometrie gibt es jedoch für jedes Gebiet nur Beobachtungen des aufsteigenden (*ascending*) und des absteigenden (*descending*) Bahn Bogens, deren

Schnittwinkel in Abhängigkeit der geographischen Breite variiert. Eine gemeinsame Auswertung von Interferogrammen verschiedener Satelliten ist prinzipiell möglich, würde auf Grund ähnlicher Orbitkonfigurationen der Satelliten (siehe Tab. 5.1) jedoch zu schleifenden Schnitten führen. Somit muss auf externe Zusatzinformationen zurückgegriffen werden, um die Deformation vollständig beschreiben zu können. Die Vorgehensweise unterscheidet sich dabei je nach Anwendung.

Die **Fließbewegung** des Eises wird meist aus der Kombination zweier Interferogramme von auf- und absteigender Bahn bestimmt. Die Phasen $\phi_{\text{flow}}^{\text{asc}}$ und $\phi_{\text{flow}}^{\text{des}}$ ergeben sich aus den Projektionen der Geschwindigkeitsanteile v_N , v_E und v_U in Nord- und Ostrichtung bzw. Höhe für die Zeitdifferenz Δt zwischen den jeweiligen Aufnahmen. Zusätzlich muss über die vertikale Bewegungskomponente verfügt werden. Eine übliche Annahme ist dabei die des oberflächenparallelen Fließens,

$$\phi_{\text{flow}}^{\text{asc}} = \frac{4\pi\Delta t}{\lambda} (v_E \cos A^{\text{asc}} \sin \eta^{\text{asc}} + v_N \sin A^{\text{asc}} \sin \eta^{\text{asc}} - v_U \cos \eta^{\text{asc}}) \quad (5.22)$$

$$\phi_{\text{flow}}^{\text{des}} = \frac{4\pi\Delta t}{\lambda} (v_E \cos A^{\text{des}} \sin \eta^{\text{des}} + v_N \sin A^{\text{des}} \sin \eta^{\text{des}} - v_U \cos \eta^{\text{des}}) \quad (5.23)$$

$$0 = \frac{4\pi\Delta t}{\lambda} \left(v_E \frac{\partial h}{\partial y} + v_N \frac{\partial h}{\partial x} - v_U \right) \quad (5.24)$$

Eine Voraussetzung für die Anwendung dieses Verfahrens ist ein stationäres Fließverhalten, das sich zwischen der Aufnahme des auf- bzw. absteigenden Interferogramms nicht verändert hat. Weiterhin werden vertikale Bewegungskomponenten auf Grund von Akkumulation (Submergenz) bzw. Ablation (Emergenz) vernachlässigt. Nach Reeh u.a. (1999) kann die Vernachlässigung vor allem im Ablationsgebiet bei großen Ablationswerten zu systematischen Fehlern führen, die über dem Genauigkeitspotential der SAR-Interferometrie liegen.

Auf Grund der Verteilung der Empfangsstationen für ERS-1/2-Daten liegen in einigen Regionen der Antarktis nur Daten einer Blickrichtung vor. Dann müssen zusätzlich zum Interferogramm zwei Bedingungen eingeführt werden. Dazu kann aus der Annahme des oberflächenparallelen Fließens auch die horizontale Fließrichtung berechnet werden, wodurch über die Fließrichtung verfügt ist. Alternativ kann die Fließrichtung entweder aus Fließlinien im Amplitudenbild oder aus externen Quellen, wie beispielsweise der ADD (siehe Abb. 2.1) abgeleitet werden. Die Projektion der Fließgeschwindigkeit auf die Blickrichtung des Satelliten ergibt sich aus der Differenz zwischen Blickrichtung A_{sat} des Satelliten und Fließrichtung A_{flow} des Eises sowie der Differenz aus Einfallswinkel η des Signals und Neigung $\alpha_{\text{flow}}^{\text{sat}}$ der Eisoberfläche in Blickrichtung

$$\phi_{\text{flow}} = \frac{4\pi\Delta t}{\lambda} v \cos(A_{\text{sat}} - A_{\text{flow}}) \sin(\eta - \alpha_{\text{flow}}^{\text{sat}}) \quad (5.25)$$

Zur Ableitung von **gezeitenbedingten Deformationen** ist unter der Annahme, dass nur vertikale Deformationen auftreten, ein einzelnes Interferogramm ausreichend. Der vertikale Deformationsbeitrag ist auf die Blickrichtung des Satelliten projiziert und kann mit Hilfe des Einfallswinkels η berechnet werden

$$\phi_{\text{tide}} = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta h \cos \eta \quad (5.26)$$

Überlagern sich in einem Gebiet gezeitenbedingte Vertikalbewegungen mit Fließbewegungen, wie es für Schelfeise und schwimmende Gletscherzungen der Fall ist, reicht ein Interferogramm nicht aus, um die Signale zu trennen. Unter der Annahme eines zeitlich konstanten Fließverhaltens entfällt dessen Einfluss bei der Differenzbildung zweier Interferogramme, so dass nur das zeitlich variable vertikale Signal in den Doppeldifferenzen enthalten ist.

5.2.2.3 Atmosphäre

Auf dem Weg des Signals vom Satellit zum Bodenpunkt bewirken Änderungen der Brechzahl N der Atmosphäre infolge der Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit auch Phasenänderungen. Da die Radar-Satelliten mit ähnlichen Frequenzen arbeiten wie die GPS-Satelliten, sind die physikalischen Zusammenhänge die gleichen (siehe Kap. 5.1.2). Ein Unterschied ergibt sich aus dem feststehenden und zudem kleinen Blickwinkel, unter dem die SAR-Signale ausgesandt werden. Dadurch ist einerseits der Einfluss der Signalkrümmung vernachlässigbar, andererseits kann für die Umwandlung von vertikaler in schräge Laufzeitverzögerung die Grundform 5.5 verwendet werden

$$\phi_{\text{atm}} = \frac{4\pi}{\lambda} 10^{-6} \int_{H_P}^{H_{\text{sat}}} \frac{N}{\cos \eta} dH \quad . \quad (5.27)$$

Ein weiterer wichtiger Unterschied besteht darin, dass die Radar-Satelliten derzeit nur mit einer Frequenz arbeiten und die ionosphärische Refraktion demzufolge nicht eliminiert werden kann. Der Gesamteffekt ergibt sich aus der Integration der Brechzahl N und setzt sich aus einem trockenen, feuchten, flüssigen und einem ionosphärischen Anteil zusammen (Hanssen, 2001),

$$\phi_{\text{atm}} = \phi_{\text{dry}} + \phi_{\text{wet}} + \phi_{\text{liq}} + \phi_{\text{iono}} \quad (5.28)$$

$$= \frac{4\pi}{\lambda \cos \eta} \left(10^{-6} K_1 \frac{R_d}{g_m} P_P + \frac{6,5}{\text{mm}} PWV + \frac{1,4}{\text{mm}} PLW \right) - \frac{4\pi}{\lambda \cos \eta_{\text{iono}}} 40,28 \frac{\text{m}^3}{\text{s}^2} \frac{TEC}{f^2} \quad . \quad (5.29)$$

Bei den drei troposphärischen Komponenten erfolgt die Umrechnung von Refraktion im Zenit auf die Signalrichtung mit dem Einfallswinkel am Punkt. Der trockene Anteil wird unter Nutzung des Koeffizienten K_1 aus Gl. 5.3, der spezifischen Gaskonstanten R_d von Luft und der lokalen Schwere g_m aus dem Oberflächendruck P_P berechnet. Es ergibt sich der schon bekannte Wert um 2,3 m. Feuchter und flüssiger Anteil können mit Hilfe des Wasserdampfgehalts (*precipitable water vapor*) PWV bzw. des Gehalts an flüssigem Wasser (*precipitable liquid water*) PLW parametrisiert werden. Die ionosphärische Refraktion hängt, wie schon in Kap. 5.1.2 beschrieben, von der Anzahl freier Elektronen und der Frequenz des Signals ab. Die Umrechnung auf die Ausbreitungsrichtung erfolgt hier mit dem Einfallswinkel η_{iono} , unter dem das Signal in die Ionosphäre eindringt (Hanssen, 2001).

Eine Variation eines dieser Parameter zwischen beiden SAR-Aufnahmen innerhalb der SAR-Szene führt zu einem atmosphärischen Signal im Interferogramm.

Die größte Variabilität der Laufzeitverzögerung in der **Troposphäre** liefert der Wassergehalt in gasförmiger und flüssiger Form. Verschiedene Studien haben das Potential der SAR-Interferometrie zur Messung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre gezeigt (Hanssen u.a., 1999). In der Antarktis sind auf Grund der generell trockenen Luft nur geringe Beiträge zu erwarten. Luftdruckänderungen haben in der Größenordnung einer SAR-Szene meist einen graduellen Charakter. Sie sind damit nicht von anderen Fehlereinflüssen trennbar und werden beispielsweise durch die Korrektur von Orbitfehlern mit eliminiert. Die Sensitivität der Refraktion gegenüber Temperaturänderungen ist nur gering (Hanssen, 2001).

Die Refraktion des Mikrowellensignals in der **Ionosphäre** stellt eine Beschleunigung dar. Der Effekt ist frequenzabhängig und kann für C-Band-Wellenlängen Werte bis 1,5 m erreichen (Hanssen, 2001). Auch hier gilt, dass nur Variationen innerhalb der SAR-Szene zwischen den beiden Aufnahmen das Interferogramm beeinflussen. Eine erhöhte Variabilität der Elektronendichte tritt vor allem in der Polarlichtzone auf und äußert sich im Interferogramm durch wellenförmige Phasenänderungen mit einigen Kilometern Wellenlänge, die sich über das gesamte Interferogramm erstrecken können (Gray u.a., 2000; Joughin u.a., 1996a). Die beobachteten ionosphärischen Störungen wiesen Amplituden von etwa 2 mm auf.

5.2.3 InSAR zur Gezeitenbestimmung in der Antarktis

Die Eigenschaft der SAR-Interferometrie, flächenhaft Deformationen zwischen zwei Zeitpunkten bestimmen zu können, macht sie zu einem geeigneten Werkzeug zur Untersuchung der Aufsetzzone von Schelfeisen und Gletscherzungen. Durch die gezeitenbedingte Höhenänderung des schwimmenden Eiskörpers gegenüber dem aufliegenden zeichnet sich die Aufsetzzone im Interferogramm als Band paralleler Interferenzstreifen ab (Abb. 5.3 b). Der landseitige Beginn dieser Deformationszone entspricht dem Punkt F in Abb. 4.6 und kann durch Anpassung von Gl. 4.44 auf Profilen über die Aufsetzzone mit einer Genauigkeit von besser als 100 m bestimmt werden (Rignot, 1996).

Voraussetzung hierfür ist, dass das Interferogramm nur noch gezeitenbedingte Verschiebungen enthält und alle anderen Einflüsse korrigiert oder ausgeschlossen sind. Die Topographie wird üblicherweise unter Nutzung eines DHMs reduziert (siehe Kap. 2.4). Der Phasenanteil der horizontalen Fließbewegung kann durch die Differenzbildung von zwei Interferogrammen, idealerweise des gleichen Tracks, eliminiert werden. Der Einfluss der in Kap. 5.1.3 beschriebenen periodischen Geschwindigkeitsänderungen wird dabei vernachlässigt, dürfte sich aber hauptsächlich als großflächiger Gradient im Interferogramm bemerkbar machen (Rabus und Lang, 2002). Im Folgenden seien einige Beispieluntersuchungen ohne Anspruch auf Vollständigkeit aufgeführt.

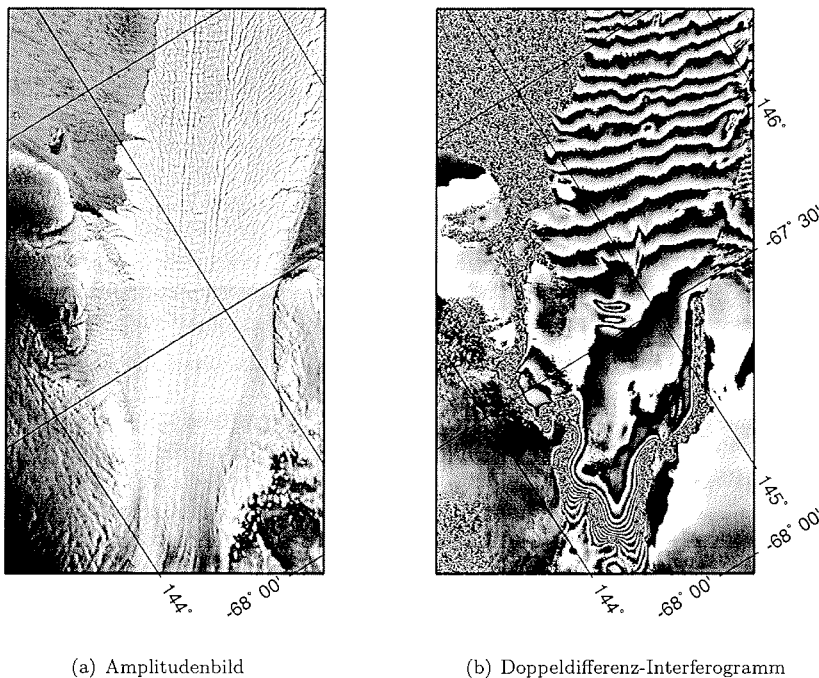


Abb. 5.3: Aufsetzzone des Mertz-Gletschers. Das Doppeldifferenzinterferogramm von April/Mai 1996 (Track 158, ERS-2-Orbit 5523, ERS-1-Orbit 25196; Track 430, ERS-2-Orbit 5294, ERS-1-Orbit 24967) lässt die Aufsetzzone deutlich hervortreten. Das vertikale Differenzsignal von 32 cm setzt sich aus den Gezeiten und dem inversen Barometereffekt zusammen (Legrésy u.a., 2004).

Interferometrische Analysen von ERS-Daten des Pine-Island-Gletschers (100°W , 75°S) zwischen 1992 und 1996 führten zur Aufdeckung eines Rückzugs der Aufsetzlinie um $1,2\text{ km/a}$ (Rignot, 1998). Im Fall eines sehr flachen Untergrundes kann auch die Vertikalbewegung auf Grund der

Gezeiten eine Veränderung der Lage der Aufsetzzone bewirken. Am Potsdamgletscher (11°O , 70°S) beispielsweise befindet sich die Aufsetzzone bei Hochwasser etwa 5 km weiter landeinwärts als bei Niedrigwasser (Metzig u.a., 2000).

In neueren Untersuchungen wird das Deformationsverhalten in der Aufsetzzone mit verfeinerten Modellen analysiert. Rabus und Lang (2002) untersuchen anhand eines zweidimensionalen Finite-Elemente-Modells den Einfluss von variabler Eisdicke und gekrümmtem Verlauf der Aufsetzzone auf die abzuleitenden Parameter Lage der Aufsetzlinie, Eisdicke und Tidenhub. Dabei werden die Fehler abgeschätzt, die durch Vernachlässigung dieser Besonderheiten und Anwendung des Modells eines elastischen Balkens auftreten. Mit dem einfachen Modell lassen sich beispielsweise konvexe Formen der Aufsetzlinie selbst bei Krümmungsradien in der Größenordnung der Eisdicke gut approximieren und die Lage der Aufsetzlinie damit zuverlässig bestimmen. Die Anwendung des vereinfachten Modells auf Buchten der Aufsetzlinie bewirkt dagegen wesentlich größere Abweichungen der geschätzten Position der Aufsetzlinie.

Eine zweidimensionale Betrachtungsweise ist vor allem bei kompliziertem Verlauf der Aufsetzlinie notwendig. So können Schmeltz u.a. (2002) die Aufsetzzone des David-Gletschers (163°O , $75,3^{\circ}\text{S}$) mit Hilfe eines Modells einer elastischen Platte gut approximieren. Auf dem 3 000 m dicken und nur 14 km breiten Gletscher vollzieht sich der Übergang von aufliegendem zu frei schwimmendem Eis auf einer Länge von 30 km.

Weiterhin ergab die Anpassung des Modells an das Deformationsverhalten bei verschiedenen Gezeitenauslenkungen unterschiedliche Werte für den Elastizitätsmodul E . Dies deutet auf viskoplastische Deformation hin. Elastische Modelle können demzufolge den Verlauf der Deformation innerhalb der Aufsetzzone beschreiben, die Ableitung elastischer Parameter ist jedoch kritisch zu hinterfragen (Schmeltz u.a., 2002).

Neben der Lage der Aufsetzlinie oder genauer der Scharnierlinie (Kap. 4.6) kann der Höhenunterschied zwischen den beiden bzw. den vier Zeitpunkten, die das (Doppel-)Differenz-Interferogramm bilden, bestimmt werden. Dieser Höhenunterschied setzt sich aus der Differenz der Gezeiten und dem inversen Barometer-Effekt auf Grund der Luftdruckdifferenz zwischen den Aufnahmen zusammen. Der Einsatz der SAR-Interferometrie zur Ableitung von Gezeitenparametern ist bei den gegenwärtigen Satellitenmissionen durch die Bahnkonfiguration beschränkt. Wie schon in Kap. 4.2.4 ausgeführt, bewirkt eine sonnensynchrone Satellitenbahn, dass alle Tiden, deren Frequenzen nahe an Vielfachen von einem Tag liegen, immer mit (fast) der gleichen Phase beobachtet werden. Damit kann die Amplitude dieser Tiden nicht bestimmt werden. Den größten Anteil am Höhenunterschied in einem ERS-Tandem-Interferogramm besitzen somit im Allgemeinen die größten Mond-Tiden O_1 und M_2 . Wenn mit Daten derzeitiger Satellitenmissionen auch keine Gezeiten direkt analysiert werden können, so sind sie doch zur Validierung von Ozeangezeitenmodellen geeignet.

Auf den großen Schelfeisen Filchner-Ronne- und Ross-Schelfeis ergeben sich auf Grund der Ausdehnung unterschiedliche Gezeitenauslenkungen. Deshalb werden sich die Schelfeise außerhalb der Aufsetzzone nicht als starre Platte mit den Gezeiten auf und ab bewegen, sondern sich verwinden. Diese Deformation kann gleichfalls mit Hilfe der SAR-Interferometrie bestimmt werden. So wurden beispielsweise Doppeldifferenz-Interferogramme in langen Streifen über die gesamte Eisfront des Filchner-Ronne-Schelfeises berechnet (Rignot u.a., 2000). Dabei konnte eine großräumige Übereinstimmung zwischen Ozeangezeitenmodellen und der interferometrisch beobachteten Deformation festgestellt werden, wenn der inverse Barometer-Effekt berücksichtigt wurde.

5.3 Gezeitengravimetrie

Das Grundprinzip der Gravimetrie besteht in der Beobachtung einer Probemasse, die dem Schwerfeld der Erde ausgesetzt ist. Ziel der Gezeitengravimetrie ist die Bestimmung der zeitlichen Änderung dieses Potentialfeldes.

5.3.1 Instrumente

Es gibt zwei wesentliche Ausführungen von Gravimetern zur Gezeitenregistrierung, Federgravimeter und supraleitende Gravimeter.

Supraleitende Gravimeter sind wegen ihrer hohen Auflösung ($< 0,01 \mu\text{Gal} = 10^{-11}g$), dem geringen Rauschniveau und einer kleinen Driftrate ($< 5 \mu\text{Gal/a}$) vor allem für Beobachtungen des Langzeitverhaltens geeignet (Torge, 1989). In der Antarktis wird seit 1993 ein supraleitendes Gravimeter in der japanischen Station Syowa betrieben (Sato u.a., 1995; Nawa u.a., 2003). Dieser Gravimetertyp soll hier nicht weiter betrachtet werden.

Federgravimeter nutzen die rückführende Kraft einer Feder zur Kompensation der Schwerkraft. Es wird zwischen linearen und astasierten Systemen unterschieden, wobei letztere eine erhöhte Empfindlichkeit besitzen.

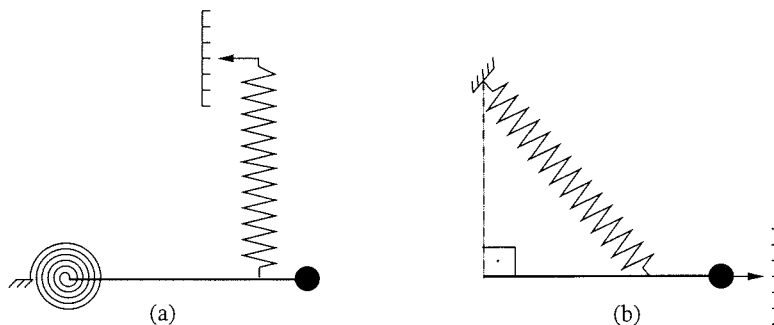


Abb. 5.4: Prinzip eines Federgravimeters. (a) Torsionsfederwaage – Askania-Gravimeter, (b) verallgemeinertes Seismometerprinzip – LaCoste-Romberg-Gravimeter (nach Torge, 1989; Graf, 1967).

Ein Beispiel für ein lineares Gravimeter ist das Askania-Gravimeter (ab Askania GS4). Es funktioniert nach dem Prinzip einer Torsionsfederwaage (Abb. 5.4 a). Eine zweite Feder (die Kompensationsfeder) dient bei einer Schwereänderung der Rückführung der Probemasse in die Ausgangslage. Die dabei auftretende Auslenkung stellt die Messgröße dar.

Astasierte Systeme sind zum Beispiel Gravimeter nach dem verallgemeinerten Seismometerprinzip. Ein oft genutzter Vertreter dieses Prinzips ist das LaCoste&Romberg-Gravimeter (Abb. 5.4 b). Der Messbereich, in dem Feder- und Schwerkraft annähernd gleich sind, wird durch die Konstruktionsweise vergrößert und damit die Empfindlichkeit des Systems gesteigert (Torge, 1989).

Ältere Geräte besaßen oft einen photoelektrischen Abgriff. Heute kommen meist Feedback-Systeme zum Einsatz. Die Standardabweichung der stündlichen Werte verbesserte sich von $\pm 5 \mu\text{Gal}$ für Askania-Gravimeter mit photoelektrischem Abgriff auf $\pm 0,5 \mu\text{Gal}$ für LaCoste&Romberg-Geräte mit Feedback-Systemen (Torge, 1989).

5.3.2 Einflussgrößen auf Gravimetermessungen

Gravimeter sind integrierende Messsysteme und reagieren auf eine Vielzahl von Effekten. Je nach Ziel und Art der Messungen sind diese Effekte entweder das gesuchte Signal, müssen korrigiert bzw. modelliert werden oder können durch geeignete Maßnahmen ausgeschlossen bzw. in ihrer Wirkung minimiert werden.

In Tab. 5.2 sind die für eine stationäre Gravimetermessung relevanten Effekte aufgeführt. Langzeitige Änderungen der Schwerebeschleunigung durch interne Effekte (z. B. Verlagerung des Erdkerns, Änderung der Erdfigur, Massenverlagerungen im Erdinnern) und externe Einflüsse (z. B. Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde) sollen hier nicht betrachtet werden, da sie bei mehrmonatigen Erdzeitenbeobachtungen nur schwer von einem instrumentellen Gravimetergang (siehe unten) getrennt werden können.

Tab. 5.2: Einflussgrößen auf eine stationäre Gravimetermessung (nach Becker, 1984).

Effekt	Größenordnung	Gegenmaßnahme
Kurzperiodische Änderungen in g		
Festerdezeiten	$< 200 \mu\text{Gal}$	Signal, Korrektion
Ozean-Auflastzeiten	$< 3 \mu\text{Gal}$ bei $D_{\text{Ozean}} > 100 \text{ km}$	Korrektion, (Signal)
Luftdruckänderung	$\sim 4 \mu\text{Gal/hPa}$	Korrektion, Regression
nichgravitative Einflüsse auf das Gravimeter		
Luftdruckänderungen	$\sim -2 \mu\text{Gal}/^\circ\text{C}$	Versiegelung des Gerätes
Temperaturänderung		Thermostat, Vermeidung
Änderung der Luftfeuchtigkeit		Vermeidung
Magnetische Effekte	$0,001 \dots 0,01 \mu\text{Gal}$	Abschirmung
Mikroseismik		Standortwahl, Filterung
Ionosphärische Störungen	$4 - 10 \mu\text{Gal/V}$	Pufferung
Änderung der Versorgungsspannung		
Instrumentelle Einflüsse		
Alterung der Feder: Gravimetergang	geräteabhängig	Modellierung, Filterung
Empfindlichkeit		Kalibrierung

5.3.2.1 Gravitative Einflüsse

Neben den hier im Mittelpunkt stehenden Gezeiteneinflüssen (Erd- und Auflastzeiten, siehe Kap. 4.3 und 4.4) besitzen auch verschiedene meteorologische Prozesse eine gravitative Wirkung. Den größten Einfluss haben **Luftdruckänderungen**. Die Änderung der Verteilung der Luftmassen bewirkt selbst eine Gravitation, die durch den Effekt einer Bouguer-Platte approximiert werden kann

$$\delta g_A^{\text{atm}} = -2\pi G H^{\text{atm}} \delta \rho^{\text{atm}} \quad (5.30)$$

Mit dem Zusammenhang zwischen Luftdruckänderung δP^{atm} und Dichteänderung $\delta \rho^{\text{atm}}$

$$\delta P^{\text{atm}} = g H^{\text{atm}} \delta \rho^{\text{atm}} \quad (5.31)$$

kann der direkte Effekt einer Luftdruckänderung δP^{atm} dargestellt werden als (Torge, 1989)

$$\delta g_A^{\text{atm}} = 2\pi \frac{G}{g} \delta P^{\text{atm}} = -0,43 \frac{\mu\text{Gal}}{\text{hPa}} \delta P^{\text{atm}} \quad (5.32)$$

Der Druck der aufliegenden Luftmassen erzeugt zudem eine Deformation, die analog zu den Ozeanauflasten wiederum ein Deformationspotential hervorruft. Die Größe des Deformationseffektes ist jedoch von der Größe des Luftdruckanomaliefeldes abhängig. Je größer der Radius des durchziehenden Druckfeldes, um so größer, weil weiträumiger, ist der Deformationseffekt. Damit ergibt sich sowohl eine Frequenz- als auch eine Zeitabhängigkeit des Effektes.

Der in Strenge berechenbare Einfluss einer punktförmigen Auflast ergibt $\delta g_L^{\text{atm}} = 0,04 \frac{\mu\text{Gal}}{\text{hPa}} \delta P^{\text{atm}}$ (Lederer und Zeman, 2000). Der Gesamteffekt unter der Annahme einer punktförmigen atmosphärischen Auflast ergibt demnach

$$\delta g^{\text{atm}} = -0,39 \frac{\mu\text{Gal}}{\text{hPa}} \delta P^{\text{atm}} \quad (5.33)$$

Für großräumigere Druckfelder vergrößert sich der Deformationseffekt. Das Standard-Regressionsmodell (I.A.G. Resolution No. 9, 1983) beträgt

$$\delta g_{\text{Standard}}^{\text{atm}} = -0,3 \frac{\mu\text{Gal}}{\text{hPa}} \delta P^{\text{atm}} \quad (5.34)$$

Die Bestimmung eines lokalen Regressionskoeffizienten ist jedoch der Nutzung dieses allgemeinen Modells vorzuziehen (Torge, 1989). Durch einen empirisch bestimmten Regressionskoeffizienten können 70 bis 90 % des Effektes korrigiert werden (Jentzsch und Kroner, 1999).

Die Abhängigkeit des Regressionskoeffizienten von der räumlichen Ausdehnung der Luftmassenstörung kann durch eine frequenzabhängige Regressionsfunktion $\hat{H}(f)$ berücksichtigt werden (Warburton und Goodkind, 1977). Dazu wird nach der Bestimmung der Gezeitenparameter eine Kreuzspektralanalyse zwischen den gezeitenfreien Residuen und dem lokalen Luftdruck durchgeführt (Neumeyer, 1995)

$$\hat{H}(f) = \frac{\hat{G}_{xy}(f)}{\hat{G}_{xx}(f)} \quad (5.35)$$

mit den Schätzungen der Kreuzspektraldichte $\hat{G}_{xy}(f)$ und der Autospektraldichte $\hat{G}_{xx}(f)$ der gezeitenfreien Residuen. Der Betrag der so bestimmten komplexen Übertragungsfunktion entspricht dem frequenzabhängigen Regressionskoeffizienten. Die Phase wird um 180° schwanken, da der Betrag der Funktion immer positiv, die Regression aber negativ ist. Diese frequenzabhängige Bestimmung der Regression zwischen Luftdruck und Schwere wird vor allem auf die hochgenauen Beobachtungen von Supraleitgravimetern angewendet.

Eine alternative Methode der Bestimmung des Luftdruckeinflusses auf Schweremessungen ist die Berechnung des direkten Effektes nach Gl. 5.32 sowie des Auflasteffektes der sich ändernden Luftmassen analog zu Ozeanauflastgezeiten (Kap. 4.4) mit Hilfe von Greenschen Funktionen. Ein Vorteil dieser Methode liegt in der völligen Unabhängigkeit von den Schweremessungen, so dass sichergestellt ist, dass nur Luftdruckeffekte korrigiert werden. Dazu sind jedoch zeitlich und räumlich hochauflösende globale Daten oder Modelle über die Luftdruckverteilungen nötig, deren Verfügbarkeit schwierig ist (Jentzsch und Kroner, 1999). Auf Grund des Inversen-Barometer-Effektes (siehe Kap. 4.2.5) ruft eine Luftdruckänderung auf dem Ozean keine Auflaständerung hervor. Bei der Berechnung der Luftdruckkorrektur muss demzufolge zwischen Land und Meer unterschieden werden.

Da der überwiegende Teil der Oberfläche der Antarktis entweder von Eis bedeckt ist oder aus anstehendem Fels gebildet wird und kaum flüssiges Wasser vorhanden ist, spielen Grundwasserspiegeländerungen und Bodenfeuchte in der Antarktis faktisch keine Rolle.

5.3.2.2 Nichtgravitative Einflüsse

Ein Federgravimeter kann auch ohne Änderung der Schwere konstruktionsbedingt eine Veränderung der Messwerte liefern. **Temperaturänderungen** rufen Änderungen der Materialeigenschaften der Messfeder hervor und können somit den Messwert verändern. Deshalb besitzen die meisten Gravimeter (z. B. Askania, LaCoste&Romberg) ein Thermostat, um die Temperatur auf wenige Hundertstel Grad konstant zu halten.

Die **Luftfeuchtigkeit** scheint ebenfalls einen Einfluss auf Gravimeter zu besitzen. Selbst temperaturstabilisierte Gravimeter weisen einen jahreszeitlichen Gang auf, der mit der Luftfeuchtigkeit korreliert ist. Es kann jedoch kein allgemeingültiger Zusammenhang zwischen Luftfeuchtigkeit und Schwere hergestellt werden. Auch die Phasenbeziehung zwischen beiden Größen kann stark variieren. Gravimeter in einer sowohl temperatur- als auch feuchtigkeitsstabilen Umgebung wiesen jedoch keine jahreszeitlichen, nichtgravitativen Schwankungen auf (El Wahabi u.a., 2000).

Eine **Änderung des Luftdrucks** hat neben der gravitativen Wirkung (siehe oben) auch eine Veränderung des Auftriebs des Waagebalkens zur Folge und kann so zusätzlich die Messung beeinflussen. Dies kann mit Auftriebskörpern am Waagebalken und vor allem einer luftdichten Versiegelung des Gerätes verhindert werden (Graf, 1967). Eine Beschädigung der Versiegelung kann zu veränderten Regressionskoeffizienten zwischen Luftdruck und Schwere führen. So berichten El Wahabi u.a. (2000) von anomalen Regressionskoeffizienten durch eine nicht mehr ausreichende Versiegelung zweier LaCoste&Romberg-Gravimeter ($\delta g/\delta P = -1,882 \pm 0,0032 \mu\text{Gal/hPa}$ Uccle/Belgien, $\delta g/\delta P = -2,015 \pm 0,0037 \mu\text{Gal/hPa}$ Ätna/Italien).

Die meisten Federgravimeter besitzen eine Metall-Feder (Eisen-Nickel-Legierung), die geringfügig auf **Änderungen des Magnetfeldes** reagiert (Graf, 1967). Eine Vermeidung des Einflusses solcher Änderungen ist bei Gravimetern, die zur Gezeitenbestimmung eingesetzt werden sollen, besonders wichtig, da das Magnetfeld neben säkularen Änderungen auch Variationen mit Perioden von einem Jahr, 27 Tagen (Periode der Eigenrotation der Sonne) und 24 Stunden aufweist (Cara, 1994). Zur Vermeidung dieser Effekte wird die Gravimeterfeder entmagnetisiert bzw. das Gehäuse mit einer Eisen-Nickel-Legierung abgeschirmt (Torge, 1989).

Mikroseismik wird durch verschiedenste natürliche und künstliche Prozesse hervorgerufen. Natürliche Ursachen sind beispielsweise Erdbeben, Meeresbrandung und Bodenunruhe. Als künstliche Quellen kommen alle Arbeiten in Frage, die Vibrationen verursachen, etwa Fahrzeugverkehr und Generatorenbetrieb. Mikroseismik verursacht vor allem ein höheres Messrauschen. Die Größe des Einflusses liegt nach Torge (1989) bei $0,001 \dots 0,01 \mu\text{Gal}$ und hängt von der Eigenfrequenz und der Dämpfung des Messsystems ab. Durch Filterung kann der Einfluss beseitigt werden.

