

Validierung von Bodenradar-Messungen der Eis- und Schneedicke auf ein- und mehrjährigem Meereis in Arktis und **Antarktis**

Diplomarbeit

vorgelegt von cand. geophys.

Dennis Otto



Institut für Geophysik
der Technischen Universität Clausthal

im Juli 2004

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Clausthal, den 27.07.04

Unterschrift

Meinen Eltern

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	7
2.1	Elektromagnetische Felder	7
2.1.1	Die MAXWELL-Gleichungen	7
2.1.2	Telegraphen- und Helmholtzgleichungen	11
2.2	Bodenradar	17
2.2.1	Verhalten der Radarwelle an einer Grenzfläche	19
2.2.2	Grundlagen der Bodenradarmessungen	21
2.3	Elektromagnetische Induktion	24
2.3.1	Grundlagen der EM-Eisdickenmessungen	26
3	Datenbasis	29
3.1	Messungen in der Arktis	29
3.2	Messungen in der Antarktis	32
4	Datenbearbeitung	37
4.1	Bearbeitung der Radardaten	37
4.2	Bearbeitung der EM31-Daten	45
5	Ergebnisse	47
5.1	Bestimmung der EM-Geschwindigkeit im Schnee	47
5.1.1	CMP-Messung	47
5.1.2	In-situ-Messung der Dielektrizitätskonstante(DK)	49

5.1.3	Vergleich der Geschwindigkeitsbestimmungen	52
5.2	Anwendbarkeit des Radarverfahrens	53
5.2.1	Physikalische Eigenschaften von ein- und mehrjährigem Meereis	53
5.2.2	Bodenradarmessungen auf ein- und mehrjährigem Meereis	59
5.2.3	Bodenradarmessungen mit verschiedenen Signalfrequenzen	63
5.2.4	Ergebnisse aus Modellierung mit der Methode der Finiten Differenzen (FD-Methode)	67
5.3	Ergebnisse der Schnee- und Eisdickenmessungen	70
5.3.1	Vergleich mit Bohrungen und EM-Induktionsmessungen . .	72
5.3.2	Schneedickenmessungen in der Antarktis	84
6	Schlussfolgerungen und Ausblick	91
	Literaturverzeichnis	95
A	Die Finite-Differenzen-Methode	99
B	Prozessingresultate der Radarprofile	102
C	Schneedickenverteilungen	109

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, die Anwendbarkeit des Radarverfahrens zur Bestimmung der Dicke ein- und mehrjährigen Meereises unter winterlichen Bedingungen zu untersuchen. Dazu wurden 100-200 m lange Profile auf unterschiedlichsten Eisschollen in der Arktis und Antarktis mit verschiedenen Frequenzen vermessen und mit elektromagnetischen Induktionsmessungen und Eisdickenbohrungen verglichen. Die Radardaten wurden mit angepassten Standardmethoden prozessiert.

Die Dicke einjährigen Meereises konnte nicht bestimmt werden, da die Leitfähigkeit einjährigen Meereises, wie an entsprechenden Eiskernen bestimmt wurde, zu hoch und damit die Dämpfung der Radarwellen zu stark ist. Die Dicke mehrjährigen Meereises, welches eine weitaus geringere Leitfähigkeit besitzt, konnte jedoch mit Antennen der Frequenzen 500 und 800 MHz sehr gut bestimmt werden. Die so ermittelte mittlere Eisdicke stimmte über ein Profil betrachtet bis auf ± 10 cm mit der mittleren erbohrten Eisdicke überein und lag damit innerhalb der Genauigkeit der elektromagnetischen Induktionsmessungen, welche allerdings die Eisdicke jeweils leicht unterschätzt haben. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Radarwellen im Meereis wurde aus Temperatur- und Salzgehaltsprofilen von entsprechenden Eiskernen ermittelt, sie variierte nur wenig zwischen 0.154 und 0.158 m/ns.

Zusätzlich konnte die Schneedicke auf Meereis mit der 800-MHz-Antenne bestimmt werden, sobald eine minimale Schneebedeckung von ungefähr 7 cm, was in etwa einem Viertel der Wellenlänge entspricht, vorlag. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Radarwellen im Schnee wurde durch eine CMP-Messung zu 0.218 m/ns bestimmt. Aus unabhängigen Messungen der DK im Schnee wurden davon leicht abweichende Geschwindigkeiten zwischen 0.219 und 0.240 m/ns berechnet. Die mit diesen Geschwindigkeiten über ein Profil berechnete mittlere Schneedicke wich bei allen 6 Profilen in der Antarktis um maximal 3 cm von der mittleren direkt gemessenen Schneedicke ab, in der Arktis betrug die Abweichung maximal 7 cm.

Kapitel 1

Einleitung

Meereis, also der Teil der Kryosphäre der Erde, der durch Gefrieren des Meerwassers an der Oberfläche der Ozeane vor allem in den Polargebieten entsteht, ist eine wichtige Komponente im globalen Klimasystem. Durch seine höhere Albedo gegenüber Meerwasser wird in meereisbedeckten Gebieten mehr Strahlung in die Atmosphäre reflektiert. Es wirkt zusätzlich als isolierende Schicht, die sämtliche Austauschprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre beeinflusst bzw. unterbindet. Die Schneebedeckung auf dem Meereis verstärkt diese Prozesse nochmals. Durch Gefrieren und Schmelzen leistet das Meereis einen wichtigen Beitrag zur thermohalinen Zirkulation der Weltmeere. Neben der Ausdehnung, die seit ca. 30 Jahren mittels Satelliten-Fernerkundung relativ gut bestimmt werden kann, ist die Dicke des Meereises ein weiterer wichtiger Parameter.

Möglichkeiten zur Bestimmung der Dicke des Meereises bieten sich durch Unterwasser-Sonarmessungen des Eistiefgangs (Upward Looking Sonar, ULS), durch Laseraltimetermessungen des Eisfreibords (d.h. Eis- und Schneehöhe über der Wasseroberfläche), durch elektromagnetisch-induktive Verfahren, welche den großen Leitfähigkeitskontrast zwischen Meereis und Meerwasser ausnutzen, sowie durch sehr zeitaufwändige Bohrungen. Aufgrund der ebenfalls großen dielektrischen Unterschiede zwischen Meereis und Meerwasser bietet sich hier jedoch ebenfalls der Einsatz des Bodenradars an.

Beim Bodenradar (*Ground Penetrating Radar (GPR)*) handelt es sich um ein

zerstörungsfreies geophysikalisches Verfahren, welches die Ausbreitung hochfrequenter elektromagnetischer Wellen und sämtlicher damit verbundener Phänomene benützt. Durch die hohen Frequenzen von typischerweise 100 MHz bis 1 GHz und der damit verbundenen hohen Ausbreitungsgeschwindigkeiten und kurzen Wellenlängen im Untergrund stellt es die wohl höchstauflösende geophysikalische Messmethode dar. Anwendung findet das Bodenradar vor allem in der Erkundung von Salzlagerstätten (z.B. Görisch, 1994), der Kartierung des Grundwasserspiegels (z.B. Cardimona et al., 1998) sowie der Erkundung der mächtigen Eisschilde in den Polargebieten (z.B. Eisen, 2003). All diesen Anwendungsgebieten gemeinsam ist die extrem geringe elektrische Leitfähigkeit des Untergrundes und die damit verbundene nahezu ungedämpfte Ausbreitung der Radarwellen, welche dann an dielektrischen Diskontinuitäten reflektiert und wieder registriert werden.

Hinderlich bei der Bestimmung der Meereisdicke mit dem Bodenradar ist die nicht immer vernachlässigbar geringe Leitfähigkeit des Meereises und die damit verbundene starke Dämpfung der Radarwellen. Insbesondere junges, einjähriges Meereis zeichnet sich durch eine signifikante Leitfähigkeit aus. Weitere Unterschiede liegen in jahreszeitlichen Schwankungen zwischen Sommer und Winter. Versuche, die Dicke mehrjährigen arktischen Meereises zu bestimmen, wurden schon von Kovacs und Morey (1986) mit unterschiedlichem Erfolg durchgeführt.

Im Zuge dieser Diplomarbeit werden Durchführung, Auswertung und Ergebnisse von Bodenradarmessungen zur Bestimmung der Dicke ein- und mehrjährigen winterlichen Meereises in Arktis und Antarktis vorgestellt und mit Ergebnissen aus elektromagnetisch-induktiven Messungen mit einem EM31 und direkten Eisdickenbohrungen verglichen. Ziel ist es, zu untersuchen, ob das Bodenradar ein vergleichbares oder gar besseres Verfahren darstellt als das bisher verwendete EM31 bzw. die sehr genauen, aber auch sehr zeitaufwändigen Eisdickenbohrungen. Quasi als Nebenprodukt wird zusätzlich die Mächtigkeit der Schneebedeckung auf Meereis bestimmt.

Dazu werden in Kapitel 2 zunächst die physikalischen Grundlagen des Bodenradars und der elektromagnetisch-induktiven Verfahren behandelt. Sie gehen

als Grenzfälle aus der Betrachtung der Telegraphen- oder Helmholtz-Gleichungen hervor, die wiederum aus den grundlegenden Gleichungen der Elektromagnetik, den MAXWELL-Gleichungen, abgeleitet werden können. Weiterhin werden die Grundlagen der jeweiligen Mess- und Auswerteverfahren vorgestellt und erläutert.

In Kapitel 3 wird auf die Datenakquisition in der Arktis und Antarktis während der jeweiligen Expeditionen eingegangen.

Kapitel 4 beschreibt die Datenbearbeitung. Das Prozessing der Radardaten hatte dabei primär zum Ziel, die in den Radargrammen vorhandenen Reflexionen besser hervorzuheben. Dazu zählt auch die Eliminierung der direkten Luftwelle, die teilweise die Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze überlagert. Dabei wurden Verfahren angewendet, wie sie schon seit Jahren erfolgreich in der Seismik eingesetzt werden.

Kapitel 5 schließlich liefert den Vergleich der Ergebnisse des Bodenradars mit den direkten Schnee- und Eisdickenmessungen sowie den Ergebnissen des EM31. Zunächst werden grundlegende Untersuchungen über die Anwendbarkeit des Bodenradarverfahrens auf ein- und mehrjährigem Meereis unter dem Aspekt der unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften der jeweiligen Eistypen durchgeführt. Danach werden die jeweiligen Verfahren anhand ihrer Dickenverteilungen entlang eines Profils quantitativ miteinander verglichen. Eine besondere Bedeutung erhält dabei die Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Radarwellen in Schnee und Meereis.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Elektromagnetische Felder

Die folgenden Ausführungen sind, soweit nicht anders angegeben, Ward und Hohmann (1987) entnommen.

2.1.1 Die MAXWELL-Gleichungen

Grundlage der Beschreibung elektromagnetischer Felder sind die MAXWELLSchen Gleichungen. Sie lauten in differentieller Form:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_L \quad (\text{Ampère'sche Regel}) \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Lenz'sche Regel}) \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{keine Existenz von Monopolen}) \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = q \quad (\text{Gauss'scher Satz}) \quad (2.4)$$

Hierbei sind \vec{H} die magnetische Feldstärke, \vec{D} die dielektrische Verschiebung, \vec{j}_L die elektrische Leitungsstromdichte, \vec{E} die elektrische Feldstärke, \vec{B} die magnetische Flussdichte und q die Raumladungsdichte.

Gl. 2.1 stellt den Zusammenhang her zwischen den Wirbeln des Magnetfeldes \vec{H} und der Gesamtstromdichte \vec{j} , die sich aus dielektrischer Verschiebung

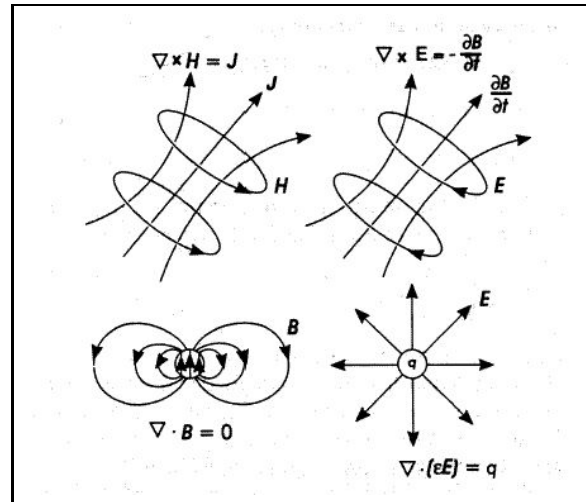


Abbildung 2.1: Anschauliche Bedeutung der MAXWELL-Gleichungen, aus: Maurer, 2004.

\vec{D} und Leitungsstromdichte \vec{j}_L zusammensetzt. Gl. 2.2 ist das Faradaysche Induktionsgesetz, das die Wirbel des elektrischen Feldes als zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte beschreibt. Das Fehlen magnetischer Monopole wird durch Gl. 2.3 und die Wirkung elektrischer Ladungen durch Gl. 2.4 beschrieben.

Weiterhin von Bedeutung sind die sogenannten Materialgleichungen. Sie lauten:

$$\vec{D} = \underline{\underline{\epsilon_r}} \epsilon_0 \vec{E} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \underline{\underline{\mu_r}} \mu_0 \vec{H} \quad (2.6)$$

$$\vec{j} = \underline{\underline{\sigma}} \vec{E} \quad (2.7)$$

Im allgemeinen sind die Größen $\underline{\underline{\epsilon_r}}$, $\underline{\underline{\mu_r}}$ und $\underline{\underline{\sigma}}$ Tensoren. Sie vereinfachen sich jedoch für homogene und isotrope Medien zu Skalaren. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden nur noch solche Medien betrachtet.

In den Materialgleichungen ist ϵ_r die relative Dielektrizitätszahl, sie beschreibt die Polarisierbarkeit eines Mediums. μ_r ist die relative magnetische Permeabilität, sie beschreibt die Magnetisierbarkeit eines Materials und beträgt für nicht-magnetisierbare Materialien 1. ϵ_0 und μ_0 sind materialunabhängige Naturkonstanten. Hierbei ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, sie besitzt einen Wert von

$8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$, die magnetische Feldkonstante μ_0 beträgt $1.26 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$. σ ist die elektrische Leitfähigkeit, die durch die Leitung freier Ladungsträger entsteht. Gl. 2.7 wird auch das Ohmsche Gesetz genannt.

Häufig werden nur die Größen Dielektrizitätszahl ϵ sowie magnetische Permeabilität μ benutzt. Sie sind über ihre Referenzwerte im Vakuum definiert:

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad \text{und} \quad \mu = \mu_r \mu_0.$$

Damit lassen sich die Materialgleichungen wie folgt ausdrücken:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.8)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.9)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (2.10)$$

Verschiebungs- und Leitungsströme

Das Ohmsche Gesetz 2.7 und die Materialgleichung 2.5 beschreiben zwei Effekte, die auftreten, sobald man ein elektrisches Feld an ein Medium anlegt: Verschiebungs- und Leitungsstrom.

Verschiebungsstrom beruht auf der Polarisierbarkeit eines Mediums. Diese wird hervorgerufen durch Ladungen, die sich nicht frei bewegen können (z.B. kerngebundene Elektronen). Somit kann kein Ladungsaustausch stattfinden. Stattdessen erfolgt eine Ladungstrennung, die durch die elektrische Verschiebung beschrieben wird. Die zeitliche Änderung dieser Verschiebung ist die Verschiebungsstromdichte.

Leitungsstrom wird hervorgerufen durch frei bewegliche Ladungsträger (z.B. Ionen in wässrigen Lösungen, Elektronen in einem Kupferdraht), die sich unter dem Einfluss einer äußeren Kraft (z.B. elektrisches oder magnetisches Feld) bewegen und somit einen Stromfluss erzeugen.

Beide Effekte sind frequenzabhängig. Je nach Frequenz des angelegten Feldes überwiegt entweder der eine oder andere Effekt. Das Verhältnis zwischen Leitungsstromdichte und Verschiebungsstromdichte wird als Verlustwinkel $\tan \delta$

bezeichnet:

$$\tan \delta = \left| \frac{\sigma \vec{E}}{\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}} \right| \quad (2.11)$$

Unter der Annahme einer harmonischen Anregung $\vec{E} \sim e^{i\omega t}$ mit der Kreisfrequenz ω ergibt sich der Verlustwinkel zu

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\epsilon_r \epsilon_0 \omega} = \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \quad (2.12)$$

Der Gütefaktor Q ist der Kehrwert des Verlustwinkels und beschreibt physikalisch das Verhältnis zwischen der Verschiebungsstromdichte und der Leitungsstromdichte.

$$Q = \frac{1}{\tan \delta} = \frac{\epsilon \omega}{\sigma} \quad (2.13)$$

Komplexe Leitfähigkeit und Dielektrizitätszahl

Damit Leitungs- und Verschiebungsmechanismus in den MAXWELL-Gleichungen berücksichtigt werden können, müssen die Leitfähigkeit und die Dielektrizitätszahl als komplexe Größen angenommen werden. Sie können direkt aus den MAXWELL-Gleichungen hergeleitet werden, ausgehend von der Gleichung (2.1):

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_L = \vec{j} \quad (2.14)$$

Sie besagt, dass sich die Gesamtstromdichte \vec{j} aus der Verschiebungsstromdichte \vec{j}_V und der Leitungsstromdichte \vec{j}_L zusammensetzt:

$$\vec{j} = \vec{j}_V + \vec{j}_L = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_L \quad (2.15)$$

Setzt man nun die Materialgleichungen 2.5 und 2.7 auf der rechten Seite ein, so erhält man:

$$\vec{j} = [\sigma + i \cdot \omega \epsilon_r \epsilon_0] \cdot \vec{E} = \sigma^* \cdot \vec{E} \quad (2.16)$$

Dieser Ausdruck ist ähnlich wie das Ohmsche Gesetz aufgebaut, σ^* ist hier die komplexe Leitfähigkeit.

$$\sigma^* = \sigma + i \cdot \omega \epsilon_r \epsilon_0 \quad (2.17)$$

In ähnlicher Weise lässt sich auch die komplexe Dielektrizitätskonstante ϵ^* bestimmen, sie ergibt sich zu:

$$\epsilon^* = \epsilon_r - i \cdot \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (2.18)$$

Die komplexe Leitfähigkeit und die komplexe Dielektrizitätskonstante stehen in folgender Beziehung zueinander:

$$\sigma^* = i\omega\epsilon_0\epsilon^* \quad (2.19)$$

Anschaulich beschreibt die komplexe Leitfähigkeit die elektrischen frequenzabhängigen Eigenschaften eines Mediums. Hierbei beschreibt der Realteil die Eigenschaften bezüglich der Leitungsströme und der Imaginärteil die der Verschiebungsströme.

2.1.2 Telegraphen- und Helmholtzgleichungen

Die Telegraphengleichungen

In Abbildung 2.1 sind die MAXWELL-Gleichungen anschaulich dargestellt. Es besteht offensichtlich ein enger Zusammenhang zwischen der ersten und zweiten MAXWELL-Gleichung. Dieser wird hergestellt, indem zunächst die Rotation auf die Gleichungen 2.1 und 2.2 angewendet wird:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \nabla \times \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) + \nabla \times \vec{j}_L \quad (2.20)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\nabla \times \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (2.21)$$

Unter Einbeziehung der Materialgleichungen 2.8 - 2.10 und der Annahme, dass die Felder \vec{E} und \vec{H} stückweise stetig sind und die erste sowie zweite Ableitung existieren, können diese Gleichungen umgeformt werden zu:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (2.22)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (2.23)$$

Schließlich gelangt man unter Benutzung der Vektoridentität

$$\nabla \times \nabla \times \vec{a} \equiv \nabla \nabla \cdot \vec{a} - \nabla^2 \vec{a} \quad (2.24)$$

und der Tatsache, dass wir uns im ladungsfreien Raum bewegen ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$ und $\nabla \cdot \vec{H} = 0$), zu den Gleichungen:

$$\frac{1}{\mu\epsilon} \nabla^2 \vec{H} = \frac{\sigma}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H} + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H} \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{\mu\epsilon} \nabla^2 \vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} \quad (2.26)$$

Dies sind die sogenannten *Telegraphengleichungen*. Sie beschreiben die gedämpfte Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in homogenen, isotropen und leitenden Medien. Der erste Term auf der rechten Seite wird *Dämpfungsterm* genannt, der zweite Term *Verschiebungsterm*.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser elektromagnetischen Welle ist in diesem Fall gegeben durch

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}. \quad (2.27)$$

Die Helmholtzgleichungen

Die Telegraphengleichungen beschreiben die Ausbreitung gedämpfter elektromagnetischer Wellen. \vec{E} - und \vec{H} -Feld stehen senkrecht aufeinander sowie senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, die durch die Richtung des Wellenvektors \vec{k} gegeben ist. \vec{E} , \vec{H} und \vec{k} bilden ein orthogonales Rechtssystem, es handelt sich um transversale elliptisch polarisierte Wellen. Die folgenden Betrachtungen werden nur noch für das \vec{E} -Feld durchgeführt, sie gelten jedoch analog auch für das \vec{H} -Feld.