Ein technischer Störeinfluss sind **Schwankungen in der Energieversorgung**, die eine beträchtliche Verschlechterung der Datenqualität hervorrufen können. Abhängig von der Aufzeichnungsart des Gerätes können Schwankungen der Versorgungsspannung zu Schwankungen in den Kalibrierungskonstanten führen.

Führt eine Unterbrechung der Stromversorgung zusätzlich zu einem Ausfall der Heizung des Gerätes, führt dies neben dem Verlust von Messwerten auch zu einem völlig veränderten Gangverhalten des Gerätes, das eventuell auch lange nach der Wiederherstellung der Stromversorgung noch anhält.

5.3.2.3 Instrumentelle Effekte

Das Prinzip der Federgravimeter basiert auf der elastischen Kraft der Messfeder. Die Nulllage einer solchen Feder ist jedoch zeitlich nicht konstant. Alterungserscheinungen, elastische und viskose Reaktionen der Gravimeterfeder auf externe Störungen rufen den Gravimetergang hervor. Die oben beschriebenen nichtgravitativen Einflüsse wirken ebenfalls auf den Gravimetergang bzw. lassen sich von diesem oft nicht trennen.

Neben den durch den Gravimetergang beschriebenen langzeitigen Änderungen des Messsystems existieren auch abrupte Änderungen, sogenannte Sprünge, die meist durch externe Einflüsse, etwa Erschütterungen ausgelöst werden.

5.3.3 Analyse der Daten

Ziel der Gezeitenanalyse ist die Bestimmung der Übertragungsfunktion zwischen gezeitenerzeugendem Potential und den Aufzeichnungen der Gezeitengravimeter. Entsprechend Gl. 4.30 sind das die Phasen ϕ_i und die Amplitudenfaktoren δ_i der einzelnen Tiden. Die theoretischen Amplituden der Erdgezeiten A_i , die Frequenzen ω_i und die theoretischen Phasen χ_i können nach Kap. 4.1.4 berechnet werden. Die Auswahl der in der Auswertung anzusetzenden Tiden erfolgt in Abhängigkeit der Länge der Messreihe (siehe Kap. 4.3.2.2).

Das *International Center for Earth Tides* ICET hat eine Sammlung von Software-Lösungen zur Erdgezeitenanalyse zusammengestellt, zu denen auch das Software-Paket *ETERNA* (Wenzel, 1996) gehört. Mit diesem Programm lassen sich verschiedene Beobachtungstypen (u. a. Gezeitenpotential, Gezeitenbeschleunigung, Neigungsmessungen, vertikale Verschiebungen) auf der Grundlage verschiedener Gezeitenkataloge unter Nutzung der Standardalgorithmen analysieren. Vor der Bestimmung der Gezeitenparameter müssen die Beobachtungen jedoch vorverarbeitet werden: Die Datenreihe muss auf Lücken und Sprünge untersucht und mit Hilfe der Kalibrierungswerte von der Aufzeichnungseinheit (je nach Art der Aufzeichnung mm, mV oder Ähnliches) in die entsprechende Einheit umgewandelt werden.

In der Datenauswertung muss neben den gesuchten Gezeitenparametern auch allen in Abschnitt 5.3.2 aufgeführten Einflussgrößen Rechnung getragen werden, um zu verhindern, dass sich diese Effekte negativ auf die Gezeitenparameter auswirken. Diese können durch Erweiterung des funktionalen Modells (Gl. 4.30) in die Ausgleichung einbezogen und parametrisch bestimmt werden. Wichtigste Effekte sind dabei der Gravimetergang und der Luftdruckeinfluss, es können jedoch weitere Effekte parametrisiert werden.

Der **Gravimetergang** wird häufig als Polynom niedriger Ordnung modelliert. Wenzel (1996) etwa benutzt dazu Tschebyscheff-Polynome. Eine Alternative zur Modellierung des Ganges ist eine Hochpassfilterung der Daten, wenn nur kurzperiodische Tiden (täglich, halbtäglich) bestimmt werden sollen. Das funktionale Modell wird dann auf die gefilterten Beobachtungen angewandt.

Eine wichtige Forderung bei der Filterung ist die nach der Phasentreue. Durch den Filterprozess darf keine Phasenverschiebung eingeführt werden.

Dabei ist die Filtercharakteristik des benutzten Filters von entscheidender Bedeutung, sollen doch die Frequenzen der zu bestimmenden Tiden möglichst nicht, die anderen möglichst vollständig eliminiert werden. In *ETERNA* stehen für stündliche Daten neun verschiedene Filter zur Verfügung. Die Filter unterscheiden sich hinsichtlich der Filterlänge und demzufolge in der Länge der nicht auswertbaren Reststücke am Beginn und Ende eines Datenblocks. Nach Wenzel (1997a) hat die Wahl des Filters keinen signifikanten Einfluss auf die geschätzten Parameter, wohl aber auf die Genauigkeitsmaße.

Der Einfluss von **Luftdruckänderungen** auf die Schweremessungen kann in *ETERNA* durch Erweiterung des funktionalen Modells für die Parameterschätzung (Gl. 4.30) um einen frequenzunabhängigen Regressionskoeffizienten bestimmt werden

$$l(t) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \delta_i A_i \cos(\omega_i t + \chi_i + \phi_i) + \frac{\delta g}{\delta P} P(t) \quad (5.36)$$

5.3.4 Interpretation von Amplitudenfaktor und Phasenverschiebung der Tiden

Im Ergebnis der Gezeitenanalyse liegen Amplitudenfaktor und Phasenverschiebung vor, beide im Vergleich zu den Gleichgewichtszeiten der ausgewählten Tiden. Darin sind sowohl Erdgezeiten als auch Ozeanauflastzeiten enthalten. Beide Effekte basieren auf dem gleichen geophysikalischen Phänomen und besitzen somit den gleichen spektralen Aufbau. Zur Trennung der Effekte sind verschiedene Annahmen nötig. Zum einen wird vorausgesetzt, dass die Erdgezeiten keine Phasenverschiebung gegenüber dem Gezeitenpotential aufweisen. Zum anderen wird der Amplitudenfaktor entsprechend dem verwendeten Erdmodell festgelegt.

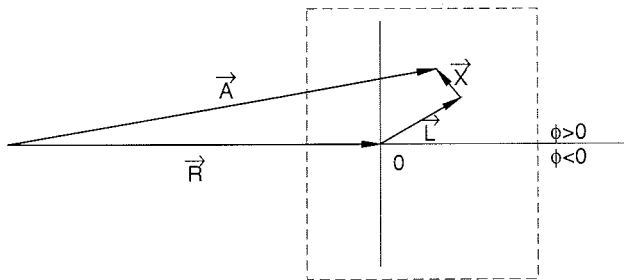


Abb. 5.5: Phasendiagramm zum Vergleich von theoretischen und gemessenen Tiden (nach Melchior, 1983; Zürn und Wilhelm, 1984). \vec{R} : theoretische Gezeiten einer elastischen Erde, \vec{A} : Beobachtung, \vec{L} : Ozeanauflastzeiten aus einer Auflastmodellierung, \vec{X} : Residualvektor.

Ein Phasendiagramm veranschaulicht die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Effekten (Abb. 5.5). Im Allgemeinen wird der Auflastvektor \vec{L} die Differenz zwischen Beobachtung \vec{A} und theoretischem Gezeitenvektor \vec{R} nicht vollständig erklären. Neben zufälligen Messfehlern und eventuellen systematischen Instrumentenfehlern wirken sich auch Unsicherheiten in der Modellierung von Erd- und Auflastzeiten aus.

5.3.5 Gezeitengravimetrie auf dem antarktischen Inlandeis

Erdgezeitenbeobachtungen wurden in verschiedenen Stationen in der Antarktis, hauptsächlich in den Küstenregionen durchgeführt (z. B. Melchior, 1995; Dietrich u. a., 1995; Kanao und Sato, 1995). Auf dem antarktischen Inlandeis wurden bisher nur in drei Stationen Erdgezeiten gravimetrisch aufgezeichnet. Kap. 6.4 befasst sich ausführlich mit den Messungen in Vostok im Jahre 1969 (Schneider, 1971b). Hier sollen die Vorgehensweise und einige Ergebnisse der Beobachtungen in den Stationen Amundsen-Scott (90°S, 2835 m) und Asuka (24,1°O, 71,5°S, 938 m, siehe Abb. 2.1) zusammengestellt werden.

Die Beobachtung der Erdgezeiten am Südpol begann mit der Installation von zwei Gravimetern im Südsommer 1966/1967 (Slichter u.a., 1969) und wurde mit Unterbrechungen bis 1984 fortgeführt. Zürn u.a. (1995) fassen den Betrieb der Geräte und einige der Ergebnisse zusammen. Zur Steigerung der Zuverlässigkeit wurden die Messungen mit zwei baugleichen LaCoste&Romberg-Gravimetern mit elektrostatischem Feedback unabhängig voneinander durchgeführt. Die Fließbewegung des Eises und damit der gesamten Station von etwa 10 m/a ruft eine Neigung der Instrumente hervor, die mit gedämpften, kardanischen Aufhängungen kompensiert wurde. Die Stromversorgung der Gravimeter erfolgte wegen der instabilen Netzversorgung durch Batterien. Lediglich das Laden der Batterien und die Heizung erfolgte über die Stromversorgung der Station. Ein Problem stellte das Fehlen einer Möglichkeit zur Erdung der Geräte dar. Dadurch kam es zu Störungen während der Radioübertragungen der Station, die durch regelmäßige Abstimmung der Sendeeinrichtung vermieden werden konnten. Elektrostatische Entladungen auf Grund der Kälte verursachten nur geringe Probleme. Die Geräte wurden gegen die geringen Temperaturen zusätzlich isoliert. Problematisch war auch die Vermeidung von Mikroseismik infolge des Stationsbetriebs. Einen entscheidenden Einfluss hatte nach Zürn u.a. (1995) zudem die Erfahrung des Beobachters.

Die Lage der Station am geographischen Südpol machte sie zum idealen Beobachtungsort für die Bestimmung mehrerer geophysikalischer Phänomene. Hauptziel war die Aufzeichnung der freien Oszillation der Erde nach großen Erdbeben ohne den Einfluss der Erdrotation. Auch für die Bestimmung der langperiodischen Gezeiten ist der Pol bestens geeignet. Zum einen sind die Amplituden maximal, zum anderen verschwinden die täglichen und halbtägigen Tiden fast vollständig (siehe Kap. 4.1.3), die sonst die langperiodischen Tiden überdecken.

Die langperiodischen Tiden M_f (Periode 13,66 Tage) und M_m (Periode 27,55 Tage) wurden aus einer Zeitreihe von sechs Jahren bestimmt (Bos u.a., 2000). Im Idealfall sollten die Abweichungen zwischen theoretischen Erdgezeiten (errechnet mit einem Erdmodell, siehe Kap. 4.3) und den Beobachtungen innerhalb der Fehlergrenzen durch Ozeanauflastgezeiten erklärbar sein. Für die Phase der größten Tide M_f trifft das tatsächlich zu, die Amplitude ist jedoch um 2 % zu groß. Die Ursache für diese Diskrepanz ist unklar. Verschiedene Ozeanmodelle liefern bei der Auflastmodellierung ähnliche Ergebnisse und bestätigen sich so gegenseitig. Fehler in der Werkskalibrierung von LaCoste&Romberg werden von Bos u.a. (2000) zwar nicht ausgeschlossen, sie können jedoch nicht die alleinige Ursache der Abweichungen sein. Ebenso sind die Unterschiede zwischen verschiedenen Erdmodellen nicht groß genug, um den Effekt zu erklären. Laterale Inhomogenitäten wurden nach Bos u.a. (2000) noch nie beobachtet und scheiden als Ursache für die großen Amplituden aus. Demgegenüber wird darauf hingewiesen, dass die Beobachtungen auf einer der größten Inhomogenitäten in Topographie und oberflächennaher Struktur, dem antarktischen Inlandeis, ausgeführt wurden, deren Einfluss bisher nicht untersucht wurde.

Wie bereits erwähnt, gibt es keine kurzperiodischen Erdgezeiten an den Polen. Die dennoch beobachteten Schweregezeiten sind auf den Auflasteffekt der Ozeangezeiten zurückzuführen und wurden von Agnew (1995) zur Evaluation von Ozeangezeitenmodellen genutzt. Da die Auflastgezeiten neben Mess- und Kalibrierungsfehlern die einzige Einflussgröße sind, können sie ohne zusätzliche Annahmen über den Erdaufbau, die zur Reduktion der Erdgezeiten nötig wären, bestimmt werden. Auf Grund der großen Entfernung von den Ozeanen sind die Amplituden der Auflasttiden nur klein. Sie betragen $0,47 \mu\text{Gal}$, $0,6 \mu\text{Gal}$, $0,36 \mu\text{Gal}$ und $0,07 \mu\text{Gal}$ für die Haupttiden O_1 , K_1 , M_2 und S_2 (Zürn u.a., 1995). Die Beobachtungen gestatten eine Bestimmung der Tiden mit einer relativen Genauigkeit von 1 bis 5 %. Der Vergleich der beobachteten mit berechneten Auflastgezeiten basierend auf verschiedenen Ozeangezeitenmodellen unterstreicht die Wichtigkeit der Einbeziehung der Gezeiten unter den großen Schelfeisen im Ross- und Weddellmeer, die zum damaligen Zeitpunkt nur in den FES-Modellen enthalten waren. Die größte Übereinstimmung mit den Messungen lieferten das Modell FES95.2 und das Modell CSR3.0, das außerhalb des Überdeckungsbereiches

von TOPEX/POSEIDON auf FES94.1 beruht. Die Abweichungen der betrachteten Tiden liegen für FES95.2 im täglichen Band (O_1 , K_1) um $0,11 \mu\text{Gal}$, im halbtägigen für N_2 , M_2 unter $0,07 \mu\text{Gal}$. Die Diskrepanz von $0,15 \mu\text{Gal}$ für S_2 könnte auf den Einfluss meteorologischer Parameter zurückzuführen sein (Agnew, 1995).

Der Einfluss des lokalen Luftdrucks wurde sowohl für langperiodische Änderungen als auch für Schwankungen im Frequenzbereich der kurzperiodischen Gezeiten bestimmt. Der Regressionskoeffizient für langperiodische Druckänderungen erwies sich als sehr variabel mit Werten zwischen $-0,36$ und $-0,49 \mu\text{Gal/hPa}$. Für Perioden zwischen 2 und 50 Stunden ergab sich ein Koeffizient von $-0,38$ bis $-0,42 \mu\text{Gal/hPa}$ in der gleichen Größenordnung (Zürn u.a., 1995).

In der japanischen Station Asuka ($24,1^\circ\text{O}$, $71,5^\circ\text{S}$, siehe Abb. 2.1), die von 1984 bis 1991 in Betrieb war, wurden im Winter 1987 Schweregezeiten mit einem LaCoste&Romberg-Gravimeter beobachtet (Shibuya und Ogawa, 1993). Das Instrument war in einer Schneegrube auf einer Holzplatte auf dem verfestigten Boden installiert. Das Gravimeter war nicht zusätzlich geheizt, die interne Heizung des Gerätes hielt die Gerätetemperatur (50°C) auch bei Temperaturen von -10 bis -20°C konstant. Elektrostatische Aufladungen verursachten kaum Probleme.

Es wurde eine Zeitreihe von 140 Tagen mit einem Datenintervall von 30 min aufgezeichnet. Formal reicht die Länge der Reihe nicht aus, um die Tiden K_1 und P_1 entsprechend des Rayleigh-Kriteriums (siehe Kap. 4.3.2.2) voneinander trennen zu können. Auf Grund der hohen Datenqualität wurden trotzdem beide Tiden in der Auswertung einzeln geschätzt. Somit wurden sieben tägige, darunter P_1 und SK_1 , sechs halbtägige und eine dritteltägige Tide aus den Daten extrahiert. Die beobachteten Gravimeterfaktoren besonders der halbtägigen Tiden sind mit $1,305$ (M_2) bis $1,393$ (S_2) sehr hoch. Shibuya und Ogawa (1993) können diesen Effekt mit der Auflastmodellierung auf der Grundlage des Schwiderski-Modells nicht vollständig reduzieren. Vor allem das große Restsignal der M_2 -Tide wurde als Anzeichen für regionale Inhomogenitäten der Lithosphäreneigenschaften gedeutet. Mit neueren Ozeanauflastmodellierungen (z. B. Ozeangezeitenmodell FES95.2, Erdmodell Gutenberg-Bullen, berechnet mit Bos und Scherneck (2003)) lässt sich die Abweichung der Beobachtungen von den Erdgezeiten im Rahmen der Beobachtungsgenauigkeit erklären.

Auch die Übertragungsfunktion von Luftdruck auf Schwere wurde anhand der Daten von Asuka untersucht. Der Regressionskoeffizient ist mit $-0,24 \mu\text{Gal/hPa}$ betragsmäßig kleiner als das Standardmodell (siehe Kap. 5.3.2.1) und Bestimmungen aus mittleren Breiten. Shibuya und Ogawa (1993) erklären dies durch einen größeren Auflasteffekt der Luftmassen, da Eis kompressibler ist als Fels. Die Berechnung des Auflasteffektes mit den elastischen Parametern von Eis liefert eine stärkere Abhängigkeit der Größe des Effekts von der Ausdehnung der Luftdruckänderung als bei einer Auflast auf der Erdkruste selbst. Die Größe des Attraktionseffektes hingegen unterscheidet sich für Eis kaum von der für Fels. Während für Fels der Auflasteffekt mit zunehmender Ausdehnung gegen $-0,365 \mu\text{Gal/hPa}$ konvergiert, bildet sich bei Eis ein Maximum von $-0,25 \mu\text{Gal/hPa}$ für eine Luftmassenstörung von 30 km Durchmesser. Der geringe Regressionskoeffizient in Asuka lässt sich dadurch erklären, nicht aber der ungewöhnlich große Koeffizient von $-0,4 \mu\text{Gal/hPa}$ für den Südpol. Als mögliche Ursache für die Diskrepanz werden die unterschiedlichen Druckregime im Einflussgebiet der durchziehenden Tiefdruckgebiete um Asuka und dem stabilen Hochdruckgebiet über dem Südpol vermutet.

5.3.6 Gravimetrische Messungen auf Schelfeisen

Gravimeter, die auf einem Schelfeis aufgestellt sind, werden nicht nur von Erd- und Ozeanauflastgezeiten beeinflusst, sondern reagieren durch die vertikale Bewegung des Schelfeises auch direkt auf die Ozeangezeiten. Dies bedeutet, dass der Residualvektor \vec{X} in Abb. 5.3.4 in

Abhängigkeit von der Größe der vertikalen Auslenkung von den Ozeangezeiten dominiert sein kann. Erd- und Auflastzeiten sind somit als Korrekturen an die Gravimetermessungen anzubringen, um die Schwereänderung auf Grund der Ozeangezeiten zu isolieren. Zur Umrechnung der beobachteten Schwereänderung in Höhenänderung muss der Tatsache Rechnung getragen werden, dass sich nicht nur die Höhe des Gravimeters ändert, sondern auch Ozeanwasser unter das Gravimeter strömt. Es müssen demzufolge sowohl die Freiluft-Reduktion als auch eine Masse-Reduktion angebracht werden. Unter der Annahme einer unendlich ausgedehnten, horizontalen Schicht kann die Bouguer-Plattenreduktion mit der Dichte von Ozeanwasser zur Berücksichtigung der Massenänderung verwendet werden

$$\begin{aligned} \frac{\partial g}{\partial h} &= \frac{\partial g_F}{\partial h} + \frac{\partial g_B}{\partial h} \\ &= -0,3086 \frac{\text{mGal}}{\text{m}} + 2\pi G \rho_{\text{H}_2\text{O}} \\ &= -0,2655 \frac{\text{mGal}}{\text{m}} . \end{aligned} \quad (5.37)$$

Die Umrechnung von Schwere- in Höhenänderung ergibt sich damit zu

$$\begin{aligned} A_H &= \left(\frac{\partial g}{\partial h} \right)^{-1} A_g \\ &= -3,7661 \frac{\text{m}}{\text{mGal}} A_g . \end{aligned} \quad (5.38)$$

Derartige Messungen wurden erstmals im Internationalen Geophysikalischen Jahr 1957 auf dem Ross- und dem Filchner-Schelfeis durchgeführt (Thiel u.a., 1960). Vor der Verfügbarkeit von Satellitenverfahren war dies die einzige Möglichkeit zur Messung von Höhenänderungen auf Schelfeisen. Seitdem wurden Gravimetermessungen bei der Assimilation oder Validierung von Gezeitenmodellen unter den Schelfeisen (Williams und Robinson, 1980; Smithson u.a., 1996; Robertson u.a., 1998; Padman u.a., 2002) oder der Untersuchung von Deformationsprozessen in der Aufsetzzone verwendet (Riedel u.a., 1999; Riedel, 2002).

6 Gezeiten im Lake Vostok

6.1 Modellbetrachtungen

6.1.1 Gleichgewichtsgezeiten im See

Wie an jedem Punkt der Erde wirkt auch im Bereich des *Lake Vostok* das von den Himmelskörpern hervorgerufene Gezeitenpotential. Die große Ausdehnung des Sees von über 280 km in Nord-Süd-Richtung bewirkt, dass sich dieses Potential entlang des Sees ändert und sich ein Potentialunterschied ausbildet. Die Frage ist nun, inwieweit das Wasser des Sees auf diese Anregung reagiert. Eine Modellierung der Gezeiten im *Lake Vostok*, ähnlich wie es für Ozeangezeiten üblich ist, geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Zur Abschätzung der Größenordnung der gezeitenbedingten Höhenänderungen können die Gleichgewichtsgezeiten der elastischen Erde herangezogen werden. Zusätzlich muss entsprechend Kap. 4.5.1 die Bedingung der Massenerhaltung berücksichtigt werden. Abb. 6.1 stellt die Äquipotentialflächen analog zu Abb. 4.4 dar sowie den differentiellen Effekt, der sich auf Grund der Massenerhaltung ergibt.

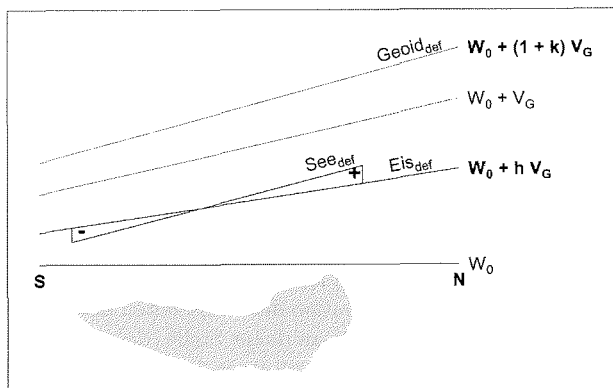


Abb. 6.1: Gleichgewichtsgezeiten unter Berücksichtigung der Massenerhaltung

Der folgende Ansatz leitet die Amplitude der gezeitenbedingten Höhenänderung aus der Neigung der Äquipotentialfläche ab. Für die geographische Breite des Sees beträgt die theoretische Neigung in Nord-Süd-Richtung für $K_1 n_G^{NS} = 8,27$ mas (Millibogensekunden) und für $M_2 n_G^{NS} = 3,41$ mas. Die differentielle Neigung zwischen Seeoberfläche (=Äquipotentialfläche) und Seeufer (=deformierte Erdoberfläche) ergibt sich durch die Skalierung der theoretischen Neigung für die starre Erde mit dem Verminderungsfaktor γ (Gl. 4.28). Daraus lässt sich über die Länge L des Sees die Amplitude A der gezeitenbedingten Höhenänderung an den Enden des Sees abschätzen

$$A = \frac{1}{2} L \sin(\gamma \cdot n_G^{NS}) \quad (6.1)$$

Diese Approximation führt auf Amplituden von 3,9 mm für K_1 und 1,6 mm für M_2 . Die theoretische Phasenverschiebung lässt sich anhand von Abb. 6.1 ablesen. Im Norden tritt das Maximum zeitgleich mit der Anregungsfunktion ein, im Süden ergibt sich dagegen eine Phasenverschiebung von 180° .

Das Wasser müsste demnach im Tages- bzw. Halbtages-Rhythmus zwischen Nord- und Südhälften des Sees umverlagert werden. Für eine detaillierte Untersuchung wurde mit Hilfe der *ETERNA*-Software (Wenzel, 1996) für ein Raster von etwa $12,5 \times 12,5 \text{ km}^2$ über dem See (siehe Abb. 6.3) eine Potentialreihe mit einer Dauer von 400 Tagen erzeugt. Unter Nutzung von Gl. 4.38 entstanden Zeitreihen der Höhenänderung für alle Gitterpunkte des Sees. Für die Zelle, in der sich die Station *Vostok* befindet, resultieren daraus beispielsweise Höhenvariationen von maximal 20 mm. Abb. 6.2 zeigt einen Ausschnitt dieser Zeitreihe.

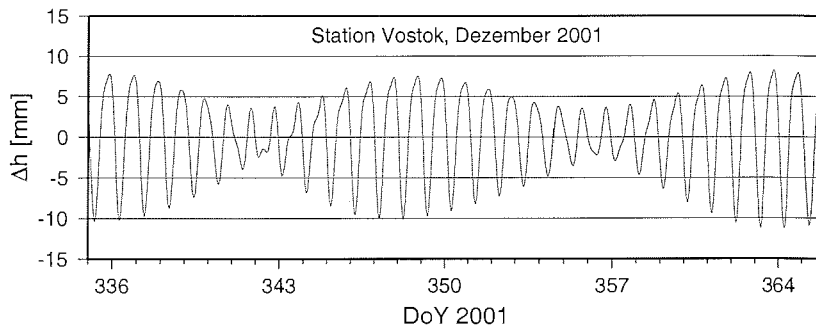


Abb. 6.2: Unter Berücksichtigung der Massenerhaltung modellierte Gleichgewichtszeiten für die Station *Vostok*.

Die ganztägigen Tiden dominieren gegenüber den halbtägigen, auch die 14-tägige Amplitudenmodulation infolge der Überlagerung von O_1 und K_1 ist gut zu erkennen. Die aus der Zeitreihe von 400 Tagen berechneten Phasen und Amplituden der Gleichgewichtszeiten für *Vostok* sind in Tab. 6.1 zusammengestellt. Die Phasen sind dabei bei allen Tiden etwa gleich. Die Amplitudenfaktoren gemäß Gl. 4.30 gegenüber der vertikalen Deformation der Erdzeiten der ganztägigen Tiden liegen bei 0,12, die der halbtägigen bei 0,27. Wichtig ist an dieser Stelle, dass sich die einzelnen Tiden im ganz- bzw. halbtägigen Frequenzband unabhängig von ihrer Amplitude jeweils analog verhalten.

Tab. 6.1: Amplituden und Phasen der Gleichgewichtsfut für die Station *Vostok* (Dietrich u.a., 2001). Die Phasen sind als lokale Phase mit positivem Phasenverlauf definiert.

	Q_1	O_1	P_1	K_1	M_2	S_2
A [mm]	0,6	3,0	1,4	4,2	1,7	0,8
ϕ [°]	160,0				159,3	

Eine Vorstellung über die räumliche und zeitliche Verteilung der Gezeiten im See erhält man aus der Analyse der Zeitreihen aller Seepunkte. Abb. 6.3 zeigt die Amplituden und lokalen Phasen der jeweils größten ganz- bzw. halbtägigen Tide K_1 und M_2 . Beide Spezies zeigen das gleiche Muster einer Rotation gegen den Uhrzeigersinn mit einem Amphidrom im Schwerpunkt des Sees. Im Nordteil des Sees ist die Gezeitenauslenkung etwa in Phase mit der lunisolaren Anregung. Der Südteil schwingt in Gegenphase, wie auch schon aus der Betrachtung der Neigung abgeleitet. Die maximalen Amplituden ergeben sich am Südpol des Sees. Die Ursache dieses Maximums liegt in der großen Entfernung der Südspitze vom Schwerpunkt des Sees und dem daraus folgenden großen Potentialunterschied.

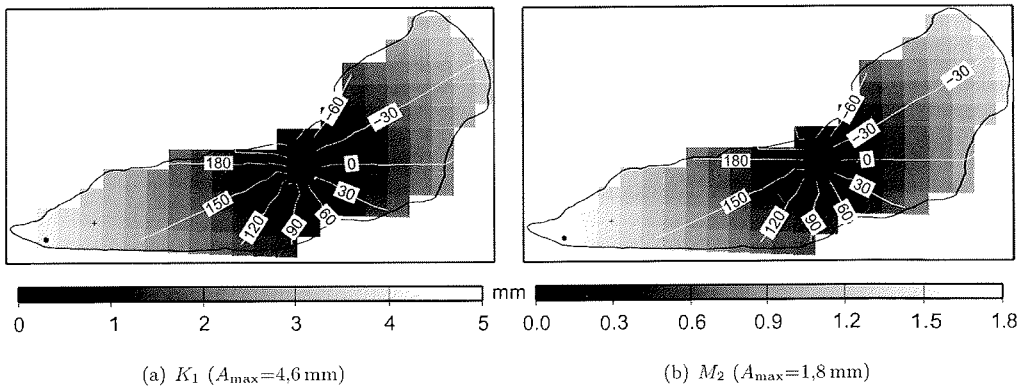


Abb. 6.3: Gleichgewichtszeiten im *Lake Vostok*, modelliert aus Gezeitenpotentialreihen über dem See unter Berücksichtigung der Massenerhaltung. Auch hier ist die Phase wie in der gesamten Arbeit als lokale Phase mit positivem Phasenverlauf definiert.

6.1.2 Abweichungen von den Gleichgewichtszeiten

Die eben getroffenen Aussagen gelten für Gleichgewichtszeiten der elastischen Erde mit Berücksichtigung der Massenerhaltung, jedoch ungeachtet der realen Bedingungen im See. Wie schon bei den Ozeangezeiten in Kap. 4.2 besprochen, wirken eine Reihe von Faktoren auf die Ausbreitung der Gezeiten.

Einer dieser Faktoren ist die Coriolis-Kraft, welche sich bewegende Massen in einem rotierenden System senkrecht zur Strömungsrichtung ablenkt. Auf der Südhalbkugel bewirkt die Coriolis-Kraft eine zusätzliche Bewegungskomponente nach links. Ob die Coriolis-Kraft für die Zirkulation in einem See bedeutsam ist, hängt von der Breite des Sees ab. Zur Beurteilung des Einflusses der Coriolis-Kraft dient der Rossby-Radius (siehe Kap. 4.5.2). Für die geographische Breite von *Vostok* ergibt sich für eine Tiefe von 20 m ein Rossby-Radius von 98 km, für größere Tiefen ist der Wert sogar noch größer. Die Coriolis-Kraft sollte demnach auf die Zirkulation des Sees keinen signifikanten Einfluss haben.

Die Mindesttiefe, die eine Ausbreitung der ganz- bzw. halbtägigen Tiden im 280 km langen See als lange Wellen erlaubt, lässt sich aus Gl. 4.18 abschätzen und beträgt 4 m bzw. 17 m für die ganz- bzw. halbtägigen Tiden. Außer im als sehr flach angenommenen Nordteil (siehe Kap. 3.3) ist diese Bedingung erfüllt. Im Norden könnten sich demnach größere Amplituden ausbilden, ähnlich der Verstärkung der Ozeangezeiten beim Auflaufen auf die flachen Kontinentalschelfe (Pugh, 1987).

Zur Beurteilung, ob der See auf eine Anregung im Bereich der Gezeitenfrequenzen resonant reagiert, kann die Periode der Eigenschwingung entsprechend Gl. 4.39 herangezogen werden. Für ein rechtwinkliges Becken gleicher Länge mit einer konstanten Tiefe von 100 m liegt die Periode der niedrigsten Eigenschwingung bei 5 Stunden. Bei größeren mittleren Tiefen ergeben sich entsprechend kürzere Perioden. Für eine mittlere Tiefe von 20 m, wie sie im Nordteil des Sees vermutet wird, liegt die Periode mit 11 Stunden nahe dem halbtägigen Gezeitenband.

Allein die hier aufgeführten Überlegungen verdeutlichen schon, dass mit dem Modell der Gleichgewichtszeiten allein die Reaktion des Sees auf die Anregung durch die Gezeiten nicht vollständig beschrieben werden kann. Dazu bedarf es weiterentwickelter Modelle, die die Küstenform und vor

allein die Bathimetrie des Sees berücksichtigen und die Laplaceschen Gezeitengleichungen (Kap. 4.2.3) lösen. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass sich die realen gezeiteninduzierten Wasserspiegeländerungen im *Lake Vostok* durchaus signifikant von den Gleichgewichtszeiten unterscheiden können.

6.1.3 Der Einfluss der Eisdecke

Einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss übt die etwa 4000 m dicke Eisschicht aus, die auf dem See lastet. Die Oberfläche des Sees ist demzufolge im strengen Sinne nicht frei. Zudem ist sie gegenüber den Äquipotentialflächen durch den Druck der im Norden dickeren Eismassen geneigt. Jede Änderung dieser Neigung auf Grund des Gezeitenpotentials verursacht jedoch eine rücktreibende Kraft auf die Oberfläche.