Eine ausreichende und physikalisch sinnvolle 1-dimensionale Lösung der Telegraphengleichung ist eine in positiver z-Richtung (ins Erdinnere) fortschreitende ebene Welle:

$$E(z, t) = E_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.28)$$

Einsetzen dieses Lösungsansatzes in Gl. 2.26 bzw. Gl. 2.25 liefert:

$$\nabla^2 \vec{E} = i\mu\sigma\omega \vec{E} - \mu\epsilon\omega^2 \vec{E} \quad (2.29)$$

$$\text{bzw.} \quad \nabla^2 \vec{H} = i\mu\sigma\omega \vec{H} - \mu\epsilon\omega^2 \vec{H}. \quad (2.30)$$

Dies sind die sogenannten *Helmholtzgleichungen*.

Der erste Ausdruck $\mu\sigma\omega$ beschreibt die Dämpfung der elektromagnetischen Welle. Ein Maß hierfür ist die Tiefe, in der die Amplitude einer gedämpften elektromagnetischen Welle auf den $(1/e)$ -ten Teil abgeklungen ist. Diese Tiefe wird als *Skintiefe* bezeichnet und ist definiert als

$$\delta_{skin} = \frac{1}{\sqrt{\mu\sigma\omega/2}}. \quad (2.31)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite beschreibt die ungedämpfte Wellenausbreitung.

Die Helmholtzgleichungen lassen sich in Kurzform auch schreiben als

$$\nabla^2 \vec{E} = -k^2 \vec{E} \quad (2.32)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = -k^2 \vec{H} \quad (2.33)$$

mit

$$k^2 = \mu\epsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega. \quad (2.34)$$

Sofern die Leitfähigkeit nicht vernachlässigbar klein ist, ist die Wellenzahl k also komplex und kann demnach dargestellt werden als

$$k = k_\alpha - ik_\beta \quad (2.35)$$

Einsetzen in Gl. 2.34 und anschließender Koeffizientenvergleich liefert für den Real- und Imaginärteil:

$$k_\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon\omega}\right)^2} + 1 \right)} \quad (2.36)$$

$$k_\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon\omega}\right)^2} - 1 \right)} \quad (2.37)$$

Einsetzen von $k = k_\alpha - ik_\beta$ in Gl. (2.28) liefert die folgende 1-dimensionale Elementarlösung für das elektrische Feld:

$$E(z, t) = E_0 e^{-k_\beta z} e^{i(\omega t + k_\alpha z)} = E_0 e^{i\omega t} e^{ik_\alpha z} e^{-k_\beta z} \quad (2.38)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser elektromagnetischen Welle hängt mit dem Realteil k_α zusammen und ist gegeben durch

$$v = \frac{\omega}{k_\alpha}. \quad (2.39)$$

Sie ist frequenzabhängig und unterliegt im allgemeinen Fall einer Dispersion.

Die Dämpfung wird über den Imaginärteil k_β beschrieben. Dieser wird Dämpfungsfaktor genannt. Die Dämpfung ist ebenfalls frequenzabhängig. Höhere Frequenzen werden stärker gedämpft (Tiefpasswirkung der Erde). Weiterhin ist die Dämpfung auch von der Leitfähigkeit des Untergrunds abhängig. Dies beeinträchtigt den Einsatz des Bodenradars in leitenden Medien.

Anhand der Helmholtzgleichungen können 3 Spezialfälle anschaulich unterschieden werden. Dabei wird die Betrachtung auf das elektrische Feld beschränkt.

- \vec{E} ist stationär, d.h. $\omega = 0$:

Die Helmholtzgleichung reduziert sich zur Laplace-Gleichung:

$$\nabla^2 \vec{E} = 0 \quad (2.40)$$

Hier dominieren Potentialfeldeffekte. Die Laplace-Gleichung ist die Grundgleichung für die Gleichstromgeoelektrik. Für die Betrachtung des Georadars sowie der elektromagnetischen-induktiven Verfahren spielt dieser Effekt jedoch keine Rolle.

- $\omega\epsilon \ll \sigma \iff \frac{\sigma}{\omega\epsilon} \gg 1$:

Die Helmholtzgleichung reduziert sich zur Diffusionsgleichung:

$$\nabla^2 \vec{E} \cong i\mu\sigma\omega\vec{E} \quad (2.41)$$

Diese Gleichung ist einerseits erfüllt für hohe Leitfähigkeiten des Untergrunds sowie andererseits für niedrige Frequenzen. In diesen Fällen überwiegt die ohmsche Leitung über die dielektrische Verschiebung. Diffusionseffekte dominieren, eine Wellenausbreitung findet aufgrund der hohen Dämpfung nicht statt. Die Eindringtiefe wird durch die Skintiefe (Gl. 2.31)

bestimmt. Dieser Fall wird *Leitfähigkeitsfall* genannt und bildet die Grundlage für die elektromagnetisch-induktiven Verfahren.

Für den Gütefaktor Q , der das Verhältnis zwischen Verschiebungsstrom und Leitungsstrom angibt, gilt im Leitfähigkeitsfall $Q \ll 1$.

- $\omega\epsilon \gg \sigma \iff \frac{\sigma}{\omega\epsilon} \ll 1$:

Die Helmholtzgleichung reduziert sich zur allgemeinen Wellengleichung:

$$\frac{1}{\mu\epsilon} \nabla^2 \vec{E} \cong -\omega^2 \vec{E} \quad (2.42)$$

Diese Gleichung ist einerseits erfüllt für geringe Leitfähigkeiten des Untergrunds sowie andererseits für hohe Frequenzen. In diesem Fall spricht man vom *Radarfall*. Wie der Name schon andeutet, ist dies die Grundlage für die Benutzung des Bodenradars. Es dominiert die Wellenausbreitung, die Dämpfung der elektromagnetischen Welle ist vernachlässigbar klein. Je kleiner die Leitfähigkeit des zu durchlaufenden Mediums, desto besser erfüllt das elektrische Feld obige Gleichung. Für Isolatoren ($\sigma = 0$) ist sie exakt erfüllt.

Für den Gütefaktor Q gilt im Radarfall $Q \gg 1$.

Die Grenze zwischen starker und schwacher Dämpfung und damit die Grenze zwischen den Anwendungsbereichen der elektromagnetischen Induktion und des Bodenradars befindet sich bei gleichen Anteilen von Verschiebungs- und Leitungsstrom:

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\omega\epsilon} = \frac{1}{Q} = 1 \quad (2.43)$$

Für die Frequenz ω_g , bei der dieser Übergang stattfindet, gilt also:

$$\omega_g = \frac{\sigma}{\epsilon} \iff f_g = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon} \quad (2.44)$$

Die Grenzfrequenz f_g ist also direkt proportional zur Leitfähigkeit des zu durchlaufenden Mediums. Ein Rechenbeispiel soll die Größenordnung von f_g zeigen: Für $\sigma = 0.01$ S/m und $\epsilon_r = 4$ (repräsentative Werte für Meereis) gilt für $f_g \approx 40$ MHz.

Abb. 2.2 zeigt das elektromagnetische Frequenzspektrum. Dargestellt sind die üblichen Anwendungsbereiche der jeweiligen Verfahren. Man sieht am hochfrequenten Ende das Bodenradar und zu kleineren Frequenzen direkt anschließend die induktiven Verfahren bis zur Gleichstromgeoelektrik.

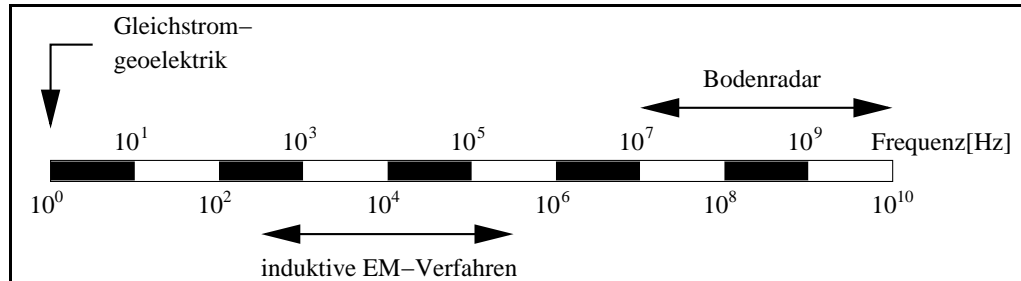


Abbildung 2.2: Das elektromagnetische Frequenzspektrum, nach Maurer, 2004

Elektromagnetische Quellen

Es gibt eine Vielzahl unterschiedlicher Quellen, die in der Elektromagnetik eine Rolle spielen. Grundsätzlich werden 3 Arten von Quellen unterschieden:

- elektrische Punktquellen
- elektrische oder magnetische Dipole
- ebene Wellen

Eigentlich kann man Punktquellen und ebene Wellen auch als Dipole bezeichnen. Bei der Punktquelle befindet sich ein Pol im Unendlichen und die ebene Welle kann als das Feld eines unendlich weit entfernten Dipols aufgefasst werden.

Jede elektromagnetische Quelle kann als Superposition der vier fundamentalen Quellterme beschrieben werden:

- (i) der horizontale elektrische Dipol (HED),
- (ii) der vertikale elektrische Dipol (VED),
- (iii) der horizontale magnetische Dipol (HMD) und

(iv) der vertikale magnetische Dipol (VMD).

Hierbei bedeuten horizontal und vertikal die Orientierung der Dipolachse zur Erdoberfläche. Für die induktiven Verfahren sind der HMD und der VMD von Bedeutung. Sie werden durch Spulen realisiert, in die Wechselstrom eingespeist wird. Die Bodenradarantenne ist näherungsweise ein HED.

2.2 Bodenradar

Das Bodenradar basiert auf der Erzeugung und Beobachtung hochfrequenter elektromagnetischer Wellen und sämtlicher damit verbundener Phänomene. Als Quelle wird meistens eine elektrische Antenne verwendet. Diese sendet einen hochfrequenten Sendeimpuls aus, der von dielektrischen Inhomogenitäten im Untergrund reflektiert wird und von einer (meistens) zweiten Empfängerantenne registriert wird. Die Antenne kann näherungsweise als horizontaler elektrischer Dipol aufgefasst werden (HED, s.o.).

Im folgenden werden Näherungen für die Wellenzahl $k = k_\alpha - ik_\beta$ und die Ausbreitungsgeschwindigkeit v im Radarfall ($\omega\epsilon \gg \sigma$) betrachtet.

Die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle lässt sich aus Gl. (2.38) angeben mit

$$v_p = \frac{\omega}{k_\alpha} \quad (2.45)$$

Demnach gilt für die Phasengeschwindigkeit im Vakuum mit $\sigma = 0$, $\mu_r = 1$ und $\epsilon_r = 1$:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} = 2.995 \cdot 10^8 \frac{m}{s} \quad (2.46)$$

Dies ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Um eine Näherung für den Radarfall zu erhalten, wird zunächst der Qualitätsfaktor Q in Gl. 2.36 eingesetzt. Damit lässt sich k_α schreiben als

$$k_\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2} \sqrt{1 + Q^{-2}} + 1} \quad (2.47)$$

Nun wird eine Taylorreihenentwicklung für $\sqrt{1 + Q^{-2}}$ durchgeführt. Da $Q \gg 1$ gelten soll, ist es sinnvoll, sämtliche Terme der Ordnung -2 und kleiner zu

vernachlässigen. Damit ergibt sich für die Phasengeschwindigkeit

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma}{2\epsilon\omega} \right)^2 \right] \quad (2.48)$$

Für $\sigma \rightarrow 0$ sowie nichtmagnetisierbare Materialien ($\mu_r = 1$) wird k_α zu

$$k_\alpha \approx \omega \sqrt{\mu\epsilon} \quad (2.49)$$

und damit die Phasengeschwindigkeit zu

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} = v \quad . \quad (2.50)$$

Dies ist eine in der Praxis gebräuchliche Näherung für die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen. Es ist jedoch immer zu bedenken, dass die Phasengeschwindigkeit in Wirklichkeit von der Frequenz abhängt und damit einer Dispersion unterliegt. Für $\sigma \rightarrow 0$ geht sie jedoch in die Ausbreitungsgeschwindigkeit über und ist dispersionsfrei.

Der Dämpfungsfaktor k_β lässt sich für den Radarfall ebenfalls bestimmen. Ausgehend von Gl. (2.37) wird nun ebenfalls eine Taylorreihenentwicklung durchgeführt und sämtliche Terme der Ordnung -2 und kleiner vernachlässigt. Damit ergibt sich

$$k_\beta \approx \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad . \quad (2.51)$$

Für $\mu_r = 1$ vereinfacht sich Gl. 2.51 zu

$$k_\beta = 188.66 \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.52)$$

Für $\sigma \rightarrow 0$ gilt $k_\beta = 0$ und es findet ungedämpfte Wellenausbreitung statt.

Die Eindringtiefe τ ist definiert als

$$\tau = \frac{1}{k_\beta} = 5.3 \cdot 10^{-3} \frac{\sqrt{\epsilon}}{\sigma} \quad (2.53)$$

und bezeichnet die Entfernung, in der die Amplitude einer Welle auf den 1/e-ten Teil abgeklungen ist (Militzer und Weber, 1985).

Material	ϵ_r	$\sigma [mS/m]$	$v [m/ns]$	$\alpha [dB/m]$	Quelle
Luft	1	0	0.3	0	Davis and Annan, 1989
dest. Wasser	81	0.01	0.033	0.002	Davis and Annan, 1989
Frischwasser	81	0.5	0.033	0.1	Davis and Annan, 1989
Meerwasser	81	3000	0.01	1000	Davis and Annan, 1989
Eis	3-4	0.01	0.16	0.01	Davis and Annan, 1989
Schnee	2	0	0.22	?	eigene Messungen, 2003

Tabelle 2.1: Dielektrizitätskonstante ϵ_r , Leitfähigkeit σ , Ausbreitungsgeschwindigkeit v und Absorptionskoeffizient α für einige Materialien.

Das Dämpfungsverhalten wird oftmals auch über den Absorptionskoeffizienten α in Dezibel pro Meter angegeben. Dieser lautet unter Verwendung von Gl. 2.38

$$\alpha = 10 \log_{10} \frac{|E_0|^2}{|E(z)|^2} = 20 \log_{10} \left| \frac{E_0}{E(z)} \right| = 8.686 \cdot k_\beta \left[\frac{dB}{m} \right] . \quad (2.54)$$

In Tabelle 2.1 sind die Größenordnungen einiger physikalischer Parameter für einige wichtige Materialien aufgelistet.

2.2.1 Verhalten der Radarwelle an einer Grenzfläche

Trifft eine ebene elektromagnetische Welle unter dem Einfallswinkel θ_i auf eine Grenzfläche, d.h. eine Fläche, die zwei Medien unterschiedlicher physikalischer Parameter $\mu_1, \epsilon_1, \sigma_1$ sowie $\mu_2, \epsilon_2, \sigma_2$ voneinander trennt, so wird ein Teil der einfallenden Energie unter dem Winkel $\theta_r = \theta_i$ reflektiert und der restliche Teil in die nächste Schicht unter dem Winkel θ_t transmittiert (s. Abb. 2.3). Für den Winkel θ_t gilt:

$$\sin \theta_t = \frac{k_1}{k_2} \sin \theta_i \quad (\text{Brechungsgesetz von Snellius}) \quad (2.55)$$

mit k_1 und k_2 den komplexen Wellenzahlen des jeweiligen Mediums.

Die elektromagnetische Impedanz bzw. der Wellenwiderstand eines Mediums gegenüber einer Welle ist definiert als:

$$Z = \frac{\omega \mu}{k} \quad (2.56)$$

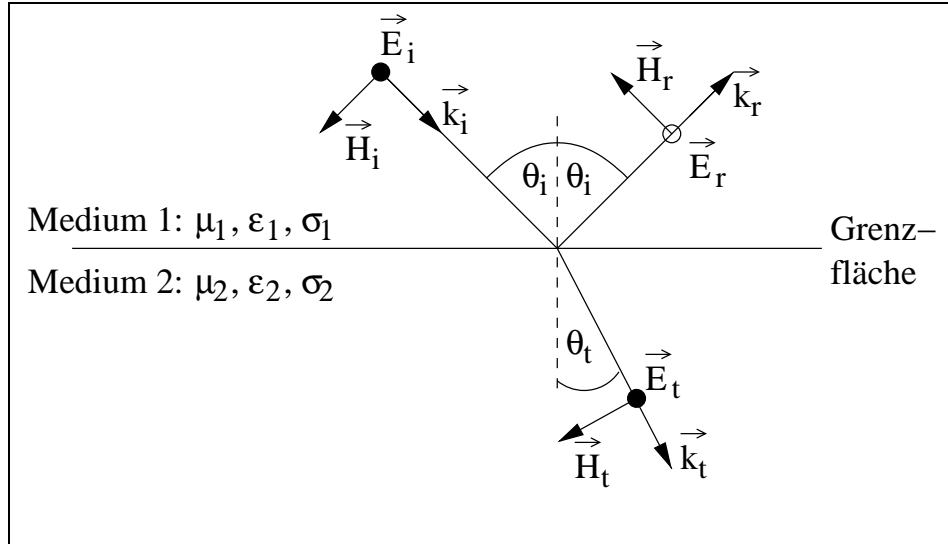


Abbildung 2.3: Reflexion und Transmission einer ebenen elektromagnetischen Welle an einer Grenzfläche. Ein Teil der unter dem Winkel θ_i einfallenden Welle, gekennzeichnet durch $\vec{k}_i, \vec{E}_i, \vec{H}_i$, wird unter dem Winkel θ_r reflektiert ($\vec{k}_r, \vec{E}_r, \vec{H}_r$), der restliche Teil unter dem Winkel θ_t transmittiert ($\vec{k}_t, \vec{E}_t, \vec{H}_t$). \vec{E}_i und \vec{E}_t reichen aus der Zeichenebene heraus, \vec{E}_r in sie hinein.

Das Reflexions- und Transmissionsverhalten einer Welle an der Grenzfläche zweier Medien wird durch den Reflexionskoeffizienten R und den Transmissionskoeffizienten T beschrieben:

$$R = \frac{|\vec{E}_r|}{|\vec{E}_i|} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \quad , \quad -1 \leq R \leq 1 \quad (2.57)$$

$$T = \frac{|\vec{E}_t|}{|\vec{E}_i|} = 1 + R \quad , \quad 0 \leq T \leq 2 \quad (2.58)$$

Bei Messungen mit dem Bodenradar kann man im allgemeinen davon ausgehen, dass die Radarwelle senkrecht auf eine Grenzfläche trifft. Damit reduziert sich Gl. 2.57 zu:

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2.59)$$

Setzt man nun die Wellenzahlen ein unter der Voraussetzung, dass $\mu_r = 1$ und $\sigma \rightarrow 0$ gelten soll, so ergibt sich eine in der Praxis übliche Näherungsformel:

$$R \approx \frac{\sqrt{\epsilon_{r1}} - \sqrt{\epsilon_{r2}}}{\sqrt{\epsilon_{r1}} + \sqrt{\epsilon_{r2}}} \quad (2.60)$$

Das Reflexionsvermögen wird also durch den Kontrast der relativen Dielektrizitätszahlen ϵ_r zweier benachbarter Medien bestimmt. Hierbei führt ein negativer Reflexionskoeffizient zu einer Phasenverschiebung der reflektierten Welle gegenüber der einfallenden Welle von 180° (z.B. Görisch, 1995), während ein positiver Reflexionskoeffizient keine Phasenverschiebung bewirkt.

Mit Gl. 2.60 lassen sich nun mit den Werten aus Tab. 2.1 Reflexionskoeffizienten für die in dieser Arbeit zu erwartenden Grenzflächen berechnen. So gilt für eine Reflexion an der Schnee-Eis-Grenze ein Reflexionskoeffizient von -0.14 und für eine Reflexion an der Grenze Meereis-Wasser ein Reflexionskoeffizient von -0.66. Die gemessenen reflektierten Signale sind gegenüber dem ausgesendeten Signal um 180° phasenverschoben.

2.2.2 Grundlagen der Bodenradarmessungen

Das Bodenradar lässt sich auf unterschiedliche Art und Weise einsetzen. In dieser Arbeit sind zwei Techniken eingesetzt worden: 1. Die Radarreflexionsmethode und 2. die Common-Mid-Point-(CMP)-Methode.

Radarreflexionsmethode

In diesem Fall werden Sender- und Empfängerantenne in festem Abstand voneinander entlang eines Profils gezogen. Befinden sich Sender- und Empfängerantenne am selben Ort, spricht man von einer Zero-Offset-Sektion. Die Auswertung dieser Daten basiert auf der Laufzeitgleichung

$$t = \frac{2z}{v}. \quad (2.61)$$

Hierbei ist t die Zweiweglaufzeit (Two-way-traveltime, TWT), z die Tiefe des Reflektors und v die Geschwindigkeit der elektromagnetischen Welle. Im Falle eines geschichteten Halbraums ergibt sich die Dicke der i -ten Schicht z_i zu

$$z_i = \frac{t_i}{2} \cdot v_i, \quad (2.62)$$

wobei t_i die Zweiweglaufzeit in der i -ten Schicht ist und v_i die Intervallgeschwindigkeit. Damit lässt sich bei bekannten Geschwindigkeiten aus der gemessenen

Zweiweglaufzeit die Tiefe eines Reflektors bestimmen. Für die Geschwindigkeit gilt:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}. \quad (2.63)$$

Durch in-situ- oder Labormessungen der Dielektrizitätszahl ϵ_r kann also die Geschwindigkeit berechnet werden. Eine weitere Möglichkeit zur Geschwindigkeitsbestimmung bietet die CMP-Methode (s.u.).

Auflösungsvermögen

Weiterhin von Bedeutung ist das Auflösungsvermögen des Radarverfahrens. Das Auflösungsvermögen ist definiert als die Minimaldistanz zwischen zwei Objekten, bei der diese noch als zwei verschiedene Objekte erkannt werden können (Sheriff, 1980). Hierbei unterscheidet man zwischen horizontalem und vertikalem Auflösungsvermögen.

Das horizontale Auflösungsvermögen wird durch den Durchmesser d_F der 1. Fresnelschen Zone bestimmt (Militzer u. Weber, 1985):

$$d_F = v \cdot \sqrt{\frac{t}{f}} \quad (2.64)$$

Hierbei ist v die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle, t die Zweiweglaufzeit und f die Signalfrequenz. Sämtliche Punkte innerhalb der 1. Fresnelschen Zone liefern einen konstruktiven Beitrag zur registrierten Amplitude. Das Signal, welches an einer Diskontinuität im Untergrund reflektiert und an der Oberfläche registriert wird, stammt also nicht von einem Reflexionspunkt, sondern aus einem in etwa kreisförmigen Reflektorelement. Man sieht, dass mit zunehmender Laufzeit sowie kleinerer Frequenz der Durchmesser der 1. Fresnelschen Zone vergrößert und damit die horizontale Auflösung verringert wird.

Für mehrjähriges Meereis mit einer Dicke von 2 Metern ($v = 0.16$ m/ns, $t = 25$ ns) bei einer Messung mit der 800-MHz-Antenne beträgt der Durchmesser der 1. Fresnelschen Zone $d_F = 88$ cm.

Das vertikale Auflösungsvermögen beschreibt die minimale Dicke, die eine Schicht haben muss, damit sowohl die Reflexion von der Oberseite als auch die

Reflexion von der Unterkante der Schicht als zwei getrennte Einsätze zu erkennen sind. Diese beträgt ungefähr $1/4$ der Wellenlänge λ (Sheriff, 1980), für die gilt:

$$\lambda = \frac{v}{f}. \quad (2.65)$$

Die Wellenlängen bei einer Messung mit der 800-MHz-Antenne betragen für mehrjähriges Meereis 20 cm und für Schnee 28 cm.

Die Auflösung ist außerdem in starkem Maße von der Pulsbreite τ und damit von der Form des abgestrahlten Wavelets abhängig. Für eine sichere Auflösung beträgt die Mindestdistanz z_m zwischen zwei Reflektorhorizonten

$$z_m = \frac{\tau \cdot v}{2} = \frac{\tau \cdot c}{2\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.66)$$

Reflexionen werden jedoch auch von weitaus dünneren Schichten beobachtet. Die minimale Dicke, bei der dünne Schichten Reflexionen hervorrufen, beträgt je nach Noiseanteil ungefähr $1/30$ der Wellenlänge λ (Sheriff, 1980). In diesem Fall spricht man nicht von Auflösung (*resolution*), sondern von Erkennung (*recognition*) und die minimale Dicke ist das erkennbare Limit (*detectable limit*).

Common-Mid-Point(CMP)-Methode

Die CMP-Methode wird benutzt, um eine Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilung im Untergrund zu ermitteln. Dabei wird an einer festen Lokation der Abstand zwischen Sender und Empfänger in äquidistanten Schritten symmetrisch zum Mittelpunkt, dem Common-Mid-Point, variiert (s. Abb. 2.4). Die Reflexion findet somit immer am selben Untergrundpunkt statt, dem Common-Depth-Point (CDP). Bei kleinen Reflektorneigungen ($< 10^\circ$) korrespondiert die Lokation des CDP mit der des CMP an der Oberfläche, so dass man eine Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilung für einen CMP erhält. Die Laufzeit vom Sender über den CDP zum Empfänger wird durch die Hyperbelgleichung

$$t^2(x) = t^2(0) + \frac{x^2}{v^2} \quad (2.67)$$

beschrieben, wobei v die Geschwindigkeit oberhalb des Reflektors darstellt, x den Sender-Empfänger-Abstand (Offset) und $t(0)$ die Zweiweglaufzeit für den senkrechten Strahlverlauf bei einem Offset von Null (Yilmaz, 1987).

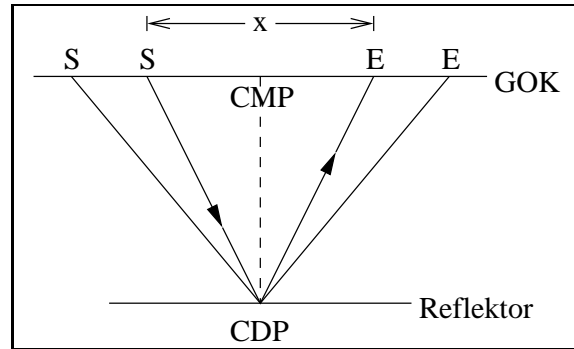


Abbildung 2.4: Prinzip einer CMP-Messung. Der Abstand x zwischen Sender S und Empfänger E an der Oberfläche (GOK) wird symmetrisch zum Mittelpunkt CMP schrittweise erhöht. Der Strahlverlauf vom Sender zum Empfänger geht über den Common-Depth-Point CDP.

Wenn $t(0)$ bekannt ist, kann im Einschichtfall aus der gemessenen Laufzeit $t(x)$ die Geschwindigkeit v berechnet werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v kann ebenfalls im t^2 - x^2 -Diagramm aus der Steigung der Ausgleichsgerade bestimmt werden.

2.3 Elektromagnetische Induktion

Die induktiven elektromagnetischen Verfahren (auch diffusive Verfahren genannt) beruhen auf der Annahme, dass der Leitungsstrom \vec{j} viel größer als der Verschiebungsstrom $\partial\vec{D}/\partial t$ ist. Wie der Name schon andeutet, spielt das Faradaysche Induktionsgesetz (2.2) die entscheidende Rolle, welches besagt, dass zeitlich veränderliche Magnetfelder ein elektrisches Feld erzeugen und umgekehrt.

Hierbei erzeugt ein niederfrequenter Wechselstrom in einer Spule ein primäres elektromagnetisches Feld. Im Abstand von mehreren Spulendurchmessern kann die Quelle als magnetischer Dipol aufgefasst werden. Durch das elektromagnetische Feld werden im leitfähigen Untergrund Wirbelströme induziert, welche wiederum ein sekundäres elektromagnetisches Feld erzeugen. Dessen Stärke wird in einer Empfängerspule gemessen (s. Abb. 2.5). Je nach Orientierung der Spulenebenen in Bezug auf die Erdoberfläche kann die Quelle als vertikaler oder als

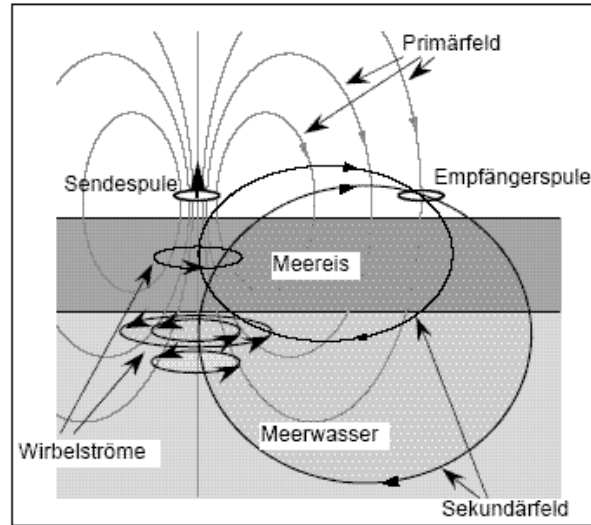


Abbildung 2.5: Messprinzip der induktiven elektromagnetischen Verfahren: Wechselstrom in einer Sendespule erzeugt ein primäres Magnetfeld, welches im leitfähigen Untergrund Wirbelströme induziert. Diese wiederum erzeugen ein Sekundärfeld, dessen Stärke in einer Empfängerspule gemessen wird. Aus: Haas (1997).

horizontaler magnetischer Dipol aufgefasst werden.

Betrachtet wird im folgenden ein horizontal geschichteter homogener Halbraum. Das Sekundärfeld H_s eines magnetischen Dipols in einem solchen geschichteten leitfähigen Untergrund ist gegeben durch:

$$H_s = \frac{m}{4\pi} \int_0^\infty \lambda R_0 e^{-2\lambda h_0} f(\lambda r) d\lambda \quad (2.68)$$

Hierbei ist m das magnetische Moment der Senderspule, $R_0 = R(\lambda, \sigma, h, f)$ eine rekursive Funktion der Leitfähigkeiten σ und Schichtmächtigkeiten h des Untergrunds, h_0 die Höhe der Senderspule über dem geschichteten Halbraum, r der Abstand der Senderspule von der Empfängerspule, $f(\lambda r)$ eine vom Dipolmodus abhängige Funktion und λ die Integrationskonstante. Dabei hat $f(\lambda r)$ je nach Dipolmodus die Form

$$f(\lambda r) = \lambda r J_0(\lambda r), \quad \text{vertikaler Dipolmodus (VDM)} \quad (2.69)$$

$$f(\lambda r) = J_1(\lambda r), \quad \text{horizontaler Dipolmodus (HDM)} \quad (2.70)$$

mit J_0 und J_1 den Besselfunktionen erster Art nullter und erster Ordnung.

Das sekundäre magnetische Feld eines magnetischen Dipols ist also durch Gl. 2.72 gegeben. Wenn wir in einer Empfängerspule an der Erdoberfläche das magnetische Feld messen, so setzt sich das gemessene Feld aus dem sekundären Feld einerseits sowie dem in der Luft vorherrschenden direkten (primären) Feld (Vollraum-Feld) andererseits zusammen. Das primäre Feld horizontaler koplanaerer Spulen im freien Raum ist gegeben durch

$$H_p = -\frac{m}{4\pi r^3} \quad (2.71)$$

Gemessen wird nun das relative sekundäre Feld, normiert auf das primäre Feld:

$$\frac{H_s}{H_p} = -r^2 \int_0^\infty \lambda R_0 e^{-2\lambda h_0} f(\lambda r) d\lambda = \frac{Z}{Z_0} \quad (2.72)$$

Diese Größe wird auch *gegenseitige Impedanz* (mutual impedance ratio) genannt und mit Z/Z_0 bezeichnet. Der Realteil des Sekundärfeldes schwingt mit dem Primärfeld in Phase, er wird *in-Phase* genannt. Der Imaginärteil beinhaltet die Teile des Sekundärfeldes, die gegenüber dem Primärfeld um 90° phasenverschoben sind. Dieser Teil wird *Quadratur-Phase* genannt.

2.3.1 Grundlagen der EM-Eisdickenmessungen

Die folgenden Ausführungen sind weitestgehend Haas (1997) entnommen, in der die Anwendung obiger Theorie auf die Eisdickenmessungen ausführlich beschrieben wird.

Die Stärke des im leitfähigen Untergrund induzierten Sekundärfeldes ist proportional zur Leitfähigkeit des Untergrunds sowie zum Abstand der Spulen vom Leiter (s. Gl. 2.72). Beim 2-Schichtfall Meereis-Meerwasser ist die Leitfähigkeit des Meerwassers (≈ 2500 mS/m) wesentlich höher als die des Meereises (≈ 10 mS/m). Nennenswerte Beiträge zum Sekundärfeld kommen also nur vom leitfähigen Meerwasser, so dass die Stärke des Sekundärfeldes vom Abstand des Meerwassers von der Spule abhängt. Bei bekannter Höhe der Spule über der Eisoberseite ergibt sich die Eisdicke somit aus dem elektromagnetisch bestimmten Abstand vom Meerwasser minus der Gerätehöhe über der Eisoberfläche.

Die relative Stärke des Sekundärfeldes über einem geschichteten Halbraum ist durch Gl. 2.72 gegeben:

$$\frac{H_s}{H_p} = -r^2 \int_0^\infty \lambda R_0 \cdot e^{-2\lambda h_0} f(\lambda r) d\lambda \quad (2.73)$$

Das in dieser Arbeit benutzte EM-Gerät, ein EM31 der kanadischen Firma Geonics, gibt als Messgröße eine scheinbare Leitfähigkeit σ_a des Untergrunds aus, die mit dem relativen Sekundärfeld wie folgt verknüpft ist (Geonics, 1980):

$$\sigma_a \equiv \frac{4}{\omega \mu r^2} \cdot \text{Im} \left(\frac{H_s}{H_p} \right) \quad (2.74)$$

Damit lässt sich nun mit Gl. 2.73 für einen 2-Schichtfall Meereis-Meerwasser eine Abhängigkeit der scheinbaren Leitfähigkeit von der Eisdicke modellieren. Bei geringer Leitfähigkeit eines homogenen Untergrunds ist die scheinbare Leitfähigkeit direkt proportional zur Stärke des Sekundärfeldes. Im Falle der Meereisdickenmessungen gilt dieser Zusammenhang jedoch nicht, aufgrund der hohen Leitfähigkeit des Meerwassers ist der Zusammenhang hochgradig nichtlinear.

Abb. 2.6 zeigt das Ergebnis einer Modellierung für eine Eisleitfähigkeit von 10 mS/m, eine Wasser-Leitfähigkeit von 2500 mS/m und eine Senderhöhe $h_0 = 0.14$ m. Die Rechnung wurde für ein EM31 ($f = 9.8$ kHz, Spulenabstand $r = 3.66$ m) durchgeführt, das auf der Eisoberfläche liegt.

Die HDM-Kurve verläuft negativ-exponentiell mit zunehmender Eisdicke. Die VDM-Kurve besitzt ein Maximum bei 0.8 m. Dies bedeutet, dass der VDM nur eindeutige Lösungen liefert, wenn ausschließlich Eisdicken von entweder mehr oder weniger als 0.8 m zu erwarten sind. Für Messungen direkt auf dem Eis wird daher der HDM bevorzugt.

Auflösungsvermögen der EM-Eisdickenmessungen

Zur Beurteilung der Genauigkeit der EM-Eisdickenmessungen ist das horizontale Auflösungsvermögen, der *Footprint*, von Bedeutung. Damit ist, ähnlich der Fresnel-Zone, die laterale Erstreckung des Bereichs gemeint, in dem nennenswerte Beiträge des Sekundärfeldes induziert werden. Untersuchungen bei Haas (1997)

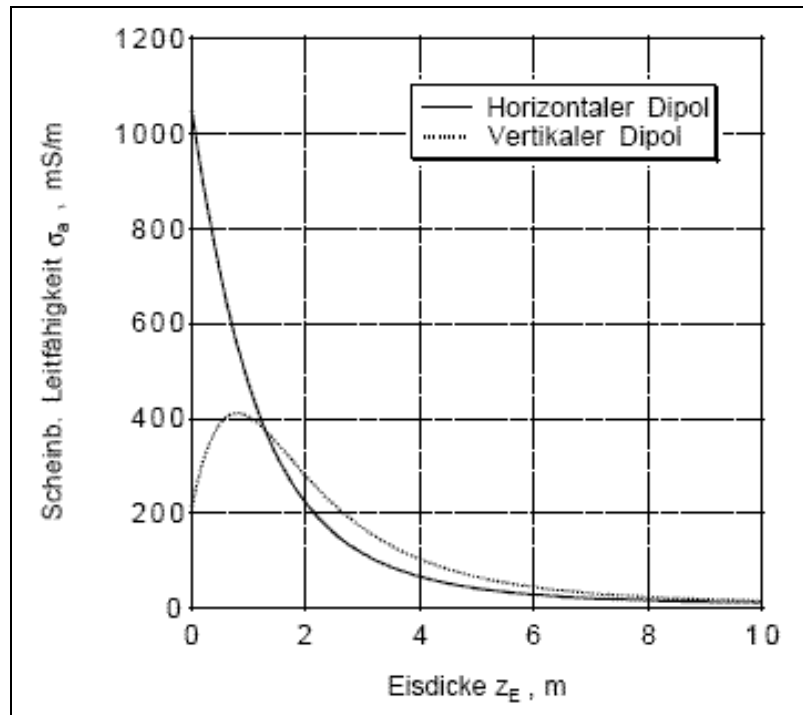


Abbildung 2.6: Abhängigkeit der scheinbaren Leitfähigkeit von der Eisdicke für ein 2-Schichtmodell für Messungen im HDM und VDM: Eis (10 mS/m) über Wasser (2500 mS/m), Instrumentenhöhe $h_0 = 0.14$ m. Aus: Haas (1997)

zeigen, dass der Footprint für den HDM geringer ist als für Messungen im VDM. Als Beispiel wird hier für eine Eisdicke von 2.5 m der Footprint im HDM mit 3.4 m und für den VDM der Footprint mit 9.3 m angegeben. Als Faustformeln für den Footprint können für den HDM die 1.3fache und für den VDM die 3.7fache Instrumentenhöhe über der Wasseroberfläche angenommen werden.

Kapitel 3

Datenbasis

Die im Zuge dieser Arbeit behandelten Messungen fanden während zweier voneinander unabhängiger Forschungs Expeditionen in die Arktis bzw. Antarktis im Jahr 2003 statt. In der Arktis war dies die Expedition ARK19/1 des Forschungsschiffs *Polarstern* vom 28.02. bis zum 24.04., in der Antarktis konnten die Daten während der Voyage 1 - 2003/04 des Forschungsschiffs *Aurora Australis* vom 11.09. bis zum 30.10. gewonnen werden, welche im folgenden mit dem offiziellen Titel ARISE (**A**ntarctic **R**emote **I**ce **S**ensing **E**xperiment) bezeichnet wird. Beide Expeditionen beinhalteten ausgedehnte Meereisexperimente, wobei alle Messungen auf zufällig ausgewählten Schollen durchgeführt wurden, um eine möglichst große Variabilität der Schnee- und Eiseigenschaften zu erreichen. Bei beiden Expeditionen ergab sich die nahezu einmalige Möglichkeit, die Radarmessungen mit EM-Eisdickenmessungen, Eisdickenbohrungen, Eiskernanalysen und Schneemessungen validieren zu können.

3.1 Messungen in der Arktis

Abb. 3.1 zeigt den Fahrtverlauf der AWI-Expedition ARK19/1 durch den Storfjord und die Framstraße mit dem Forschungsschiff *Polarstern*. Hauptzweck dieser Expedition waren im Storfjord ozeanographische sowie in der Framstraße meteorologische Untersuchungen. Als Nebenprojekt konnten Meereisexperimente

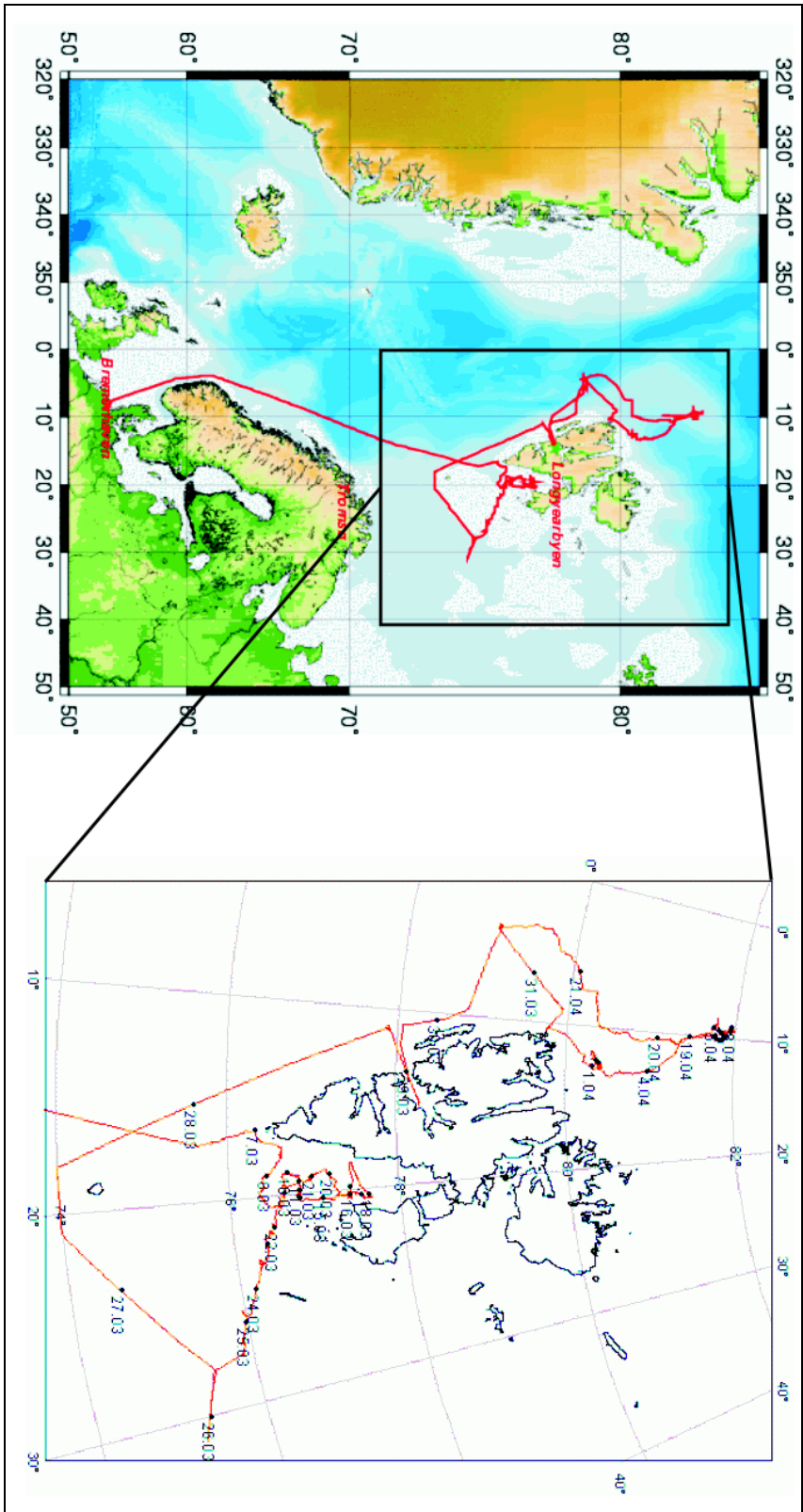


Abbildung 3.1: Fahrtverlauf der Polarstern-Expedition Arkt19/1 vom 28.02.-24.04.03. Im rechten Ausschnitt ist die Position der Polarstern an den einzelnen Tagen dargestellt.

durchgeführt werden. Die Messungen wurden dabei auf sog. Eisstationen entlang von Profilen unterschiedlicher Länge durchgeführt. Dabei wurden verschiedene Messverfahren entlang desselben Profils eingesetzt. Insbesondere wurden Messungen sowohl auf ein- als auch auf mehrjährigem Meereis durchgeführt.