Die wahrscheinliche Wirkung des Eises ist eine Dämpfung der Gezeitenauslenkung. Zum Vergleich können die Gezeiten unter Schelfeisen dienen. Außerhalb der typischerweise 1–10 km breiten Aufsetzzone folgt die vertikale Verschiebung eines Schelfeises im Wesentlichen der Bewegung der Ozeangezeiten (Padman u.a., 2002). Das gleiche Verhalten ist auch für das Eis auf dem See anzunehmen.

Auf den ersten Blick scheint eine 4000 m dicke Eisschicht jede vertikale Auslenkung des Wassers darunter zu verhindern. Es ist jedoch hilfreich, sich die Dimensionen des Sees, speziell das Verhältnis von Länge zu Eismächtigkeit zu vergegenwärtigen. Die Dicke des Eises beträgt weniger als 1,5% der Längsausdehnung des Sees. Zwar beträgt die Wassertiefe wiederum nur maximal 25% der Eisdicke, die Amplitude der Gezeiten hängt aber nur indirekt über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen von der Wassertiefe ab.

Die Aufsetzzone soll im Folgenden etwas genauer betrachtet werden. Wie in Kap. 4.6 erläutert, hängt der elastische Dämpfungsfaktor β , der die Breite der Aufsetzzone bestimmt, von der Dicke sowie den Eigenschaften des Eises ab. Mit zunehmender Dicke des Eises verkleinert sich der Dämpfungsfaktor, die Breite der Aufsetzzone nimmt zu. Die Eisdicke von *Lake Vostok* ist mit 3700–4200 m mehr als doppelt so groß wie üblicherweise am Übergang von Inlandeis zu den Schelfeisen. Eine weitaus geringere Abhängigkeit besteht zwischen dem Dämpfungsfaktor und dem Elastizitätsmodul. Nach Hutter (1979) ist dieser Parameter schwach temperaturabhängig

$$\frac{\partial E}{\partial T} = -0,15\% \frac{1}{\text{K}} \quad (6.2)$$

Eine Herabsetzung der Temperatur bewirkt demzufolge eine Vergrößerung des Elastizitätsmoduls und damit wiederum eine Verringerung des Dämpfungsfaktors. Die mittlere Temperatur des Eises in der Region *Vostok* dürfte auf Grund der niedrigeren Oberflächentemperatur wesentlich unter der Temperatur eines Schelfeises liegen. Als Verdeutlichung der extrem kalten Bedingungen möge Abb. 10.6 in Paterson (1994) dienen, wo das gemessene Temperaturprofil von *Vostok* anderen Profilen aus der Antarktis und Grönland gegenübergestellt ist. Demzufolge sollte die Breite der Aufsetzzone von *Lake Vostok* eher an der oberen Grenze des für Schelfeise typischen Bereichs von 1 bis 10 km liegen.

6.1.4 Der Effekt des Inversen Barometers

Für den inversen Barometer-Effekt sind bei *Lake Vostok* wiederum nur Gradienten des Luftdrucks von Bedeutung. Auf Grund der quasi-stationären semi-permanenten Hochdrucklage über dem polaren Plateau (King und Turner, 1997) ist ein NS-Gradient des Luftdruckes vorherrschend. Da dies auch der Längsausdehnung des Sees entspricht, könnte sich ein messbarer Effekt ausbilden.

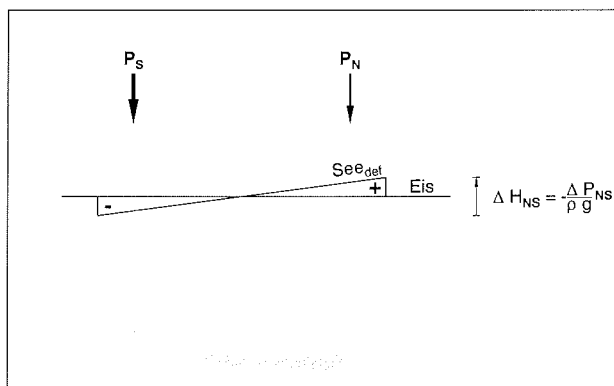


Abb. 6.4: Inverser Barometer-Effekt unter Berücksichtigung der Massenerhaltung.

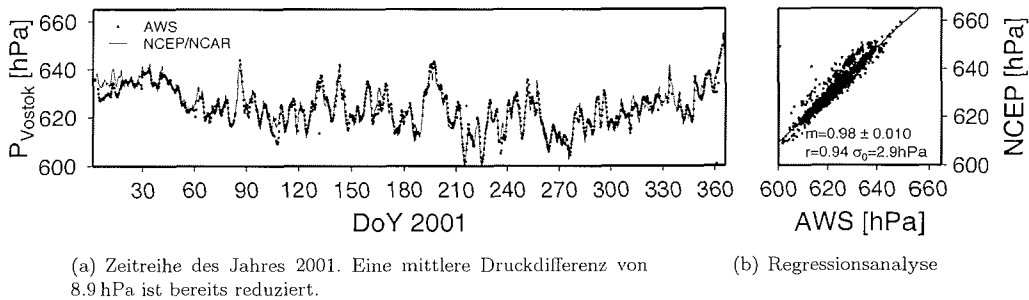
Ein Druckgradient über dem See bewirkt eine Neigung der Oberfläche des gesamten Sees (Abb. 6.4). Die Auslenkung der Oberfläche an einem Ende des Sees gegenüber der als ungestört angenommenen Mitte beträgt dabei die Hälfte des inversen Barometer-Effekts. Ein geringerer Luftdruck im Nordteil des Sees hat eine Anhebung des Seespiegels dort und eine Depression im Süden zur Folge. Daraus folgt eine positive Regression zwischen Luftdruckdifferenz P_{NS} und der Höhenänderung im Süden. Für eine Dichte des Wassers von $\rho_{\text{lake}} = 1016 \text{ kg/m}^3$ (Wüest und Carmack, 2000) ergibt sich

$$\begin{aligned} \Delta h_S &= \frac{\Delta P_{NS}}{2g\rho_{\text{lake}}} & (6.3) \\ &= 5,0 \frac{\text{mm}}{\text{hPa}} \Delta P_{NS} \end{aligned}$$

Auch hier sollten die Effekte am Südende auf Grund der größeren Entfernung vom Schwerpunkt etwas größer sein als im Norden.

Die direkte Abschätzung der Variabilität des Luftdruck-Gradienten über dem See aus Wetterbeobachtungen ist nicht möglich. Zwar gibt es in *Vostok* eine automatische Wetterstation, deren Daten bei Betrieb der Station in Quasi-Echtzeit im Internet veröffentlicht (BAS, 2001) werden. Zur Bildung des Luftdruckgradienten über dem See fehlt jedoch eine zweite Station. In Frage kommende automatische Wetterstationen befinden sich mindestens 400 km von *Vostok* entfernt. Inwieweit ein derartiger Luftdruckgradient repräsentativ für den Luftdruckverlauf über dem See ist, bleibt fraglich. Deshalb bietet das Druckfeld der NCEP/NCAR-Reanalyse (Kalnay u.a., 1996) eine geeignete Alternative. In diesem Projekt wurden weltweit alle verfügbaren Wetterdaten ab 1957 in einem einheitlichen Assimilierungsalgorithmus zusammengefasst, um konsistente Zeitreihen zur Überwachung von globalen Klimaveränderungen zu erhalten. Neben vielen anderen meteorologischen Daten werden dabei auch Felder von Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit berechnet. Die räumli-

che Auflösung der globalen Felder beträgt etwa 200 km, die zeitliche Auflösung liegt bei 6 Stunden¹. Die Zuverlässigkeit der Daten hängt in starkem Maße von den Eingangsdaten ab, die speziell in der Antarktis sicher nicht in ausreichender Dichte vorliegen. Dieser Sachverhalt muss bei der Interpretation der Daten immer berücksichtigt werden.



(a) Zeitreihe des Jahres 2001. Eine mittlere Druckdifferenz von 8.9 hPa ist bereits reduziert.

(b) Regressionsanalyse

Abb. 6.5: Luftdruck der Station *Vostok* im Jahr 2001 aus den Stationsaufzeichnungen und dem NCEP-Modell.

Zum qualitativen Vergleich können die Wetterdaten von *Vostok* herangezogen werden. Dabei ist zu beachten, dass beide Datensätze nicht unabhängig sind, da die Wetterdaten von *Vostok* bei Verfügbarkeit in das Modell eingeflossen sind. Abb. 6.5 zeigt den Luftdruckverlauf des Jahres 2001 im NCEP/NCAR-Modell und die in *Vostok* aufgezeichnete Reihe. Das Modell liefert einen im Durchschnitt um etwa 9 hPa zu großen Wert. Bis auf einzelne Wetterereignisse, etwa am Jahresanfang oder um Tag 107, wird der Verlauf der gemessenen Luftdruckreihe gut reproduziert. Dies bestätigt auch die Regressionsanalyse zwischen beiden Größen: der Regressionskoeffizient liegt bei $0,98 \pm 0,010$; der Korrelationskoeffizient beträgt 0,94.

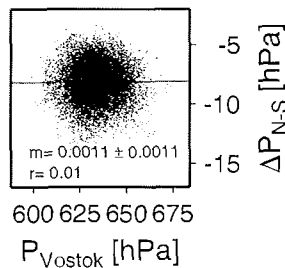


Abb. 6.6: Korrelation zwischen dem Modell-Luftdruck für *Vostok* und der Luftdruckdifferenz über dem See.

Aus dem NCEP/NCAR-Modell lässt sich nun die Luftdruckdifferenz über dem See bestimmen. Anhand von Abb. 6.6 wird deutlich, dass die Luftdruckdifferenz zwischen Nord- und Südteil des Sees nicht mit dem absoluten Luftdruck aus dem Modell für *Vostok* korreliert ist.

Mit Hilfe von Gl. 6.3 kann die Luftdruckdifferenz in eine Höhenänderung auf Grund des inversen Barometer-Effekts über dem See umgerechnet werden. Abb. 6.7 zeigt die so modellierte Zeitreihe von 1990 bis 2002. Der mittlere Nord-Süd-Luftdruckunterschied von 8 hPa über dem See bewirkt eine permanente Kippung der Seeoberfläche. Das Süden liegt dabei um etwa 8 cm niedriger als das Nordende. Im Vergleich der Neigung der Seeoberfläche auf Grund der darüberliegenden Eismassen von mehr als 400 m ist dieser Effekt jedoch vernachlässigbar.

Unter der Annahme der Reaktion des Sees als inverses Barometer verursachen die Luftdruckänderungen eine Höhenvariation von ± 25 mm am Nord- bzw. Süden des Sees.

Im Gegensatz zu den Gezeiten besitzt die Höhenvariation auf Grund von Luftdruckänderungen keine a priori vorgegebenen Frequenzen. Für Wettergeschehnisse kann eine gewisse Periodizität nicht

¹Die Daten sind im Internet z. B. unter <ftp://ftp.cdc.noaa.gov/Datasets/ncep.reanalysis/surface/> oder <http://ingrid.ldeo.columbia.edu/SOURCES/.NOAA/.NCEP-NCAR/> frei verfügbar.

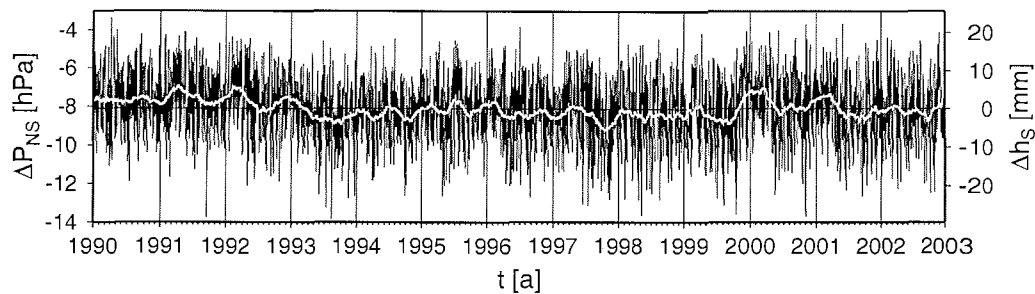


Abb. 6.7: Modellierter inverser Barometer-Effekt für das Süden des *Lake Vostok* 1990 - 2002. Neben der Luftdruckdifferenz in der Original-Auflösung der NCEP-Daten von 6 Stunden ist ein gleitendes 3-Monats-Mittel dargestellt. Darin ist ein schwaches saisonales Signal zu erkennen.

ausgeschlossen werden. Die tiefpassgefilterte Zeitreihe in Abb. 6.7 lässt ein schwaches saisonales Signal erkennen. Im Sommer (zum Jahreswechsel) ist die Luftdruckdifferenz und damit der Seespiegel im Süden in der Regel höher als im Winter. Es ergibt sich jedoch keine strenge Periodizität.

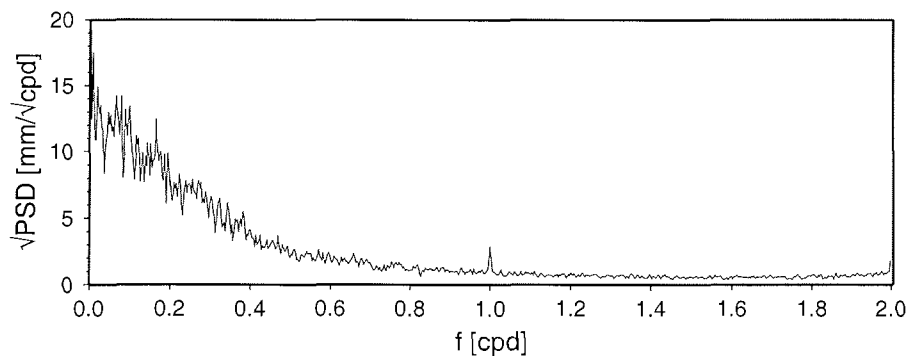


Abb. 6.8: Amplitudenspektrum des inversen Barometer-Effekts.

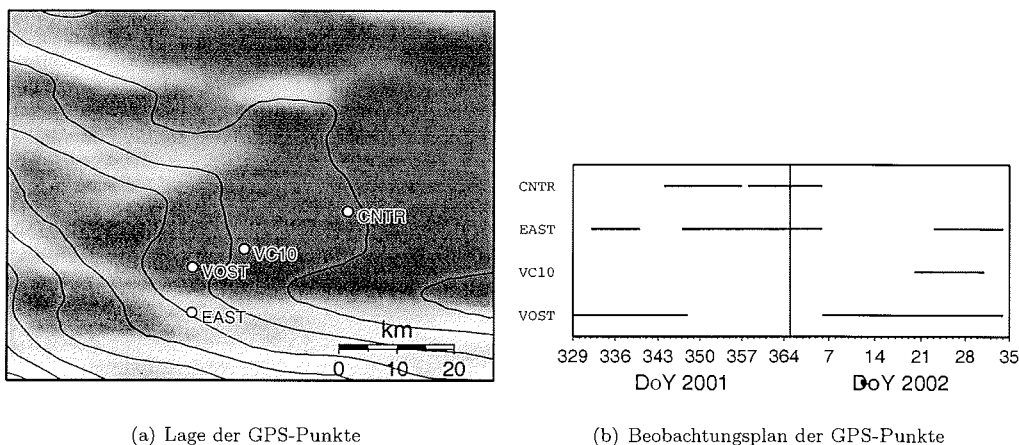
Das Amplitudenspektrum in Abb. 6.8 zeigt den typischen Frequenzverlauf eines roten Rauschens. Die Energie des Prozesses ist auf den niedrigen Frequenzen konzentriert: 90% der Energie sind auf Variationen mit Perioden von länger als 3 Tagen zurückzuführen. Diesem roten Rauschen sind geringe Anteile bei Frequenzen von 1 cpd und 2 cpd überlagert.

Die für Wettergeschehnisse typischen Variationen in Zeitskalen von einem Tag bis einer Woche, die mit dem Durchzug von Tief- und Hochdruckgebieten verbunden sind (King und Turner, 1997), treten im vorliegenden Amplitudenspektrum nicht aus dem allgemeinen Rauschen hervor.

6.2 GPS-Beobachtungen

Nun gilt es, mit geeigneten Methoden zu prüfen, ob es Höhenvariationen der Seeoberfläche gibt. Am anschaulichsten ist dabei ein direkter Vergleich zwischen dem aufliegenden Eis, das den See umgibt, und dem Eis auf dem See selbst.

Eine Möglichkeit, Positionsänderungen geometrisch nachzuweisen, bieten GPS-Beobachtungen. Während der Saison 2001/2002 wurden im Südteil des Sees unter anderem GPS-Messungen durchgeführt (Wendt, 2002). Ziel dieser Messungen war einerseits die Bestimmung der Fließgeschwindigkeitsvektoren an ausgewählten Punkten. Andererseits sollten vertikale Höhenänderungen der Eisoberfläche über dem See nachgewiesen werden. Trotz logistischer Einschränkungen und schwieriger klimatischer Bedingungen konnten auf vier Punkten kontinuierliche Daten von mindestens zehn Tagen Dauer aufgezeichnet werden. Die Lage der beobachteten GPS-Punkte sowie das Beobachtungsregime sind in Abb. 6.9 dargestellt.



(a) Lage der GPS-Punkte

(b) Beobachtungsplan der GPS-Punkte

Abb. 6.9: Während der Feldarbeiten der Sommersaison 2001/2002 beobachtete GPS-Punkte. Empfängertyp: Trimble 4000SSI, Antennentyp: TRM33429.00+GP, Aufzeichnungsrate: 30 s, Elevationsmaske: 0°.

6.2.1 Horizontales Geschwindigkeitsfeld

Die Auswertung der Daten erfolgte mit Hilfe der *Bernese GPS Software, Version 4.2* (Beutler u.a., 2001) unter Nutzung einer Höhenwinkelmaske von 10°. Zur Bestimmung der Fließgeschwindigkeit wurden tageweise Basisvektoren zwischen den zu bestimmenden Punkten und den IGS-Stationen in Sanae, Mawson, Davis, Casey und Mc Murdo (siehe Abb. 2.1) an der Küste gebildet (Dietrich, 2002). Für die folgenden Untersuchungen lagen die Daten bereits als Zeitreihen vor.

Der Schätzung von Fließgeschwindigkeiten liegt die Annahme eines zeitlich konstanten Bewegungsverhaltens zu Grunde, so dass von der Beobachtung der Koordinatenänderung über einige Tage auf eine jährliche Bewegungsrate geschlossen werden kann. Trotz der bis zu 3 000 km langen Basislinien ist eine hochgenaue Geschwindigkeitsschätzung möglich. Die horizontalen Geschwindigkeiten und ihre Fehlermaße sind in Tab. 6.2 zusammengefasst. Eine graphische Darstellung erfolgte bereits in Abb. 3.6. Die Schätzung der vertikalen Bewegungskomponente aus derart langen Basislinien ist mit größeren Unsicherheiten verbunden und demzufolge nur für Punkte mit langer Beobachtungs-

dauer sinnvoll. Die diesbezüglichen Angaben für EAST und VOST in Tab. 6.2 sind unter Vorbehalt zu betrachten. Die Werte erscheinen jedoch plausibel. Die Höhenabnahme spiegelt das Hangabwärtsfließen wider. Der in stärker geneigtem Gelände gelegene Punkt EAST weist eine größere Vertikal-komponente auf. Zu beachten ist dabei, dass die Bewegung nicht oberflächenparallel verläuft. Zum vertikalen Anteil der Oberflächenbewegung kommt die Submergenzgeschwindigkeit auf Grund der Akkumulation hinzu. Die Eisakkumulation an der Station *Vostok* beträgt 2,4 cm/a (Salamatin u.a., 1998) und sollte für das Gebiet repräsentativ sein.

Tab. 6.2: Fließgeschwindigkeiten für die GPS-Punkte der Saison 2001/2002 aus der Anbindung an ausgewählte IGS-Stationen. Die horizontalen Geschwindigkeiten der Punkte sind zuverlässig bestimmt. Für CNTR und VC10 ist die Angabe einer vertikalen Geschwindigkeit anhand der vorliegenden Daten nicht sinnvoll. Auch die Vertikalbewegungen für EAST und VOST sind wegen der geringeren Höhengenaugigkeit unter Vorbehalt zu betrachten.

	v_L [m/a]	σ_{v_L} [m/a]	A [°]	σ_A [°]	v_h [m/a]	σ_{v_h} [m/a]
CNTR	1,63	0,02	132,8	0,5		
EAST	2,03	0,01	127,6	0,1	-0,10	0,03
VC10	1,83	0,04	132,4	1,0		
VOST	1,98	0,01	133,5	0,1	-0,05	0,02

Um das Genauigkeitspotential dieser GPS-Beobachtungen zu verdeutlichen, soll die Basislinie CNTR-EAST eingehender betrachtet werden. Hierfür liegt eine insgesamt 23 Tage lange Beobachtungsreihe mit einer Unterbrechung von einem Tag vor. Die Auswertestrategie dieser lokalen Basislinie (33 km) unterscheidet sich kaum von der der globalen Anbindung. Lediglich die Schätzung der Troposphärenparameter erfolgte im Gegensatz zur IGS-Anbindung relativ. Durch den geringen Abstand sind von beiden Stationen aus die gleichen Satelliten sichtbar. Somit können mehr Beobachtungen in die Auswertung einbezogen werden als bei langen Basislinien, wo sich für beide Stationen unterschiedliche Ausschnitte der Satellitenkonstellation über dem Horizont befinden. Außerdem haben alle basislinienabhängigen Fehler bei einer kurzen Basislinie einen geringeren Einfluss.

Andererseits ist jedoch nur die Differenz der Fließgeschwindigkeiten beider Punkte beobachtbar. Abb. 6.10 enthält die Abweichungen der Tageslösungen vom Mittelwert der 23-tägigen Beobachtungsreihe für beide Lagekomponenten. Da CNTR eine geringere nach Südosten gerichtete Geschwindigkeit aufweist (Tab. 6.2), bleibt er gegenüber dem Punkt EAST zurück. Damit vergrößert sich die Nord- und verkleinert sich die Ostkomponente der Basislinie. Die Tageslösungen ergeben als linearen Trend einen Geschwindigkeitsunterschied von $v_L = (1,2 \pm 0,019) \text{ mm/d} = (0,43 \pm 0,007) \text{ m/a}$. Die Abweichungen der einzelnen Lösungen von der ausgleichenden Gerade können als Genauigkeitsmaß für die Koordinatenbestimmung herangezogen werden. Die Standardabweichung der Lage ergibt sich somit formal zu $\sigma_L = 0,66 \text{ mm}$.

6.2.2 Vertikale Deformation

6.2.2.1 Tageslösungen der Basislinie CNTR-EAST

Der Nachweis einer Höhenänderung der Seeoberfläche gegenüber dem aufliegenden Eis erfordert die zeitgleiche Beobachtung eines Punktes auf dem See (CNTR) mit mindestens einem Referenzpunkt außerhalb des Sees auf dem aufliegenden Eis (EAST). Abb. 6.11 zeigt die relative Höhenänderung von CNTR gegenüber EAST aus der tageweisen Lösung der Basislinie. Zur Interpretation dieser Zeitreihe ist zuerst die zu erwartende Genauigkeit zu bestimmen. Wie bereits in Kap. 5.1.1 ausgeführt, ist die

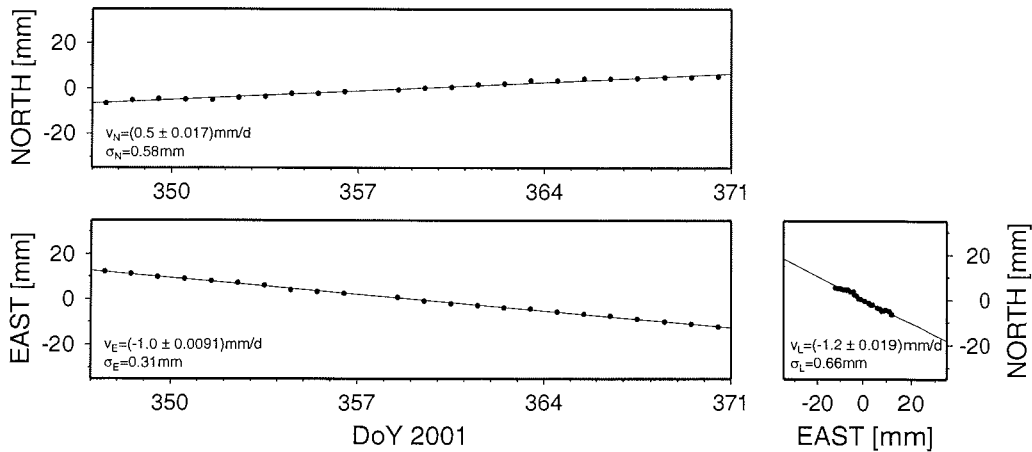


Abb. 6.10: Lageänderung des Punktes CNTR gegenüber EAST. Aus den Tageslösungen wurden mittels linearer Regression die Geschwindigkeitskomponenten in Nord- und Ostrichtung sowie der Betrag der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen beiden Punkten bestimmt. Der Standardabweichung der Anpassung ist jeweils angegeben und kann als Genauigkeitsmaß der GPS-Beobachtungen herangezogen werden.

Genauigkeit der Vertikalkomponente auf Grund der Satellitenkonstellation ca. viermal schlechter als die Genauigkeit einer Horizontalkomponente (Santerre, 1991). Für die vorliegende Basislinie soll demnach in den nachfolgenden Betrachtungen eine Standardabweichung der Vertikalkomponente von $\hat{\sigma}_h = 2,7 \text{ mm}$ zu Grunde gelegt werden.

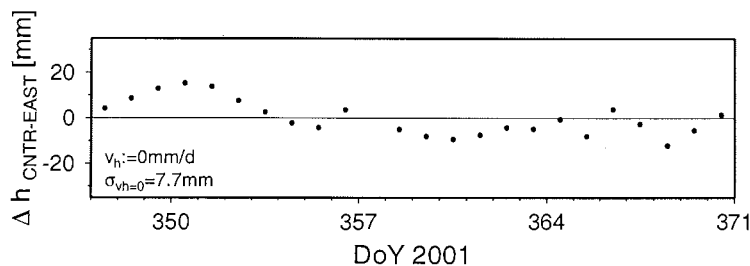


Abb. 6.11: Höhenänderung des Punktes CNTR gegenüber EAST. Die empirische Standardabweichung der Zeitreihe beträgt $\hat{\sigma}_{\Delta h=0} = 7,7 \text{ mm}$.

Die empirische Standardabweichung der Beobachtungen in Abb. 6.11 beträgt unter der Annahme, dass es sich bei den Differenzen um zufällige Schwankungen um einen Mittelwert handelt, $\hat{\sigma}_{\Delta h=0} = 7,7 \text{ mm}$. Der Signifikanztest auf Gleichheit der beiden Standardabweichungen wird mit der Fisher-Verteilung ausgeführt (Niemeier, 2002). Die Testgröße ist dabei mit dem Quantil $F_{f_1, f_2, 1-\alpha}$ der Fisher-Verteilung zum Signifikanzniveau $1 - \alpha$ mit f_1 Freiheitsgraden der ersten und f_2 Freiheitsgraden der zweiten Zufallsgröße zu vergleichen. Die Nullhypothese

$$H_0 : \sigma_1^2 = \sigma_2^2 \quad (6.4)$$

ist zu verwerfen, wenn

$$\frac{\hat{\sigma}_1^2}{\hat{\sigma}_2^2} > F_{f_1, f_2, 1-\alpha} \quad , \quad (6.5)$$

mit der einseitigen Alternativhypothese

$$H_A: \sigma_1^2 > \sigma_2^2 \quad . \quad (6.6)$$

Bei einem Signifikanzniveau von 1% ist die Hypothese der Gleichheit beider Standardabweichungen für den vorliegenden Fall zu verwerfen. Die Standardabweichung der Zeitreihe ist demzufolge signifikant größer als die Standardabweichung der GPS-Höhenbestimmung.

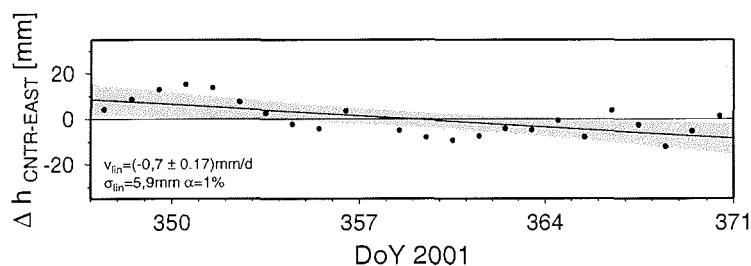


Abb. 6.12: Höhenänderung des Punktes CNTR gegenüber EAST. Die aus den Tageslösungen mittels linearer Regression berechnete Höhenänderungsrate übersteigt diejenige des Punktes EAST und ist deshalb sowie auf Grund der Kürze der Zeitreihe nicht als realistisch anzusehen.

Der Punkt EAST auf aufliegendem Eis weist eine kontinuierliche Höhenabnahme von 6 mm während des Messzeitraums auf. Bei gleichartigem Bewegungsverhalten wäre für CNTR wegen der geringeren Neigung eine geringere, aber ebenfalls kontinuierliche negative Höhenänderung zu erwarten. Die relative Höhenänderung in Abb. 6.12 müsste dann einen linearen Trend zwischen Null (beide Punkte haben die gleiche vertikale Geschwindigkeit) und dem Trend von EAST (CNTR weist keine Höhenänderung auf), jedoch mit positivem Vorzeichen widerspiegeln. Der lineare Trend der Zeitreihe liefert mit $v_{lin} = -0,71 \text{ mm/d} = -0,26 \text{ m/a}$ eine unrealistisch hohe Differenz der Vertikalgeschwindigkeit. Die Standardabweichung der Anpassung des linearen Trends $\hat{\sigma}_{lin} = 5,9 \text{ mm}$ ist nach Gl. 6.5 ebenfalls signifikant größer als die vorausgesetzte GPS-Genauigkeit von $\hat{\sigma}_h = 2,7 \text{ mm}$. Eine lineare Änderung der relativen Höhe allein erklärt die Höhenvariation demzufolge ebensowenig.

In Abb. 6.13 ist nun die Höhenänderung zwischen CNTR und EAST der zeitlichen Änderung der Luftdruckdifferenz über dem See gegenübergestellt. Beide weisen einen ähnlichen zeitlichen Verlauf auf. Die Regressionsanalyse verdeutlicht den funktionalen Zusammenhang. Unter Berücksichtigung der Unsicherheit des Luftdrucks aus dem NCEP-Modell und des Fehlerhaushalts der Höhenbestimmung mit GPS ist der Korrelationskoeffizient von 0,87 zufriedenstellend. Der Regressionskoeffizient von $(5,2 \pm 0,65) \text{ mm/hPa}$ entspricht der erwarteten Größe des inversen Barometer-Effekts aus Kap. 6.1.4. Bei einem Signifikanzniveau von 99% ist die Nullhypothese der Gleichheit der Standardabweichung der GPS-Höhenbestimmung und der Standardabweichung der Anpassung nicht zu verwerfen. Im Rahmen der Genauigkeit der GPS-Höhenbestimmung sind die Höhenänderungen des Punktes CNTR gegenüber EAST durch Änderungen der Luftdruckdifferenz über dem See zu erklären. Die Reaktion des Sees auf Luftdruckänderungen ist damit an Hand der GPS-Beobachtungen nachgewiesen.

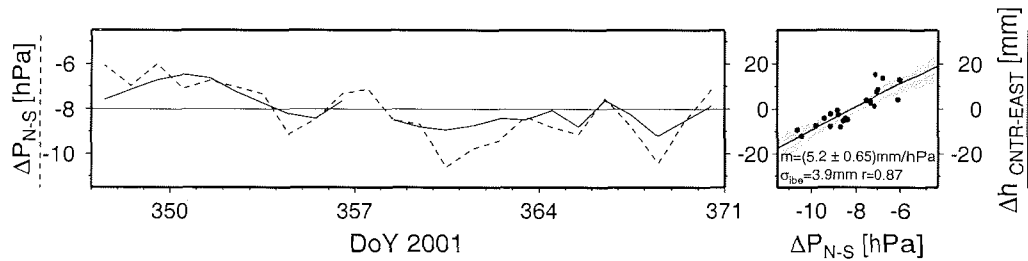


Abb. 6.13: Höhenänderung des Punktes CNTR gegenüber EAST und Änderung der Luftdruckdifferenz über dem See aus dem NCEP-Modell. Der Regressionskoeffizient von $5,2 \pm 0,65$ mm/hPa entspricht dem inversen Barometer-Effekt über dem See. Das Konfidenzintervall der Regressionsgerade zum Konfidenzniveau 99% ist grau dargestellt.

6.2.2.2 Pseudokinematische Auswertung der Basislinie CNTR-EAST

Die pseudokinematische Auswertung der Basislinie erlaubt eine höhere zeitliche Auflösung der Höhenänderung. Dabei wurden die Abweichungen der pseudokinematischen Höhen aus zweistündigen Intervallen von den mittleren Tageshöhen in Abb. 6.12 bestimmt (Fritsche, 2002). Die resultierende Zeitreihe (Abb. 6.14) enthält demzufolge nur kurzperiodische Schwankungen des Höhenunterschiedes zwischen beiden Punkten, die durch die Fehler der GPS-Höhenbestimmung überlagert sind.

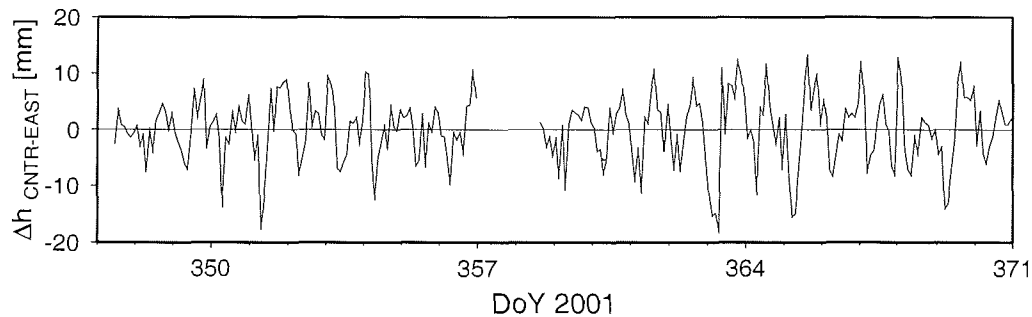


Abb. 6.14: Kurzperiodische Höhenänderung der Basislinie CNTR - EAST. Auf der Grundlage der GPS-Beobachtungen wurden jeweils für aufeinanderfolgende 2-Stunden-Intervalle pseudokinematische Höhen bestimmt (Fritsche, 2002). Diese wurden um die mittlere Höhe der entsprechenden Tageslösung reduziert. Die Zeitreihe ist durch eine Datenlücke am Tag 357 in eine 10- und eine 13-tägige Reihe unterteilt.

Die Zeitreihe in Abb. 6.14 weist Schwankungen mit einer Standardabweichung von $\hat{\sigma}_{\text{kin}} = 5,9$ mm auf. Die Werte erscheinen jedoch nicht zufällig verteilt. Die Amplitudenspektren der beiden etwa 10-tägigen Teilstücke in Abb. 6.15 zeigen jeweils eine deutlich erhöhte Amplitude bei einer Frequenz von 1 cpd. Die Amplitude der zweiten hervortretenden Frequenz von 2 cpd erhebt sich jedoch kaum über das Niveau der Amplituden eines normalverteilten Rauschens mit gleicher Standardabweichung.

Die Existenz von erhöhter Energie bei Frequenzen von 1 cpd und eventuell 2 cpd legt die Anregung dieser Höhenänderung durch das Gezeitenpotential nahe. Deshalb wurde die Zeitreihe einer Gezeitenanalyse unterzogen. Um in einem einheitlichen System zu bleiben, wurde dafür die *ETER-NA*-Software ausgewählt, mit der schon die Modellierung der theoretischen Gezeiten in Kap. 6.1.1

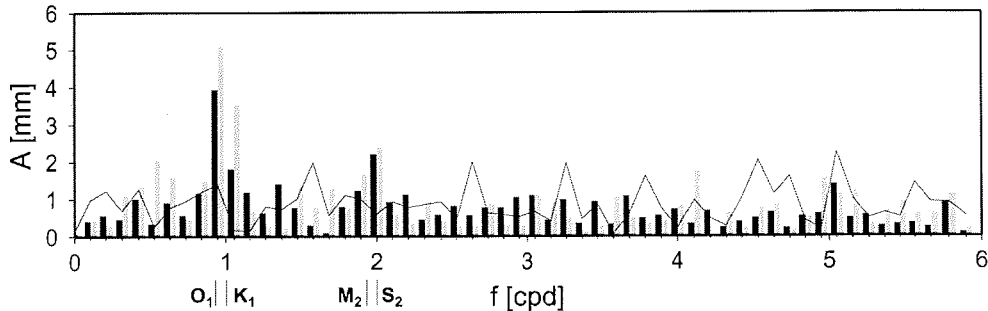


Abb. 6.15: Amplitudenspektren der pseudokinematischen Höhenänderungen. Die beiden Teilzeitreihen wurden einzeln einer Fouriertransformation unterzogen und sind als schwarze und graue Balken dargestellt. Zusätzlich ist das Spektrum eines normalverteilten weißen Rauschens mit gleicher Standardabweichung $\sigma_0 = 5,9\text{ mm}$ als dünne schwarze Linie abgebildet. Zum Vergleich sind die Frequenzen der vier Haupttiden O_1 , K_1 , M_2 und S_2 eingezeichnet.

erfolgte². Ein wichtiger Punkt bei der Gezeitenanalyse ist die Festlegung der zu bestimmenden Tiden. Wie bereits in Kap. 4.3.2.2 erläutert, ist die Frequenzauflösung von der Länge der Zeitreihe abhängig. Nach zwei Wochen können im Wesentlichen die Tiden O_1 , K_1 , M_2 und S_2 getrennt werden. Dies sind auch die Tiden mit den größten Amplituden. Aus einer Zeitreihe von vier Wochen Dauer sind schon wesentlich mehr Tiden ableitbar, da dann die Tidengruppen, die sich durch das Argument von s (siehe Tab. 4.1) unterscheiden, trennbar sind. Die vorliegende Zeitreihe umfasst zwei Teilstücke von 10 bzw. 13 Tagen. Zur Untersuchung, welche Tiden aus diesen Daten abgeleitet werden können, wurden die Daten in verschiedenen Varianten analysiert:

Variante I die vier Haupttiden mit ihren exakten Frequenzen,

Variante II die von *ETERNA* für mindestens vierwöchige Datenreihen vorgeschlagenen Frequenzbänder, die jeweils mehrere Tiden umfassen

⇒ gemeinsame Schätzung aller Tiden eines Frequenzbandes

⇒ ein gemeinsamer Amplitudenfaktor sowie eine Phasenverschiebung für jedes Frequenzband,

Variante III Auswahl der Frequenzen von Variante II, die die größten Tiden enthalten und sicher voneinander trennbar sind.

In Tab. 6.3 sind die theoretischen Amplituden der vertikalen Deformation sowie die Ergebnisse der verschiedenen Varianten aufgeführt. Die Amplitudenfaktoren stellen dabei analog zu Kap. 6.1.1 das Verhältnis der geschätzten Amplituden zu denen der Erdgezeiten der elastischen Erde A_{el} dar³. Die Phasen sind lokal mit positivem Phasenvorlauf definiert.

In Variante I liegen die Amplitudenfaktoren für die ganztägigen Tiden um 0,1 und auch die der halbtägigen Tiden sind kleiner als 1. Dies ist durchaus plausibel, da die Höhenänderungen in einem geschlossenen System auf Grund der Volumenerhaltung geringer sind, als die einer freien Oberfläche.

Die relativen Fehler der Amplituden sind mit 16 bis 37 % groß, die absoluten Fehler sind dennoch

² Analysen mit der vom *Permanent Service for Mean Sea Level* empfohlenen TASK-2000-Software (Bell u.a., 1998) führten zu vergleichbaren Ergebnissen. Beim Übergang zwischen verschiedenen Paketen sind Unterschiede in der jeweiligen Definition der Phase problematisch (siehe u.a. Kap. 4.3.2.1), weshalb alle Analysen mit derselben Software durchgeführt wurden.

³ Im Gegensatz zur Gezeitengravimetrie, wo der Amplitudenfaktor als Gravimeterfaktor (Gl. 4.27) zu deuten ist, hat der Amplitudenfaktor hier keine weitere geophysikalische Bedeutung.

alle kleiner als 1 mm. Die Phasen sind mit einer Genauigkeit von 10 bis 20° bestimmt. Die Standardabweichung von Variante I liegt bei 4,4 mm. Jene von Variante II, bei der 18 Tiden in der Analyse bestimmt werden, ist nur unwesentlich kleiner. Dies deutet darauf hin, dass auch die wenigen Tiden der ersten Variante die Zeitreihe ausreichend approximieren. Viele der kleinen Tiden erhalten in Variante II unverhältnismäßig große Amplitudenfaktoren. Ursache hierfür dürfte wohl eher das hohe Rauschniveau als eine Periodizität auf diesen Frequenzen sein. Weiterhin stellt sich die Frage, inwieweit die 18 Tiden von Variante II bereits unabhängig voneinander bestimmt sind. Darüber gibt die Korrelation Auskunft, die in Abb. 6.16 dargestellt ist.

Die Kreuzkorrelationen zwischen den Tiden im ganz- bzw. halbtägigen Spektrum sind bei Variante II deutlich größer als in den anderen beiden Analysen. Die größte Korrelation von $\rho_{\max} = 0,66$ ist noch nicht als kritisch anzusehen, jedoch weisen von den neun ganztägigen Tiden sieben eine Korrelation von mehr als 0,5 mit benachbarten Tiden auf. Die Kreuzkorrelationen und die Tatsache, dass die Mehrzahl der Tiden eine Amplitude von weniger als einem Millimeter aufweist, lassen eine Zerlegung der Daten in 18 Frequenzen nicht als sinnvoll erscheinen.

In Variante III sind nun wie in Variante I vier Tiden zum Ansatz gebracht, jedoch wurden kleinere Tiden der jeweiligen Gruppe relativ zur größten mitgeschätzt. Die Auswirkung dieser Herangehensweise spiegelt sich vor allem bei der Gruppe PSK_1 wider. Immerhin besitzt die „kleinere“ Tide P_1

Tab. 6.3: Gezeitenanalyse der GPS-Daten. Die 23-tägige Reihe wurde in verschiedenen Varianten analysiert. Es sind mindestens die vier Haupttiden O_1 , K_1 , M_2 und S_2 trennbar (Variante I). Mit einer Zeitreihe von vier Wochen Dauer können bereits 18 Tiden geschätzt werden (Variante II). Die Amplitude von P_1 ist dabei unter Annahme eines konstanten Amplitudenverhältnisses relativ zu K_1 bestimmt. Grau unterlegte Tiden weisen einen überproportional hohen Amplitudenfaktor auf. Tiden mit einem relativen Fehler von mehr als 50% sind unterstrichen. Variante III enthält die Parameter der endgültigen Auswertung, bei der die Tidengruppen der vier Haupttiden geschätzt wurden.

Tide	A_{ei} [mm]	Variante I				Variante II				Variante III			
		δ	σ_δ	ϕ [°]	σ_ϕ [°]	δ	σ_δ	ϕ [°]	σ_ϕ [°]	δ	σ_δ	ϕ [°]	σ_ϕ [°]
SGQ_1	0,18					<u>3,018</u>	1,879	174,4	35,3				
σ_1	0,75					<u>3,236</u>	0,533	129,3	9,8				
Q_1	4,71					0,283	0,062	-12,0	13,2				
O_1	24,58	0,088	0,028	-175,1	18,6	0,071	0,010	-162,9	7,8	0,083	0,028	172,5	19,8
NO_1	1,93					0,711	0,111	146,7	9,8				
P_1^*	11,44					0,090	0,005	156,0	3,1	0,088	0,016	166,1	10,1
K_1	34,58	0,122	0,020	156,5	9,6	0,090	0,005	156,0	3,1	0,088	0,016	166,1	10,1
J_1	1,93					0,638	0,130	-60,4	11,0				
OO_1	1,06					0,725	0,209	92,6	16,6				
ν_1	0,20					<u>1,477</u>	1,127	176,0	44,6				
e_2	0,05					<u>15,111</u>	5,448	87,0	21,2				
$2N_2$	0,16					<u>9,722</u>	1,598	-173,0	9,6				
N_2	1,20					<u>0,266</u>	0,183	-12,1	40,7				
M_2	6,29	0,203	0,075	160,8	21,0	0,102	0,028	167,5	16,2	0,201	0,081	163,0	23,0
L_2	0,18					<u>7,689</u>	0,981	39,0	7,5				
S_2	2,30	0,680	0,161	108,5	13,5	1,097	0,074	99,6	3,9	0,836	0,222	104,9	15,0
η_2	0,04					<u>16,966</u>	3,449	11,7	32,8				
$2K_2$	0,01					<u>57,692</u>	15,552	32,8	15,5				
M_3	0,01					<u>30,502</u>	59,762	96,4	111,9				
		$\sigma_0 = 4,4$ mm				$\sigma_0 = 4,2$ mm				$\sigma_0 = 4,4$ mm			

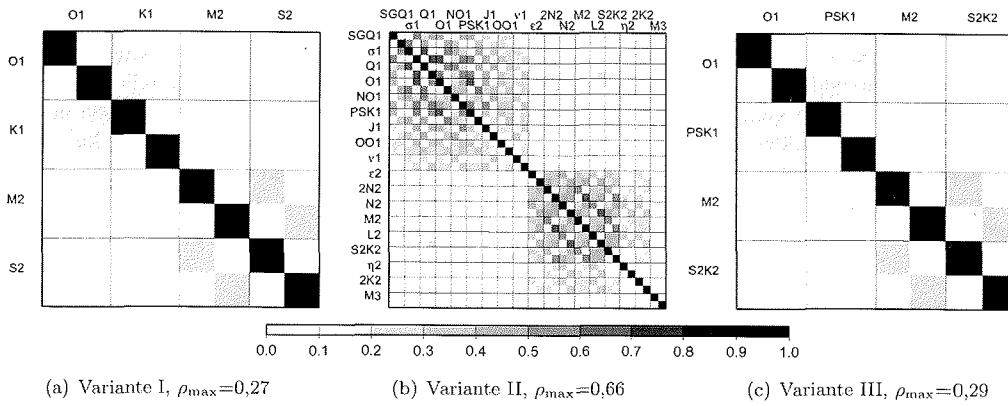


Abb. 6.16: Korrelation zwischen Amplituden (ungerade) und Phasen (gerade Elemente) der Tiden der einzelnen Analyse-Varianten. Die Hauptdiagonalelemente, die die Korrelation der Unbekannten mit sich selbst beschreiben, sind stets eins. In Varianten I und III sind benachbarte Tiden gering miteinander korreliert. In Variante II treten Korrelationen zwischen den Amplituden und Phasen jeweils innerhalb des ganz- bzw. halbtägigen Tidenbandes auf. Die maximale Kreuzkorrelation von $\rho_{\max}=0,66$ besteht zwischen den Amplituden von σ_1 und Q_1 .

die drittgrößte theoretische Amplitude. Bei der Schätzung für das gesamte Frequenzband verringert sich der Amplitudenfaktor, da nun die Tide P_1 einen Teil der Variation auffängt. Die Summe der Amplituden von P_1 und K_1 entspricht dabei nicht der K_1 -Amplitude von Variante I, weil noch weitere Tiden mit dem gleichen Amplitudenfaktor versehen werden. Ein zweiter Grund ist die Tatsache, dass zwar für beide Tiden die gleiche Phasenverschiebung gegenüber ihren theoretischen Anregungen geschätzt wird, diese jedoch im Beobachtungszeitraum nicht in Phase schwingen.

Unter der Voraussetzung, dass die Annahme gleicher Phasenverschiebungen innerhalb der Tiden-Gruppe zutrifft, ist mit den Gezeitenparametern von Variante III eine Prädiktion für beliebige Zeitpunkte außerhalb des Beobachtungszeitraums sicherer als die Verwendung der Parameter von Variante I.

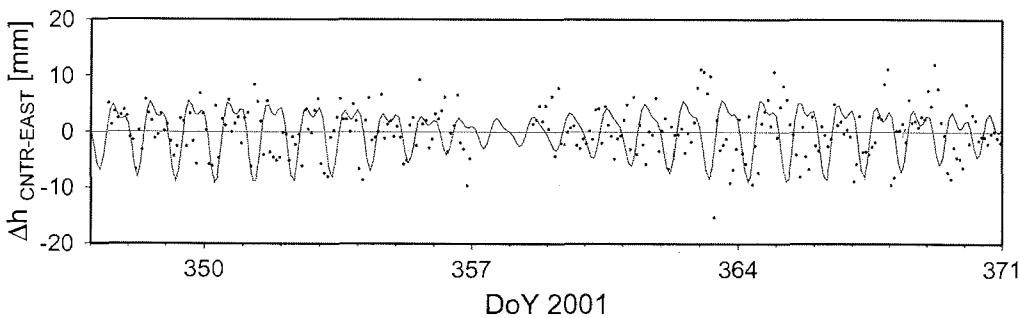


Abb. 6.17: Gezeitenanalyse der kurzperiodischen Höhenänderung CNTR-EAST. Es sind das Signal aus Abb. 6.14 (grau) und die prädizierte Zeitreihe aus den geschätzten Gezeitenparametern (schwarze Linie) sowie die Residuen dargestellt.

In Abb. 6.17 sind das gemessene Signal und die aus den Gezeitenparametern der Variante III prädizierte Zeitreihe sowie die Residuen dargestellt. Die Standardabweichung der Residuen beträgt 4,4 mm, im Vergleich zu einer Standardabweichung von 5,9 mm der Beobachtungen. Die Amplituden und Phasen dieser endgültigen Analyse sind noch einmal in Tab 6.4 zusammengestellt. Damit sind für die vier größten ganztägigen und die beiden größten halbtägigen Tiden Amplitude und Phase bestimmt. Die Schätzung von Q_1 ist wünschenswert, Q_1 und O_1 sind jedoch mit der kurzen verfügbaren Zeitreihe nicht trennbar. Die Schätzung von Q_1 zusätzlich zu den vier Frequenzbändern von Variante III führte zu einem relativen Fehler der Q_1 -Amplitude von über 100% und wurde verworfen.

Tab. 6.4: Gezeitenparameter der Gezeitenanalyse der GPS-Beobachtungen von CNTR. Zum Vergleich sind die theoretischen Amplituden und Phasen der Gleichgewichtstiden, die sich nach Kap. 6.1.1 für die Lage von CNTR ergeben, aufgeführt.

	O_1	P_1	K_1	M_2	S_2
A [mm]	$2,0 \pm 0,67$	$1,0 \pm 0,18$	$3,0 \pm 0,55$	$1,3 \pm 0,51$	$1,9 \pm 0,51$
ϕ [°]	$172,5 \pm 19,8$	$166,1 \pm 10,1$	$166,1 \pm 10,1$	$163,0 \pm 23,0$	$104,9 \pm 15,0$
A_{theo} [mm]	2,4	1,1	3,4	1,4	0,6
ϕ_{theo} [°]	162,0	162,1	162,1	161,7	161,6

Bei der Bewertung der Ergebnisse der Gezeitenanalyse aus pseudokinematischen Höhen bleibt zu berücksichtigen, dass periodische Fehlereinflüsse, die sich aus der Satellitenkonfiguration ergeben, eine Periodizität von einem Sternentag (K_1) aufweisen dürften. Dieser Tatsache wurde bei der GPS-Auswertung dadurch begegnet, dass die Mehrdeutigkeiten aus den Tageslösungen bei der Schätzung der pseudokinematischen Höhen wiedereingeführt wurden und so die stabile Lösung auf der Grundlage der 24-Stunden-Beobachtungen übernommen wurde.

Wenn auch bei den vorhandenen Fehlermaßen die Bestimmung der Amplituden und Phasen der Gezeitenparameter im *Lake Vostok* unsicher ist, so kann doch die Existenz von periodischen Höhenänderungen im See konstatiert werden. Der Vergleich der geschätzten Amplituden und Phasen mit den unter Annahme der Massenerhaltung aus den Gleichgewichtstiden berechneten zeigt, dass die mit GPS beobachteten periodischen Höhenänderungen in der Größenordnung der modellierten Gezeiten liegen. Auch die ermittelten Phasen stimmen bis auf S_2 gut mit den theoretischen überein. Eine Ursache für die erhöhte Amplitude von S_2 kann in residualen Effekten des inversen Barometers liegen, der auch eine geringe halbtägige Komponente aufweist (Abb. 6.8).

6.3 InSAR-Ergebnisse

Zur interferometrischen Untersuchung der vertikalen Höhenänderungen des Sees wurden fünf SAR-Interferogramme der Tandem-Mission von ERS-1/2 verwendet (Tab. 6.5, Abb. 6.18). Davon überdecken vier Szenen den Südteil des Sees einschließlich der Station *Vostok*. Zum Vergleich wurde eine Szene aus dem Nordteil des Sees in die Untersuchung einbezogen.

Tab. 6.5: Liste der in dieser Untersuchung verwendeten SAR-Szenen des *Lake Vostok*. A : Azimut des Satelliten, B_{\parallel} : Basislinien-Komponente parallel zur Blickrichtung, B_{\perp} : Basislinien-Komponente senkrecht zur Blickrichtung, H_a : Höhenmehrdeutigkeit.

Track	Datum	Orbit	A [°]	B_{\parallel} [m]	B_{\perp} [m]	H_a [m]
185	02./03.03.1996	auf	283,6	76,5	167,0	61
229	14./15.05.1996	ab	259,1	-2,4	-6,0	1640
258	11./12.04.1996	ab	249,9	-9,9	-40,0	257
273	12./13.04.1996	ab	247,5	-4,9	-29,7	331
458	25./26.04.1996	ab	263,6	-9,9	-30,7	322

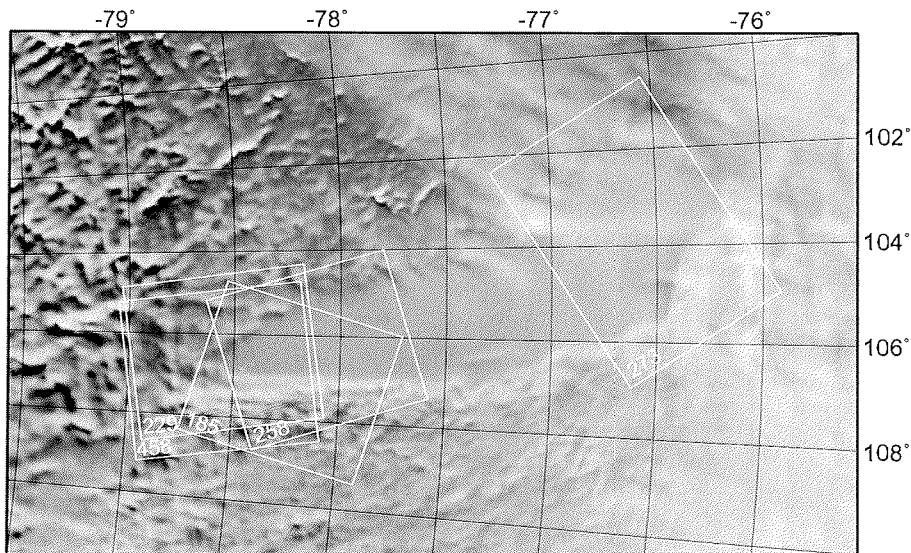


Abb. 6.18: Lage der in dieser Untersuchung verwendeten SAR-Szenen des *Lake Vostok*. Die zur Zuordnung verwendeten Track-Nummern stehen jeweils in der vom Satellit zuerst aufgenommenen Ecke. Hintergrund: Radarsat-Mosaik.

6.3.1 Interferometrische Bearbeitung der Daten

Anhand von Szene 229 (siehe Tab. 6.5) sollen die einzelnen Stufen der Auswertung exemplarisch erläutert werden. In Abb. 6.19 sind das Amplitudenbild von ERS-2, das Kohärenzbild und zwei Stadien der interferometrischen Prozessierung dargestellt.

Das Amplitudenbild ähnelt sehr stark dem entsprechenden Ausschnitt des Radarsat-Mosaiks, da beide Sensoren die gleiche Wellenlänge und lediglich unterschiedliche Polarisierungen aufweisen. Wie auch im Radarsat-Amplitudenbild sind neben dem See mit der Station *Vostok* und der Fahrspur nach Mirny weitläufige Dünen im unteren Bildteil zu erkennen.

Die Kohärenz, ein Maß für die Unveränderlichkeit der Oberfläche und damit die Qualität der interferometrischen Ergebnisse, ist generell hoch. Der See setzt sich auch in der Kohärenz deutlich von seiner Umgebung ab. Die Kohärenz über dem See beträgt 0,68. Der hohe Grad an Kohärenz scheint auf die geringe Oberflächenneigung zurückzuführen zu sein, da selbst die Bucht im Südwesten (in

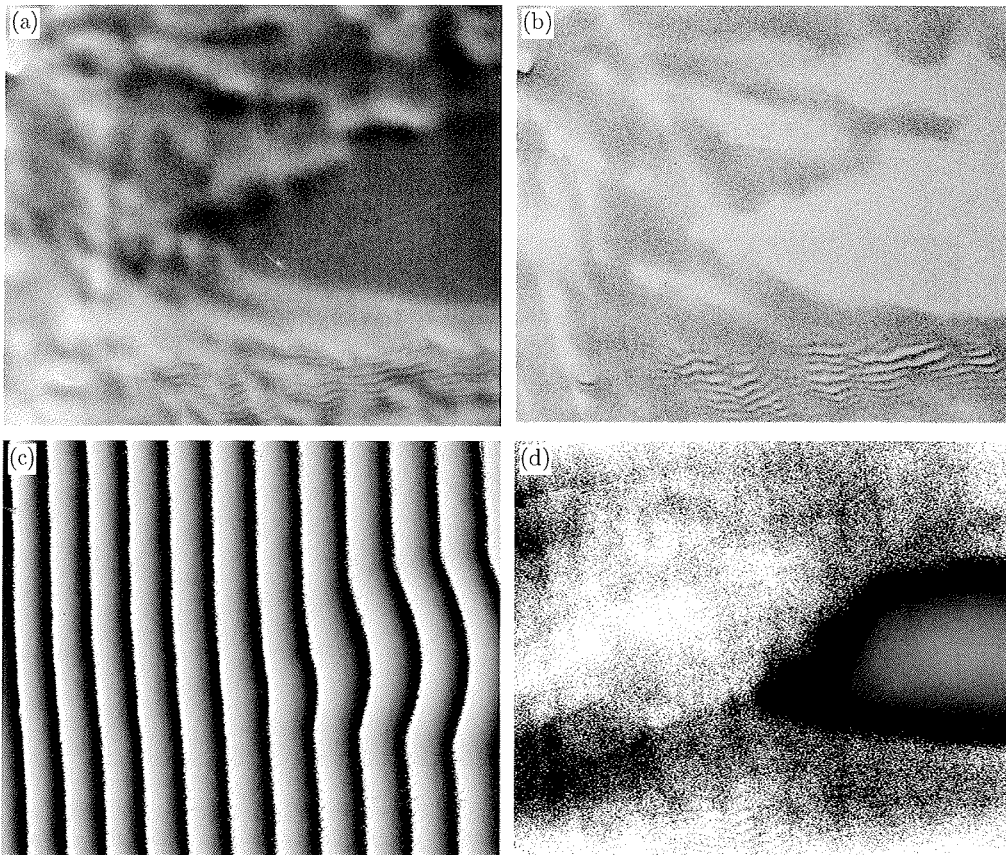


Abb. 6.19: SAR-Szene 229 ©ESA 1996. (a) Amplitudenbild, (b) Kohärenz, (c) topographiekorrigiertes Interferogramm, (d) um den Einfluss des Basislinienfehlers korrigiertes Interferogramm.

Abb. 6.19 oberhalb des Sees) und weitere im Höhenmodell als eben zu erkennende Gebiete eine höhere Kohärenz aufweisen. Die Dünen zeichnen sich durch eine abrupte Änderung in der Kohärenz ab.

Das in Abb. 6.19c dargestellte Differenzinterferogramm entstand durch die Reduktion der topographischen Phase im natürlichen Interferogramm. Dazu wurde das digitale Höhenmodell von Rémy u.a. (1999), Abb. 3.2, und die präzisen Orbits des *Delft Institute for Earth-Oriented Space Research* DEOS (Scharroo u.a., 1998) genutzt. Auf Grund der extrem kurzen normalen Basislinie von 6,0 m und der sich daraus ergebenden Höhenmehrdeutigkeit von 1 640 m (siehe Tab. 6.5) kann die Höhenreduktion als nahezu fehlerfrei angenommen werden. Selbst das dreifache der für die Ostantarktis angegebenen Standardabweichung von 0,8 m (Rémy u.a., 1999) bewirkt einen Fehler der Streckenänderung im Interferogramm von weniger als 0,1 mm. Für die längste Basislinie (Interferogramm 185) ergibt sich ein Wert von 1,1 mm.

Das Interferogramm 229 wird von fast 12 Interferenzstreifen dominiert, die durch ihre Ausrichtung und den gleichmäßigen Abstand auf einen Bahnfehler bei der Berechnung des Referenzinterferogramms schließen lassen. Die Größe des Basislinienfehlers, der eine Phasenvariation von 23π verursacht, kann aus der Ableitung von Gl. 5.13 nach B abgeschätzt werden und beträgt 3,1 m. Dieser Fehler erscheint in Anbetracht der nominell angegebenen Genauigkeit von 5 cm in Flugrichtung und 15 cm quer zur Flugrichtung (Scharroo, 2000) sehr groß. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in der Lage der Szene nahe dem Umkehrpunkt der Satellitenbahn und damit verbundenen größeren Unsicherheiten in der Bestimmung der Satellitenbahn.

Ein weiteres Indiz für einen Bahnfehler ist ein Manöver von ERS-2, das am Tag der Aufnahme stattfand (DEOS, 2000a,b). In zeitlicher Nähe solcher Bahnmanöver kann es zu größeren Ungenauigkeiten kommen als die nominell angegebenen 15 cm für die Komponente quer zur Flugrichtung (Scharroo, 2000). Jedoch weist auch Interferogramm 185 einen ähnlich großen Bahnfehler auf, ohne dass in zeitlicher Nähe ein Manöver durchgeführt worden ist.

Eine Korrektur des Fehlers kann durch die Anpassung eines zweidimensionalen Polynoms erfolgen. Das Ergebnis ist das in Abb. 6.19d dargestellte Interferogramm. Das dominierende Merkmal ist eine gewölbte Deformation auf dem See gegenüber einem Hintergrundrauschen außerhalb des Sees.

6.3.2 Interpretation der Interferogramme

Nachdem der Einfluss der Topographie sowie eines zusätzlichen Satellitenbahnfehlers korrigiert wurde, enthalten die Interferogramme nur noch zeitabhängige Signale (Abb. 6.20). In allen Interferogrammen hebt sich der See deutlich von seiner Umgebung ab.

Mit Kenntnis der Modellbetrachtungen von Kap. 6.1 ist das Signal auf dem See als vertikale Verschiebung der Seeoberfläche gegenüber der Umgebung zu erklären. Im Folgenden sollen alle anderen Effekte, d. h. troposphärische und ionosphärische Refraktion sowie horizontale Verschiebung quantitativ abgeschätzt werden.

6.3.2.1 Troposphärische Laufzeitverzögerung

In der kontinentalen Antarktis ist der absolute Wasserdampfgehalt der Atmosphäre auf Grund der niedrigen Temperaturen sehr gering. In -20°C kalter, wassergesättigter Luft beträgt der Dampfdruck des Wassers nur 4% des Wertes von $+20^\circ\text{C}$ (King und Turner, 1997). Der feuchte Anteil der Laufzeitverzögerung (Gl. 5.2.2.3) beträgt dann nur noch 7 mm im Vergleich zu 11 cm in 20°C warmer, gesättigter Luft. Entscheidend für den Einfluss der Troposphäre im Interferogramm sind jedoch nur Unterschiede vor allem im Feuchtigkeitsgehalt der Luft, d. h. Wolken und Wetterfronten.

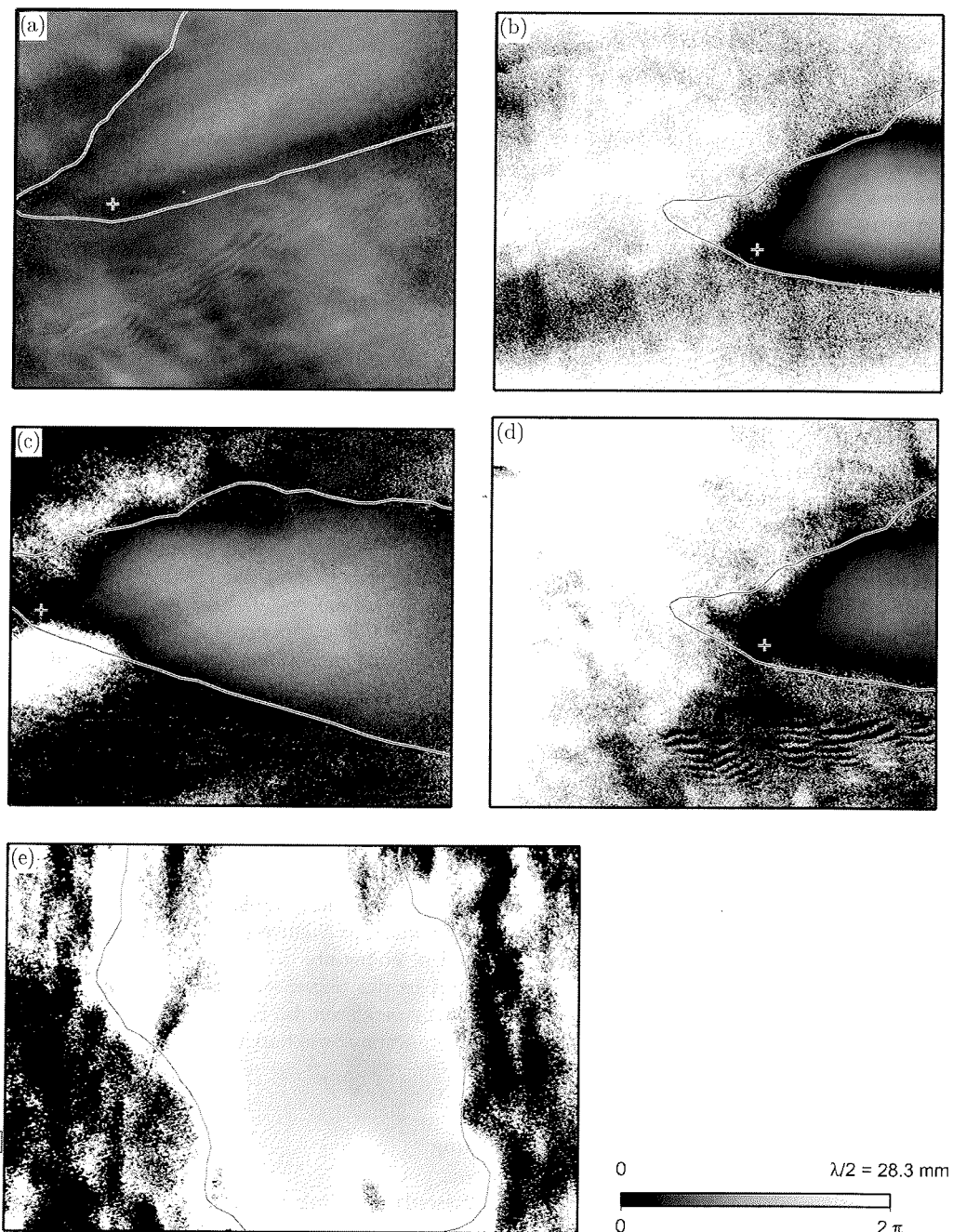


Abb. 6.20: ERS-1/2-Tandem-Interferogramme des *Lake Vostok*. (a) Szene 185, (b) Szene 229, (c) Szene 258, (d) Szene 458, (e) Szene 273. Die Interferogramme sind im jeweiligen Sensor-Koordinatensystem dargestellt, die Lage der Szenen ist Abb. 6.18 zu entnehmen. Zusätzlich sind die ungefähre Seegrenze, abgeleitet aus dem DHM (Abb. 3.2), und die Station *Vostok* (Kreuz) dargestellt.