Für die Bodenradarmessungen wurde das RAMAC GPR von Malå GeoScience benutzt. Zum Einsatz kamen abgeschirmte Antennen der Frequenzen 500 und 800 MHz sowie 1 GHz. Die Antennen wurden in einem flachen Glasfaserschlitten, einer Pulka, untergebracht, um sie leichter über den Schnee ziehen zu können. Die Triggerung, d.h. die räumliche Abtastung erfolgte über einen Faden, der in einer Fadenbox an der Pulka befestigt wird, während des Messvorgangs abgerollt wird und damit in festlegbaren Abständen eine Messung auslöst. Die zeitliche Abtastrate Δt wurde über die Wahl der Abtastfrequenz f_{Ny} bestimmt. Es gilt: $\Delta t = 1/2f_{Ny}$. Für f_{Ny} wurde ungefähr das 10-fache der Antennenfrequenz gewählt. Die Datenaufnahme erfolgte mit einem Husky Geländenotebook.

Für die Induktionsmessungen wurde ein EM31 der Firma Geonics benutzt. Hierbei handelt es sich um ein kleines tragbares Gerät mit koplanaren Sende- und Empfängerspulen, welche einen Abstand von 3.66 m voneinander haben. Die Signalfrequenz beträgt 9.8 kHz. Je nach Orientierung der Spulenebenen kann das EM31 im HMD oder VMD betrieben werden. Das EM31 wurde in ein Kajak montiert und auf diese Weise über die Profile gezogen. Die Registrierung erfolgte über einen Datenlogger, so dass ein kontinuierlicher Messfortschritt möglich war.

Um die Messungen zu validieren, wurde die Schneedicke z_s in 1m-Abständen mit einem Messstab direkt ermittelt sowie bei ausreichend Stationszeit die Eisdicke z_i in 20m-Abständen erbohrt. Die so ermittelten Dicken werden im weiteren Verlauf der Arbeit als direkt gemessene Schneedicke bzw. erbohrte Eisdicke bezeichnet.

Ebenfalls zur Verfügung stehen Salzgehalts- und Temperaturprofile, die an Eiskernen aus unmittelbarer Umgebung der Profile gewonnen wurden.

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die gemessenen und zur Auswertung herangezogenen Profile während ARK19/1. Ebenfalls angegeben sind die zusätzlichen Daten, mit denen die Ergebnisse validiert werden konnten. Die Profila-

Profil	Antenne	Messpunkt- abstand	Profillänge	zus. Daten	Eistyp
03031201	800 MHz	10cm	200m	z_s, z_i , EM31, EK	mehrj.
03031701	800 MHz	5cm	300m	z_s, z_i , EK	einj.
03032301	800 MHz	5cm	200m	z_s, z_i , EK	einj.
03040101	1 GHz	5cm	200m	z_s , EM31, EK	mehrj.
03040801	500 MHz	100ms	410s	-	mehrj.
03041301	500 MHz	5cm	200m	z_s, z_i , EM31, EK	mehrj.
03041302	1 GHz	5cm	400m	z_s, z_i , EM31, EK	mehrj.

Tabelle 3.1: Übersicht über die gemessenen Profile während ARK19/1. Ebenfalls angegeben ist, ob zur Validierung zusätzlich die direkt gemessene Schneedicke z_s , die erbohrte Eisdicke z_i sowie Eiskerne EK vorhanden sind und ob auf derselben Profillinie das EM31 eingesetzt wurde.

men sind nach dem Schema JJMMTTXX angeordnet, wobei JJ das Jahr, MM den Monat, TT den Tag und XX die laufende Nummer bedeutet.

3.2 Messungen in der Antarktis

Abb. 3.2 zeigt den Fahrtverlauf der Expedition ARISE des australischen Forschungsschiffs *Aurora Australis*. Sie ging von Hobart auf Tasmanien in Australien in die antarktische Packeiszone und wieder zurück. Hauptzweck dieser Expedition war die Akquisition von Daten zur Validierung von Satellitenmessdaten. Da es sich bei dieser Expedition um eine reine Meereiskampagne handelte, standen deutlich mehr Zeit, Personal und Geräte zur Verfügung, um die Messungen durchzuführen. Die Messungen fanden nur auf einjährigem Meereis statt, da in diesem Teil der antarktischen Meereiszone kein mehrjähriges Meereis anzutreffen ist.

Zum Einsatz kam auch hier das RAMAC GPR mit den abgeschirmten Antennen 250, 500 und 800 MHz. Die Profile waren alle 100m lang. Die Antennen wurden direkt auf dem Schnee gezogen.

Entlang der Profile wurden die Messungen meist über den Faden getriggert.

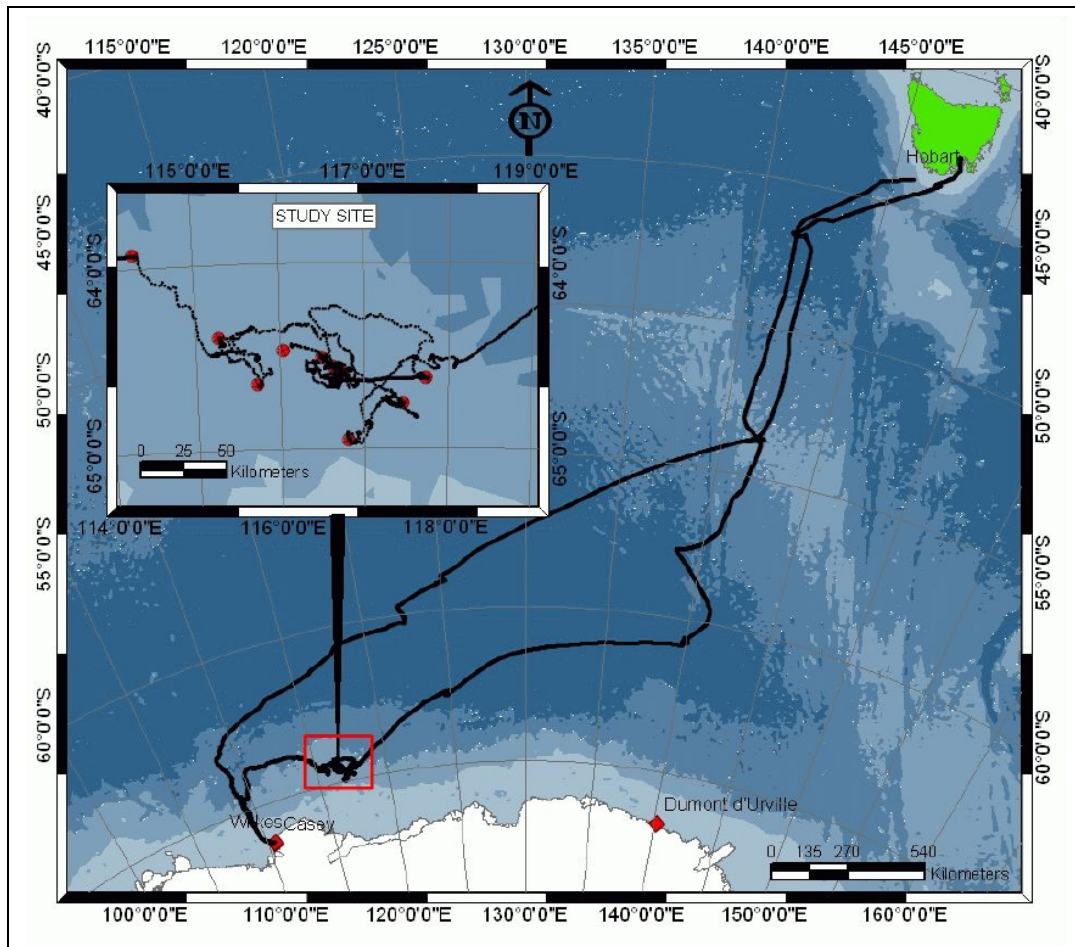


Abbildung 3.2: Fahrtverlauf der australischen Expedition ARISE vom 11.09.-30.10.03. Am nordöstlichen Rand der Karte befindet sich der Start- und Endpunkt Hobart. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt die Fahrt durch das Messgebiet mit den einzelnen Eisstationen (rote Punkte).

In Fällen, in denen aufgrund der äußeren Umstände (z.B. starker Wind, kurvige Profilführung) der Einsatz des Fadens und damit die Entfernungsbestimmung unsicher gewesen wäre, wurde die Zeittriggerung benutzt, d.h. die Messungen wurden in festen Zeitintervallen ausgelöst. In diesem Fall wurde ein möglichst gleichmäßiges Ziehen der Radarapparatur angestrebt.

Zusätzlich zu den Profilmessungen wurde auch eine CMP-Messung zur Geschwindigkeitsbestimmung durchgeführt. Hierbei wurde die 800 MHz-Antenne als Sender und die 500 MHz-Antenne als Empfänger verwendet, da keine zwei identischen Antennen zur Verfügung standen. Der Offset wurde bei gleichbleibendem Mittelpunkt zwischen Sender und Empfänger in 10cm-Schritten von 0 auf 3 m erhöht.

Die Eisdicke wurde auch hier mit einem Geonics EM31 bestimmt. Eine automatische Datenregistrierung stand nicht zur Verfügung, somit wurden die Messungen in festen Abständen entlang des Profils durchgeführt und die Resultate per Hand notiert. Da die Eisdicke jedoch mit dem Bodenradar nicht ermittelt werden konnte (s. Kap. 5.2), werden diese Daten nicht weiter betrachtet.

Um auch hier die Ergebnisse zu validieren, wurden die Schneedicke z_s und die Eisdicke z_i in 1m-Abständen direkt gemessen bzw. erbohrt.

Die physikalische Beschaffenheit des Schnees wurde entlang jedes Profils in jeweils 3 sog. Schneeschächten untersucht. Dabei wurden vertikale Profile verschiedener physikalischer Parameter (Temperatur, Dichte, Dielektrizitätszahl, Feuchtigkeit, Salzgehalt) in-situ bestimmt. Die Lokationen der Schneeschächte befanden sich bei den Profilmeterern 0, 50 und 100.

Ebenfalls wurden bei allen Profilen Salzgehalts- und Temperaturprofile von 3 Eiskernen entlang der Profillinie an den Positionen 0, 50 und 100 m gewonnen.

Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über die gemessenen und zur Auswertung herangezogenen Profile während ARISE.

Profilname	Antenne	Messpunktabstand	Profillänge
03092701	250 MHz	10cm	100m
03092702	500 MHz	10cm	100m
03092801	800 MHz	5cm	100m
03092802	800 MHz	5cm	$\approx 80\text{m}$
03093001	800 MHz	5cm	100m
03100701	800 MHz	5cm	100m
03100901	800 MHz	50ms	100m
03101101	500 MHz	10cm	100m
03101102	800 MHz	50ms	100m
03101201	800 MHz	50ms	100m

Tabelle 3.2: Übersicht über die gemessenen Profile während ARISE

Kapitel 4

Datenbearbeitung

4.1 Bearbeitung der Radardaten

Beim Bodenradar handelt es sich um ein Verfahren, welches auf der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen und sämtlichen damit verbundenen Phänomenen basiert. Es liegt daher nahe, bei der Bearbeitung der Daten auf Bearbeitungsschritte zurückzugreifen, die schon seit vielen Jahren in der Seismik und Seismologie erfolgreich eingesetzt werden. Görisch (1994) oder auch Giese (1995) haben dies in ihren Arbeiten erfolgreich demonstriert. Ein Hauptziel der Datenbearbeitung ist es, dass Verhältnis zwischen Nutzsignal und Störsignal (Rauschen, Noise) zu verbessern.

Die Bearbeitung der Radardaten erfolgt mit dem Programm REFLEXW (Version 3.5) von K.J. Sandmeier¹ unter Windows 2000. Ein vollständiges Flussdiagramm für die Bearbeitung der Profile ist in Abb. 4.1 dargestellt. Diese Reihenfolge wurde bei der Bearbeitung sämtlicher Profile beibehalten.

Einlesen der Rohdaten

Als ersten Schritt müssen die Rohdaten, die im RAMAC-eigenen Format vorliegen, nach REFLEXW importiert werden. Sie liegen dann als REFLEXW-Rohdaten vor. Sie können jederzeit in andere gängige Austauschformate wie

¹<http://www.sandmeier-geo.de>

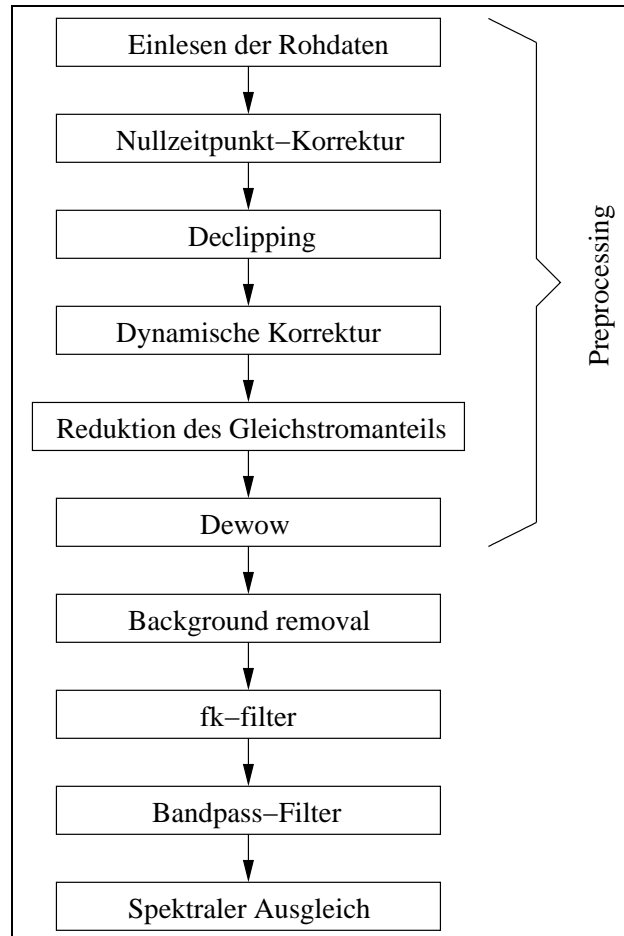


Abbildung 4.1: Flussdiagramm der Bearbeitungsschritte für die Bearbeitung der Radarprofile. Die einzelnen Schritte werden im Text näher erläutert.

SEGY oder ASCII exportiert werden.

Nullzeitpunkt-Korrektur

Der Nullzeitpunkt des Original-Radargramms stimmt in der Regel nicht mit dem wirklichen Start des Messvorgangs, dem Aussenden des Radarimpulses, überein. Um sicherzustellen, dass das Signal komplett aufgezeichnet wird, wird die Aufnahme eine gewisse Zeit eher gestartet als die Aussendung des Radarimpulses stattfindet. Diese Zeitdifferenz ist von Messung zu Messung verschieden. Die Zeit, in der die direkte Luftwelle des Radarimpulses die Registrierantenne erreicht, lässt sich aus dem Abstand der beiden Antennen berechnen. Auf diese Laufzeit muss der Anfang des direkten Radarimpulses im Radargramm und damit auch das gesamte Radargramm verschoben werden. Es handelt sich hierbei um eine sog. statische Korrektur, d.h. die Verschiebung ist für alle Laufzeiten gleich.

Das Programm REFLEXW bietet hierfür verschiedene Module an. Das Modul *move starttime* verschiebt das gesamte Profil um einen konstanten Wert. Das Modul *static correction* lässt für unterschiedliche Spuren unterschiedliche Verschiebungen zu. Hierbei werden für einzelne Spuren Verschiebungsbeträge angegeben und zwischen diesen Spuren werden die Beträge linear interpoliert. Dies ist z.B. hilfreich, wenn eine Messung auf einem Profil unterbrochen und wieder fortgesetzt wurde. Sollte es gerätebedingt zu grossen Unterschieden in den Startzeiten kommen, so lassen sich diese durch ein Glätten der direkten Luftwelle ausgleichen. Hierzu wird eine Phase der direkten Luftwelle ausgewertet und durch das Modul *correct picked phase* geglättet.

Als Beispiel für die Nullzeitpunktkorrektur ist eine Spur des Profils 03093001 in Abb. 4.2 dargestellt. Der Beginn des Signals ist hier bei 3.18 ns, er muss jedoch bei 0.5 ns liegen, da der Antennenabstand der 800-MHz-Antenne 0.15 m beträgt.

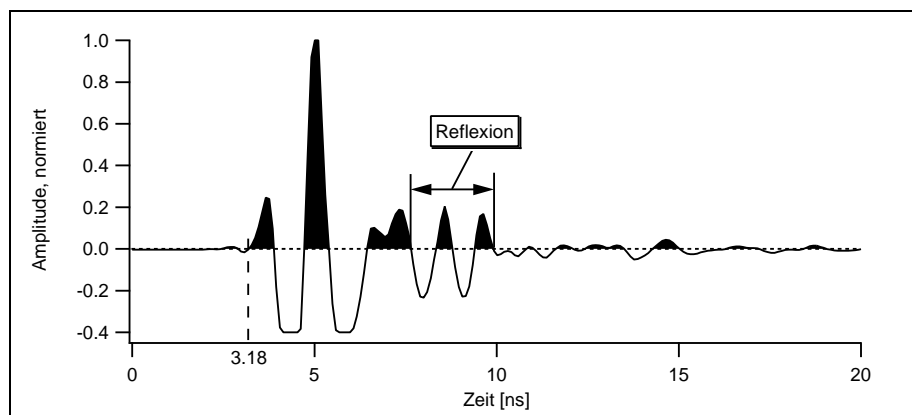


Abbildung 4.2: Profil 03093001, SpurNr 800 (800 MHz), unbearbeitet. Der Signalnullpunkt liegt im unbearbeiteten Radargramm bei 3.18 ns, er wird durch die Nullzeitpunkt-Korrektur auf 0.5 ns verschoben.

Declicking: Korrektur abgeschnittener Amplituden

Durch die begrenzte Dynamik der Apparatur kommt es zum Abschneiden von großen Amplituden bereits bei der Aufnahme. Dieses abrupte Abschneiden kann zu unerwünschten Nebeneffekten während des Processings insbesondere bei der Anwendung von Filtern führen. Durch Anwendung des Moduls *declicking/plateau* können diese abrupten Amplitudenwechsel geglättet werden.

Dynamische Korrektur

Bei der Bearbeitung der Profile gehen wir von einer Zero-Offset-Sektion aus. Da sich jedoch Sender und Empfänger nicht am selben Ort befinden, muss dieser Effekt korrigiert werden. Insbesondere in den oberflächennahen Bereichen wirkt sich der nicht-senkrechte Strahlverlauf aus. Die Korrektur Δt wird bei REFLEXW durch Anwenden des Moduls *dynamic correction* als von der Laufzeit t_0 abhängige Verschiebung angebracht, die sich nach der Geschwindigkeit v der obersten Schicht sowie dem Antennenabstand x richtet:

$$\Delta t \approx \frac{x^2}{2t_0v^2}. \quad (4.1)$$

Sie wird auch als NMO(Normal Moveout)-Zeit bezeichnet.

Reduktion des Gleichstromanteils

Der Gleichstromanteil, der als zeitlich konstanter Noise auf den Daten liegt, wird bei REFLEXW durch Anwenden des Moduls *subtract DC-shift* reduziert. Dabei wird über ein bestimmtes Zeitfenster der Mittelwert jeder Spur gebildet und dieser dann von jedem Sample jeder Spur subtrahiert.

Dewow

In diesem Schritt wird ein niederfrequenter Anteil mit hoher Amplitude, der durch induktive Effekte am Beginn jeder Spur auftritt (“wow”), beseitigt (Young et al., 1995). Dazu wird ein gleitender Mittelwert über eine Periode und für jede einzelne Spur gebildet. Der Mittelwert wird dann vom zentralen Wert innerhalb des Zeitfensters subtrahiert.

Sämtliche Bearbeitungsschritte, die bis hierher vorgenommen werden, werden im weiteren Verlauf der Arbeit als *Preprozessing* zusammengefasst (s. Abb. 4.1).

Background removal

Gerade in der Lokalisierung sehr oberflächennaher Reflexionen bei dünner Schneebedeckung stört die direkte Luftwelle sehr. Darunterliegende Reflexionen werden durch die direkte Luftwelle überlagert. Das Ziel ist also, horizontal kohärenten Noise herauszufiltern, während der darunterliegende Signalanteil unangetastet bleibt. Hierzu bietet REFLEXW die Module *subtracting average* und *background removal* an. Beide Module bilden jeweils eine Mittelwertspur über eine gewisse Anzahl von Spuren, welche dann wiederum von jeder einzelnen Spur subtrahiert wird. Der Unterschied zwischen beiden Modulen besteht darin, dass das Modul *subtracting average* die Mittelwertspur über maximal 256 Spuren bildet, während das Modul *background removal* in der Lage ist, die ganze Profillänge zu erfassen. Abb. 4.3(b) und 4.3(c) zeigen anhand des Profils 030930 die Unterschiede der beiden Module. Zu erkennen sind die unterschiedlichen Ergebnisse bei dem Versuch, die direkte Luftwelle zu unterdrücken. Insbesondere zwischen 0 und 10m sowie bei ca. 30 m liefert das Modul *background removal* die besseren Resultate. Auf-

grund dieser Ergebnisse wurde bei allen Profilen nur noch das Modul *background removal* angewendet.

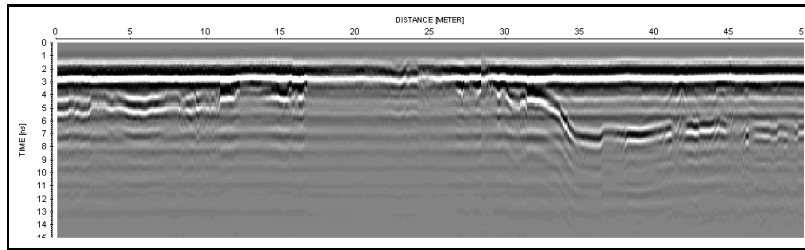
fk-filter

Durch die Anwendung des Moduls *background removal* konnte die direkte Luftwelle nicht komplett beseitigt werden (s. Abb. 4.3(c)). Um eine weitere Verbesserung des Ergebnisses zu erhalten, wurde ein *fk-filter* angewendet. Hierzu wird das Radargramm vom Zeit-Orts(t-x)-Bereich mittels einer 2D-Fouriertransformation in den Frequenz-Wellenzahl(f-k)-Bereich transformiert und anschliessend ein schmaler Bereich um die Wellenzahl 0 herausgefiltert. Damit soll erreicht werden, dass übriggebliebene horizontale Segmente eliminiert werden. In Abb. 4.4 ist anhand eines Beispiels das *fk*-Spektrum sowie der zu filternde Bereich dargestellt. Die scharfen Ränder des Filters können mit einer Fensterfunktion geglättet werden, um scharfe Filtergrenzen und somit unerwünschte Randeffekte zu vermeiden. Unter REFLEXW stehen dafür verschiedene Fensterfunktionen zur Verfügung. Tests mit allen verfügbaren Fensterfunktionen haben gezeigt, dass die Resultate keine signifikanten Unterschiede aufweisen. Daher wurden die Ränder aller *fk*-Filter mit einer \cos^2 -Fensterfunktion geglättet. Das Ergebnis ist anhand eines Beispiels in Abb. 4.3(d) dargestellt. Zu erkennen ist eine nochmalige Verbesserung des Ergebnisses gegenüber Abb. 4.3(c).

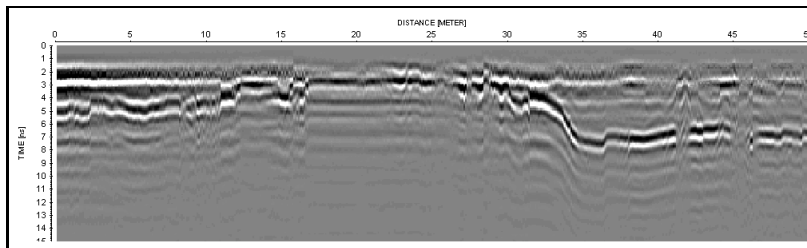
Es ist allerdings darauf zu achten, den herauszufilternden Bereich nicht zu groß zu wählen, da sonst auch Teile von sehr schwach geneigten Reflexionen mit eliminiert werden.

Bandpass-Filter

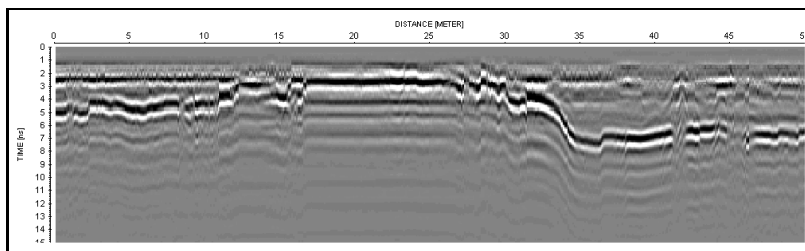
Hochfrequenter Noise wird durch Anwendung eines Bandpass-Filters beseitigt. Die effektive Bandbreite wurde aber relativ gross gelassen. Die Eckfrequenzen des Filters richten sich nach der Hauptfrequenz der verwendeten Antenne. Auch hier wurden die Flanken des Filters relativ flach gelassen, um dem Gibbs'schem Phänomen entgegenzuwirken. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die gewählten



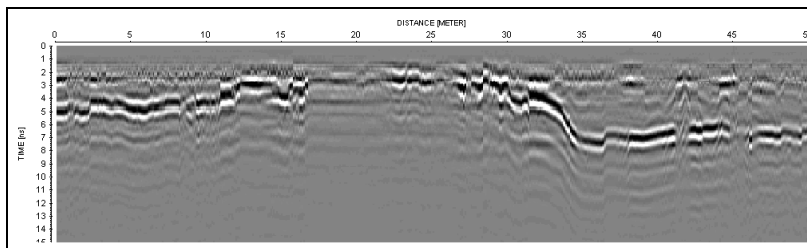
(a) Profil 03093001 (Ausschnitt): 800 MHz, nach dem Preprozessing.



(b) Profil 03093001 (Ausschnitt): 800 MHz, nach Anwendung des Moduls *subtracting average*.



(c) Profil 03093001 (Ausschnitt): 800 MHz, nach Anwendung des Moduls *background removal*.



(d) Profil 03093001 (Ausschnitt): 800 MHz, Abb. 4.3(c) nach Anwendung eines *fk*-filters aus Abb. 4.4.

Abbildung 4.3: Beispiel der Prozessingschritte zur Reduktion der direkten Luftwelle anhand eines Ausschnitts des Profils 03093001 (800 MHz).

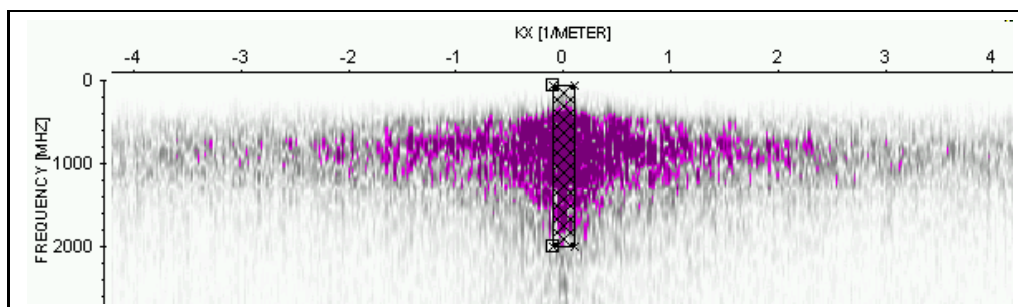


Abbildung 4.4: Frequenz-Wellenzahl(f - k)-Spektrum des Profils 030930. Der karierte Bereich stellt den herauszufilternden Bereich dar.

Parameter für die jeweilige Antenne.

Antenne	f1	f2	f3	f4
250	40	100	350	450
500	200	250	650	750
800	200	400	1200	1600
1000	300	600	1300	1600

The figure shows a trapezoidal filter characteristic graph with 'H(f)' on the vertical axis and 'Frequenz' on the horizontal axis. The trapezoid is shaded with a cross-hatch pattern. The corners are labeled f1, f2, f3, and f4.

Tabelle 4.1: Eckfrequenzen (in MHz) sowie Filtercharakteristik der benutzten Bandpassfilter.

Spektraler Ausgleich

Mit dem Modul *spectral whitening* wird die frequenzabhängige Dämpfung mit zunehmender Laufzeit kompensiert. Dabei wird das Amplitudenspektrum des Radargramms in einem bestimmten Frequenzbereich um die Hauptfrequenz geglättet. Das Resultat in der Zeitsektion besteht aus Signalen, die deutlich schärfer hervortreten, da Nebenmaxima beseitigt werden. Es handelt sich hierbei also auch um eine Art Dekonvolution. In Abb. 4.5 ist die Wirkung dieses Filters anhand eines Beispiels dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Eliminierung der Nebenmaxima.

Die Prozessingergenergebnisse aller Radarprofile befinden sich in Anhang B. Sämtliche in dieser Arbeit dargestellten Profile sind zusätzlich mit einer *Automatic Gain Control (AGC)* skaliert worden.

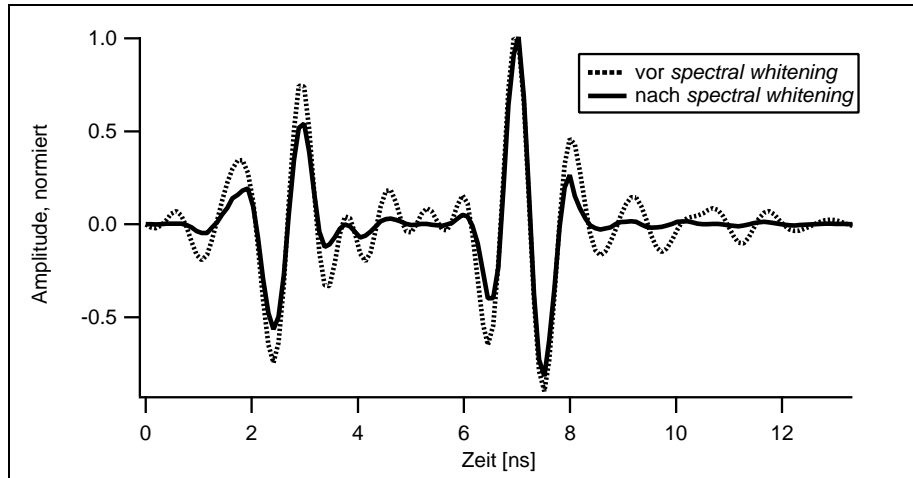


Abbildung 4.5: Profil 03093001 (800 MHz), Spur 755 vor (gepunktet) und nach (durchgezogen) der Anwendung des Moduls *spectral whitening*. Nebenmaxima werden eliminiert.

4.2 Bearbeitung der EM31-Daten

Das Geonics EM31 gibt direkt eine scheinbare Leitfähigkeit des Untergrundes aus, welche geräteintern aus dem gemessenen Verhältnis von Sekundär- und Primärfeld nach Gl. 2.74 ermittelt wird. Die weitere Bearbeitung erfolgt mit dem Programm IGOR PRO der Firma WaveMetrics², welches sich sehr gut eignet, um grosse Datenreihen zu bearbeiten und darzustellen.

Ziel der Bearbeitung ist es, aus den gemessenen scheinbaren Leitfähigkeiten eine Eisdicke zu ermitteln. In Abbildung 4.6 sind sämtliche ermittelten scheinbaren Leitfähigkeiten σ_a aller Profile der Expedition ARK19/1 gegen die an denselben Lokationen erbohrten Eisdicken z_E aufgetragen. Die Messungen lassen sich am besten durch die Ausgleichskurve

$$\sigma_a = 28.4 + 1143.6e^{-0.789z_E} \left[\frac{\text{mS}}{\text{m}} \right] \quad (4.2)$$

beschreiben. Die Ausgleichskurve zeigt den negativ-exponentiellen Verlauf, wie er nach Abb. 2.6 erwartet wird.

Auflösen dieser Gleichung nach z_E liefert eine einfache empirische Beziehung,

²<http://www.wavemetrics.com>

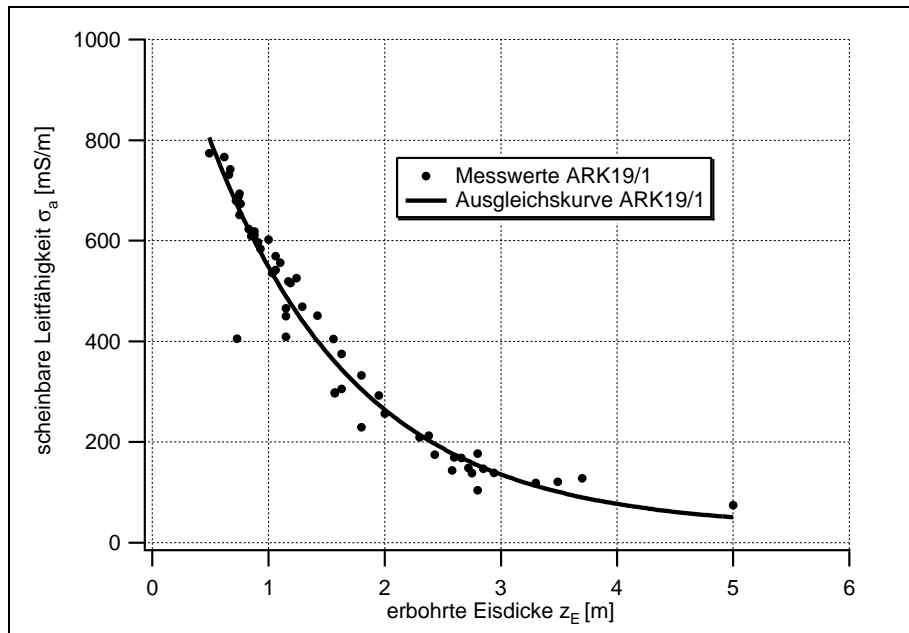


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der scheinbaren Leitfähigkeit von den an den selben Lokationen erbohrten Eisdicken. Dargestellt sind sämtliche Messwerte aus ARK19/1 sowie die daraus berechnete Ausgleichskurve.

um aus scheinbaren Leitfähigkeiten Eisdicken zu berechnen:

$$z_E = -1.267 \cdot \ln \left(\frac{\sigma_a - 28.41}{1143.6} \right) \quad [\text{m}] \quad (4.3)$$

Diese Gleichung ist gültig für solches Eis, welches dieselben physikalischen Eigenschaften hat wie das Eis, für welches die Ausgleichskurve berechnet wurde. Da die Ausgleichskurve mit allen Eisdickendaten von ARK19/1 berechnet wurde, kann davon ausgegangen werden, dass die gefundene Beziehung für alle Profile gültig ist.

Mit der Gleichung 4.3 können nun für die EM31-Profile Eisdicken berechnet werden.

Kapitel 5

Ergebnisse

Um die Zeitsektionen der Radarprofile korrekt in Tiefenprofile umrechnen zu können, ist eine genaue Kenntnis der EM-Ausbreitungsgeschwindigkeit im Schnee sowie im Meereis notwendig. Die EM-Geschwindigkeit im Schnee wird im folgenden (Kap. 5.1) auf zwei voneinander unabhängige Arten bestimmt. Zum einen wurde eine CMP-Messung durchgeführt (s. Abb. 2.4), zum anderen konnte auf Ergebnisse von in-situ-Messungen der DK zurückgegriffen werden. Die EM-Geschwindigkeit im Meereis wird in Kapitel 5.2 aus Salzgehalts- und Temperaturmessungen an Eiskernen bestimmt.

5.1 Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer (EM) Wellen im Schnee

5.1.1 CMP-Messung

Für die CMP-Messung wurde die 800-MHz-Antenne als Sender und die 500-MHz-Antenne als Empfänger benutzt. Im Idealfall sollten Sender und Empfänger dieselbe Frequenz haben, es standen jedoch während der Expedition keine zwei gleichen Antennen zur Verfügung. Dennoch konnten mit den ausgewählten An-

tenden gute Ergebnisse erzielt werden. Ziel dieser Messung war es, eine EM-Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schnees zu ermitteln.

Zunächst wurden die Daten mit den Arbeitsschritten des Preprozessings (s. Abschnitt 4.1) bearbeitet. Danach wurde hochfrequenter Noise mit einem Bandpass-Filter eliminiert. Der so erhaltene Datensatz wird mit dem REFLEXW-Modul *CMP (1D) velocity analysis* ausgewertet. Dabei wird ein 1D-Geschwindigkeits-Tiefen-Modell interaktiv bestimmt. Grundlage hierfür bildet die Hyperbelgleichung (s. Gl. 2.67), welche die offsetabhängige Laufzeit $t(x)$ der an einer Schichtgrenze reflektierten Welle beschreibt:

$$t^2(x) = t^2(0) + \frac{x^2}{v^2} \quad . \quad (5.1)$$

Hierbei ist $t(0)$ die Zweiweglaufzeit für den senkrechten Strahlverlauf bei einem Offset von Null, x der Sender-Empfänger-Abstand und v die Ausbreitungsgeschwindigkeit oberhalb des Reflektors. Im Falle eines horizontal ebenen 1-Schichtfalls ist v die wahre Ausbreitungsgeschwindigkeit, im Falle eines geschichteten Halbraums tritt an Stelle von v die Durchschnittsgeschwindigkeit v_{rms} , die RMS-Geschwindigkeit (**R**oot **M**ean **S**quare).

Aus der Zweiweglaufzeit $t(0)$ kann zudem die Tiefe des Reflektors berechnet werden:

$$t(0) = \frac{2h}{v} \quad \Rightarrow \quad h = \frac{1}{2}t(0)v \quad (5.2)$$

Ziel der Geschwindigkeits-Analyse ist es, Hyperbeln an mögliche Reflexionen zu legen und die Geschwindigkeit so lange zu variieren, bis eine gute Übereinstimmung mit der Laufzeitkurve herrscht. Als Hilfsmittel steht hierfür die Semblance-Analyse zur Verfügung. In dieser Analyse wird die Korrelation für jeden Hyperbelast mit der Laufzeitkurve für verschiedene Geschwindigkeiten berechnet und als Geschwindigkeits-Laufzeitdiagramm dargestellt. Lokale Maxima im Geschwindigkeits-Laufzeit-Diagramm lassen auf mögliche Reflexionen schließen. Interferenzen können jedoch zu Fehlinterpretationen führen.

In Abb. 5.1 ist das Ergebnis der CMP-Messung 03092901 dargestellt. Im linken Teil ist das resultierende 1D-Geschwindigkeits-Tiefen-Modell dargestellt. Die EM-

Geschwindigkeit v_s des Schnees ergibt sich demnach zu

$$v_s = 0.218 \frac{m}{ns} \quad . \quad (5.3)$$

In Abb. 5.1 lässt sich $t(0)$ mit ca. 4.5 ns angeben. Damit kann mit Gl. 5.2 die Tiefe der Schnee-Eis-Grenze zu 0.49 m berechnet werden. An der selben Lokation wurde die Schnee-Eis-Grenze in 0.51 m Tiefe direkt gemessen, es kann also davon ausgegangen werden, dass es sich bei der gemessenen Schichtgrenze wirklich um die Schnee-Eis-Grenze handelt.

In der Mitte ist die skalierte Laufzeitkurve dargestellt. Die rote Hyperbel ist die interpretierte Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze, die grüne Hyperbel ist die zur roten gehörende vom Programm berechnete Multiple. Weitere Reflexionen wie z.B. die von der Eis-Wasser-Grenze lassen sich im Datensatz nicht erkennen.

Im rechten Teil ist die Semblance-Analyse dargestellt. Die Geschwindigkeit von 0.218 m/ns bei 5 ns weist aber offensichtlich nicht das absolute Maximum auf. Ein Grund hierfür kann sein, dass die Reflexionshyperbel in weiten Teilen von der direkten Luftwelle überlagert wird und es dadurch zu Interferenzen kommt. Dennoch wurde dies als die Schnee-Eis-Grenze angenommen, da die Hyperbel nahezu perfekt die Laufzeitkurve der Reflexion beschreibt. Ein weiterer Grund ist die gute Übereinstimmung in der direkt gemessenen und der berechneten Tiefe.