Dass eine solche Wolke in allen Interferogrammen genau über dem See liegt, ist äußerst unwahrscheinlich.

Andererseits kann es bei einer vertikal geschichteten Atmosphäre an topographischen Merkmalen zu Unterschieden in der Laufzeit zwischen Punkten unterschiedlicher Höhe kommen (Hanssen, 2001). Der See als horizontale Fläche in einer leicht geneigten Umgebung mit maximalen Höhenunterschieden in den jeweiligen Szenen unter 100 m sollte keine derartigen Differenzen erzeugen. Die in den Interferogrammen enthaltenen Phasendifferenzen zwischen dem See und dem aufliegenden Eis sind demnach nicht auf Refraktionseinflüsse zurückzuführen.

Neben diesen qualitativen Überlegungen kann die Variabilität der troposphärischen Laufzeitverzögerung auch anhand der GPS-Messungen im Südsommer 2001/2002 abgeschätzt werden (Kap. 6.2.2). Da die Troposphäre im Frequenzbereich von Mikrowellen nicht dispersiv ist, treten bei GPS-Messungen (L-Band) und ERS-SAR-Beobachtungen (C-Band) exakt die gleichen Effekte auf. Deshalb kann die Basislinie EAST-CNTR (siehe Abb. 6.9) zur Bestimmung des maximalen Effekts zum Zeitpunkt der GPS-Messungen benutzt werden. Die Laufzeitverzögerung im Zenit wurde dabei relativ bestimmt. Die maximale Änderung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Tagen betrug 2,5 mm. Unter Berücksichtigung des längeren Wegs der SAR-Signale durch die Troposphäre auf Grund des Einfallswinkels von etwa 23° ergibt sich eine Differenz der Refraktion des SAR-Signals zwischen beiden Punkten von 2,7 mm. Dieser Wert kann als Maximalabschätzung dienen, denn die GPS-Messungen fanden im antarktischen Sommer statt, während die SAR-Aufnahmen bei deutlich niedrigeren Temperaturen und damit deutlich niedrigerem Wasserdampfgehalt der Atmosphäre aufgenommen wurden.

6.3.2.2 Ionosphärische Einflüsse

In zwei Interferogrammen sind ionosphärische Störungen erkennbar. Sie äußern sich in langen Wellenzügen in den Szenen 229 und 258. Während diese ionosphärischen Streifen in Interferogramm 229 außerhalb des Sees mit einer Amplitude von 1 bis 2 mm auftreten, überlagern sie in Interferogramm 258 das Signal über dem See. Hier liegt die Amplitude dieser Störungen bei bis zu 4 mm. Ein empirisches Vorgehen zur Korrektur ist weiter unten aufgeführt.

6.3.2.3 Horizontale Verschiebung

Die Fließgeschwindigkeit des Eises in der Region *Vostok* beträgt etwa 2 m/a. Entscheidend für die Größe des Effekts im Interferogramm sind wiederum lediglich die räumlichen Unterschiede der Fließbewegung innerhalb der abgebildeten Fläche. Ob die Phasendifferenz zwischen dem Eis auf dem See und seiner Umgebung auf die Differenz der Fließgeschwindigkeiten zurückzuführen ist, lässt sich anhand der mit GPS bestimmten Geschwindigkeitsvektoren der Punkte CNTR und EAST aus Kap. 5.1 bestimmen. Die Verschiebungen, die sich dabei für eine Zeitdifferenz von einem Tag, projiziert auf die Satellitenblickrichtungen, ergeben, sind in Tab. 6.6 aufgeführt.

Tab. 6.6: Projektion der mit GPS bestimmten Geschwindigkeitsvektoren auf die Blickrichtungen der Interferogramme nach Gl. 5.25.

Szene			158	229	258	458
A_{sat}			283,6°	259,1°	249,9°	263,6°
EAST	$ v = 2,03 \text{ m/a}$	$A_{\text{flow}} = 127,6^\circ$	-0,9 mm	-1,6 mm	-1,8 mm	-1,5 mm
CNTR	$ v = 1,63 \text{ m/a}$	$A_{\text{flow}} = 132,8^\circ$	-0,9 mm	-1,4 mm	-1,6 mm	-1,3 mm

Entsprechend Gl. 5.25 beträgt die Verschiebung beider Punkte innerhalb eines Tages maximal $-1,6$ mm bzw. $-1,8$ mm in Blickrichtung des Satelliten. Somit kann die Phasendifferenz zwischen beiden Punkten in den Interferogrammen nicht durch einen Unterschied im Fließverhalten zwischen dem See und seiner Umgebung verursacht sein. Auch die betragsmäßig größeren Fließgeschwindigkeiten von Kwok (1998) ergeben für eine zeitliche Basis von einem Tag nur einen Deformationsunterschied von $2,1$ mm in Satellitenblickrichtung über der gesamten Szene, ohne dass sich der See so von seiner Umgebung abhebt wie in den vorliegenden Interferogrammen.

6.3.2.4 Vertikale Verschiebung

Nachdem damit Laufzeitverzögerungen in Iono- und Troposphäre sowie eine differentielle horizontale Verschiebung als Ursache des so deutlich auf den See begrenzten Signals ausgeschlossen werden können, bleibt nur eine vertikale Verschiebung der Eisoberfläche über dem See als Erklärung. Die entsprechend Gl. 5.26 in vertikale Deformation umgewandelten und geokodierten Interferogramme des Südteils des Sees sind in Abb. 6.21 dargestellt.

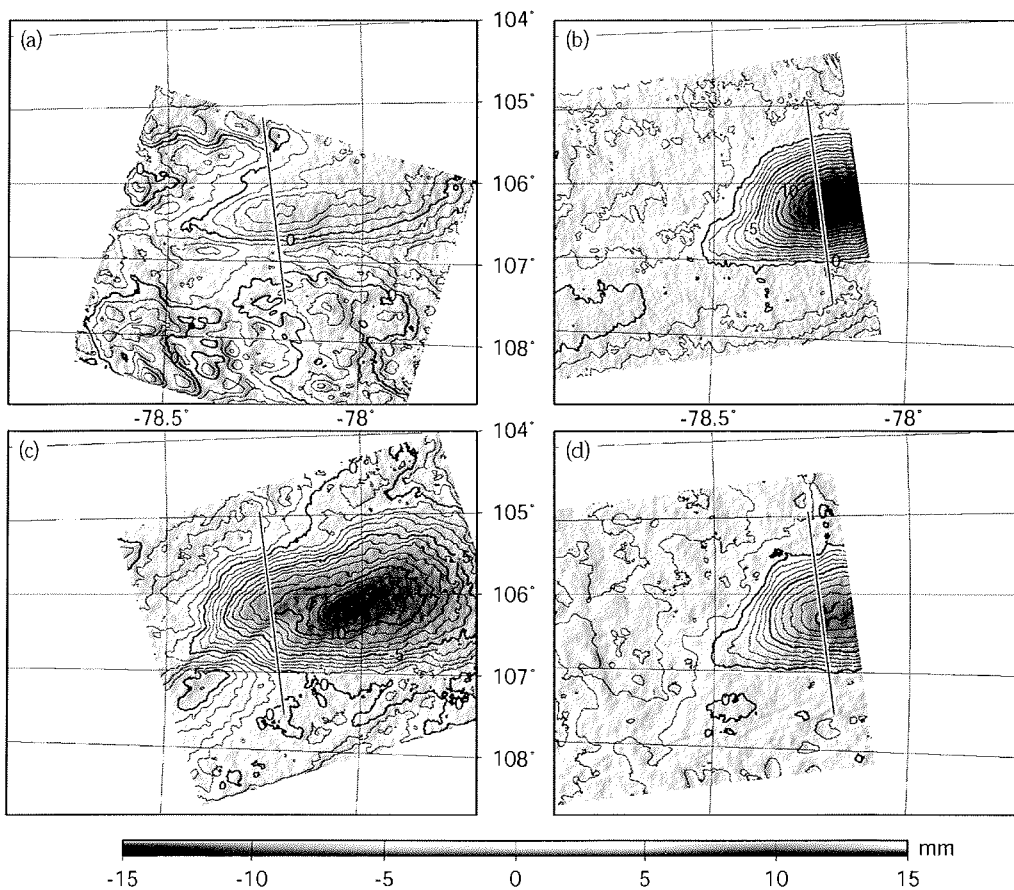
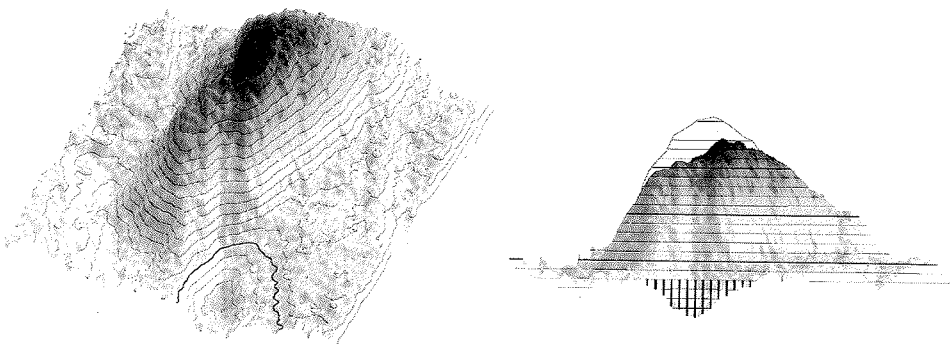


Abb. 6.21: Aus den Interferogrammen abgeleitete vertikale Verschiebung der Eisoberfläche. (a) Szene 185, (b) Szene 229, (c) Szene 258, (d) Szene 458. Zusätzlich ist die Lage der Profile in Abb. 6.24 dargestellt.

Alle Szenen zeigen eine Absenkung der Oberfläche über dem See. In den Szenen 229 und 458 (Abb. 6.21b,d) ist außerhalb des Sees kein signifikantes Signal vorhanden. Die Standardabweichung dort liegt bei 1,0 mm bzw. 1,2 mm und kann als Fehlermaß der Maximaldeformation angenommen werden.

In Szene 258 (Abb. 6.21c) treten ionosphärische Störungen auf, die positive Streifen in Azimut 141° erzeugen und das vertikale Signal abschwächen. In der dreidimensionalen Ansicht der vertikalen Deformation aus dieser Richtung wird der Einfluss besonders deutlich (Abb. 6.22a). Zur besseren räumlichen Vorstellung wurde in dieser Abbildung die Absenkung der Oberfläche durch Vorzeichenumkehr als Aufwölbung dargestellt. Die ionosphärische Laufzeitverzögerung führt zu einer Verminderung des Signal auf der gesamten Länge, auch über dem See. Zur Abschätzung der



(a) 3D-Ansicht aus der Richtung der ionosphärischen Störungen

(b) Projektion in Richtung der ionosphärischen Störungen

Abb. 6.22: Korrektur der ionosphärischen Störungen in Interferogramm 258. Zur besseren räumlichen Vorstellung wurde in dieser Abbildung die Absenkung der Oberfläche durch Vorzeichenumkehr als Aufwölbung dargestellt.

maximalen vertikalen Deformation in dieser Szene kann als rein empirischer Ansatz angenommen werden, dass die Amplitude der ionosphärischen Laufzeitverzögerung über der gesamten Länge des beeinflussten Streifens annähernd konstant ist. Die Breite des Streifens kann durch die 2-mm-Isolinie (in Abb. 6.22a fett) approximiert werden. Abb. 6.22b zeigt die Projektion der Deformation auf die Richtung der Störung. Aus der Rekonstruktion des ungestörten Signals kann eine maximale Deformation von etwas mehr als 15 mm für diese Szene abgeleitet werden. Die Lage des Maximums verschiebt sich dabei gegenüber der unkorrigierten Deformation nur wenig nach Süden.

Dagegen ist das Signal in Szene 185 nicht so eindeutig zu interpretieren. Die Standardabweichung rund um den See ist mit 1,9 mm nur unwesentlich kleiner als die der Seeoberfläche mit 2,2 mm. Innerhalb der Seegrenzen ist dennoch deutlich eine kohärente Absenkung zu erkennen. Diese Szene unterscheidet sich in zwei Eigenschaften von den anderen. Die Basislinie zwischen den Satellitenbahnen beider Aufnahmen ist mit 184 m vergleichsweise lang. Dies sollte, wie bereits auf Seite 81 ausgeführt, zu keiner wesentlichen Qualitätsminderung führen, da ein genaues Höhenmodell zur Reduktion der topographischen Phase vorliegt und es keine großen Höhenunterschiede innerhalb der Szene gibt.

Der zweite Unterschied liegt im Zeitpunkt der Aufzeichnung der SAR-Daten. Szene 185 wurde am 2./3.03.1996 bei einer Tageslänge von über 17 Stunden aufgenommen. Zum Aufnahmezeitpunkt der

Szenen 258 und 273 stand die Sonne nur noch etwa sechs Stunden über dem Horizont, während bei Szenen 458 und 229 bereits Polarnacht herrschte. Welchen Einfluss diese Tatsache auf das Signal im Interferogramm haben könnte, ist unklar. Laut NCEP-Wettermodell war es im Süden des Sees an den Aufnahmetagen im März zu fast 80% bewölkt, während die anderen Szenen bei wolkenlosem bzw. leicht bewölktem Himmel gemacht wurden. In den Parametern spezifische Feuchtigkeit und Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, die auf Unterschiede in der troposphärischen Laufzeitverzögerung hindeuten könnten, unterscheiden sich die Aufnahmezeitpunkte nicht wesentlich. Andererseits liegen die zu erwartenden Werte für die Region an der Diskretisierungsschrittweite des Modells und sind damit als unsicher zu bewerten. Die Ursache für das in Szene 185 festgehaltene Signal kann demzufolge nicht festgestellt werden, Zusammenhänge mit dem Aufnahmezeitpunkt erscheinen jedoch möglich.

Das Interferogramm aus dem Nordteil des Sees (Abb. 6.23) zeigt eine Anhebung der Eisoberfläche zwischen den beiden Aufnahmezeitpunkten. Das Maximum der Verschiebung beträgt 12 mm. Es liegt sehr nahe dem nordwestlichen Ufer des Sees. Die Westflanke ist wesentlich steiler als die östliche. Der Rand der Deformation stimmt gut mit der Seegrenze überein. Selbst kleinere Ausbuchtungen z. B. am Ostufer sind ausgeprägt. Die Standardabweichung außerhalb des Sees ist mit 0,9 mm vergleichbar mit denen der Szenen 229 und 458.

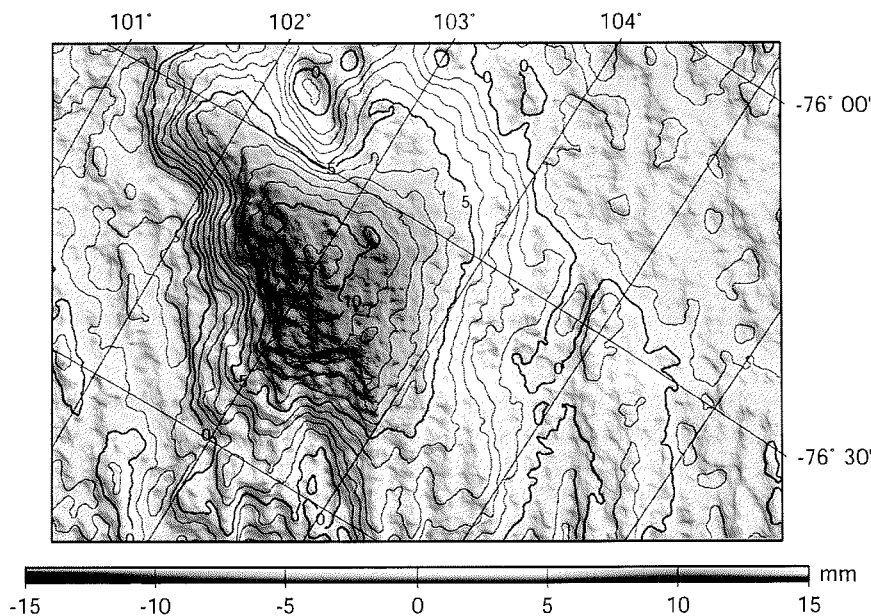


Abb. 6.23: Vertikale Verschiebung der Eisoberfläche im Norden des Sees aus dem Interferogramm 273.

6.3.3 Deformationsverhalten in der Aufsetzzone

Abb. 6.24 zeigt Querprofile über den Südteil des Sees. Die Lage der Profile wurde dabei so gewählt, dass sie das Maximum der Deformation in Szene 229 enthalten (siehe Abb. 6.21). Für jedes Profil erfolgte eine Niveaueinpassung, so dass das Signal außerhalb des Sees minimiert wurde.

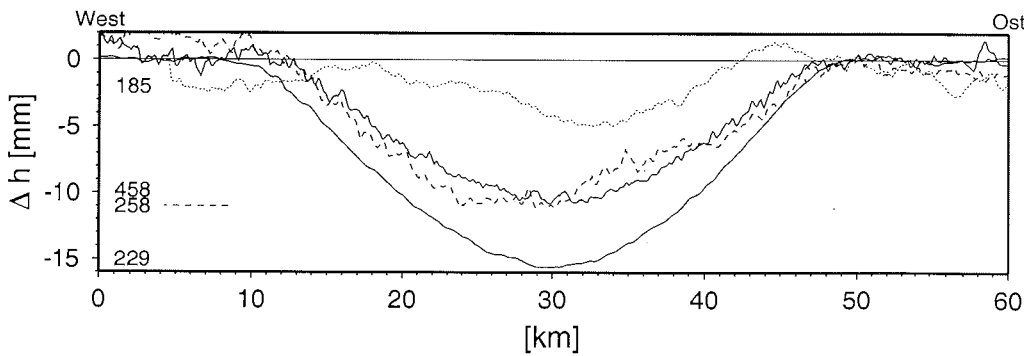


Abb. 6.24: Querprofile über den See. Die Lage der Profile ist in Abb. 6.21b dargestellt.

Die Profile der Szenen 229 und 458 zeigen eine ähnliche Form mit Maxima von 16 bzw. 11 mm. Diese beiden Profile wurden einer genaueren Analyse unterzogen. Die bei Schelfeisen übliche Vorgehensweise, aus dem räumlichen Verlauf der Deformation die elastischen Eigenschaften des Eises, speziell den Elastizitätsmodul zu bestimmen (siehe Kap. 4.6), ist in diesem Fall jedoch unter Vorbehalt zu betrachten. Das z. B. von Smith (1991) und Vaughan (1995) verwendete Modell beruht auf der Annahme eines einseitig eingespannten elastischen Balkens, was für den See nicht zutrifft, da das Eis zumindest auf beiden Seiten aufliegt.

Diesem Ansatz soll ein realistischeres Modell gegenübergestellt werden, das einer gekrümmten Aufsetzlinie entspricht, wobei hier eine konstante Krümmung angesetzt wurde. Während die Anwendung des Modells des elastischen Balkens durch Anpassung der Funktion 4.42 an die gemessenen Profile von jedem Ufer bis zur maximalen Auslenkung im Sinne der kleinsten Quadrate erfolgen kann, erfordert die Berücksichtigung der Krümmung die numerische Lösung von Gl. 4.45. Durch Variation der Parameter wurde jeweils derjenige Parametersatz (A_0, β, R) ermittelt, der die Profile bestmöglich approximiert. Die Ergebnisse beider Ansätze für die Profile 229 und 458 sind in Abb. 6.25 dargestellt.

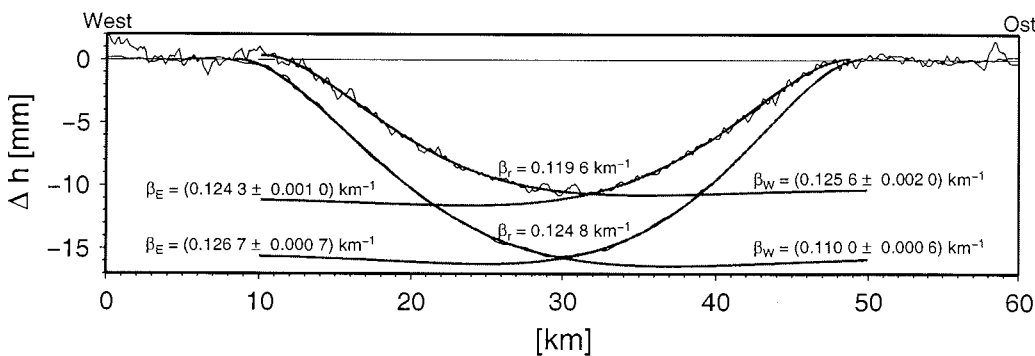


Abb. 6.25: Anpassung der Deformationsfunktion eines einseitig eingespannten Stabes an die Querprofile der Szenen 229 und 458.

Beide Modelle sind in der Lage, den geometrischen Verlauf der Deformation entlang der Profile zu beschreiben. Der Anpassungsfehler beträgt in allen Fällen wenige Zehntel Millimeter ($\sigma_0^{\max} = \sigma_0^{458r} = 0,29$ mm). Die Berücksichtigung der Krümmung der Aufsetzlinie führt zu ähnlichen Werten für den Dämpfungsfaktor β . Die Amplituden sind mit $-16,6$ mm für Profil 229 und $-13,0$ mm für Profil 458 im Betrag größer als die Maximalauslenkung in den Interferogrammen und auch größer als für das Modell des einseitig eingespannten Balkens (229: $-15,6$ mm; 458: $-10,9$ mm).

Die Abschätzung der Genauigkeit gestaltet sich bei der Bestimmung des optimalen Parametersatzes im Zuge der Lösung der Differentialgleichung schwierig. Einen Anhaltspunkt kann die Standardabweichung der Anpassung liefern, die sich bei benachbarten Werten von A_0 und β ergibt (Abb. 6.26). Neben der Lösung mit der kleinsten Standardabweichung gibt es bei beiden Profilen einen relativ großen Bereich mit nur unwesentlich schlechteren Werten. Der relative Fehler von β wurde deshalb pragmatisch auf 10% festgesetzt. Für die Amplitude dürfte der Fehler sogar noch größer sein. Eine wesentliche Dämpfung des Signals als Folge einer zu geringen Breite des Sees (siehe Kap. 4.6) ist daher nicht eindeutig festzustellen.

Mit dem mittleren Dämpfungsfaktor $\bar{\beta} = 0,12$ der beiden Anpassungen unter Berücksichtigung der Krümmung und einer mittleren Eisdicke von (3900 ± 100) m kann der Elastizitätsmodul auf $\bar{E} = (2,07 \pm 0,83)$ GPa geschätzt werden. Der aus dem Deformationsverlauf in der Aufsetzzone bestimmte Wert für den Elastizitätsmodul liegt innerhalb des Bereiches, der von anderen Studien ermittelt wurde (siehe Kap. 4.6).

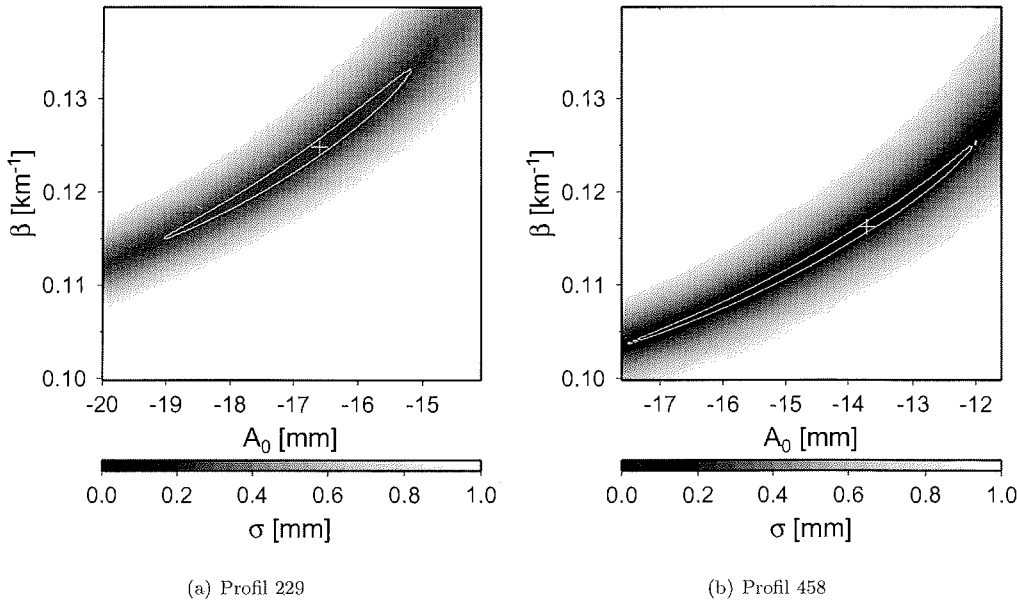


Abb. 6.26: Standardabweichung zwischen den gemessenen Deformationsprofilen und der Differentialgleichung für eine konstant gekrümmte Aufsetzlinie in Abhängigkeit der zu schätzenden Parameter A_0 und β . Das Kreuz kennzeichnet die optimalen Parameter A_0, β . Die weiße Isolinie umschließt alle Lösungen, deren Varianz maximal 10% größer ist als die der optimalen.

6.3.4 Abschätzung des beteiligten Wasservolumens

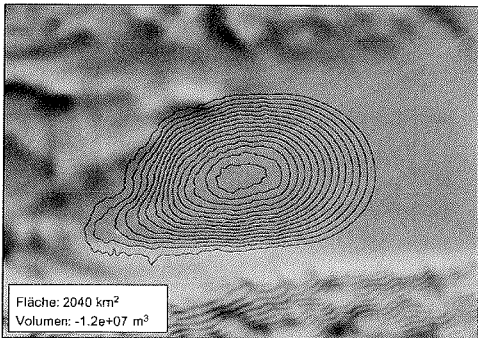


Abb. 6.27: Fortsetzung der Deformation in Szene 229 auf den See und resultierende Volumenabschätzung.

Eine weitere zu klärende Frage ist die nach dem Wasservolumen, das im See umverteilt werden muss, um diese Verschiebung der Oberfläche zu verursachen. Für die Szene 229 wurde dazu beispielhaft die Deformation außerhalb des Interferogramms extrapoliert, um geschlossene Isolinien zu erhalten (Abb. 6.27). Die relativ kleine mittlere Höhenänderung von 6 mm auf einer Fläche von etwas mehr als 2000 km² führt auf ein Wasservolumen von 12 000 000 m³, welches zwischen beiden Zeitpunkten der SAR-Aufnahmen unverlagert wurde. Eine konstante Fließgeschwindigkeit vorausgesetzt, ergibt sich ein Volumenfluss von 1300 m³/s. Dies ist vergleichbar mit dem Volumenfluss, der sich nach Wüest und Carmack (2000) auf Grund der horizontalen Konvektion ausbildet (siehe Kap. 3.6).

6.3.5 Ursache der vertikalen Deformation der Seeoberfläche

Die in Kap. 6.1 untersuchten und mittels GPS nachgewiesenen Effekte Gezeiten und inverses Barometer stellen mögliche Ursachen der Signale in den Interferogrammen dar. Der inverse Barometer-Effekt kann analog zu den GPS-Messungen auf der Grundlage der Luftdruckdaten der NCEP-Reanalyse modelliert werden. Dabei ist zunächst die Frage nach der Zuverlässigkeit der Druckdaten zu stellen. Für das Jahr 1996 ist kein Vergleich zwischen dem Modell und den Wetterdaten von Vostok möglich, da die Station zu dieser Zeit nicht in Betrieb war. Das bedeutet andererseits, dass keine Wetterdaten aus der unmittelbaren Umgebung des Sees in die Modellierung dieses Zeitraums eingegangen sind.

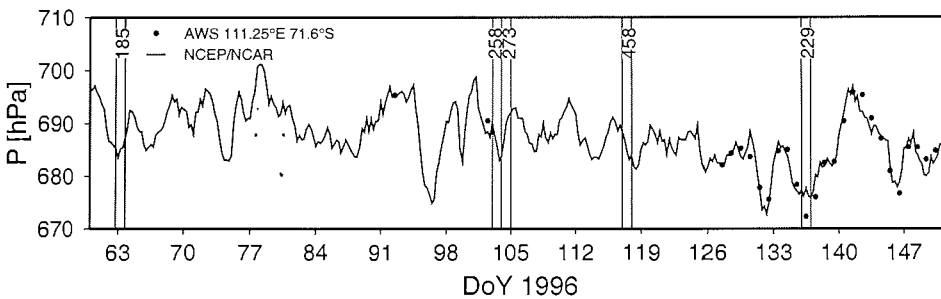


Abb. 6.28: Vergleich des NCEP-Wettermodells mit der nächstgelegenen automatischen Wetterstation (111,25°O, 71,6°S). Für die Station Vostok selbst liegen für diesen Zeitraum keine Daten vor.

Auch die Daten der über 700 km entfernten Wetterstation bei 111,25°O, 71,6°S sind lückenhaft (Abb. 6.28). Sie zeigen jedoch, dass das Wettermodell den Luftdruckverlauf weitgehend realistisch widerspiegelt. Lediglich das Tiefdruckgebiet am Tag 136 ist vom Modell nicht erfasst. In Abb. 6.29 ist die Luftdruckdifferenz über dem See dargestellt, die mit dem in Kap. 6.1.4, Gl. 6.3 hergeleiteten Koeffizienten in eine Höhenänderung der südlichen Seeoberfläche umgerechnet werden kann.

Der Differenz-Effekt zwischen den Zeitpunkten der jeweiligen SAR-Szenen, die ein Interferogramm bilden, beträgt bis zu 19 mm für Szene 258.

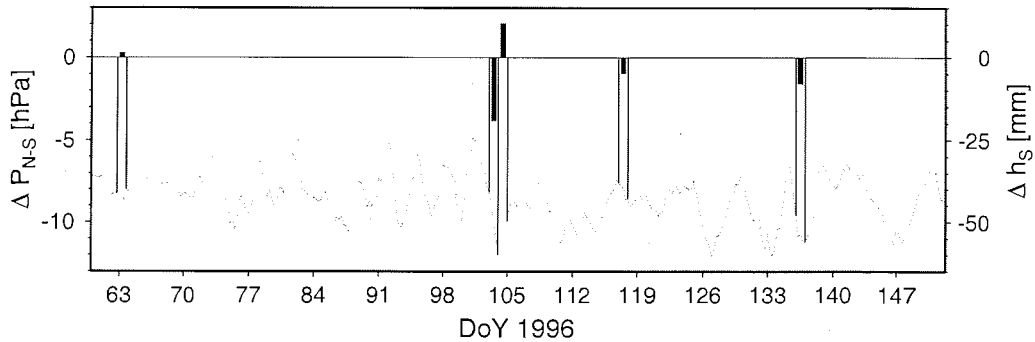


Abb. 6.29: Luftdruckdifferenz zwischen Nord- und Süden des Sees im Zeitraum der SAR-Aufnahmen. Der für ein Interferogramm zu erwartende inverse Barometer-Effekt ergibt sich als Differenz zwischen den Werten der Zeitpunkte der beiden SAR-Aufnahmen, die dieses Interferogramm bilden.

Die zu erwartende gezeitenbedingte Höhenänderung kann mit Hilfe der aus den GPS-Messungen in Kap. 6.2 bestimmten Gezeitenparameter abgeschätzt werden. Abb. 6.30 zeigt die Zeitreihe der Höhenänderungen für den betreffenden Zeitraum. Zu berücksichtigen ist dabei, dass die GPS-Reihe sehr kurz ist und damit nur wenige Tiden bestimmt werden können. Zudem ist die Frequenzauflösung bei einer derart kurzen Reihe nur gering. Dies wirkt sich besonders auf die Vorhersage für entfernte Zeitpunkte aus, da gemeinsam geschätzte Tiden eventuell nicht bestimmte Phasenunterschiede aufweisen.