5.1.2 In-situ-Messung der Dielektrizitätskonstante(DK)

Die Dielektrizitätskonstante ϵ wurde mit einer Denoth-Sonde bei 20 MHz gemessen (Denoth, 1989). Hierbei handelt es sich um einen Plattenkondensator, der in den Schnee eingebracht wird. Unter der Annahme, dass $\sigma = 0$ und $\mu = 1$ gelten soll, lässt sich aus der so erhaltenen DK über die Gleichung

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \quad (5.4)$$

die Ausbreitungsgeschwindigkeit v bestimmen. Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

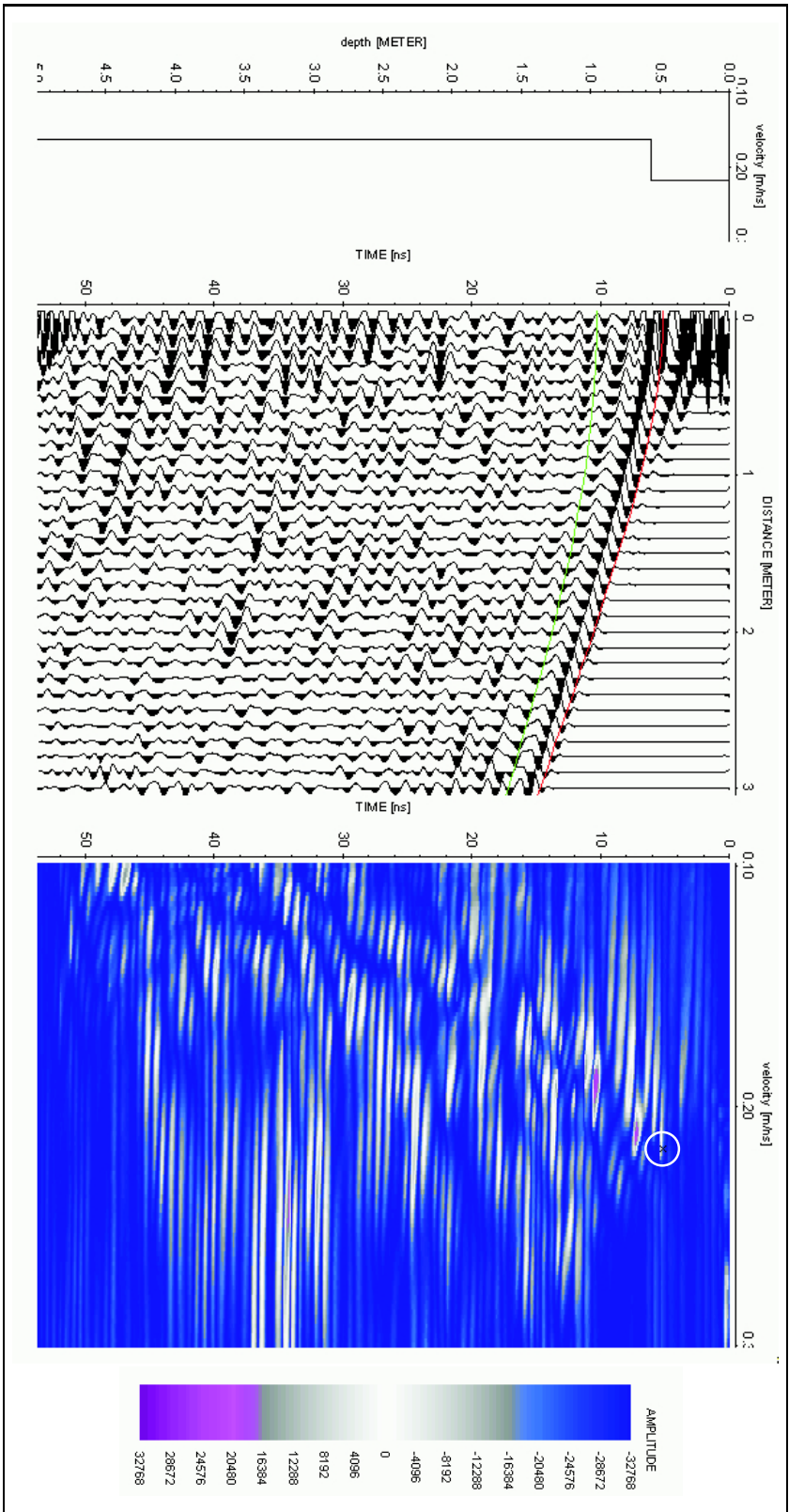


Abbildung 5.1: Ergebnis der CMP-Messung. Links: Geschwindigkeits-Tiefen-Profil. Die EM-Geschwindigkeit des Schnees ergibt sich zu 0.218 m/ns. Mitte: Datensatz 03092901 nach dem Preprozessing, skaliert. Rote Hyperbel: Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze, grüne Hyperbel: Multiple. Rechts: Semblance-Analyse. Das gepickte lokale Maximum ist weiß eingekreist.

	Schacht A		Schacht B		Schacht C		Gesamt		$v[m/ns]$		
Tag	ϵ	σ	ϵ	σ	ϵ	σ	ϵ	σ	v_s	v_{min}	v_{max}
28.09.	1.78	0.31	2.04	0.21	1.89	0.16	1.88	0.28	0.219	0.205	0.236
30.09.	1.61	0.68	1.89	0.37	1.73	0.28	1.71	0.38	0.229	0.207	0.260
07.10.	1.52	0.23	1.52	0.09	1.70	0.2	1.57	0.19	0.240	0.226	0.256
09.10.	1.43	0.27	2.24	0.66	1.75	0.13	1.82	0.42	0.222	0.201	0.253
11.10.	1.8	0.31	1.71	0.11	2.04	0.54	1.83	0.30	0.222	0.204	0.245
12.10.	1.75	0.27	2.03	1.10	1.8	0.69	1.81	0.57	0.223	0.195	0.27

Tabelle 5.1: Ergebnisse der DK-Messungen im Schnee incl. Standardabweichungen σ sowie daraus berechnete EM-Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Schnee v_s .

In Tabelle 5.1 sind die DK-Messungen aus dem Messgebiet der Antarktis zusammengefasst. Aufgeführt sind nur die Ergebnisse der Profillinien, auf denen auch das Bodenradar eingesetzt wurde. Für jedes 100m-Profil wurden in 3 Schneeschächten an den Profilmeter 0, 50 und 100 DK-Profile erstellt. Der vertikale Messpunkt Abstand betrug 3 cm. Aus diesen Einzelmessungen wurde dann ein Mittelwert für jeden Schneeschacht gebildet. Um einen repräsentativen Wert für ϵ für das jeweilige gesamte Profil zu bekommen, wurde von allen DK-Werten eines Profils das arithmetische Mittel sowie Standardabweichung σ berechnet. Mit diesem Mittelwert wurde die Geschwindigkeit nach Gl. 5.4 berechnet. Die Werte v_{max} bzw. v_{min} sind die maximale bzw. minimale Geschwindigkeit, die sich aus der Spanne der DK $\epsilon \mp \sigma$ ergeben.

An den Ergebnissen sieht man, dass die dielektrischen Eigenschaften des Schnees über das gesamte Gebiet ($1.57 < \epsilon < 1.88$) und in noch stärkerem Ausmaß entlang eines Profils sehr stark variieren (z.B. am 09.10.: $1.43 < \epsilon < 2.24$). Dies legt den Ansatz nahe, für jedes Profil ein anderes Geschwindigkeitsmodell zu wählen, welches an den Positionen der 3 Schneeschächte definiert und dazwischen interpoliert wird. Massom et al. (2001) zeigen jedoch, dass auf Skalen von wenigen Metern die Schneeeigenschaften in der Antarktis sehr stark variieren und daher nicht vorhersagbar sind. In größerem Maßstab ist dies jedoch durchaus möglich und auch sinnvoll. Aus diesem Grund wurden bei der Zeit-

Tiefen-Konvertierung der Radarprofile keine lateralen Geschwindigkeitsvariationen berücksichtigt und es wurde stattdessen eine konstante Geschwindigkeit für das gesamte Profil gewählt, nämlich der jeweilige Mittelwert.

Bei der Beurteilung der Streuung der DK-Messungen sind außerdem methodische Probleme bei der Messung zu beachten, z.B. durch schlechte Ankopplung der Kondensatorplatten an den Schnee, die ebenfalls zu einer starken Streuung der Ergebnisse führen können. Dennoch weichen die Ergebnisse nur wenig voneinander ab.

5.1.3 Vergleich der Geschwindigkeitsbestimmungen

Beide Verfahren liefern für die EM-Geschwindigkeit im Schnee ähnliche Werte, auch wenn die DK-Geschwindigkeiten durchweg leicht höher sind. Wird allerdings der Wertebereich der DK-Geschwindigkeiten betrachtet, so liegt die CMP-Geschwindigkeit 0.218 m/ns bis auf eine Ausnahme voll im Messwertbereich. Insbesondere ist zu beachten, dass die CMP-Messung sowie die DK-Messung vom 28.09. ($v_s = 0.219$ m/ns) auf derselben Scholle, wenn auch nicht auf derselben Profillinie, durchgeführt wurden. Es kann also davon ausgegangen werden, dass durch beide Verfahren die EM-Geschwindigkeit ermittelt werden kann. Dennoch muss beachtet werden, dass die DK-Messungen eine sehr viel höhere laterale und vertikale Auflösung besitzen als die CMP-Messung und die DK-Messungen dadurch unter Umständen physikalische Eigenschaften messen, die mit dem Bodenradar überhaupt nicht auflösbar sind.

Daher wird im Zuge dieser Arbeit die Zeit-Tiefen-Konvertierung der Radarprofile (5.3) sowohl mit der CMP- als auch mit der DK-Geschwindigkeit durchgeführt, um die Ergebnisse mit den direkt gemessenen Schneedicken zu vergleichen.

Da für die Arktis keine in-situ-Messungen der DK vorliegen, wurde für diese Profile die aus der CMP-Messung erhaltene Geschwindigkeit von 0.218 m/ns für den Schnee angenommen.

5.2 Anwendbarkeit des Radarverfahrens auf ein- und mehrjährigem Meereis unter Einsatz verschiedener Signalfrequenzen

In diesem Kapitel wird eine zentrale Fragestellung dieser Arbeit behandelt. Dabei werden die Radarmessungen auf ihre Fähigkeit, die Meereisdicke zu bestimmen, zunächst qualitativ untersucht. In Kap. 5.3 wird dann die quantitative Untersuchung durchgeführt. Die Meereisdicke kann bestimmt werden, sobald die Reflexion von der Eisunterkante in den Radargrammen zu erkennen ist. Bei zu starker Dämpfung der Radarwellen ist dies nicht mehr möglich. Unter welchen Umständen dieser Fall eintritt, ist Gegenstand der folgenden Untersuchungen. Hierzu werden zunächst grundsätzliche physikalische Unterschiede zwischen ein- und mehrjährigem Meereis im Hinblick auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen beschrieben und anschließend mit den vorhandenen Ergebnissen der Radarprofile verglichen. Dabei werden besonders die Unterschiede bei den verwendeten Signalfrequenzen betrachtet.

5.2.1 Physikalische Eigenschaften von ein- und mehrjährigem Meereis

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit sowie Dämpfung der Radarwellen wird durch die komplexe Wellenzahl k beschrieben, welche von den dielektrischen Eigenschaften des Meereises Dielektrizitätskonstante ϵ und Leitfähigkeit σ sowie von der Frequenz ω abhängt (s. Kap 2.2). Im folgenden werden diese Eigenschaften für ein- und mehrjähriges Meereis bestimmt und diskutiert.

Meereis ist ein Gemisch aus mehreren Phasen. Diese sind rein kristallines Eis, flüssige Sole, gasgefüllte Poren sowie bei tiefen Temperaturen feste Salze. Prinzipiell kann Meereis, ähnlich wie ein Sedimentgestein, als ein Gemisch aus einer festen Eismatrix mit sehr hohen Widerständen (10^4 bis $10^8 \Omega\text{m}$, Miller, 1982) und einem gefüllten Porenraum, in dem vor allem die Sole ein sehr guter

Leiter ist, aufgefasst werden. Die festen Salze können bei der Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften vernachlässigt werden (Cox und Weeks, 1983). Die Meereis-Leitfähigkeit σ_E kann demnach über das Archie-Gesetz berechnet werden (Archie, 1942):

$$\sigma_E = \sigma_S \phi^m \quad (5.5)$$

Hierbei ist σ_S die Sole-Leitfähigkeit, ϕ die Porosität und m der empirisch zu bestimmende Formationsfaktor. Haas (1997) gibt für m einen Wert von 1,75 an, der für alle Eistypen einen guten Mittelwert darstellt. Die Sole-Leitfähigkeit σ_S und die Porosität ϕ lassen sich aus dem Salzgehalt sowie aus der Temperatur des Meereises bestimmen, wie im folgenden gezeigt wird.

Die Leitfähigkeit der hoch konzentrierten Sole ist einzig von der Temperatur der Meereisprobe abhängig, da sie sich innerhalb der Poren stets am Gefrierpunkt und im Phasengleichgewicht mit dem umgebenden Eis befindet. Stogryn und Desargant (1985) fanden folgende Beziehung:

$$\begin{aligned} \sigma_S &= -T e^{(0.5193+0.08755T)} \quad \text{für } T \geq -22.9^\circ\text{C}; \\ \sigma_S &= -T e^{(1.0334+0.11T)} \quad \text{für } T < -22.9^\circ\text{C} \quad , \end{aligned} \quad (5.6)$$

wobei T die Temperatur in $^\circ\text{C}$ und σ_S in S/m ist.

Die Porosität einer Meereisprobe ist das Verhältnis des luft- und solegefüllten Porenraums zum Gesamtvolumen. Aus dem Salzgehalt S und der Temperatur T kann man nach Cox und Weeks (1983) das relative Solevolumen V_S/V berechnen: Die Gesamtdichte ρ_{ges} der Meereisprobe lässt sich berechnen durch

$$\rho_{ges} = \left(1 - \frac{V_a}{V}\right) \frac{\rho_E F_1(T)}{F_1(T) - \rho_E S F_2(T)} \quad \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}\right] \quad , \quad (5.7)$$

wobei V_a/V der relative luftgefüllte Porenraum, $\rho_E = 0.917 - 1.403 \cdot 10^{-4}T$ die Dichte der Eismatrix (Pounder, 1965) und S der Salzgehalt der Meereisprobe ist. $F_1(T)$ und $F_2(T)$ sind temperaturabhängige Konstanten. Cox und Weeks (1983) bestimmten diese für Temperaturen kleiner als -2°C , für Temperaturen größer als -2°C wurden diese von Leppäranta und Manninen (1983) bestimmt. Der luftgefüllte Porenraum V_a/V wird zur Vereinfachung normalerweise als 10%

angenommen, so dass die Porosität nur noch durch das relative Solevolumen bestimmt wird. Dieses beträgt

$$\phi = \frac{V_S}{V} = \frac{\rho_{ges} S}{F_1(T)} \quad (5.8)$$

Die Leitfähigkeit des Meereises lässt sich also aus der Temperatur und dem Salzgehalt mit Gl. 5.5 unter Verwendung der Gl. 5.6 und 5.8 bestimmen.

Aus dem berechneten Solevolumen ϕ kann man nach Kovacs und Morey (1986) dann die Ausbreitungsgeschwindigkeit v nach

$$v = 0.17 - 0.00068\phi \quad \left[\frac{m}{ns} \right] \quad (5.9)$$

berechnen. Hierbei ist 0.17 m/ns die EM-Ausbreitungsgeschwindigkeit für reines, trockenes Eis. Die leitfähige Sole verringert die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Aus dieser kann dann wiederum mit Gl. 2.50 die Dielektrizitätskonstante ϵ_r berechnet werden:

$$\epsilon_r = \left(\frac{c}{v} \right)^2 \quad (5.10)$$

In Abb. 5.2 sind Temperatur- und Salzgehaltsprofile sowie die daraus berechneten Solevolumina, Leitfähigkeiten, Ausbreitungsgeschwindigkeiten und Dielektrizitätskonstanten von 3 repräsentativen Eiskernen unterschiedlicher Länge dargestellt, die während beider Expeditionen gewonnen wurden. Dargestellt ist jeweils ein Eiskern mehrjährigen arktischen Meereises (12.03.) sowie ein Eiskern einjährigen Meereises aus der Arktis (23.03.) und Antarktis (07.10.). Diese Eiskerne eignen sich besonders gut, da auf denselben Schollen auch Radarmessungen durchgeführt wurden und die Eiskerne somit gut mit diesen Ergebnissen verglichen werden können.

Anhand dieser Profile lassen sich gut die Unterschiede zwischen den Eistypen beschreiben. Das Temperaturprofil verläuft innerhalb des Eiskerns nahezu linear. Die Temperatur an der Oberseite des Eiskerns wird durch die Lufttemperatur sowie die Schneebedeckung beeinflusst. An der Unterseite des Eises beträgt die Temperatur $-1.8 \text{ }^\circ\text{C}$, dem Gefrierpunkt des Meerwassers, mit dem das Eis an der Unterseite im Phasengleichgewicht steht.

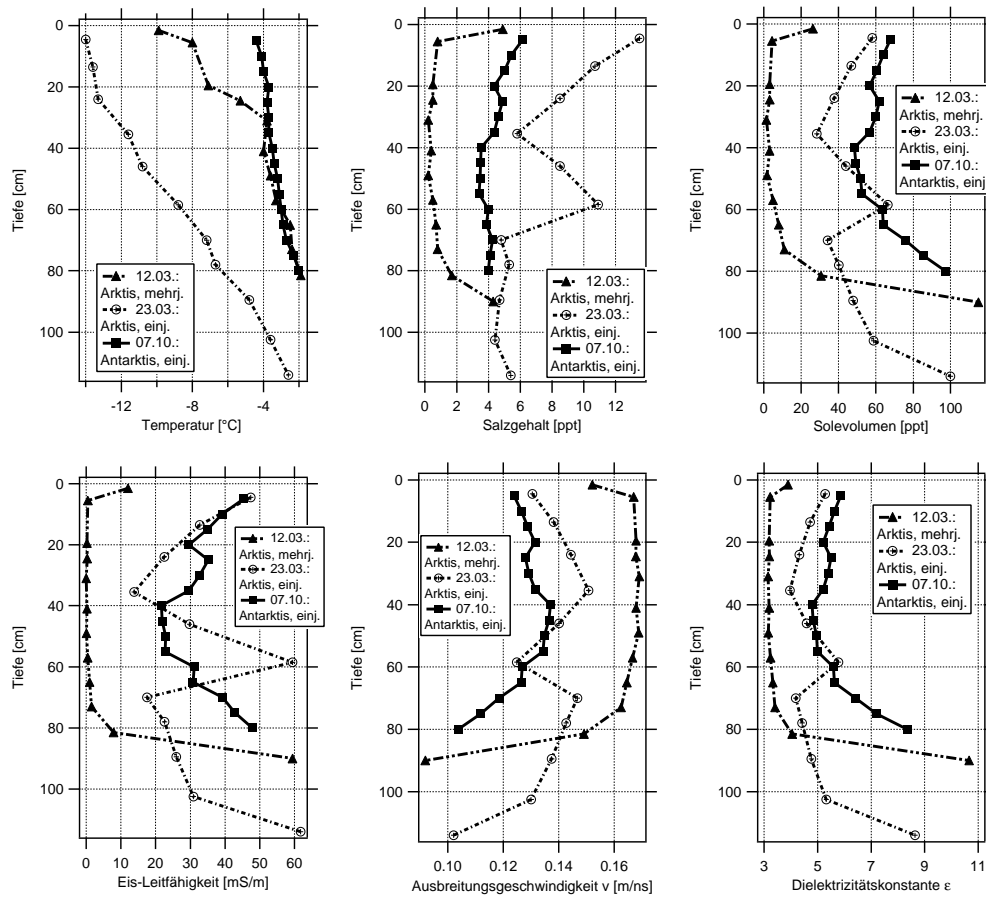


Abbildung 5.2: Übersicht über einige physikalische Parameter ein- und mehrjährigen Meereises, welche an drei repräsentativen Eiskernen unterschiedlicher Länge während beiden Expeditionen gewonnen wurden (12.03.: mehrjähriges Meereis, 23.03. und 07.10.: einjähriges Meereis). Aus den gemessenen Temperatur- und Salzgehaltsprofilen (oben links und mitte) kann zunächst das Solevolumen nach Gl. 5.6 und 5.8 bestimmt werden (oben rechts). Daraus lässt sich dann mit Gl. 5.5 die Leitfähigkeit (unten links) sowie mit Gl. 5.9 und Gl. 5.10 die Ausbreitungsgeschwindigkeit (unten mitte) und die DK (unten rechts) berechnen.

Die Profile der DK sowie der Ausbreitungsgeschwindigkeit weisen die selben Trends auf wie die Leitfähigkeitsprofile, deshalb werden die folgenden Betrachtungen auf die Leitfähigkeitsprofile beschränkt.

Deutlich zu erkennen sind die Unterschiede in den Leitfähigkeiten zwischen ein- und mehrjährigem Meereis. Während die Leitfähigkeit beim einjährigen Meereis deutlich höher ist, ist sie für mehrjähriges Meereis im mittleren Bereich nahezu Null. Denn durch das sommerliche Schmelzen an der Oberfläche sickert Süßwasser durch das Meereis nach unten und wäscht die im Eis vorhandene Sole nach unten aus. Dadurch verliert Eis, welches einen Sommer überlebt hat, einen Großteil seiner Sole und damit seiner Leitfähigkeit (Eicken, 2003).

Die Leitfähigkeitsprofile für einjähriges Meereis weisen die typische winterliche C-Form auf, wie sie Eicken (2003) beschreibt. Dabei ist die leicht erhöhte Leitfähigkeit nahe der Oberfläche einjährigen Eises eine Folge des Wachstumsprozesses. Beim Gefrieren des Meerwassers findet eine Trennung der Sole von den sich bildenden Eiskristallen statt. Diese Trennung wird bei zu schnellem Wachstum erschwert. Da dünneres Eis schneller wächst als dickeres Eis, wird gerade in der ersten Phase des Wachstums mehr Sole in der Kristallstruktur des jungen Eises eingefangen und damit der Salzgehalt und die Leitfähigkeit erhöht.

Die erhöhte Leitfähigkeit an der Oberfläche des mehrjährigen Eises dürfte durch partielles Überfluten der Eisscholle und damit Zufuhr von leitfähigem Meerwasser an der Eisoberseite herrühren. Die erhöhte Leitfähigkeit an der Unterseite kommt durch die sogenannte *skeletal layer*. Dies ist die Wachstumsschicht an der Eisunterkante, in der durch das Eiswachstum Sole zwischen den Eiskristallen eingefangen wird. Die Dicke dieser hoch leitfähigen Schicht kann einige Zentimeter betragen (s. z.B. Kovacs et al., 1987). Im Falle des Kerns vom 12.03. lässt sie sich mit ca. 15 cm angeben.

Weitere lokale Maxima der Leitfähigkeit, wie z.B. im Kern vom 23.03. zu erkennen, können durch eine meerwassergefüllte Lücke oder eingeschlossenen Eisschlamm aus früheren Deformationsereignissen entstehen, wie es auch z.B. von Haas (1997) beobachtet wurde.

Aus den Eiskernuntersuchungen lassen sich Mittelwerte für die Leitfähigkeit,

die DK und die Ausbreitungsgeschwindigkeit für die einzelnen Eistypen angeben. Diese sind in Tabelle 5.2 angegeben. Um die Unterschiede zwischen ein- und mehrjährigem Meereis klarer hervorzuheben, wurden bei der Berechnung der Leitfähigkeit und der DK die Werte der skeletal layer nicht berücksichtigt, da sie nicht repräsentativ für mehrjähriges Eis sind. Bei der Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit wurden sie wiederum berücksichtigt, da sie einen starken Einfluss auf die Berechnung der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit haben.

Eiskern	σ [mS/m]	ϵ_r	v [m/ns]
12.03.: Arktis, mehrj.	1.7 ± 3.7	3.3 ± 0.2	0.158 ± 0.022
23.03.: Arktis, einj.	33.1 ± 16.2	5.1 ± 1.3	0.135 ± 0.013
07.10.: Antarktis, einj.	33.0 ± 8.3	5.7 ± 0.9	0.127 ± 0.009

Tabelle 5.2: Mittelwerte der Leitfähigkeit σ , der DK ϵ_r und der Ausbreitungsgeschwindigkeit v dreier repräsentativer Eiskerne, berechnet aus Salzgehalts- und Temperaturprofilen (Abb. 5.2).

Insgesamt muss man jedoch sagen, dass die Bestimmung der Salzgehalte aus Eiskernen sehr fehlerbehaftet sein kann, da sich nicht immer verhindern lässt, dass bei der Bestimmung des Salzgehaltes aus einem bestimmten Eisvolumen ein Teil der Sole ausfließt und damit der Salzgehalt leicht unterschätzt wird.

Es lässt sich aber feststellen, dass einjähriges Eis generell wesentlich höhere Leitfähigkeiten aufweist als mehrjähriges Meereis. Wie sich dies auf die Radarmessungen auswirkt, wird im folgenden Teil untersucht.

Für die Zeit-Tiefen-Konvertierung der Radarprofile (Kap. 5.3) wird die aus den jeweiligen Salzgehalts- und Temperaturprofilen bestimmte mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit im Meereis verwendet. Da für jedes Profil nur Salzgehalts- und Temperaturprofile eines Eiskerns zur Verfügung stehen, wird für jedes Profil die so bestimmte mittlere Geschwindigkeit verwendet unter der Annahme, dass sich im Mittel die Eiseigenschaften entlang eines Profils nur wenig ändern.

5.2.2 Bodenradarmessungen auf ein- und mehrjährigem Meereis

In Abb. 5.3 - 5.5 sind stellvertretend für alle durchgeführten Radarmessungen die Ergebnisse von 3 Profilen über mehrjährigem arktischem Eis (Abb. 5.3), über einjährigem arktischem Eis (Abb. 5.4) sowie über einjährigem antarktischem Eis (Abb. 5.5) dargestellt. Anhand dieser Profile werden die Ergebnisse diskutiert. Die Ergebnisse aller anderen ausgewerteten Profile befinden sich im Anhang B.

Es werden zunächst die Ergebnisse mit der 800MHz-Antenne betrachtet. Die Ergebnisse der Messungen mit anderen Signalfrequenzen werden in Kap. 5.2.3 untersucht.

Die Daten wurden wie in Kap. 4.1 beschrieben bearbeitet, um die vorhandenen Reflexionen möglichst klar hervorzuheben. Die Zeitskala ist zur besseren Darstellung in allen Radargrammen auf die ersten 40 ns beschränkt worden.

Es lassen sich mehrere Unterschiede bzw. Gemeinsamkeiten feststellen:

- Die Reflexion von der Eis-Wasser-Grenze lässt sich nur beim mehrjährigen Meereis ausmachen. Beim einjährigen Meereis ist sie nicht zu erkennen. Dies bedeutet, dass die hohe Leitfähigkeit des einjährigen Meereises die Radarwellen der 800MHz-Antenne so stark dämpft, dass keine signifikant vom Rauschen und von den Multiplen der Schnee-Eis-Grenze unterscheidbare Reflexion der Eis-Wasser-Grenze an der Empfängerantenne registriert werden kann.

Bei einer zu erwartenden ebenen Meereisdicke einjährigen Meereises von bis zu 2 m bei einer minimalen Geschwindigkeit von 0.13 m/ns sowie einer Schneebedeckung von 0.5 m ($v=0.22$ m/ns) beträgt die maximale Zweiweglaufzeit 35 ns, d.h. die Reflexion sollte, sofern vorhanden, in den Radargrammen bis 40 ns zu sehen sein.

- Bei allen Profilen ist die Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze in unterschiedlicher Qualität zu erkennen. Dies bedeutet, dass die Schneedicke unter Umständen bei jedem Profil bestimmt werden kann (s.u.).

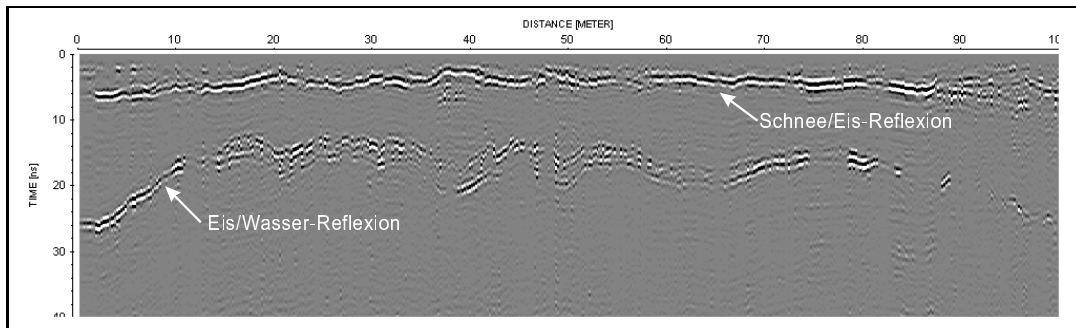


Abbildung 5.3: bearbeitetes Profil 03031201 über mehrjährigem arktischem Meereis, Antenne 800 MHz. Zu erkennen sind teilweise gute Reflexionen von der Schnee-Eis- sowie von der Eis-Wasser-Grenze.

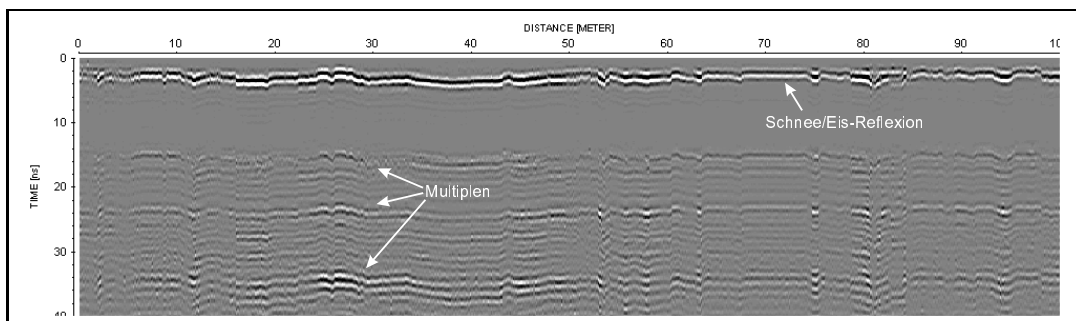


Abbildung 5.4: bearbeitetes Profil 03032301 über einjährigem arktischem Meereis, Antenne 800 MHz. Zu erkennen ist eine gute Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze, jedoch keine von der Eis-Wasser-Grenze. Multiple Reflexionen der Schnee-Eis-Reflexion sind ebenfalls zu erkennen.

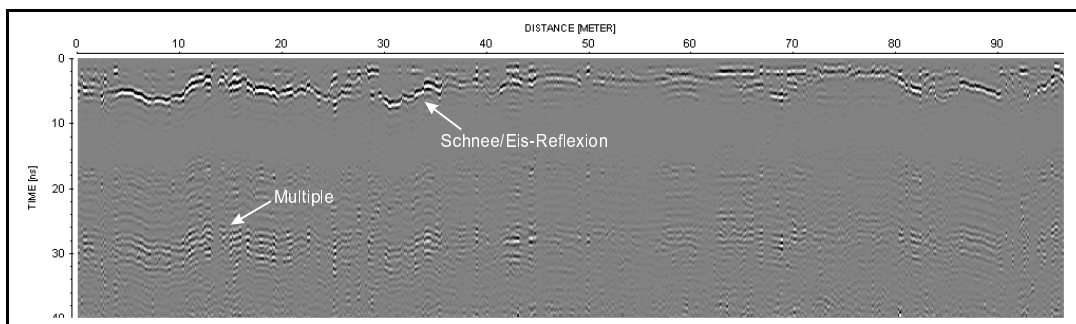


Abbildung 5.5: bearbeitetes Profil 03100701 über einjährigem antarktischem Meereis, Antenne 800 MHz. Zu erkennen ist teilweise eine gute Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze, jedoch keine von der Eis-Wasser-Grenze.

- Betrachtet man die Reflexion an der Eis-Wasser-Grenze im Profil 03031201 zwischen 10 und 70 m genauer, so lassen sich 2 getrennte Horizonte erkennen (Abb. 5.6). Eine mögliche Interpretation liefert die *skeletal layer*. Da zwischen dem relativ homogenen mehrjährigen Meereis und der skeletal layer ein DK-Kontrast besteht (s. Abb. 5.2), könnte die obere Reflexion den Kontrast zwischen relativ homogenem Meereis und der skeletal layer und die untere Reflexion die eigentliche Reflexion Eis-Wasser darstellen. Eine Reflexion an der Grenze Eis-skeletal layer ist auch schon von Kovacs and Morey (1986) beobachtet worden. Bei fehlender Reflexion von der Eisunterkante durch die hohe Dämpfung in der skeletal layer kann dann diese Reflexion fälschlicherweise als die Eis-Wasser-Reflexion angenommen werden und damit die Eisdicke unterschätzt werden.

Beim Profil 03031201 beträgt die zeitliche Distanz zwischen beiden Horizonten bis zu 3 ns, dies entspricht bei einer Geschwindigkeit von 0.12 m/ns bis zu 18cm. Dieser Wert ist vergleichbar mit der Dicke der hochleitfähigen Schicht an der Eisunterseite, wie sie aus dem Leitfähigkeitsprofil (Abb. 5.2) abzulesen ist.

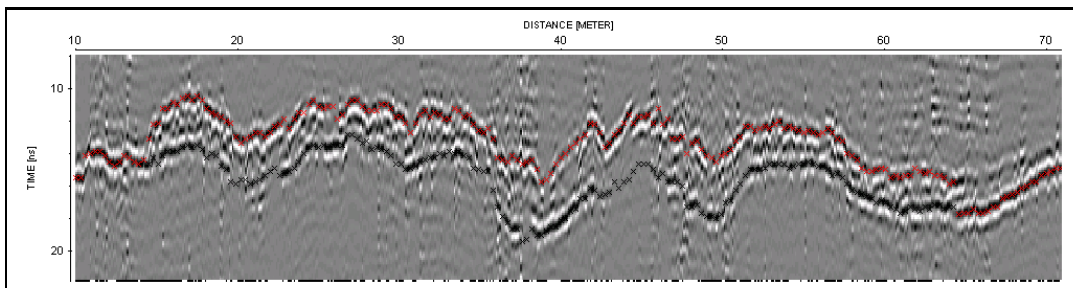


Abbildung 5.6: Ausschnitt aus Profil 03031201 (Abb. 5.3), 10-70m, 8-22ns: Zu erkennen sind zwei getrennte Reflexionen. Die obere wird als die Grenze Eis-skeletal layer angenommen, die untere stellt die eigentliche Eis-Wasser-Grenze dar.

- Weiterhin ist beim mehrjährigem Meereis (Abb. 5.3) zu erkennen, dass die Reflexion von der Eisunterkante keinen durchgehenden Reflektor darstellt, sondern teilweise nicht mehr zu erkennen ist. Inhomogenitäten im

mehrjährigen Meereis, wie z.B. im Bereich von Presseisrücken, erschweren also die Bestimmung der Meereisdicke.

Bestimmung der Schneedicke

Ein Problem bei der Bestimmung der Schneedicke ist die direkte Welle im Radarogramm, die in den ersten Nanosekunden evtl. vorhandene Reflexionen überlagert. Die Pulsbreite der 800-MHz-Antenne kann anhand der direkten Welle bestimmt werden und beträgt 3.7ns. Es wurde zwar versucht, sie weitestgehend zu eliminieren (s. Kap 4.1), dennoch war dies nicht immer erfolgreich. In Kap 5.3 wird versucht, eine minimale Schneedicke anzugeben, ab der eine sichere Bestimmung der Schneedicke möglich ist.

Eine weitere Einschränkung wird anhand eines Beispiels in Abbildung 5.7 deutlich. Dort ist das Profil 03031201 (800 MHz) zwischen 130 und 197 m sowie 0 und 15 ns dargestellt. Zwischen 165 und 197 m ist die Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze größtenteils sehr gut zu erkennen und damit auch die Bestimmung der Schneedicke sehr gut möglich. Im Bereich zwischen 130 und 165 m ist jedoch kein durchgängiger Reflektor auszumachen, allenfalls einzelne Segmente. Ursache hierfür sind Presseisrücken, die durch Über- und Unterschieben der Eisschollen entstanden sind. Dadurch kommt es zu extrem inhomogenen Verhältnissen im Untergrund sowie zu einer erheblichen Oberflächentopographie. Die Schneebedeckung ist dadurch ebenfalls äußerst inhomogen, ein gleichmäßiges Ziehen der Antenne ist nur schwer möglich und ein An- oder gar Umkippen der Antenne lässt sich nicht vermeiden. Dadurch kann auch von einem senkrecht nach unten gerichteten Strahlverlauf nicht mehr ausgegangen werden.

Da Auflösung sowie Eindringtiefe frequenzabhängige Größen sind und sich konträr zueinander verhalten, werden im folgenden Kapitel die Messungen mit anderen Signalfrequenzen untersucht. Die grundlegende Überlegung dabei ist es, die Frequenz und damit die Dämpfung zu verringern und somit die Eindringtiefe zu erhöhen. Eine Verringerung des Auflösungsvermögens muss dadurch in Kauf genommen werden.

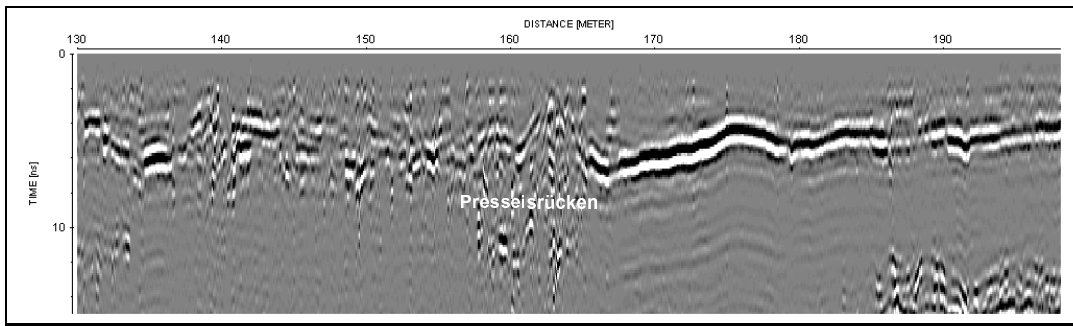


Abbildung 5.7: Profil 03031201 (800 MHz), 130-197m, 0-15ns. Im extrem inhomogenen Bereich von 130-165 m ist eine Bestimmung der Schneedicke nicht immer möglich.

5.2.3 Bodenradarmessungen mit verschiedenen Signalfrequenzen

Messungen auf einjährigem Meereis

Da bei den Messungen mit der 800-MHz-Antenne die Dicke einjährigen Meereises nicht bestimmt werden konnte, wurde versucht, durch den Einsatz von Antennen mit kleinerer Frequenz die Reflexion von der Eis-Wasser-Grenze zu registrieren.

In Abb. 5.8 bis 5.10 sind Ergebnisse der Messungen auf einjährigem Meereis mit Antennen der Frequenz 250 MHz (Abb. 5.8) und 500 MHz (Abb. 5.9 und 5.10) dargestellt. Bei allen Profilen ist weiterhin keine Reflexion von der Eisunterkante zu erkennen. Durch den Einsatz niedrigerer Frequenzen konnte die Meereisdicke also auch nicht bestimmt werden.

Bei der Benutzung der 250-MHz-Antenne stellt das größte Problem die große Pulsbreite von 16 ns dar. Dies entspricht bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von ca. 0.13 m/ns für einjähriges Meereis einer Eisdicke von 1.04 m. Die Eisdickenbohrungen entlang dieses Profils ergaben für das ebene Eis eine Dicke von 0.4 m mit vereinzelt Dicken von mehr als 1 m. Es wird also nahezu der gesamte interessierende Zeitbereich durch die direkte Welle überlagert. Eine Schneedickebestimmung ist dadurch natürlich auch nicht möglich. Dies alles bedeutet, dass die 250-MHz-Antenne gänzlich ungeeignet für Meereisdickenmessungen ist.

Bei den Messungen mit der 500-MHz-Antenne (Abb. 5.9 und 5.10) lässt sich ebenfalls keine Reflexion von der Eis-Wasser-Grenze ausmachen. Die Reflexion

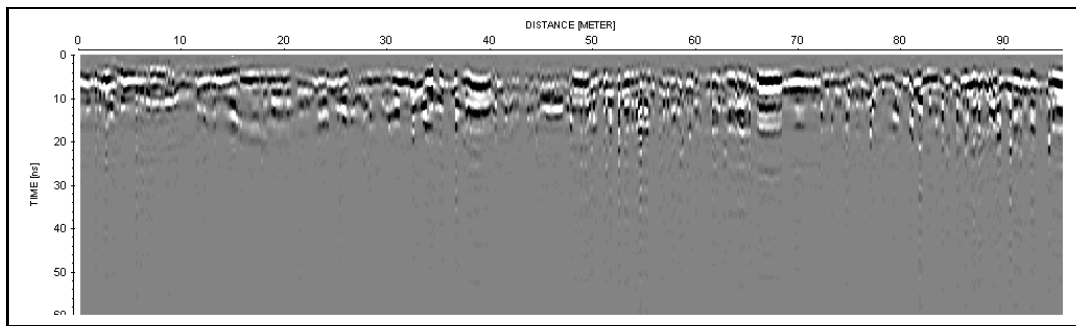


Abbildung 5.8: bearbeitetes Profil 03092701 über einjährigem antarktischem Meereis, Antenne 250 MHz. Zu erkennen sind weder eine Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze noch eine Reflexion von der Eis-Wasser-Grenze.