Zusätzlich sind in Abb. 6.30 die Differenzen der gezeitenbedingten Höhenänderungen dargestellt, die für die Interferogramme zu erwarten sind. Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte abgebildet, die sich aus den Gleichgewichtszeiten für die Lage des Maximums in Szene 229 (Kap. 6.1.1) ergeben. In beiden Fällen sind die Deformationsbeträge kleiner als 1 mm. Dieser geringe Betrag ergibt sich aus der Tatsache, dass die Zeitdifferenz von einem Tag zwischen den beiden Aufnahmen eines Interferogrammes nahe der Periode der größten Tiden liegt.

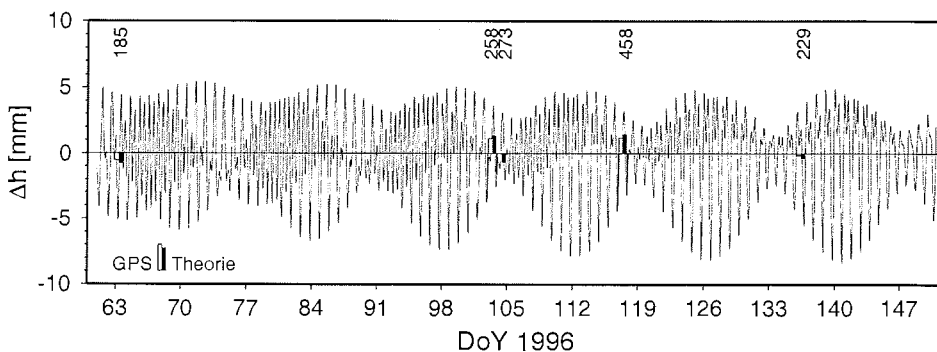


Abb. 6.30: Prädiktion der aus den GPS-Messungen (Kap. 6.2) abgeleiteten Gezeitenparameter für den Zeitraum der SAR-Aufnahmen. Zum Vergleich sind die Höhendifferenzen dargestellt, die sich aus den theoretischen Gezeitenparametern (Kap. 6.1.1) für die Aufnahmezeitpunkte ergeben.

Tab. 6.7 fasst nun die beobachteten und theoretischen Höhenänderungen für die Interferogramme zusammen. Der inverse Barometer-Effekt allein besitzt etwa die gleiche Größenordnung wie die Beobachtungen. Unter Berücksichtigung der nicht quantifizierbaren Unsicherheiten der Luftdruckdifferenzen aus den NCEP-Daten und damit des inversen Barometer-Effekts ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Modell erstaunlich hoch. Zur detaillierten Interpretation muss jedes der Interferogramme gesondert betrachtet werden.

Tab. 6.7: Vergleich der beobachteten und modellierten vertikalen Maximalverschiebung in den Interferogrammen.

Interferogramm	185	229	258	273	458
Beobachtung [mm]	-4 ± 2	-16 ± 1	-15 ± 2	12 ± 1	-11 ± 1
Modell [mm]					
Inverses Barometer	1,4	-8,2	-19,5	-10,5	-4,8
Gleichgewichtszeiten	-0,7	-0,4	1,4	-0,7	1,4
<i>zum Vergleich: Gezeiten - GPS</i>	<i>-0,5</i>	<i>-0,2</i>	<i>1,1</i>		<i>1,2</i>
Modell - gesamt [mm]	0,7	-8,6	-18,1	-11,2	-3,4

Wie schon in Abschnitt 6.3.2.4 diskutiert, ist das Signal in Szene 185 als unsicher einzustufen. Die Deformation der Seeoberfläche beträgt nur wenige Millimeter. Inverser Barometer-Effekt und Gezeitenprädiktion liefern Höhenänderungen von je etwa einem Millimeter, so dass sich in der Summe eine geringfügig positive Deformation ergibt. Damit stimmen Beobachtung und Modellierung in der Kleinheit des Signals überein.

Für Szene 229 liefert das Modell des inversen Barometer-Effekts eine Absenkung der Oberfläche von 8,2 mm, während die Gezeitenauslenkungen der beiden Aufnahmen des Interferogramms fast gleich sind. Das Vorzeichen der Deformation ist damit richtig prädiziert, der Betrag der modellierten Höhenänderung entspricht nur der Hälfte der gemessenen. Welche Auswirkung der im NCEP-Modell nicht erfasste Tiefdruckeinfluss in der Region der AWS (111,25° O, 71,6° S) hat, kann nicht bestimmt werden. In Anbetracht dieser Unsicherheit korrespondieren auch hier Modell und Beobachtung sehr gut.

Das Signal in Szene 258 weist auf Grund der ionosphärischen Refraktion eine größere Unsicherheit auf. Das Maximum der Deformation wurde auf 15 mm geschätzt. Dieser Wert wird vom Modell sowohl im Vorzeichen als auch in der Magnitude bestätigt.

Interferogramm 273 bildet den Nordteil des Sees ab. Bei der Berechnung des inversen Barometer-Effekts muss entgegen Gl. 6.3 mit einem negativen Proportionalitätsfaktor gerechnet werden, da ein höherer Luftdruck im Norden ($\Delta P_{NS} > 0$) eine negative Deformation verursacht. Die Prädiktion der Gleichgewichtstiden für die Lage des Maximums in Szene 273 liefert ebenfalls einen geringfügig negativen Höhenunterschied. In diesem Fall widerspricht das Modell der Beobachtung aus dem Interferogramm.

Der beobachtete Höhenunterschied in Szene 458 beträgt -11 mm. Die beiden modellierten Effekte liefern eine Deformation von -3,4 mm. Die Magnitude wird zwar in der Modellierung unterschätzt, das Vorzeichen stimmt jedoch in Modell und Beobachtung überein.

Mit Hilfe der SAR-Interferometrie konnte eine Deformation der Eisoberfläche über dem See in mehreren Fällen nachgewiesen werden. Das Signal weist, wie zu erwarten, eine deutliche Dämpfung zum Rand hin auf. Ein einfaches Modell aus inversem Barometer-Effekt und gezeitenbedingter Höhenänderung reproduziert die beobachtete Deformation in fast allen Fällen.

6.4 Neuauswertung der gravimetrischen Erdgezeitenbeobachtungen von 1969

Nachdem vertikale Deformationen der Oberfläche des *Lake Vostok* durch zwei unabhängige Verfahren nachgewiesen wurden, bleibt zu überprüfen, ob in einem dritten Datensatz, der gegenüber Höhenänderungen sensitiv ist, Anzeichen dafür zu finden sind.

6.4.1 Motivation der damaligen Messungen

Während der 14. Sowjetischen Antarktisexpedition wurden im Jahr 1969 von einem deutschen Geophysiker der Bergakademie Freiberg gravimetrische Erdgezeitenregistrierungen durchgeführt. Eine genaue Beschreibung der durchgeführten Messungen liegt mit dem „Bericht zur Überwinterung an der Station Wostok während der 14. Sowjetischen Antarktisexpedition 1968–1970“ (Schneider, 1971a) vor.

Das Ziel der Arbeiten war die Installation einer weiteren Beobachtungsstation für Erdgezeiten neben der Südpol-Station Amundsen-Scott (Slichter u.a., 1969, siehe Kap. 5.3.5) und Molodjoshnaja (Lindner und Wirth, 1968) in der Antarktis. Die Lage der Station *Vostok* im Inneren des Kontinents machte sie für diese geophysikalische Aufgabe interessant. Einerseits sind meteorologische Störeinflüsse wie periodische Temperatur- und Luftdruckschwankungen während der Polarnacht dort sehr gering, andererseits ist durch die große Entfernung zu den Ozeanen die Amplitude der Ozeanauflastgezeiten äußerst klein (siehe Kap. 4.4). Während bei den Erdgezeitenregistrierungen am Südpol die langperiodischen Gezeiten im Mittelpunkt standen, da die täglichen und halbtägigen Tiden am Pol verschwinden (siehe Kap. 4.1.3), sollten diese erstmalig im Innern der Antarktis in *Vostok* registriert werden.

Diesen Vorteilen standen erhebliche Schwierigkeiten gegenüber. Gegen die niedrigen Temperaturen, die starken elektrostatischen Störungen und das Fehlen eines festen Aufstellungsortes für die Geräte mussten geeignete Maßnahmen getroffen werden, die im Folgenden aufgeführt sind.

6.4.2 Errichtung des Beobachtungslabors und Messanordnung

Die für die Erdgezeitenregistrierungen vorgesehenen Geräte, drei Askania-Gravimeter GS11 und zwei Horizontalpendel nach Tomaschek-Ellenberger, wurden vor der Expedition speziell für den Einsatz bei tiefen Temperaturen vorbereitet. Die Registrierung der Messungen sollte möglichst robust gegen etwaige Störeinflüsse sein.

Zur Aufstellung der Geräte wurde in einem Abstand von etwa 100 m vom Stationsgebäude eine Meßhütte errichtet (Schneider, 1970). Dadurch sollten die Einflüsse des Stationsbetriebs, wie z. B. Erschütterungen durch den Fahrverkehr und die Dieselaggregate, auf die Aufstellung der Geräte minimiert werden. Andererseits sollte die Erreichbarkeit der Hütte auch während ungünstiger Witterungsverhältnisse gewährt bleiben. Um die Temperaturschwankungen in unmittelbarer Umgebung der Geräte gering zu halten, wurde die Hütte in den Schnee eingegraben. In 4,5 m Tiefe wurde ein Eisfundament gegossen, auf dem eine wärmeisolierte, beheizbare und elektrostatisch abgeschirmte Hütte errichtet wurde. Die Lufttemperatur konnte so auf $\pm 0,5$ K konstant gehalten werden. Die Gravimeter wurden in dieser Hütte auf Pfeilern, die nicht mit dem Hüttenboden in Berührung standen, aufgestellt.

Die Stromversorgung der Gravimeter wurde durch die Dieselelektrostation gewährleistet. Zur Pufferung waren Akkumulatoren zwischengeschaltet, um eventuelle Stromausfälle zu überbrücken. Die am Fotoelement des Gravimeters anliegende Spannung wurde einem Spiegelgalvanometer zugeführt und direkt fotografisch aufgezeichnet, um den Einfluss elektrostatischer Aufladungen auszuschließen. Die Registriertrommeln mit 19 cm breitem Fotopapier hatten einen Papiervorschub von 6 mm/h und eine Umlaufzeit von 3,5 Tagen.

6.4.3 Durchführung der Messungen

Nach Testmessungen und der Einstellung einer optimalen Konfiguration erfolgten vom 23.07. bis 10.12.1969 Aufzeichnungen der Schwerezeiten. Auf Grund von Geräteproblemen wurde nur mit einem Gerät eine brauchbare Aufzeichnungsreihe erhalten. Die Kalibrierung des Gerätes erfolgte mittels der internen Eichvorrichtung in unregelmäßigen Abständen, um keine systematischen Effekte zu verursachen (Schneider, 1971a). Dabei wurde durch definierte Verstellungen der Skalenwert, d. h. der Umrechnungsfaktor von Millimeter der Aufzeichnung in μGal , bestimmt. Der mittlere Skalenwert betrug $4,38 \mu\text{Gal}/\text{mm}$ (siehe Tab. 6.8). Die empirische Standardabweichung der Skalenwerte wurde aus Mehrfachbestimmungen ermittelt und beträgt 1–2% (Schneider, 1971b). Da die Abweichungen der einzelnen Skalenwerte vom Mittel jedoch größer sind, kann von einer realen Änderung des Skalenwertes ausgegangen werden.

Tab. 6.8: Skalenwerte der Gravimetraufzeichnungen (Schneider, 1971b).

1. Messreihe		2. Messreihe	
Tag 1969	Skalenwert [$\mu\text{Gal}/\text{mm}$]	Tag 1969	Skalenwert [$\mu\text{Gal}/\text{mm}$]
25.07.	4,370	03.10.	4,296
30.07.	4,313	19.10.	4,603
07.08.	4,365	01.11.	4,213
28.08.	4,419	18.11.	4,611
13.09.	4,203	08.12.	4,619
18.09.	4,135		
27.09.	4,371		

Da die Anzeige des Galvanometers nicht über die gesamte Breite des Registrierstreifens linear war, musste die Nichtlinearität ermittelt werden. Diese Bestimmung wurde vor Beginn, nach dem Ende und nach 2 Monaten Registrierung am 29.09. durchgeführt. Dadurch entstand eine (geplante) Unterbrechung der Datenreihe. Wegen Temperatureffekten wurde die Auswertung erst am 02.10. wieder begonnen. Der Einfluss der Nichtlinearität ist gering. Er beträgt maximal einen Millimeter und wurde an die Beobachtungen angebracht.

Außer bei den Kalibriervorgängen traten in den Aufzeichnungen kaum Sprünge auf. Diese wurden durch Ordinatenkombination eliminiert. Schneider berechnete den mittleren Ablesefehler nach der Methode von Lecolazet zu $\pm 1,0 \mu\text{Gal}$. Aufgrund eines Stromausfalls, der sowohl zu einem Ausfall der Aufzeichnung als auch zum Ausfall der Heizung führte, ist die Reihe vom 27.10 bis 31.10. unterbrochen, so dass sich für die Auswertung drei Datenblöcke ergeben (Abb. 6.31).

6.4.4 Ursprüngliche Auswertung

Die Auswertung der Messungen erfolgte nach damaligem Standard. Die photographischen Aufzeichnungen wurden graphisch interpoliert und mit einer zeitlichen Rate von einer Stunde und einer Auflösung von einem Millimeter digitalisiert. Diese Werte wurden wegen Nichtlinearität der Aufzeichnung korrigiert und mit Hilfe linear interpolierter Skalenwerte in Schwereänderungen umgerechnet. Zur Auswertung wurden die Methode von Doodson-Lennon und jene von Venedikov verwendet (siehe z. B. Melchior, 1983). Da die Doodson-Lennon-Methode Zeitreihen von 29 Tagen auswertet, konnte das 25 Tage umfassende Beobachtungsintervall im Oktober für diese Auswertvariante nicht genutzt werden. Die einzelnen Zeitreihen überlappen sich und sind damit nicht

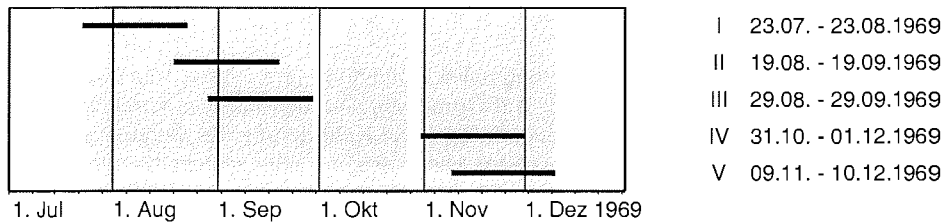


Abb. 6.31: Übersicht über das Datenmaterial der Erdzeitenregistrierung 1969. Die für die Auswertung nach Doodson-Lennon genutzten Beobachtungsintervalle (Schneider und Simon, 1974) sind als Balken dargestellt.

unabhängig, sie wurden jedoch von Schneider zur Berechnung der Fehlermaße als unkorreliert angenommen (siehe Tab. 6.9). Mit Venedikovs Methode wurden zwei Varianten berechnet, bei denen alle 132 Tage bzw. 114 ausgewählte Tage zur Auswertung genutzt wurden. In Schneider und Simon (1974) sind dabei nur die Parameter der beiden größten Tagestiden angegeben (Tab. 6.9). Die Amplitudenfaktoren dieser Tiden entsprachen im Rahmen der Genauigkeit dem, was aus Messungen auf der Nordhalbkugel bekannt war. Eine geophysikalische Interpretation der Ergebnisse nahm Schneider nicht vor. Das wichtigste Ergebnis war für ihn der Nachweis, dass eine quantitative Aufzeichnung der Schwerezeiten unter den Bedingungen von *Vostok* möglich ist.

Tab. 6.9: Harmonische Konstanten der Gezeitenregistrierung in *Vostok* 1969 (Schneider, 1971b; Schneider und Simon, 1974). Der Amplitudenfaktor δ beschreibt das Verhältnis der beobachteten Amplituden zur theoretischen Amplitude, berechnet nach Bartels (1957). Die Phasenverschiebung ϕ ist positiv, wenn die beobachtete Tide der theoretischen vorausseilt.

Methode	δ						ϕ [°]					
	Q_1	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2	Q_1	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2
Doodson I	1,189	1,199	1,058	1,511	0,760	1,074	-10,9	+8,6	+6,5	+119,9	-7,7	+9,9
Doodson II	1,401	1,241	1,189	0,150	0,855	1,114	+12,0	-2,6	+9,1	+134,3	-27,5	-3,9
Doodson III	1,268	1,263	1,285	0,612	0,781	0,861	+28,8	-0,8	+6,6	+141,0	-9,8	+14,3
Doodson IV	0,875	1,166	1,190	0,453	0,917	0,965	+48,4	+1,4	+7,5	-67,5	+3,2	-4,4
Doodson V	1,174	1,127	1,213	1,367	0,899	0,919	+34,4	+4,1	+6,9	-48,4	+12,5	-4,8
Doodson	1,114	1,196	1,187	0,441	0,818	0,977	+21,0	+2,0	+7,3	+125,0	-5,4	+1,3
±	0,304	0,056	0,081	0,817	0,084	0,106	19,2	4,4	1,2	92,8	15,2	8,9
Venedikov I		1,215	1,195					+2,9	+6,3			
±		0,050	0,038					2,4	1,8			
Venedikov II		1,208	1,217					+1,7	+6,1			
±		0,052	0,039					2,5	1,8			

6.4.5 Gezeitenanalyse mit *ETERNA*

Die vor nunmehr über 30 Jahren aufgezeichneten Datenreihen lagen für diese Untersuchung sowohl als originale photographische Aufzeichnungen als auch tabellarisch mit bereits angebrachten Korrekturen vor. Auf diese Tabellen wurde bei der erneuten Auswertung zurückgegriffen, da in diese auch das Zusatzwissen des Beobachters eingegangen ist, das nach dieser langen Zeit nicht mehr rekonstruierbar ist.

Wie auch schon bei der kürzeren GPS-Reihe in Kap. 6.2 stellt sich die Frage nach den optimalen

Gezeitenparametern bei der Analyse mit der *ETERNA*-Software (Wenzel, 1996). Die Datenreihe umfasst 134 Beobachtungstage, die durch zwei Datenlücken in Intervalle von 67, 25 und 40 Tagen unterteilt sind. Somit sollten die verschiedenen Tidengruppen, die sich im Argument der mittleren Länge des Mondes s unterscheiden (siehe Kap. 4.1.4), voneinander trennbar sein.

Auf Grund der polnahen Lage stellt sich jedoch auch die Frage nach dem Verhältnis zwischen den Amplituden der einzelnen Tiden (siehe Tab. 6.10) und der Genauigkeit der Aufzeichnung von etwa $1 \mu\text{Gal}$. Tiden, die laut Skalenwert in der graphischen Aufzeichnung eine Amplitude kleiner als $0,25 \text{ mm}$ haben, sind mit großer Wahrscheinlichkeit schwer quantifizierbar.

Weiterhin bleibt zu untersuchen, inwieweit die Tiden K_1 und P_1 unabhängig voneinander aus dem Datenmaterial extrahiert werden können. Es ergeben sich somit folgende Auswertevarianten:

Variante I alle 18 Tidengruppen, die aus einer einmonatigen Datenreihe ableitbar sind,

Variante II alle 7 Tiden mit Amplituden $> 1 \mu\text{Gal}$,

Variante III die Tiden aus Variante II, K_1 und P_1 separat.

Tab. 6.10: Varianten der Gezeitenanalyse der gravimetrischen Daten von Schneider (1971a). Für die Tiden sind jeweils theoretische Amplitude, Amplitudenfaktor mit Standardabweichung sowie Phasenvorlauf mit Standardabweichung angegeben. Variante I umfasst alle Tidengruppen, grau unterlegte Tiden weisen einen überproportional hohen Amplitudenfaktor auf. Tiden mit einem relativen Fehler von mehr als 50% sind unterstrichen. In Variante II wurden alle Tiden mit Amplituden $> 1 \mu\text{Gal}$ zur Ausgleichung angesetzt. Variante III trennt zusätzlich die Tiden K_1 und P_1 . Außerdem ist die Luftdruckregression $\delta g/\delta P$ und die Standardabweichung nach der Ausgleichung der jeweiligen Variante aufgeführt.

Tide	A_{theo} [μGal]	Variante I				Variante II				Variante III			
		δ	σ_δ	ϕ [$^\circ$]	σ_ϕ [$^\circ$]	δ	σ_δ	ϕ	σ_ϕ	δ	σ_δ	ϕ	σ_ϕ
SGQ_1	0,09	<u>4,690</u>	6,582	-167,0	79,8								
σ_1	0,37	<u>1,963</u>	1,231	-31,05	35,8								
Q_1	2,34	1,277	0,199	6,2	9,0	1,252	0,249	4,1	11,5	1,258	0,240	3,3	11,0
O_1	12,20	1,177	0,036	2,0	1,7	1,187	0,045	2,2	2,2	1,185	0,044	2,2	2,1
NO_1	0,96	<u>1,297</u>	0,706	14,3	31,5								
P_1	5,67									1,099	0,105	-3,1	5,6
K_1	17,15	1,138	0,024	5,4	1,2	1,144	0,031	5,4	1,6	1,138	0,031	5,9	1,6
J_1	0,96	1,502	0,358	-20,0	13,7								
OO_1	0,53	<u>2,126</u>	0,503	8,3	13,6								
ν_1	0,10	<u>5,197</u>	2,440	-36,8	27,5								
ϵ_2	0,02	<u>2,330</u>	10,477	23,9	257,8								
$2N_2$	0,09	<u>2,393</u>	2,110	41,0	50,6								
N_2	0,58	<u>0,318</u>	0,364	-5,4	65,5								
M_2	3,01	0,824	0,073	-1,8	5,1	0,835	0,089	-1,9	6,1	0,833	0,090	-2,0	6,2
L_2	0,09	<u>14,912</u>	5,997	32,3	23,0								
S_2	1,40	1,193	0,137	5,6	6,5	1,242	0,160	5,2	7,4	1,250	0,162	5,1	7,4
η_2	0,02	<u>8,190</u>	5,312	-128,0	37,2								
$2K_2$	$< 0,01$	<u>37,076</u>	17,733	28,2	27,4								
M_3	0,01	<u>41,146</u>	10,283	109,6	14,3								
$\frac{\delta g}{\delta P}$ [$\frac{\mu\text{Gal}}{\text{hPa}}$]		$-3,26 \pm 0,28$				$-3,38 \pm 0,29$				$-3,71 \pm 0,29$			
σ_0 [μGal]		5,1				5,5				5,5			

Aus Tab. 6.10 wird ersichtlich, dass die Tiden mit kleinen theoretischen Amplituden in Variante I zum Teil sehr große Amplitudenfaktoren und große Standardabweichungen erhalten. Die Vernachlässigung dieser kleinen Tiden in Variante II führt zu einer nur geringen Verschlechterung der Standardabweichung nach der Ausgleichung. Die Amplituden und Phasen der verbleibenden Tiden ändern sich lediglich im Rahmen ihrer Genauigkeitsmaße.

Variante III soll die Trennbarkeit von K_1 und P_1 untersuchen. Formal ist dazu eine Zeitreihe von mindestens 180 Tagen nötig. Die Korrelation zwischen den Parametern beider Tiden liegt bei $\rho_{K_1 P_1} = 0,2$ und ist unkritisch. Als Indiz für eine verlässliche Trennung beider Tiden gibt Melchior (1983) eine ungefähre Übereinstimmung der Phasen der Residualtiden an ($\Delta\beta < 20^\circ$). Diese Bedingung ist im vorliegenden Fall, $\beta_{K_1} = 88,5^\circ$, $\beta_{P_1} = 231,5^\circ$, nicht erfüllt. Die nur geringe Änderung der Parameter für K_1 bei separater Schätzung von P_1 deutet jedoch darauf hin, dass das Ergebnis von K_1 in Variante II kaum von P_1 beeinflusst ist. Die hauptsächlich meteorologisch verursachte Tide S_1 , die in Variante II zusammen mit K_1 und P_1 geschätzt wurde, in Variante III aber ganz unberücksichtigt blieb, hat keinen Einfluss auf die Parameter von K_1 . Lediglich der leichte Anstieg des Luftdruck-Regressionskoeffizienten könnte auf die Nichtberücksichtigung von S_1 zurückzuführen sein. Die Parameter von Variante II bilden demnach die Grundlage für alle weiteren Analysen und sind in Tab. 6.11 noch einmal zusammengestellt.

Tab. 6.11: Gezeitenparameter der Analyse der gravimetrischen Daten. Die erste Zeile enthält den a priori Amplitudenfaktor für eine elliptische, rotierende, inelastische und ozeanlose Erde (Wahr, 1981; Dehant, 1987). In der zweiten Zeile sind die Amplitudenfaktoren und deren Standardabweichung der endgültigen Gezeitenanalyse (Variante II) aufgeführt. Mit Hilfe der theoretischen Amplituden und der Amplitudenfaktoren wurden die beobachteten Amplituden berechnet (Zeile 3). Die dazugehörigen Phasen mit ihren Standardabweichungen sind in Zeile 4 aufgeführt. Eine positive Phase bedeutet dabei einen Vorlauf der beobachteten gegenüber der theoretischen Tide. Die Amplituden und Phasen sind hinsichtlich der Aufzeichnungsfehler der Registrieranordnung korrigiert (siehe Text).

	Q_1	O_1	K_1	M_2	S_2
δ_{theo}	1,150	1,150	1,129	1,155	1,155
δ	$1,253 \pm 0,249$	$1,188 \pm 0,045$	$1,145 \pm 0,031$	$0,838 \pm 0,089$	$1,246 \pm 0,160$
A [μGal]	$2,93 \pm 0,58$	$14,48 \pm 0,56$	$19,62 \pm 0,53$	$2,51 \pm 0,27$	$1,74 \pm 0,22$
ϕ [$^\circ$]	$4,8 \pm 11,5$	$2,9 \pm 2,2$	$6,1 \pm 1,6$	$-0,5 \pm 6,1$	$6,6 \pm 7,4$

Die Standardabweichungen der Gezeitenparameter sind selbst bei den verbliebenen Tiden groß. Lediglich die beiden größten Tiden O_1 und K_1 haben einen Fehler von nur wenigen Prozent bzw. Grad.

Im Folgenden sollen die geschätzten Gezeitenparameter interpretiert werden. Neben den Erdgezeiten, die den größten Anteil an den beobachteten Schwereänderungen verursachen, wirken noch eine Reihe anderer Faktoren. Dabei muss zwischen nichtgravitativen und gravitativen Effekten unterschieden werden. Eine Reihe von nichtgravitativen Fehlereinflüssen bewirkt ein höheres Messrauschen, wie etwa Mikroseismik und elektrostatische Störungen. Es gibt zudem einige Effekte, die einen systematischen Einfluss auf das Ergebnis haben. Ein instrumenteller Effekt resultiert aus der Trägheit der Registrieranlage bestehend aus Gravimeter und Galvanometer und bewirkt eine zeitverzögerte Aufzeichnung des Signals. Für die 1969 verwendete Apparatur ergibt sich eine Phasenverschiebung von $-0,7^\circ$ bzw. $-1,4^\circ$ für die ganz- bzw. halbtägigen Tiden (Schneider, 1971b). Die Dämpfung des Signals ist mit 0,01 % bzw. 0,03 % für Ganz- bzw. Halbtagestiden gering. Entsprechende Korrekturen (sowohl für Amplitude als auch Phase positiv) wurden an die Ergebnisse in Tab. 6.11 angebracht.

Der Gravimetergang, der einen Trend in den Aufzeichnungen erzeugt, wird in der *ETERNA*-Auswertung durch eine Hochpassfilterung der Daten mit einer Grenzfrequenz von 0,8 cpd eliminiert (Wenzel, 1996). Ein Vorteil dieses Filters besteht in der gleichzeitigen Eliminierung des langperiodischen Einflusses von Luftdruckänderungen. Allerdings wird die Bestimmung der langperiodischen Tiden ebenso verhindert.

Ein gravitativer Effekt neben den Erdzeiten sind die in Kap. 4.4 vorgestellten Ozeanauflastzeiten. Auf Grund der großen Entfernung zu allen Meeren sind die Amplituden der Auflastzeiten in *Vostok* sehr gering (Tab. 6.12).

Tab. 6.12: Auflastzeitenparameter, berechnet aus dem Ozeangezeitenmodell FES99 (Bos und Scherneck, 2003). Der Modellierung liegt das Gutenberg-Bullen-Erdmodell zu Grunde. Die als Ergebnis der Modellierung vorliegenden globalen Phasen der einzelnen Tiden wurden entsprechend Kap. 4.3.2.1 in lokale Phasen für *Vostok* umgerechnet.

	O_1	K_1	M_2	S_2
$A_{\text{load}} [\mu\text{Gal}]$	0,57	0,73	0,52	0,09
$\phi_{\text{load}} [^\circ]$	41,3	46,3	163,5	117,1

Abb. 6.32 zeigt die Phasendiagramme (siehe Kap. 5.3.4) der vier Haupttiden. Für die Tiden O_1 , M_2 und S_2 liegt der Effekt aus Erd- und Auflastzeiten innerhalb des 95%-Signifikanzbereiches der Beobachtungen. Nur für die K_1 -Tide ergibt sich ein signifikantes Residualsignal. Dabei ist vor allem zu vermerken, dass die beobachtete Tide einen Phasenvorlauf von 6° gegenüber der theoretischen Tide der Erdzeiten aufweist. Es sind also diejenigen Einflüsse zu diskutieren, die ein derartiges Vorseilen der beobachteten Tide verursachen können.

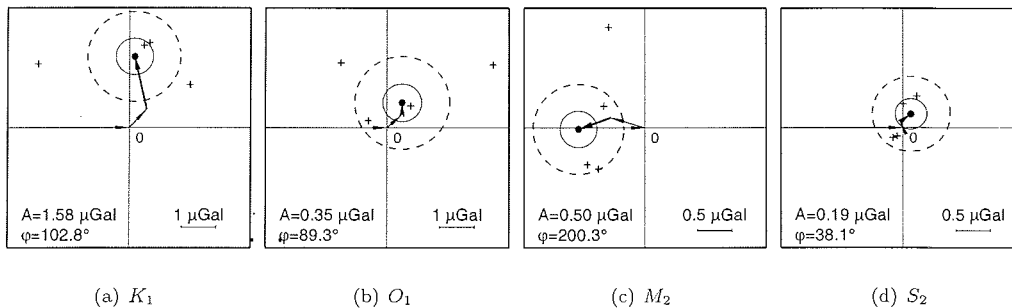


Abb. 6.32: Phasendiagramme der vier Haupttiden aus der gravimetrischen Auswertung. Es sind jeweils die Ergebnisse von vier Teilintervallen (Kreuze) sowie die Parameter der Gesamtauswertung (Kreis, aus Tab. 6.11) dargestellt. Die Fehlerellipsen beziehen sich auf das 1- σ - bzw. 95%-Signifikanzniveau. Der Residual-Effekt ergibt sich als Differenz aus Beobachtung und theoretischem Signal aus Erd- und Auflastzeiten. Nur der Residualvektor der K_1 -Tide übersteigt das 95%-Signifikanz-Niveau.

Die Auflasttide, die normalerweise neben Messfehlern die Hauptursache für Abweichungen der Beobachtungen von den Erdzeiten darstellt, kann als alleiniges Signal die Abweichungen nicht erklären. Ein Uhrfehler scheidet als Erklärung aus, da dieser einerseits auf alle ganztägigen Tiden in gleicher Weise wirken würde. Andererseits wäre der Einfluss auf die halbtägigen Tiden entsprechend sogar doppelt so groß, was von den Beobachtungen nicht bestätigt wird. Die Viskoelastizität des Erdmantels führt zu einer Phasenverzögerung, die nach Modellierungen nur wenige Zehntel Grad beträgt (Wang, 1997), und würde den Residualeffekt noch vergrößern.

Eine mögliche Erklärung ist ein zusätzliches Gezeitensignal des Sees, welches den Erd- und Auflastzeiten überlagert ist. Die Amplitude der Höhenänderung, die diese Schwereänderung hervorruft, kann mit Hilfe von Gl. 5.37 unter Berücksichtigung der Tatsache, dass es sich um Süßwasser handelt, berechnet werden. Der Umrechnungskoeffizient von Schwereänderung in Höhenänderung beträgt $-3,75 \text{ mm}/\mu\text{Gal}$. Dieser Koeffizient enthält die Bouguer-Korrektur für eine unendlich ausgedehnte Platte. Der Einfluss der endlichen Ausdehnung der die Höhenänderung hervorruhenden Massenänderung wie auch der Lage in der Tiefe kann mit Hilfe der Formel zur Berechnung der Schwereanomalie eines vertikalen Zylinders abgeschätzt werden. Für einen Punkt auf der Zylinderachse gilt (Torge, 1989)

$$\Delta g = 2\pi G\rho \left(\sqrt{r^2 + z^2} - \sqrt{r^2 + (z + H)^2} + H \right) \quad (6.7)$$

mit dem Radius r des Zylinders, der Tiefe z der Zylinderoberfläche unter dem zu betrachtenden Punkt und der Schichtdicke H . Wegen $H \ll z$ ergibt sich

$$\frac{\delta g}{\delta H} = 2\pi G\rho \left(1 - \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right) \quad (6.8)$$

Unter Verwendung dieser Beziehung statt der Bouguer-Reduktion in Gl. 5.37 und bei der Annahme ($r=25 \text{ km}$, $z=4000 \text{ m}$) für die Ausdehnung der Massenverlagerung erhält man als Umrechnungskoeffizienten

$$A_H = -3,6665 \frac{\text{m}}{\text{mGal}} A_g \quad (6.9)$$

Die Amplitude der residualen K_1 -Tide entspricht damit einer Höhenänderung von $5,8 \text{ mm}$. Höhenänderung und Schwereänderung sind dabei in Gegenphase, da eine Höhenzunahme eine Verringerung der Schwere hervorruft.

6.4.6 Einfluss von Luftdruckänderungen auf die Schweremessungen

Eine weitere Besonderheit der Gravimeterregistrierung von 1969 ist der extrem große Luftdruckregressionskoeffizient von $\delta g/\delta p = -3,4 \mu\text{Gal}/\text{hPa}$ im Frequenzbereich der Gezeiten. Dieser Wert entspricht dem 10fachen sowohl des theoretischen als auch des sonst beobachteten Wertes. Auch von den beiden anderen Gezeitengravimeterstationen auf dem Inlandeis Südpol und Asuka (siehe Kap. 5.3.5) ist kein so hoher Regressionskoeffizient bekannt.

Es stellt sich die Frage, ob dieser hohe Regressionskoeffizient genauso für längere Perioden repräsentativ ist. Die zur Untersuchung solcher Zusammenhänge bei supraleitenden Gravimetern angewendete Bestimmung der frequenzabhängigen Regressionsfunktion (siehe Kap. 5.3.3) ist für Aufzeichnungen mit der hier vorliegenden Genauigkeit und der großen Drift nicht durchführbar. Deshalb wurde der Frequenzbereich von $0,07$ bis $0,8 \text{ cpd}$ (etwa ein bis 14 Tage) gesondert untersucht. Der Regressionskoeffizient in diesem Frequenzbereich ist mit $\delta g/\delta p = -5,1 \mu\text{Gal}/\text{hPa}$ sogar noch größer (Abb. 6.33). Der Einfluss von Luftdruckänderungen auf noch längere Perioden kann nicht untersucht werden, da die Gravimeterdrift das Luftdrucksignal zu stark überlagert.

Als Ursache für diesen großen Einfluss von Luftdruckänderungen kommen einerseits instrumentelle und andererseits geophysikalische Effekte in Frage. Ein nicht (mehr) ausreichend abgedichtetes Gravimeter kann eine größere Luftdrucksensibilität aufweisen. Askania-Gravimeter sind jedoch mit zusätzlichen Auftriebskörpern versehen (siehe Kap. 5.3.2.1), um diesen Einfluss zu minimieren. Gegen einen instrumentellen Effekt spricht die Variation des Regressionskoeffizienten, die sich sowohl in der Differenz zwischen verschiedenen Frequenzbereichen als auch in der Streuung der Werte für

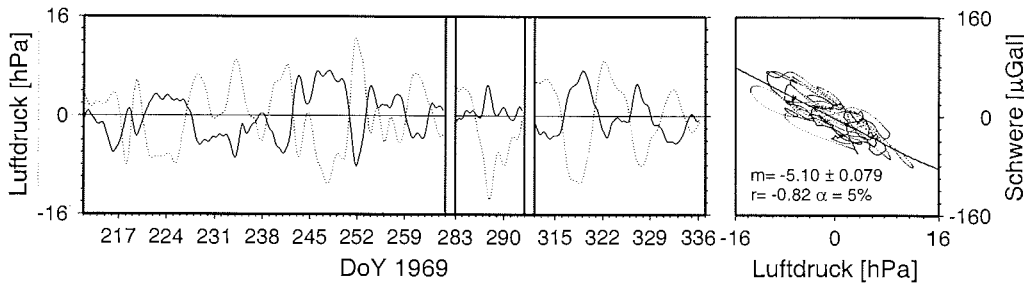


Abb. 6.33: Regression zwischen Luftdruck und Schwere im Bereich von 1 bis 14 Tagen.

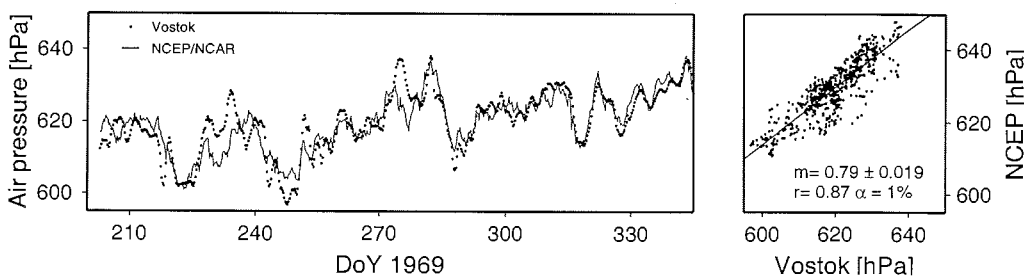
jedes Band bemerkbar macht. Bei einem nicht genügend abgedichteten Gravimeter ist ein konstant hoher Regressionskoeffizient zu erwarten. Recherchen über den weiteren Verbleib des Gerätes ergaben, dass es nach diesen Messungen in der Antarktis wahrscheinlich ausgesondert wurde und sich somit keine Rückschlüsse aus späteren Einsätzen ziehen lassen (Scheibe, 2003).

Der von Schneider und Simon (1974) diskutierte Zusammenhang von Luftdruckänderungen und der Deformation des Eises unter der Auflast wurde von ihnen selbst wegen der Größe des Effekts als unwahrscheinlich herausgestellt. Die Luftdruckänderungen müssten eine vertikale Verschiebung der Oberfläche von 50 bis 100 cm bewirken, um die damit verbundene Schwereänderung hervorzurufen.

Diese Überlegung wirft die Frage auf, ob der große Regressionskoeffizient mit dem Wissen der Existenz des Sees unter der Gravimeterstation erklärbar wird oder sich ein inverser Barometer-Effekt anderweitig nachweisen lässt.

Als Ursache für den großen Regressionskoeffizient scheidet ein inverser Barometer-Effekt aus. Wie aus Abb. 6.6 hervorgeht, ist die Luftdruckdifferenz über dem See und damit eine Höhenänderung nicht mit dem Luftdruck selbst korreliert. Eine Höhenänderung durch den inversen Barometer-Effekt kann demzufolge keine mit dem Luftdruck selbst korrelierte Schwereänderung bewirken. Die Ursache für den großen Regressionskoeffizienten kann somit nach wie vor nicht geklärt werden.

Um den inversen Barometer-Effekt und seine Wirkung auf die Schweremessung abzuschätzen, muss wieder auf die Daten des NCEP/NCAR-Wettermodells zurückgegriffen werden. Mit Hilfe der Luftdruckaufzeichnungen von 1969 kann die Zuverlässigkeit des Wettermodells für diesen Zeitraum abgeschätzt werden (Abb. 6.34).



(a) Zeitreihe des Jahres 1969. Eine mittlere Druckdifferenz von 9,6 hPa ist bereits reduziert.

(b) Regressionsanalyse

Abb. 6.34: Luftdruck der Station Vostok aus den Stationsaufzeichnungen und dem NCEP-Modell.

Es wird deutlich, dass das Modell den gemessenen Luftdruck nicht so gut reproduziert wie für das Jahr 2001 in Abb. 6.5. Einzelne Wetterereignisse, wie die Tiefdrucklage um Tag 247 sind im Modell nicht erfasst. Die Standardabweichung der Regression zwischen dem beobachteten Luftdruck in *Vostok* und dem Modell und damit die Unsicherheit des Modells beträgt 3,9 hPa. Der Anstieg der Regressionsgeraden von 0,79 belegt, dass das Modell den Luftdruckverlauf nicht vollständig beschreibt. Die Ursache hierfür dürfte in der allgemein schlechteren Datengrundlage zu suchen sein. Im Einzelnen kann nicht geklärt werden, welche Wetterdaten in die Modellierung eingegangen sind, jedoch scheinen die Wetteraufzeichnungen von *Vostok* in der Modellierung berücksichtigt zu sein (NCEP, 2002).

Vor dem Hintergrund dieser Unsicherheit kann nun der Einfluss des inversen Barometer-Effekts auf die Schweremessungen abgeschätzt werden. Wie in Kap. 6.1.4 hergeleitet, bewirkt eine Luftdruckdifferenz von 1 hPa zwischen Nord- und Südteil des Sees eine Höhenänderung von 5,0 mm. Mit dem Konvertierungsfaktor von $-3,6665 \text{ mm}/\mu\text{Gal}$ (Kap. 5.3.6) kann ein linearer Zusammenhang zwischen Luftdruckdifferenz über dem See und der daraus resultierenden Schwereänderung aufgestellt werden

$$\Delta g_{ibe} = -1,36 \left[\frac{\mu\text{Gal}}{\text{hPa}} \right] \Delta P_{NS} \quad (6.10)$$

Die laut Luftdruckmodell maximale Luftdruckdifferenz im Messzeitraum von 6,1 hPa würde bei Reaktion des Sees als inverses Barometer eine Schweredifferenz von $8,3 \mu\text{Gal}$ hervorrufen.

Zu beachten ist nun, dass sich die Station *Vostok* und damit der Aufstellungsort des Gravimeters nahe dem Ufer des Sees befindet. Wie aus den Interferogrammen in Abb. 6.21 hervorgeht, beträgt die Deformation in der Station nur etwa ein Zehntel des jeweiligen Maximalbetrags. Die für den Gravimeterstandort zu erwartende Schwereänderung liegt damit unterhalb der Aufzeichnungsgenauigkeit der Gravimetermessungen von $1 \mu\text{Gal}$. Damit ist der inverse Barometer-Effekt zu klein, um mit diesen Messungen nachgewiesen zu werden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Lake Vostok ist der größte und der am besten erforschte subglaziale See in der Antarktis. Der See wurde mit vielfältigen geophysikalischen und geodätischen Verfahren untersucht. Es gibt detaillierte Modellvorstellungen über den Einfluss des Sees auf die Eisdynamik, über die Wechselwirkungen zwischen dem Wasser und dem darüberliegenden Eis sowie über das Strömungsverhalten im See selbst. Vor diesem Hintergrund beschäftigt sich die Arbeit mit einem bisher nicht berücksichtigten Effekt: dem Einfluss externer Kräfte auf den See. Anhand der Gezeitenpotentialunterschiede, die sich auf der Fläche des Sees ergeben, werden die Gleichgewichtszeiten für den See abgeleitet. Die morphologischen Gegebenheiten des Sees mit wechselnder Wassertiefe und unterschiedlich dicker darüberliegender Eisschicht können die Ursache von Abweichungen von diesen Gleichgewichtszeiten sein.

Ein zweiter Mechanismus ist die Reaktion des Sees auf sich ändernde Luftdruckverhältnisse. Die Größe des Sees, vor allem seine Nord-Süd-Ausdehnung, begünstigt, dass sich Luftdruckunterschiede über dem See ausbilden, die die Seeoberfläche deformieren. Auf den See wirkt daher ein differentieller inverser Barometer-Effekt.

Diese mit Hilfe einfacher theoretischer Überlegungen ableitbaren Wirkungen externer Kräfte auf den See unter rund 4000 m Eis sollten sich an dessen Oberfläche manifestieren, wo sie geodätischen Messverfahren zugänglich sind.

7.1 Synthese der Ergebnisse verschiedener Verfahren

In Kapitel 6 konnte gezeigt werden, dass verschiedene Messverfahren vertikale Verschiebungen der Eisoberfläche über *Lake Vostok* detektieren.

Die differentiellen GPS-Messungen zwischen dem Punkt EAST auf aufliegendem Eis und CNTR liefern einen direkten geometrischen Nachweis von Höhenänderungen der Seeoberfläche. Die tageweise Lösung der Basislinie führt auf eine Variation der Höhenkomponente von maximal 27 mm innerhalb der mehr als dreiwöchigen Beobachtungsdauer. Diese Schwankungen sind mit Änderungen des Luftdruckgradienten über dem See stark korreliert und belegen damit einen differentiellen inversen Barometer-Effekt. Die pseudokinematische Auswertung mit einer zeitlichen Auflösung von zwei Stunden zeigt Höhenvariationen im Tages- und Halbtagespektrum, die von Gezeiten verursacht werden. Die Amplituden erreichen bis zu 3 mm für die Tide K_1 .

Die SAR-Interferometrie liefert, komplementär zu GPS, flächenhafte Informationen über den Differenzeffekt zwischen zwei Zeitpunkten. Fünf ERS-1&2-Tandem-Interferogramme, aufgenommen zu verschiedenen Zeitpunkten in der ersten Jahreshälfte 1996, dokumentieren eine kohärente Deformation der Seeoberfläche im Vergleich zur nahezu unveränderten Umgebung. Ursache ist auch hier der inverse Barometer-Effekt auf Grund unterschiedlicher Luftdruckdifferenzen über dem See. Die verwendeten ERS-1&2-Tandem-Interferogramme sind wegen der Zeitdifferenz von exakt einem Tag nur wenig sensitiv gegenüber gezeitenbedingten Höhenänderungen. Die Deformation ist zum Ufer hin gedämpft, wie dies aus Analogie zu den Schelfeisen zu erwarten ist. Im Gegensatz zu diesen ist die Aufsetzzone jedoch deutlich breiter, so dass sich kein Plateau konstanter Deformation auf dem See ausbildet.

Aus der gemeinsamen Betrachtung der Ergebnisse beider Verfahren kann somit der zeitliche Verlauf anhand von GPS, das räumliche Verhalten der Deformation aus der SAR-Interferometrie abgeleitet werden.

Stationäre Schweremessungen auf dem See sollten von der zusätzlichen gezeitenbedingten Höhenänderung ebenso beeinflusst werden. Die Erdgezeitenregistrierungen aus dem Jahr 1969 wa-

ren eine der ersten derartigen Aufzeichnungen aus dem Inneren der Antarktis. Die schwierigen klimatischen Bedingungen und die damals verfügbare Gerätetechnik limitieren das Genauigkeitspotential der Messungen. Dennoch gelang die Registrierung von Schwerezeiten, die im Wesentlichen den theoretischen Erwartungen entsprachen. Eine Besonderheit, die es erneut zu untersuchen galt, war der deutliche Phasenverlauf der größten beobachteten Tide K_1 gegenüber der theoretischen Tide. Dafür gibt es bisher weder eine geophysikalische noch eine instrumentelle Erklärung. Der Residualeffekt entspricht einer Höhenänderung von 5,8 mm für die Tide K_1 .

Mit Kenntnis der Ergebnisse aus GPS und InSAR erscheint der Effekt zu groß, um von Gezeiten im See hervorgerufen zu sein. Daran ändert ebensowenig die Tatsache etwas, dass sich die Station zum Zeitpunkt der Gravimetermessungen auf Grund der Eisbewegung etwa 60 m nordwestlich, also weiter auf dem See befunden hat. Wie die SAR-Interferometrie eindeutig zeigt, liegt die Station *Vostok* am Rande der Deformationszone. In den Interferogrammen beträgt die Deformation in *Vostok* nur bis zu 10% der Maximaldeformation der jeweiligen Szene. Somit sind die insgesamt zu erwartenden Effekte für die Station selbst im Bereich weniger Millimeter für den inversen Barometer-Effekt und im Submillimeterbereich für die Seezeiten. Ob die ungewöhnlich starke Regression von Luftdruck und Schwere einen geophysikalischen Ursprung hat oder ob es sich um einen Geräteeffekt handelt, kann nicht mit Sicherheit bestimmt werden.

7.2 Potential für die weitere Untersuchung von Höhenänderungen auf dem See

7.2.1 Satellitenmissionen

Durch die Bedingung, dass die von den **ERS-Satelliten** empfangenen Daten simultan von einer Bodenstation registriert werden müssen, ist die Datenausbeute für die Antarktis beschränkt. Das Archiv der ERS-Daten ist für die Region *Vostok* in Bezug auf Tandemdaten nahezu erschöpfend bearbeitet. Zwar sind in den Katalogen der ESA weitere Szenen verzeichnet, ein Großteil dieser Daten erwies sich jedoch als nicht vollständig bzw. nicht auswertbar.

Für den ERS-Nachfolger **Envisat**, der am 1. März 2002 gestartet wurde, gilt diese Begrenzung der gleichzeitigen Aufzeichnung am Boden nicht, da Envisat über eine hohe Speicherkapazität verfügt (European Space Agency, 1998). Ein weiterer Vorteil liegt in der Fähigkeit des *Advanced Synthetic Aperture Radar* ASAR zur Überdeckung eines breiteren Aufnahmestreifens. Im hochauflösenden Aufzeichnungsmodus (*image mode*), welcher der Arbeitsweise der ERS-Satelliten entspricht, kann eine bis zu 100 km breite Szene innerhalb eines 485 km breiten Streifens aufgenommen werden. Dadurch ergibt sich nicht nur eine häufigere Überdeckung eines Gebietes, sondern auch ein breiteres Spektrum an Blickwinkeln.

Während bei ERS-1/2 der Blickwinkel etwa 23° betrug, kann bei Envisat je nach Anwendung unter Blickwinkeln zwischen $15\text{--}45^\circ$ ausgewählt werden. Für den Nachweis von vertikalen Bewegungen ist ein steiler Blickwinkel besser geeignet. Bei einem mittleren Einfallswinkel von 19° im Streifen 1 ist die Sensitivität gegenüber vertikalen Bewegungen etwa dreimal höher als gegenüber horizontalen Verschiebungen. Im Fall des flachesten Einfallswinkels von etwa 44° ist die Sensitivität gegenüber beiden Richtungen annähernd gleich, so dass solche Aufnahmen zur Bestimmung des horizontalen Geschwindigkeitsfeldes besser geeignet sind.

Ein weiterer Gesichtspunkt ist die Möglichkeit der fast zeitgleichen Aufnahme von Daten aus dem Nord- und dem Südteil des Sees, um das gegenläufige Verhalten beider Regionen zu verifizieren.

Im Gegensatz zur ERS-Tandem-Mission werden für Envisat nur Interferogramme mit einer Zeitbasis von Vielfachen von 35 Tagen möglich sein. Die horizontale Fließgeschwindigkeit, die bei Tandem-Interferogrammen der Region *Vostok* auf Grund der langsamen Fließbewegung und der kurzen Zeitbasis vernachlässigbar ist, muss dann berücksichtigt werden. Hier bietet sich die differentielle

Interferometrie mit drei jeweils 35 Tage auseinanderliegenden Szenen an. Die als konstant angenommene horizontale Bewegung entfällt bei der Differenzbildung, die vertikale Verschiebung verbleibt als differentieller Effekt.

Zu prüfen bliebe weiterhin die neue Möglichkeit der niedrigauflösenden Interferometrie. Zur Bildung des Interferogrammes werden dabei eine hochauflösende Envisat-Szene (siehe oben) und eine niedrigauflösende Szene (Auflösung 1000 m) des *Global monitoring mode* von Envisat genutzt (European Space Agency, 2002). Dies eröffnet die Möglichkeit der Realisierung einer kürzeren Zeitbasis.

Die Nutzung weiterer Fernerkundungsdaten zur Untersuchung der vertikalen Bewegung der Seeoberfläche ist begrenzt. Radar-Altimetersatelliten messen zwar entsprechend ihrer Wiederholorbitalhöhe regelmäßig die Höhe entlang der Subsattellitenspur. Die Genauigkeit der einzelnen Messungen reicht jedoch nicht aus, um eine Höhenänderung von wenigen Zentimetern feststellen zu können. Für den im Januar 2003 gestarteten ICESat mit einem Laser-Altimeter an Bord liegt das gesuchte Signal an der Auflösungsgrenze. Für eine einzelne Messung wird eine angestrebte Genauigkeit von 15 cm angegeben (NASA, 2003).

7.2.2 Bodengebundene Messungen

Somit verbleibt neben der SAR-Interferometrie nur die Beobachtung des Phänomens vor Ort. **GPS-Messungen** haben sich dabei als relativ einfaches und äußerst effektives Mittel bewährt. Zur weiteren Untersuchung könnte ein erweitertes Beobachtungsprogramm mit simultanen Beobachtungen im Nord- und Südteil des Sees dienen (Abb. 7.1).

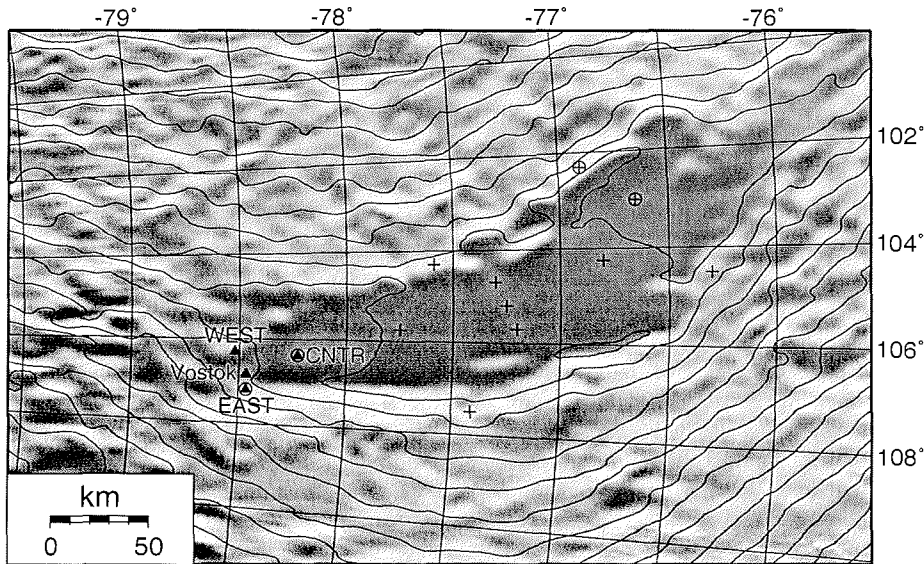


Abb. 7.1: Konzept für eine weiterführende GPS-basierte Untersuchung der Höhenänderungen der Seeoberfläche (Kreuze). Bereits existierende GPS-Punkte der Kampagnen 2001/2002 und 2002/2003 sind zusätzlich als Dreiecke dargestellt. Eine Minimalvariante (Kreise) wäre die simultane Beobachtung zweier Punktepaare im Süden bzw. Norden.

Auf Grund der großen Ausdehnung des Sees sollten die GPS-Punkte auf dem nördlichen Teil an mindestens einen weiteren aufliegenden Punkt im Norden angeschlossen werden. Damit können zu lange Basislinien vermieden werden, die den Fehlerhaushalt der (pseudo-)kinematischen Auswertung ansonsten wesentlich erhöhen würden.

Um die Frage nach der Richtung einer gezeitenbedingten Zirkulation zu klären, wäre ein simultan beobachtetes Querprofil in Seemitte geeignet. Allerdings wäre eine solche Messkampagne mit erheblichem gerätetechnischen (14 GPS-Empfänger) und logistischen (autarkes Camp im Norden) Aufwand verbunden und stellt eher eine Maximalforderung dar. Eine Minimalvariante könnte die zeitgleiche Beobachtung der südlichen Punkte CNTR und EAST mit einem entsprechenden Punktepaar im Norden sein.

Eine Wiederholung der **Erdzeitenregistrierung** ist kritisch zu bewerten. Zwar stehen heute nominell bessere Geräte zur Verfügung, die für eine derartige Messung schwierigen meteorologischen Bedingungen sind jedoch nach wie vor gegeben.

Die vom See verursachten zusätzlichen Schwerezeiten in *Vostok* dürften auf Grund der Dämpfung des Signals zum Ufer hin kaum Amplituden größer als $1 \mu\text{Gal}$ erreichen. Residualsignale dieser Größenordnung sind beispielsweise aus einer 10-monatigen Reihe eines LaCoste&Romberg-Gravimeters durchaus bestimmbar (Scheinert u.a., 1998).

Eine mehrmonatige konsistente Beobachtungsreihe ist analog zu den ersten Messungen in der Station *Vostok* wahrscheinlich nur während des antarktischen Winters zu gewinnen und daher mit erheblichem Aufwand verbunden. Es sind geeignete Maßnahmen zur Aufstellung des Gerätes in einiger Entfernung von der Station zu treffen, um den Einfluss des Stationsbetriebs zu minimieren. Das Problem der stetigen Neigung auf Grund der Fließbewegung des Eises könnte analog zu den Messungen am Südpol (Kap. 5.3.5) durch eine kardanische Aufhängung des Systems gelöst werden. Zusätzlich wäre auf eine stabile Stromversorgung und Beheizung sowie auf die elektrostatische Abschirmung der Geräte zu achten.

7.3 Konsequenzen der Seezeiten für die komplexe Modellierung des Sees

Die Existenz von Gezeiten im *Lake Vostok* und die Reaktion des Sees auf Luftdruckänderungen ist sowohl theoretisch hergeleitet, als auch mit Messungen belegt. Es bleibt die Frage nach den Auswirkungen dieser Phänomene für das System *Lake Vostok*.

Die beiden externen Einflüsse Gezeitenpotential und Luftdruckfeld bewirken eine Umverteilung von Massen innerhalb des Sees. Der See ist damit nicht in dem Maße abgeschlossen, wie für andere Einflüsse meist angenommen wird. Diese physikalischen Prozesse verursachen zwar keinen stofflichen, wohl aber einen energetischen Austausch. Soll ein Modell der Zirkulation im See aufgestellt werden, so wäre zu prüfen, inwieweit diese Faktoren neben dichtegetriebenen Strömungen zu berücksichtigen sind. Die Höhenänderungen, die durch die Massenumlagerungen im See entstehen, erscheinen klein, das beteiligte Wasservolumen ist jedoch erheblich. Welchen Einfluss diese Massenverlagerungen haben, ob sie zu einer schnelleren Durchmischung des Sees führen und welche Bedeutung sie im Vergleich zur dichtegetriebenen Zirkulation einnehmen, bleibt mit Hilfe eines Zirkulationsmodells zu klären, das die Gezeiten ebenso wie den inversen Barometer-Effekt berücksichtigt.

Dies unterstreicht die herausragende Rolle von *Lake Vostok* unter den subglazialen Seen. Für kleinere Seen sind die externen Anregungen durch Gezeitenpotential und Luftdruckverteilung zwar auch wirksam, jedoch wird dort der differentielle Effekt entsprechend kleiner und damit möglicherweise weniger bedeutsam sein.

Literaturverzeichnis

- ADD Consortium (2000). *Antarctic Digital Database, Version 3.0*. Scientific Committee on Antarctic Research, Cambridge.
- Agnew, D. C. (1995). *Ocean-load tides at the South Pole: A validation of recent ocean-tide models*. *Geophysical Research Letters*, 22(22):3063–3066.
- Anandkrishnan, S., Voigt, D. E., Alley, R. B. und King, M. A. (2003). *Ice stream D flow speed is strongly modulated by the tide beneath the Ross Ice Shelf*. *Geophysical Research Letters*, 30(7):1361. doi:10.1029/2002GL016329.
- Andersen, O. B. (1995). *Global ocean tides from ERS-1 and TOPEX/POSEIDON altimetry*. *Journal of Geophysical Research*, 100(C12):25249–25259.
- Bamber, J. L. und Bindschadler, R. A. (1997). *An improved elevation dataset for climate and ice-sheet modelling: validation with satellite imagery*. *Annals of Glaciology*, 25:439–444.
- Bartels, J. (1957). *Gezeitenkräfte*. In Flüggé, S., Hrsg., *Handbuch der Physik*, Band 48, Geophysik II, S. 734ff. Berlin–Göttingen–Heidelberg.
- BAS (2001). Antarctic Meteorology Online from the British Antarctic Survey.
<http://www.antarctica.ac.uk/met/metlog/>, Letzter Zugriff: 02.02.2003.
- Becker, M. (1984). *Analyse von hochpräzisen Schweremessungen*. DGK Reihe C, Heft 294. München.
- Bell, C., Vassie, J. und Woodworth, P. (1998). *POL/PSMSL Tidal Analysis Software Kit 2000 (TASK-2000)*. Technical report, Permanent Service for Mean Sea Level.
<http://www.pol.ac.uk/psmsl/training/task2k.rtf>, Letzter Zugriff: 15.06.2003.
- Bell, R. E. (1998). *Review of Lake Vostok Studies*. In Bell, R. E. und Karl, D. M., Hrsg., *Lake Vostok Workshop*. Washington 1998.
- Bell, R. E., Studinger, M., Tikku, A. A., Clarke, G. K. C., Gutner, M. M. und Meertens, C. (2002). *Origin and fate of Lake Vostok water frozen to the base of the East Antarctic ice sheet*. *Nature*, 416:307–310.
- Bennett, M. R. (2003). *Ice streams as the arteries of an ice sheet: their mechanics, stability and significance*. *Earth-Science Reviews*, 61:309–339. doi:10.1016/S0012-8252(02)00130-7.
- Beutler, G., Brockmann, E., Dach, R., Fridez, P., Gurtner, W., Hugentobler, U., Johnson, J., Mervart, L., Rothacher, M., Schaer, S., Springer, T. und Weibern, R. (2001). *Bernese GPS Software Version 4.2*. Astronomical Institute, University of Berne. Dokumentation.
- Bos, M. S., Baker, T. F., Lyard, F. H., Zürn, W. E. und Rydelek, P. A. (2000). *Long-period lunar Earth tides at the geographic South Pole and recent models of ocean tides*. *Geophysical Journal International*, 143(2):490–494.
- Bos, M. S. und Scherneck, H.-G. (2003). Ocean tide loading provider.
<http://www.oso.chalmers.se/~loading/index.html>, Letzter Zugriff: 30.03.2003.
- Cara, M. (1994). *Geophysik*. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg.

- Caspary, W. und Wichmann, K. (1994). *Lineare Modelle: Algebraische Grundlagen und statistische Anwendungen*. R. Oldenbourg Verlag, München–Wien.
- Chelton, D. B., Ries, J. C., Haines, B. J., Fu, L. und Callahan, P. S. (2001). *Satellite Altimetry*. In Fu, L. und Cazenave, A., Hrsg., *Satellite Altimetry and Earth Sciences*. Academic Press, San Diego–San Francisco–New York.
- Curlander, J. C. und McDonough, R. N. (1991). *Synthetic Aperture Radar Systems and Signal Processing*. John Wiley & Sons, Inc, New York–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore.
- Dach, R. und Dietrich, R. (2001). *The Ocean Loading Effect in the GPS Analysis: A Case Study in the Antarctic Peninsula Region*. *Marine Geodesy*, 24(1):13–25.
- Dehant, V. (1987). *Tidal parameters for an inelastic Earth*. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 49:97–116.
- DEOS (2000a). ERS-1 orbital manoeuvres.
<ftp://hocus.geo.tudelft.nl/pub/remko/ers/ODR.ERS-1/dgm-e04/maneuver.txt>, Letzter Zugriff: 22.01.2003.
- DEOS (2000b). ERS-2 orbital manoeuvres.
<ftp://hocus.geo.tudelft.nl/pub/remko/ers/ODR.ERS-2/dgm-e04/maneuver.txt>, Letzter Zugriff: 22.01.2003.
- Dietrich, R. (2002). Geodetic field work in the southern part of the subglacial Lake Vostok, Antarctica 2001/2002. Geoscience Standing Scientific Group - XXVII SCAR, 18.-19.07.2002, Shanghai, China.
- Dietrich, R., Dach, R., Korth, W., Metzsig, R. und Perlt, J. (1998). *Ice - Ocean - Solid Earth Interactions in Dronning Maud Land/Antarctica: A Geodetic Approach to Solve Open Questions*. In Forsberg, R., Feissel, M. und Dietrich, R., Hrsg., *Geodesy on the Move. Gravity, Geoid, Geodynamics, and Antarctica*. Proc. of the IAG Scientific Assembly, Rio de Janeiro, Sept. 3-9, 1997, S. 504–510. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Dietrich, R., Liebsch, G., Dittfeld, H. und Noack, G. (1995). *Ocean tide and attempt of Earth tide recordings at Schirmacher Oasis/Dronning Maud Land (Antarctica)*. In Proc. 12th Int. Symposium on Earth Tides, Beijing, August 4–7, 1993, S. 563–569. Science Press, Beijing–New York.
- Dietrich, R., Shibuya, K., Pötzsch, A. und Ozawa, T. (2001). *Evidence for Tides in the Subglacial Lake Vostok, Antarctica*. *Geophysical Research Letters*, 28(15):2971–2974.
- Doake, C. S. M., Corr, H. F. J., Nicholls, K. W., Gaffikin, A., Jenkins, A., Bertiger, W. I. und King, M. A. (2002). *Tide-induced lateral movement of Brunt Ice Shelf, Antarctica*. *Geophysical Research Letters*, 29(8):67. doi:10.1029/2001GL014606.
- Dorandeu, J., Ablein, M. und Lefèvre, F. (2000). AVISO new tide models evaluation. Preliminary report AVI-NT-011-0253-CLS.
- Dowdeswell, J. A. und Siegert, M. J. (1999). *The dimensions and topographic setting of Antarctic Subglacial lakes and implications for large-scale water storage beneath continental ice sheets*. *Geological Society of America Bulletin*, 111(2):254–263.

- Dowdeswell, J. A. und Siegert, M. J. (2002). *The physiography of modern Antarctic subglacial lakes*. Global and Planetary Change, 25:221–236.
- Duxbury, N. S., Zotikov, I. A., Nealson, K. H., Romanovsky, V. E. und Carsey, F. D. (2001). *A numerical model for an alternative origin of Lake Vostok and its exobiological implications for Mars*. Journal of Geophysical Research, 106(E1):1453–1462.
- Dziewonski, A. und Anderson, D. (1981). *Preliminary Reference Earth Model*. Phys. Earth Planet. Int., 25:297–356.
- Eanes, R. J. und Bettadpur, S. (1996). The CSR 3.0 Global Ocean Tide Model: Diurnal and semi-diurnal ocean tides from TOPEX/POSEIDON altimetry. Center for Space Research, Technical Memorandum, CSR-TM-96-05.
- El Wahabi, A., Dittfeld, H.-J. und Simon, Z. (2000). *Meteorological influence on tidal gravimeter drift*. Bulletin d'Informations Marees Terrestres, 133:10403–10414.
- European Space Agency (1998). *Envisat - Europe's Earth-Observation Mission for the new Millennium*. Earth Observation Quarterly, 60.
- European Space Agency (2002). *Envisat - The ASAR User Guide*. <http://envisat.esa.int/dataproducts/asar/>, Letzter Zugriff: 26.04.2003.
- Farrell, W. (1972). *Deformation of the Earth by Surface Loads*. Rev. Geophy. Space Phy., 10(3):761–797.
- Fritsche, M. (2002). Untersuchungen zur Bestimmung periodischer und stochastischer Signale aus Schätzwerten über Zeitintervalle bei der GPS-Datenanalyse. Diplomarbeit, Institut für Planetare Geodäsie, TU Dresden.
- Gendt, G. und Dietrich, R. (1988). *Determination of geophysical parameters based on LAGEOS laser ranging data*. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 97:438–449.
- Goldstein, R. M., Engelhardt, H., Kamb, B. und Frolich, R. M. (1993). *Satellite Radar Interferometry for Monitoring Ice Sheet Motion: Application to an Antarctic Ice Stream*. Science, 262:1525–1534.
- Gorman, M. R. und Siegert, M. J. (1999). *Penetration of Antarctic subglacial lakes by VHF electromagnetic pulses: Information on the depth and electrical conductivity of basal water bodies*. Journal of Geophysical Research, 104(B12):29331–29320.
- Graf, A. (1967). *Gravimetrische Instrumente und Meßmethoden*. In Jordan-Eggert-Kneißl, Hrsg., Handbuch der Vermessungskunde, Band Va. J. B. Metzler, Stuttgart.
- Grafarend, E. und Schaffrin, B. (1993). *Ausgleichsrechnung in linearen Modellen*. BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim–Leipzig–Wien–Zürich.
- Gray, L. A., Mattar, K. E. und Sofko, G. (2000). *Influence of Ionospheric Electron Density Fluctuations on Satellite Radar Interferometry*. Geophysical Research Letters, 27(10):1451–1454.
- Grosfeld, K. (1993). *Untersuchungen zu Temperaturregime und Massenhaushalt des Filchner-Ronne-Schelfeises, Antarktis, unter besonderer Berücksichtigung von Anfrier- und Abschmelzprozessen*. Berichte zur Polarforschung 130, AWI, Bremerhaven.

- Hanssen, R. (2001). *Radar Interferometry: Data Interpretation and Error Analysis*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Hanssen, R. F., Weckwerth, T. M., Zebker, H. A. und Klees, R. (1999). *High-Resolution Water Vapor Mapping from Interferometric Radar Measurements*. *Science*, 283:1297–1299.
- Hartmann, T. und Wenzel, H. (1995). *The HW95 tidal potential catalogue*. *Geophysical Research Letters*, 22(24):3553–3556.
- Hoehn, E. W. und Zebker, H. A. (2000). *Penetration Depths Inferred from Interferometric Volume Decorrelation Observed over the Greenland Ice Sheet*. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(6):2571–2583.
- Holdsworth, G. (1969). *Flexure of a floating ice tongue*. *Journal of Glaciology*, 8(54):385–397.
- Holdsworth, G. (1977). *Tidal interaction with ice shelves*. *Annales de Geophysique*, 33(1/2):133–146.
- Houghton, J., Ding, Y., Griggs, D. J., Noguer, M., van der Linden, P., Dai, X., Maskell, K. und Johnson, C. A., Hrsg. (2001). *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press.
- Hunkins, K., Manley, T. O., Manley, P. und Saylor, J. (1998). *Numerical studies of the 4-day oscillation in Lake Champlain*. *Journal of Geophysical Research*, 103(C9):18,425–18,436.
- Hutter, K. (1979). *Stoffgleichungen von Eis*. *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, 15(1):47–63.
- Hutter, K. (1984). *Linear gravity waves, Kelvin waves and Poincare waves, theoretical modelling and observation*. In Hutter, K., Hrsg., *Hydrodynamics of Lakes*. Springer-Verlag, Wien–New York.
- Huybrechts, P. (1992). *The antarctic ice sheet and environmental change: a three dimensional modelling study*. *Berichte zur Polarforschung* 99, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven.
- IGS (2003). International GPS Service. <http://igsceb.jpl.nasa.gov/>, Letzter Zugriff: 10.06.2003.
- Jenkins, A. und Doake, C. S. M. (1991). *Ice-ocean interaction on Ronne Ice Shelf, Antarctica*. *Journal of Geophysical Research*, B 96:791–813.
- Jentzsch, G. (1997). *Earth Tides and Ocean Tidal Loading*. In Wilhelm, H., Zürn, W. und Wenzel, H.-G., Hrsg., *Tidal Phenomena*, S. 145–171. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Jentzsch, G. und Kroner, C. (1999). *Environmental Effects on the Gravity Vector - a short Overview*. *Bulletin d'Informations Mares Terrestres*, 131:10107–10112.
- Jezek, K. und RAMP Product Team (2002). *RAMP AMM-1 SAR Image Mosaic of Antarctica*. Fairbanks, AK: Alaska SAR Facility, in association with the National Snow and Ice Data Center, Boulder, CO. Digital media.
- Joughin, I., Kwok, R. und Fahnestock, M. (1996a). *Estimation of ice-sheet motion using satellite radar interferometry: method and error analysis with application to Humboldt Glacier, Greenland*. *Journal of Glaciology*, 42(142):564–575.

- Joughin, I., Winebrenner, D., Fahnestock, M., Kwok, R. und Krabill, W. (1996b). *Measurement of ice-sheet topography using satellite-radar interferometry*. Journal of Glaciology, 42(140):10–22.
- Jouzel, J., Petit, J. R., Souchez, R., Barkov, N. I., Lipenkov, V. Y., Raynaud, D., Stievenard, M., Vassiliev, N. I., Verbeke, V. und Vimeux, F. (1999). *More Than 200 Meters of Lake Ice Above Subglacial Lake Vostok, Antarctica*. Science, 286:2138–2141.
- Kalnay, E. u.a. (1996). *The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project*. Bulletin of the American Meteorological Society, 77(3):437–471.
- Kanao, M. und Sato, T. (1995). *Observation of Tidal Gravity and Free Oscillation of the Earth with a LaCoste&Romberg Gravity Meter at Syowa Station, East Antarctica*. In Proc. 12th Int. Symposium on Earth Tides, Beijing, August 4–7, 1993, S. 571–580. Science Press, Beijing–New York.
- Kapitsa, A. P., Ridley, J. K., Robin, G. de Q., Siegert, M. J. und Zotikov, I. A. (1996). *A large deep freshwater lake beneath the ice of central East Antarctica*. Nature, 381:684–686.
- Kargel, J. S., Kaye, J. Z., Head, III, J. W., Marion, G. M., Sassen, R., Crowley, J. K., Prieto Balasteros, O., Grant, S. A. und Hogenboom, D. L. (2000). *Europa's Crust and Ocean: Origin, Composition, and the Prospects for Life*. Icarus, 148:226–265.
- Karl, D. M., Bird, D. F., Björkman, K., Houlihan, T., Shackelford, R. und Tupas, L. (1999). *Microorganisms in the Accreted Ice of Lake Vostok, Antarctica*. Science, 286:2144–2147.
- Kennicutt II, M. C. und Paul, D., Hrsg. (1999). *SCAR International Workshop on Subglacial Lake Exploration, Workshop Report and Recommendations*. Cambridge, England, September 1999.
- King, J. und Turner, J. (1997). *Antarctic Meteorology and Climatology*. Cambridge University Press.
- King, M., Coleman, R. und Morgan, P. (2000a). *Treatment of horizontal and vertical tidal signals in GPS data: A case study on a floating ice shelf*. Earth, Planets and Space, 52(11):1043–1047.
- King, M., Coleman, R. und Nguyen, L. N. (2003). *Spurious periodic horizontal signals in sub-daily GPS position estimates*. Journal of Geodesy, 77:15–21. doi:10.1007/s0090-002-0308-z.
- King, M., Nguyen, L. N., Coleman, R. und Morgan, P. (2000b). *Strategies for High Precision Processing of GPS Measurements with Application to the Amery Ice Shelf, East Antarctica*. GPS Solutions, 4(1):2–12.
- Kingsley, S. und Quegan, S. (1992). *Understanding Radar Systems*. McGraw-Hill, London.
- Koch, K.-R. (1997). *Parameterschätzung und Hypothesentests in linearen Modellen*. Ferd. Dümmler Verlag, Bonn.
- Korth, W., Perl, J. und Dietrich, R. (2000). *Ergebnisse geodätisch-glaziologischer Feldarbeiten während der Expedition 1998 in der Region der Schirmacheroase*. In Dietrich, R., Hrsg., Deutsche Beiträge zu GPS-Kampagnen des Scientific Committee on Antarctic Research (SCAR) 1995 – 1998, DGK Reihe B, Heft 310, S. 219–227. München.
- Kwok, R. (1998). *Implications of Ice Motion Over Lake Vostok*. In Bell, R. E. und Karl, D. M., Hrsg., Lake Vostok Workshop. Washington 1998.

- Kwok, R. und Fahnestock, M. A. (1996). *Ice Sheet Motion and Topography from Radar Interferometry*. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 34(1):189–200.
- Kwok, R., Siegert, M. J. und Carsey, F. D. (2000). *Ice motion over Lake Vostok, Antarctica: constraints on inferences regarding the accreted ice*. Journal of Glaciology, 46(155):689–694.
- Lambeck, K. (1988). *Geophysical Geodesy*. Clarendon Press, Oxford.
- Le Provost, C., Genco, M. L., Lyard, F., Vincent, P. und Canceil, P. (1994). *Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model*. Journal of Geophysical Research, 99(C12):24777–24797.
- Lederer, M. und Zeman, A. (2000). *Modelling of gravitational effects due to nonstandard atmospheric conditions*. Bulletin d'Informations Marees Terrestres, 133:10473–10482.
- Lefèvre, F., Le Provost, C., Lyard, F. H. und Schrama, E. J. O. (2000). *FES98 and FES99: Two New Versions of the FES' Global Tide Finite Element Solutions independent of altimetry*. In Joint TOPEX/POSEIDON and Jason-1 Science Working Team Meeting.
- Legrésy, B., Wendt, A., Tabacco, I., Rémy, F. und Dietrich, R. (2004). *Influence of tides and tidal current on Mertz Glacier, Antarctica*. Journal of Glaciology. in Druck.
- Lemoine, F., Smith, D., Kunz, L., Smith, R., Pavlis, E., Pavlis, N., Klosko, S., Chinn, D., Torrence, M., Williamson, R., Cox, C., Rachlin, K., Wang, Y., Kenyon, S., Salmen, R. und Trimmer, R. (1996). *The development of the NASA GSFC and NIMA joint geopotential model*. In Proc. of the Int. Symp. on Gravity, Geoid and Marine Geodesy (GRAGEOMAR 1996), Tokyo, Sep. 30 – Oct. 5. 1996.
- Liebert, J. (1966). *Methodik und Ergebnisse astronomisch-geodätischer Ortsbestimmungen in Antarktika*. Geodätische und Geophysikalische Veröffentlichungen, Reihe I(2):48–50.
- Liebert, J. (1973). *Astronomische Ortsbestimmung in den Antarktisstationen Wostok und Mirny*. Vermessungstechnik, 21(10):381–382.
- Liebert, J. und Leonhardt, G. (1973). *Astronomic observations for determining ice movement in the Vostok Station area*. Sov. Antarct. Exped. Inf. Bull., 88:68–70.
- Liebert, J. und Leonhardt, G. (1974). *Astronomisch-geodätische Arbeiten der DDR-Teilnehmergruppe während der 17. sowjetischen Antarktisekspedition (Saison 1971/72)*. Geodätische und Geophysikalische Veröffentlichungen, Reihe III(34).
- Lindner, K. und Wirth, H. (1968). *Bericht der DDR-Teilnehmergruppe an der 10. Sowjetischen Antarktisekspedition Überwinterung 1965*. Geodätische und Geophysikalische Veröffentlichungen, Reihe III(7):31–66.
- Liu, H., Jezek, K. C. und Li, B. (1999). *Development of an Antarctic digital elevation model by integrating cartographic and remotely sensed data: A geographic information system based approach*. Journal of Geophysical Research, 104(B10):23,199–23,213.
- Lytche, M. B., Vaughan, D. G. und the BEDMAP Consortium (2001). *BEDMAP: A new ice thickness and subglacial topographic model of Antarctica*. Journal of Geophysical Research, 106(B6):11,335–11,351.

- MacAyeal, D. R. (1984). *Numerical Simulations of the Ross Sea Tides*. Journal of Geophysical Research, 89(C1):607–615.
- Masolov, V. N., Lukin, V. V., Sheremetiev, A. N. und Popov, S. V. (2001). *Geophysical Investigations of the Subglacial Lake Vostok in Eastern Antarctica*. Doklady Earth Sciences, 379A(6):734–738.
- Massonnet, D. und Feigl, K. (1998). *Radar interferometry and its application to changes in the earth's surface*. Reviews of Geophysics, 36(4):441–500.
- Mathews, P. M., Dehant, V. und Gipson, J. M. (1997). *Tidal station displacements*. Journal of Geophysical Research, 102(B9):20,469–20,477.
- Mayer, C. (1996). *Numerische Modellierung der Übergangszone zwischen Eisschild und Schelfeis*. Berichte zur Polarforschung 214, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven.
- Mayer, C. und Siegert, M. J. (2000). *Numerical modelling of ice-sheet dynamics across the Vostok subglacial lake, central East Antarctica*. Journal of Glaciology, 46(153):197–205.
- McCarthy, D. D. und Petit, G. (2003). *IERS Conventions 2003*. Technical report, IERS Technical Note 32. <http://maia.usno.navy.mil/conv2003.html>, Letzter Zugriff: 05.11.2003.
- Meier, S. und Keller, W. (1990). *Geostatistik*. Akademie-Verlag, Berlin. (ebenfalls Springer-Verlag, Wien–New York 1990).
- Melchior, P. (1983). *The Tides of the Planet Earth*. Pergamon Press, Oxford–New York–Toronto.
- Melchior, P. (1995). *High Latitude Tidal Gravity Stations in the Southern Hemisphere*. In Proc. 12th Int. Symposium on Earth Tides, Beijing, August 4–7, 1993, S. 547–562. Science Press, Beijing–New York.
- Melchior, P. und Francis, O. (1996). *Comparison of Recent Ocean Tide Models Using Ground-Based Tidal Gravity Measurements*. Marine Geodesy, 19:291–330.
- Metzig, R., Dietrich, R., Korth, W., Perlt, J., Hartmann, R. und Winzer, W. (2000). *Horizontal ice velocity estimation and grounding zone detection in the surroundings of Schirmacherose, Antarctica, using SAR interferometry*. Polarforschung, 67(1/2):7–14.
- NASA (2003). ICESat: Ice, Cloud, and land Elevation Satellite. <http://icesat.gsfc.nasa.gov/>, Letzter Zugriff: 26.04.2003.
- Nawa, K., Suda, N., Aoki, S., Shibuya, K., Sato, T. und Fukao, Y. (2003). *Sea level variation in seismic normal mode band observed with on-ice GPS and on-land SG at Syowa Station, Antarctica*. Geophysical Research Letters, 30(7):1402. doi:10.1029/2003GL016919.
- NCEP (2002). NCEP/NCAR Reanalysis Project: Observation-Count Plots. http://wesley.wvb.noaa.gov/cgi-bin/pdisp_m_obsCnt.sh, Letzter Zugriff: 08.04.2003.
- Neumeyer, J. (1995). *Frequency Dependent Atmospheric Pressure Correction on Gravity Variations by Means of Cross Spectral Analysis*. Bulletin d'Informations Marees Terrestres, 122:9212–9220.
- Niell, A. E. (2000). *Improved atmospheric mapping functions for VLBI and GPS*. Earth Planets Space, 52:699–702.

- Niemeier, W. (2002). *Ausgleichsrechnung*. Walter de Gruyter, Berlin–New York.
- NSIDC (2001). Antarctic Ice Velocity Data Archive. <http://nsidc.org/data/velmap/>, Letzter Zugriff: 16.01.2003.
- Oswald, G. K. A. und Robin, G. de Q. (1973). *Lakes Beneath the Antarctic Ice Sheet*. Nature, 245:251–254.
- Padman, L., Fricker, H. A., Coleman, R., Howard, S. und Erofeeva, L. (2002). *A new tide model for the Antarctic ice shelves and seas*. Annals of Glaciology, 34:247–254.
- Paterson, W. (1994). *The physics of glaciers*. Pergamon Press, New York.
- Petit, J. R., Basile, I., Leruyet, A., Raynaud, D., Lorius, C., Jouzel, J., Stiévenard, M., Lipenkov, V. Y., Barkov, N. I., Krudryashov, B. B., Davis, M., Saltzman, E. und Kotlyakov, V. (1997). *Four climate cycles in Vostok ice core*. Nature, 387:359–360.
- Petit, J. R., Jouzel, J., Raynaud, D., Barkov, N. I., Barnola, J.-M., Basile, I., Bender, M., Chappelaz, J., Davis, M., Delaygue, G., Delmotte, M., Kotlyakov, V. M., Legrand, M., Lipenkov, V. Y., Lorius, C., Pépin, L., Ritz, C., Saltzman, E. und Stiévenard, M. (1999). *Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica*. Nature, 399:429–436.
- Priscu, J. C., Adams, E. E., Lyons, W. B., Voytek, M. A., Mogk, D. W., Brown, R. L., McKay, C. P., Takacs, C. D., Welch, K. A., Wolf, C. F., Kirshtein, J. D. und Avci, R. (1999). *Geomicrobiology of Subglacial Ice Above Lake Vostok, Antarctica*. Science, 286:2141–2144.
- Pugh, D. (1987). *Tides, Surges and Mean-Sea-Level*. John Wiley & Sons, Chinchester–New York–Brisbane.
- Rabus, B. und Lang, O. (2002). *On the representation of ice-shelf grounding zones in SAR interferograms*. Journal of Glaciology, 48(162):345–356.
- Reeh, N., Madsen, S. N. und Mohr, J. J. (1999). *Combining SAR interferometry and the equation of continuity to estimate the three-dimensional glacier surface-velocity vector*. Journal of Glaciology, 45(151):533–538.
- Rémy, F., Légrésy, B. und Testut, L. (2000). *ERS Altimetry in Antarctica*. In Proceedings of ERS - ENVISAT Symposium, Gothenburg, 16 - 20 October 2000, ESA Publication SP-461.
- Rémy, F., Shaeffer, P. und Légrésy, B. (1999). *Ice flow physical processes derived from ERS-1 high-resolution map of the Antarctica and Greenland ice sheets*. Geophysical Journal International, 139:645–656.
- Ridley, J. K., Cudlip, W. und Laxon, S. W. (1993). *Identification of subglacial lakes using ERS-1 radar altimeter*. Journal of Glaciology, 39(133):625–634.
- Riedel, B. (2002). *Modelle zur Beschreibung des gezeitenbedingten Bewegungsverhaltens von Schelfeisen in der Übergangszone*. Geodätische Schriftenreihe der Technischen Universität Braunschweig, 17.
- Riedel, B., Nixdorf, U., Heinert, M., Eckstaller, A. und Mayer, C. (1999). *The response of the Ekströmisen (Antarctica) grounding zone to tidal forcing*. Annals of Glaciology, 29:239–242.

- Rignot, E. (1996). *Tidal motion, ice velocity and melt rate of Petermann Gletscher, Greenland, measured from radar interferometry*. Journal of Glaciology, 42(142):476–485.
- Rignot, E., Jezek, K. C. und Sohn, H. G. (1995). *Ice Flow Dynamics of the Greenland Ice Sheet from SAR Interferometry*. Geophysical Research Letters, 22(5):575–578.
- Rignot, E., Padman, L., MacAyeal, D. R. und Schmeltz, M. (2000). *Observation of ocean tides below the Filchner and Ronne Ice Shelves, Antarctica, using synthetic aperture radar interferometry: Comparison with tide model prediction*. Journal of Geophysical Research, 105(C8):19,615–19,630.
- Rignot, E. J. (1998). *Fast Recession of a West Antarctic Glacier*. Science, 281:549–551.
- Robertson, R., Padman, L. und Egbert, G. D. (1998). *Tides in the Weddell Sea*. Antarctic Research Series, Ocean, Ice, and Atmosphere: Interactions at the Antarctic continental margin, 75:341–369.
- Robin, G. de Q., Drewry, D. J. und Meldrum, D. T. (1977). *International Studies of Ice Sheet and Bedrock*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Ser. B, 279(963):185–196.
- Robin, G. de Q., Swithinbank, C. W. M. und Smith, B. M. E. (1970). *Radio echo exploration of the Antarctic ice sheet*. In International Symposium on Antarctic Glaciological Exploration (ISAGE), Hanover, USA, 1968, Band 86, S. 97–115. International Association of Scientific Hydrology.
- Robinson, R. V. (1960). *Experiment in visual orientation during flights in the Antarctic*. Bulletin of the Soviet Antarctic Expeditions, 18:28–29.
- Salamatin, A. N., Vostretsov, R. N., Petit, J. R., Lipenkov, V. Y. und Barkov, N. I. (1998). *Geophysical and paleoclimatic implications of the stacked temperature profile from the deep borehole at Vostok Station (Antarctica)*. Materialy Glyatsiologicheskikh issledovaniy, 85:233–240.
- SALE (2001). SCAR Group of Specialists *Subglacial Antarctic Lake Exploration* Homepage. <http://salegos-scar.montana.edu/>, Letzter Zugriff: 08.03.2003.
- Santerre, R. (1991). *Impact of GPS satellite sky distribution*. manuscripta geodaetica, 16:28–53.
- Sato, T. u.a. (1995). *One year observations with a superconducting gravimeter at Syowa Station, Antarctica*. Journal of the Geodetic Society of Japan, 41(1):75–89.
- Scharroo, R. (2000). Persönliche Mitteilung.
- Scharroo, R., Visser, P. N. A. M. und Mets, G. J. (1998). *Precise orbit determination and gravity field improvement for the ERS satellites*. Journal of Geophysical Research, 103(C4):8113–8127.
- Scheibe, R. (2003). Geophysik GGD Leipzig. Persönliche Mitteilung.
- Scheinert, M., Dietrich, R. und Schneider, W. (1998). *One Year of Gravimetric Earth Tide Observations in Kangerlussuaq / West Greenland*. In Ducarme, B. und Paquet, P., Hrsg., Proc. 13th International Symposium on Earth Tides, Brussels, July 22–25, 1997, S. 201–208.
- Schmeltz, M., Rignot, E. und MacAyeal, D. (2002). *Tidal flexure along ice-sheet margins: comparison of InSAR with an elastic-plate model*. Annals of Glaciology, 34:202–208.
- Schneider, M. M. (1970). *Methodische Fragen und Erfahrungen bei Erdzeitenmessungen an der sowjetischen Überwinterungsstation Wostok in der zentralen Antarktis*. Marées Terrestre, Bull. Inform., 59:2853–2868.

- Schneider, M. M. (1971a). *Bericht über die Überwinterung an der Station Vostok während der 14. Sowjetischen Antarktisekspedition 1968–1970*. Geodätische und Geophysikalische Veröffentlichungen, Reihe III(23).
- Schneider, M. M. (1971b). *Erste Beobachtungen der Schwerezeiten in der zentralen Antarktis*. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 80(6):491–496.
- Schneider, M. M. und Simon, D. (1974). *Results of the Earth-Tide Observations at the Antarctic Station Vostok, 1969*. In 2nd International Symposium Geodesy and Physics of the Earth, Band 30/1, S. 183–193.
- Schwab, D. J. (1977). *Internal free oscillations in Lake Ontario*. Limnology and Oceanography, 22(4):700–708.
- Seeber, G. (1993). *Satellite Geodesy*. Walter de Gruyter, Berlin–New York.
- Shibuya, K. und Ogawa, F. (1993). *Observation and Analysis of the Tidal Gravity Variations at Asuka Station Located on the Antarctic Ice Sheet*. Journal of Geophysical Research, 98(B4):6,677–6,688.
- Shoemaker, E. M. (1991). *On the formation of large subglacial lakes*. Canadian Journal of Earth Sciences, 28:1975–1981.
- Shum, C. K., Woodworth, P. L., Andersen, O. B., Egbert, G. D., Francis, O., King, C., Klosko, S. M., Le Provost, C., Li, X., Molines, J. M., Parke, M. E., Ray, R. D., Schlax, M. G., Stammer, D., Tierney, C. C., Vincent, P. und Wunsch, C. I. (1997). *Accuracy assessment of recent ocean tide models*. Journal of Geophysical Research, 102(C11):25,173–25,194.
- Siegert, M. J. (2000). *Antarctic subglacial lakes*. Earth-Science Reviews, 50(1-2):29–50.
- Siegert, M. J. und Bamber, J. L. (2000). *Subglacial water at the heads of Antarctic ice-stream tributaries*. Journal of Glaciology, 46(155):702–703.
- Siegert, M. J., Dowdeswell, J. A., Gorman, M. R. und McIntyre, N. F. (1996). *An inventory of Antarctic sub-glacial lakes*. Antarctic Science, 8(3):281–286.
- Siegert, M. J., Ellis-Evans, J. C., Tranter, M., Mayer, C., Petit, J.-R., Salamatin, A. und Priscu, J. C. (2001). *Physical, chemical and biological processes in Lake Vostok and other Antarctic subglacial lakes*. Nature, 414:603–609.
- Siegert, M. J. und Kwok, R. (2000). *Ice-sheet radar layering and the development of preferred crystal orientation fabrics between Lake Vostok and Ridge B, central East Antarctica*. Earth and Planetary Science Letters, 179:227–235.
- Siegert, M. J., Kwok, R., Mayer, C. und Hubbard, B. (2000). *Water exchange between the subglacial Lake Vostok and the overlying ice sheet*. Nature, 403:643–646.
- Siegert, M. J. und Ridley, J. K. (1998). *An analysis of the ice-sheet surface and subsurface topography above the Vostok Station subglacial lake, central East Antarctica*. Journal of Geophysical Research, 103(B5):10,195–10,207.
- Slichter, L. B., Hager, C. L., Tamburro, M. B. und O'Connell, R. V. (1969). *The Long-Period Earth Tide at South Pole*. Antarctic Journal of the United States, 5:214.

- Smith, A. M. (1991). *The use of tiltmeters to study the dynamics of Antarctic ice shelf grounding lines*. *Journal of Glaciology*, 37(125):51–58.
- Smith, A. M. (1996). *Ice shelf basal melting at the grounding line, measured from seismic observations*. *Journal of Geophysical Research*, 101(C10):22,749–22,755.
- Smithson, M. J., Robinson, A. V. und Flather, R. A. (1996). *Ocean tides under the Filchner-Ronne Ice Shelf, Antarctica*. *Annals of Glaciology*, 23:217–225.
- Souchez, R., Petit, J. R., Tison, J.-L., Jouzel, J. und Verbeke, V. (2000). *Ice formation in subglacial Lake Vostok, Central Antarctica*. *Earth and Planetary Science Letters*, 181:529–538.
- Studinger, M., Bell, R. E., Karner, G. D., Tikku, A. A., Holt, J. W., Morse, D. L., Richter, T. G., Kempf, S. D., Peters, M. E., Blankenship, D. D., Sweeney, R. E. und Rystrom, V. L. (2003). *Ice cover, landscape setting, and geological framework of Lake Vostok, East Antarctica*. *Earth and Planetary Science Letters*, 205(3-4):195–210.
- Tabacco, I. E., Bianchi, C., Zirizzotti, A., Zuccheretti, E., Forieri, A. und Vedova, A. D. (2002). *Airborne radar survey above Vostok region, east-central Antarctica: ice thickness and Lake Vostok geometry*. *Journal of Glaciology*, 48(160):62–69.
- Teunissen, P. J. G. und Kleusberg, A., Hrsg. (1998). *GPS for Geodesy*. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Thiel, E., Crary, A. P., Haubrich, R. A. und Behrendt, J. C. (1960). *Gravimetric Determination of Ocean Tide, Weddell and Ross Seas Antarctica*. *Journal of Geophysical Research*, 65(2):629–635.
- Thomas, R. H. (1979). *Ice Shelves: A Review*. *Journal of Glaciology*, 24(90):273–286.
- Torge, W. (1989). *Gravimetry*. Walter de Gruyter, Berlin–New York.
- Torge, W. (1991). *Geodesy*. Walter de Gruyter, Berlin–New York.
- Torge, W. (2003). *Geodäsie*. Walter de Gruyter, Berlin–New York.
- Van der Veen, C. J. (1999). *Fundamentals of Glacier Dynamics*. A. A. Balkema, Rotterdam–Brookfield.
- Van der Veen, C. J. und Oerlemans, H. (1987). *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*. Reidel, Dordrecht.
- Vaughan, D. G. (1994). *Investigating tidal flexure on an ice shelf using kinematic GPS*. *Annals of Glaciology*, 20:372–376.
- Vaughan, D. G. (1995). *Tidal flexure at ice shelf margins*. *Journal of Geophysical Research*, 100(B4):6213–6224.
- Wahr, J. M. (1981). *Body tides on an elliptical, rotating, elastic and oceanless Earth*. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 64:677–703.
- Wang, R. (1997). *Tidal Response of the Solid Earth*. In Wilhelm, H., Zürn, W. und Wenzel, H.-G., Hrsg., *Tidal Phenomena*, S. 27–57. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Warburton, R. J. und Goodkind, J. M. (1977). *The influence of barometric-pressure variations on gravity*. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 48:281–292.

- Wendt, J. (2002). Geodätische Feldarbeiten im südlichen Bereich des Lake Vostok, Antarktika, während der Sommersaison 2001/2002. Interner Bericht des Instituts für Planetare Geodäsie, TU Dresden.
- Wenzel, H. (1996). *The Nanogal Software: Earth Tide Processing Package ETERNA 3.30*. Bull. d'Informations Mares Terrestres, 124:9425–9439.
- Wenzel, H.-G. (1997a). *Analysis of Earth Tides Observations*. In Wilhelm, H., Zürn, W. und Wenzel, H.-G., Hrsg., Tidal Phenomena, S. 59–75. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Wenzel, H.-G. (1997b). *Tide-Generating Potential for the Earth*. In Wilhelm, H., Zürn, W. und Wenzel, H.-G., Hrsg., Tidal Phenomena, S. 9–26. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Wilhelm, H. und Zürn, W. (1984). *Tidal forcing field*. In Geophysics of the Solid Earth, the Moon and the Planets, Landolt-Börnstein, New Series, Group V: Geophysics and Space Research, Volume 2, Subvolume a. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Williams, J. M. (2001). *Application of a three-dimensional numerical model to Lake Vostok: An Antarctic subglacial lake*. Geophysical Research Letters, 28(3):531–534.
- Williams, R. T. und Robinson, E. S. (1980). *The Ocean Tide in the Southern Ross Sea*. Journal of Geophysical Research, 85(C11):6689–6696.
- Wüest, A. und Carmack, E. (2000). *A priori estimates of mixing and circulation in the hard-to-reach water body of Lake Vostok*. Ocean Modelling, 2:29–43.
- Zürn, W. (1997). *The Nearly-Diurnal Free-Wobble Resonance*. In Wilhelm, H., Zürn, W. und Wenzel, H.-G., Hrsg., Tidal Phenomena, S. 95–109. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Zürn, W., Rydelek, P. A., Knopoff, L. und Smythe, W. D. (1995). *Gravity Studies at the South Pole*. In Proc. 12th Int. Symposium on Earth Tides, Beijing, August 4–7, 1993, S. 539–545. Science Press, Beijing–New York.
- Zürn, W. und Wilhelm, H. (1984). *Tides of the solid earth*. In Geophysics of the Solid Earth, the Moon and the Planets, Landolt-Börnstein, New Series, Group V: Geophysics and Space Research, Volume 2, Subvolume a. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York.
- Zwally, H. J., Schutz, B., Abdalati, W., Abshire, J., Bentley, C., Brenner, A., Bufton, J., Dezio, J., Hancock, D. und Harding, D. (2002). *ICESat's laser measurements of polar ice, atmosphere, ocean, and land*. Journal of Geodynamics, 364(3-4):405–445.