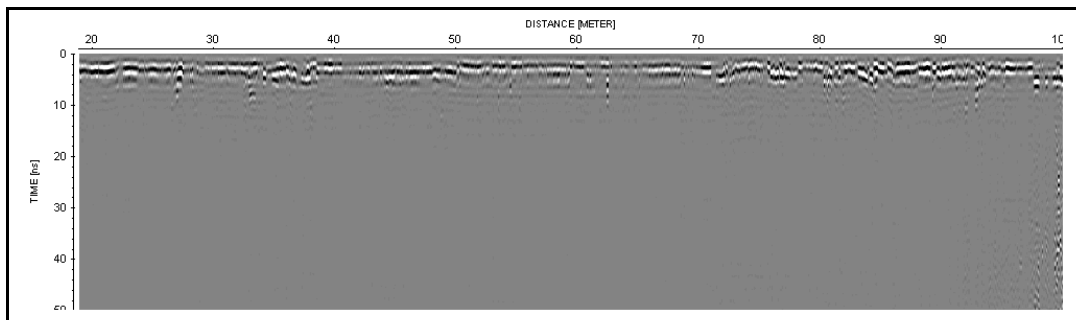


Abbildung 5.9: bearbeitets Profil 03092702 über einjährigem antarktischem Meereis, Antenne 500 MHz. Zu erkennen ist teilweise eine gute Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze, jedoch keine von der Eis-Wasser-Grenze.

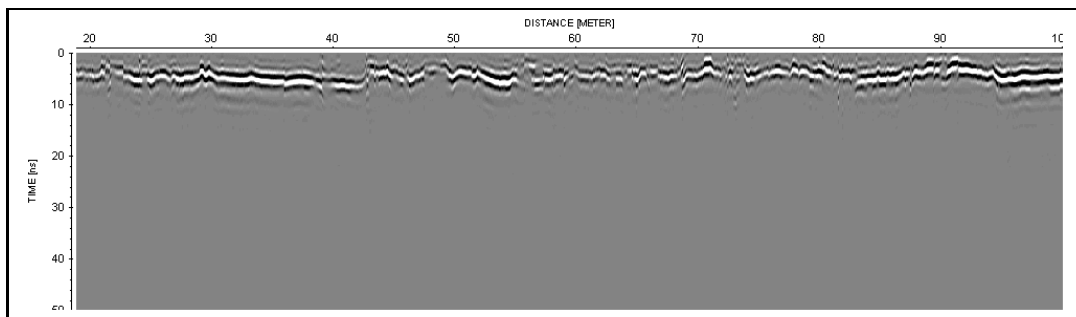


Abbildung 5.10: bearbeitetes Profil 03101101 über einjährigem antarktischem Meer-eis, Antenne 500 MHz. Zu erkennen ist eine gute Reflexion von der Schnee-Eis-Grenze, jedoch keine von der Eis-Wasser-Grenze.

von der Schnee-Eis-Grenze ist jedoch weitestgehend gut zu erkennen und damit ist auch eine Bestimmung der Schneedicke möglich. Unterschiede zur Messung mit der 800-MHz-Antenna sind jedoch bei der Auflösung auszumachen, die ein Viertel der Wellenlänge λ beträgt (s. Kap. 2.2.2). So beträgt die Wellenlänge im Schnee unter der Annahme einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 0.22 m/ns für die 500-MHz-Antenne 44 cm, während sie für die 800-MHz-Antenne 27.5 cm beträgt. Sofern es also um reine Schneedickenmessungen geht, ist die 800-MHz-Antenne besser geeignet.

Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass man mit den gegebenen Antennen (250, 500 und 800 MHz) und den angewendeten Methoden die Dicke einjährigen Meereises nicht bestimmen kann. Eine Bestimmung der Schneedicke ist jedoch unter günstigen Voraussetzungen möglich.

Messungen auf mehrjährigem Meereis

Mit der 800-MHz-Antenne konnte die Dicke mehrjährigen Meereises größtenteils bestimmt werden. Schwierigkeiten traten jedoch auf, sobald die Messungen über inhomogene Bereiche wie Presseisrücken führten. In den Abb. 5.11 bis 5.13 sind die Ergebnisse der Profilmessungen über mehrjährigem arktischem Meereis mit Antennen der Frequenz 500 MHz (Abb. 5.11) sowie 1GHz (Abb. 5.12 und 5.13) dargestellt. Wie zu erwarten war, kann im Profil mit der 500-MHz-Antenne (Abb. 5.11) die Eis-Wasser-Grenze bei ca. 40 ns gut erkannt werden. Zusätzlich zu dieser Reflexion kann in weiten Teilen ca. 10 ns früher ein weiterer Reflektor ausgemacht werden. Dieser könnte, ähnlich den Isochronen im Inlandeis (s. z.B. Eisen, 2003), die Grenze eines Wachstumszyklusses, also die Dicke des Meereises im letzten Winter darstellen. Im Bereich eines Presseisrückens bei ca. 180 m wird jedoch auch mit der 500-MHz-Antenne die Eisunterkante nicht erreicht.

Die Ergebnisse mit der 1GHz-Antenne fallen unterschiedlich aus. So lässt sich in Abb. 5.12, auf der selben Profillinie gemessen wie Abb. 5.11, keine Reflexion von der Eisunterkante ausmachen, während in Abb. 5.13 die Reflexion der Eis-Wasser-Grenze gut zu erkennen ist. Dies lässt sich durch eine höhere Leitfähigkeit

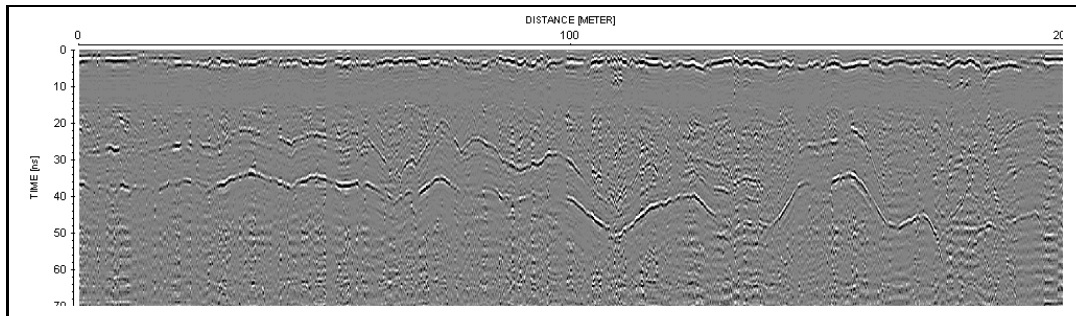


Abbildung 5.11: bearbeitetes Profil 03041302 auf mehrjährigem arktischem Meereis, Antenne 500 MHz. Zu erkennen ist die Eisunterkante sowie eine interne Reflexion.

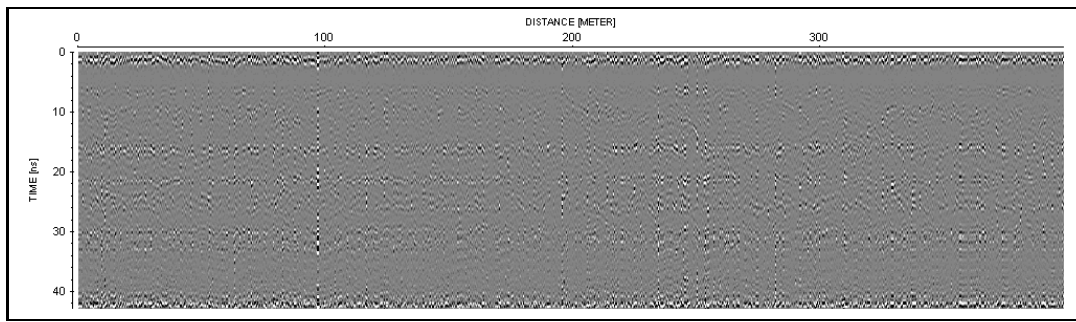


Abbildung 5.12: bearbeitetes Profil 03041301 auf mehrjährigem arktischem Meereis, Antenne 1 GHz, selbe Profillinie wie Abb. 5.11. Es ist keine Reflexion von der Eisunterkante zu erkennen.

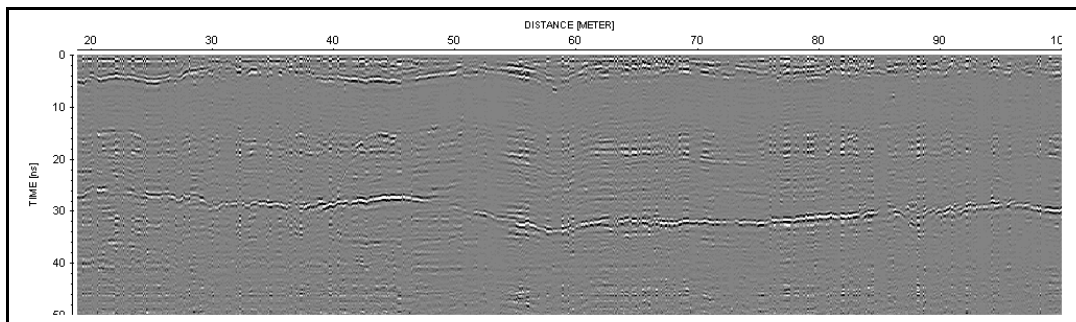


Abbildung 5.13: bearbeitetes Profil 03040101 auf mehrjährigem arktischem Meereis, Antenne 1 GHz. Die Reflexion von der Eis-Wasser-Grenze ist gut zu erkennen.

erklären. Für den 01.04. berechnet sich die mittlere Leitfähigkeit aus entsprechenden Temperatur- und Salzgehaltsprofilen zu 1.3 mS/m, während sie sich am 13.04. mit 3.7 mS/m angeben lässt. Aufgrund der Betrachtungen im vorigen Abschnitt könnte es sich bei der beobachteten Reflexion durchaus auch um eine interne Reflexion (z.B. Grenze der skeletal layer) handeln.

Die Schneedicke lässt sich mit den bereits oben beschriebenen Einschränkungen bestimmen. Vorteilhaft ist hier die hohe Auflösung. Die Wellenlänge im Schnee beträgt für die 1GHz-Antenne 0.22 m.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass bei Messungen mit der 500-MHz-Antenne die Dicke mehrjährigen Meereises gut bestimmt werden kann, während die 1GHz-Antenne zu empfindlich bei geringen Leitfähigkeitsänderungen selbst bei mehrjährigem Meereis ist. Sie ist daher ebenso ungeeignet für Meereisdickenmessungen wie die 250-MHz-Antenne.

In Tabelle 5.3 sind einige wichtige Merkmale der jeweiligen Antennenfrequenzen nochmal zusammen aufgelistet, um die unterschiedlichen Auflösungsvermögen abschätzen zu können.

Frequenz [MHz]	Pulsbreite τ [ns]	λ_{schnee} [m]	λ_{eis} [m]
250	16	0.88	0.64
500	4.2	0.44	0.32
800	3.7	0.28	0.20
1000	2.6	0.22	0.16

Tabelle 5.3: Pulsbreite τ , Wellenlängen in Schnee und Meereis λ_{schnee} und λ_{eis} für die in dieser Arbeit verwendeten Antennenfrequenzen.

5.2.4 Ergebnisse aus Modellierung mit der Methode der Finiten Differenzen (FD-Methode)

Um den Einfluss der Leitfähigkeit im Meereis auf die Anwendbarkeit des Radarverfahrens zu untersuchen, wurde zusätzlich zu den Feldmessungen eine FD-Modellierung durchgeführt. Dazu wurde das FDTD (Finite-Difference Time-

Domain) Modell EMICE verwendet, welches im Programm REFLEXW implementiert ist. Eine kurze Beschreibung des benutzten Algorithmus der Methode der Finiten Differenzen befindet sich im Anhang A.

In Abb. 5.14 ist das gewählte 2D-Modell dargestellt. Die Ausdehnung in x -Richtung beträgt 10 m und in z -Richtung 5 m. Das Modell besteht aus 3 Schichten in z -Richtung, in der x -Koordinate ist es homogen. Eine 0.5 m dicke Schneeauflage ($\epsilon_r = 1.86, \sigma = 0$) auf einer 1.5 m dicken Meereisschicht ($\epsilon_r = 3.4, \sigma$ variabel) liegt über einem Ozean ($\epsilon = 81, \sigma = 2.7$ S/m), der die restlichen 3 m des Modells ausfüllt. Für alle Schichten im Modell ist die magnetische Permeabilität $\mu = 1$. Die seitlichen und unteren Ränder des Modells werden so erweitert, dass die Energie der sich ausbreitenden elektromagnetischen Welle absorbiert wird. Damit wird versucht, Reflexionen von den Modellgrenzen zu unterbinden. Als Quelltyp wird das Modell des explodierenden Reflektors gewählt. Dies bedeutet, dass jeder Punkt eines Reflektors Ausgangspunkt einer elektromagnetischen Welle ist. Damit lassen sich profilhafte Messungen modellieren. Als Frequenz wurden 800 MHz gewählt. Zum Schluss muss das Modell noch räumlich und zeitlich diskretisiert werden. Aus der gewählten räumlichen Diskretisierung von $\Delta x = \Delta z = 0.01$ m berechnet das Programm eine optimale zeitliche Diskretisierung von $\Delta t = 0.02572$ ns, um numerische Dispersion zu minimieren sowie Stabilität zu gewährleisten (s. Taflove, 1995, p. 40 ff.)

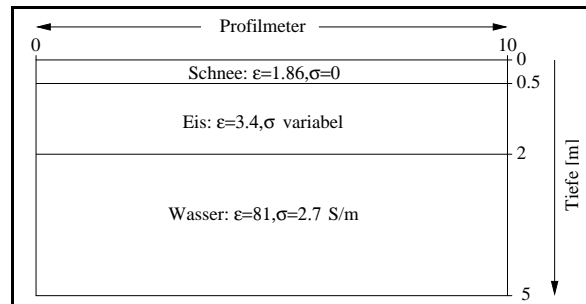


Abbildung 5.14: Modell, mit dem der Einfluss der Leitfähigkeit auf die Dämpfung untersucht wird. Die Leitfähigkeit des Meereises variierte zwischen 0 und 60 mS/m.

Für dieses Modell mit einer Eisdicke von 1.5 m wurde die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen modelliert. Der Einfluss der Leitfähigkeit auf die Dämpfung

fung wurde untersucht, indem die Leitfähigkeit des Meereises im Modell (Abb. 5.14) sukzessive von 0 auf 60 mS/m erhöht wurde. In Abb. 5.15 ist die Amplitude der Reflexion der Eis-Wasser-Grenze gegen die Leitfähigkeit des Modell-Meereises aufgetragen. Zur besseren Darstellung sind alle Amplituden normiert worden auf die Reflexion der Eis-Wasser-Grenze für $\sigma_{eis} = 0$.

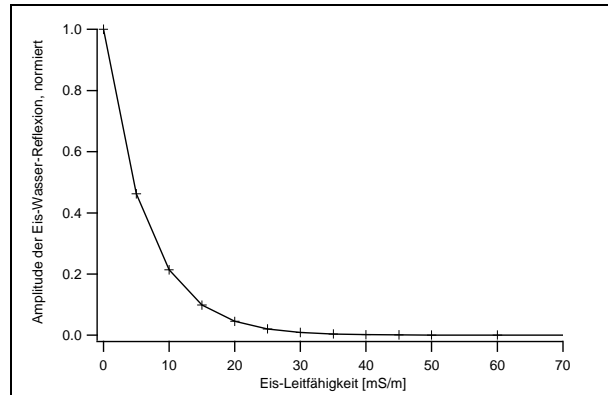


Abbildung 5.15: Ergebnis aus der FD-Modellierung: Abhängigkeit der Amplitude der Reflexion von der Eis-Wasser-Grenze von der Eis-Leitfähigkeit σ . Die Amplituden sind normiert auf die Reflexion für $\sigma = 0$. Zugrunde liegt das Schnee-Meereis-Wasser-Modell aus Abb. 5.14.

Man erkennt einen sehr starken exponentiellen Abfall der Amplitude mit zunehmender Eis-Leitfähigkeit. Die Amplitude der Reflexion von der Eis-Wasser-Grenze beträgt für Leitfähigkeiten von mehr als 30 mS/m weniger als 1 % von der Amplitude der Reflexion bei einer Leitfähigkeit von 0 mS/m.

Diese Ergebnisse unterstützen die Betrachtungen des vorherigen Abschnitts. Man kann feststellen, dass durch Leitfähigkeiten von 30 mS/m, wie sie aus Eiskernuntersuchungen als repräsentativ für einjähriges Meereis gelten können (Abb. 5.2), die Amplitude der Reflexion von der Eis-Wasser-Grenze extrem reduziert wird und damit in realen, verrauschten Daten nicht mehr sichtbar sein dürfte.

5.3 Ergebnisse der Schnee- und Eisdickenmessungen

Im vorigen Abschnitt ging es um die Frage, ob und unter welchen Umständen das Bodenradar zur Bestimmung der Meereis- und Schneedicke eingesetzt werden kann. Sofern dies möglich ist, wird im folgenden Kapitel untersucht, wie gut die Ergebnisse des Bodenradars letztendlich sind. Dazu werden die Ergebnisse des Bodenradars mit denen der direkten Schneedickenmessungen, der Eisdickenbohrungen sowie den Resultaten aus den EM31-Messungen verglichen.

Zeit-Tiefen-Konvertierung der Radarprofile

Zunächst muss in den Radarprofilen die Zweiweglaufzeit t in die Tiefe z umgerechnet werden. Dies geschieht mittels der Laufzeitgleichung Gl. 2.61 über die Ausbreitungsgeschwindigkeit v :

$$z = \frac{t}{2} \cdot v. \quad (5.11)$$

Unter Einbeziehung der Intervallgeschwindigkeiten v_i in Schnee und Meereis lässt sich die Dicke der einzelnen Schichten z_i berechnen mit

$$z_i = \frac{t_i}{2} \cdot v_i. \quad (5.12)$$

Die Intervallgeschwindigkeiten v_i in Schnee und Meereis wurden wie in den vorigen Kapiteln beschrieben für jedes Profil bestimmt.

Die Laufzeit zum Reflektor wurde durch das Picken der jeweiligen Reflektoren bestimmt. Unsicherheiten tauchten hier durch die Form des registrierten Wavelets auf. Im Idealfall repräsentiert ein Spike den Zeitpunkt einer Reflexion. Dieser ist jedoch physikalisch nicht realisierbar. Kovacs und Morey (1986) geben deshalb als Zeitpunkt der Reflexion den ersten Nulldurchgang des reflektierten Wavelets an. Dieser erste Nulldurchgang ist häufig durch Überlagerung mit Noise in den Radargrammen nicht eindeutig zu erkennen. Bei jeder Reflexion ist aber die negative Maximalamplitude deutlich zu erkennen. Deshalb wurde die negative

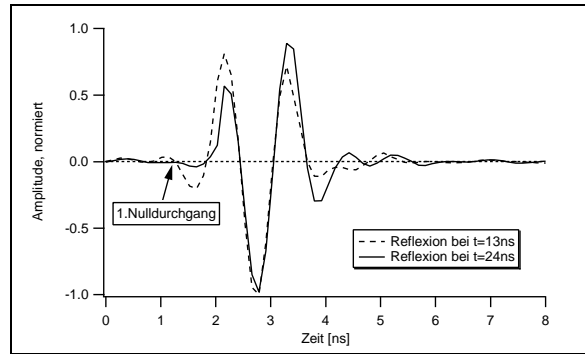


Abbildung 5.16: Aus zwei Reflexionen von der Eis-Wasser-Grenze des Profils 03031201 (800 MHz) zu unterschiedlichen Laufzeiten kann die Stationarität des Wavelets angenommen werden.

Maximalamplitude gepickt und dann sämtliche Pickzeiten um einen konstanten Zeitbetrag, der von der Form des Wavelets und damit von der verwendeten Antennenfrequenz abhängt, nach oben verschoben.

Dabei muss die Stationarität des Wavelets angenommen werden, d.h. die Form des Wavelets darf sich mit zunehmender Laufzeit nicht ändern, so dass für alle gepickten Laufzeiten eines Profils derselbe konstante Zeitbetrag zwischen erstem Nulldurchgang und negativer Maximalamplitude gilt. In Abb. 5.16 sind dazu exemplarisch zwei Reflexionen der Eis-Wasser-Grenze des Profils 03031201 zu unterschiedlichen Laufzeiten dargestellt. Man kann erkennen, dass sich die Phasenlage der Wavelets nur wenig ändert und die Zeit zwischen erstem Nulldurchgang und negativer Maximalamplitude für die 800-MHz-Antenne bei beiden Reflexionen annähernd konstant 1.6 ns beträgt. Stationarität des Wavelets kann also angenommen werden.

Das Picking wird mit REFLEXW durchgeführt. Dabei wurde die Option *phase follower* ausgenutzt, bei der die gewünschte Phase eines Reflektors am Anfang des Profils manuell gepickt wird und dann über die einzelnen Spuren entlang des Reflektors bis zum Ende des Profils automatisch weiterverfolgt wird. Da es jedoch durch Noise sowie Diskontinuitäten im Reflektor zu Fehlern kommt, müssen die erhaltenen Picks anschließend manuell korrigiert werden. Fehlende Picks werden vom Programm linear interpoliert.

Die erhaltenen Tiefenprofile wurden anschließend horizontal und vertikal geglättet, um die Auflösung der Radarmessungen zu berücksichtigen.

5.3.1 Vergleich mit Bohrungen und EM-Induktionsmessungen

Der Vergleich der GPR-Meereisdickenmessungen mit Ergebnissen des EM31 ist an insgesamt drei Profilen auf mehrjährigem Meereis möglich. Für zwei dieser Profile stehen zusätzlich noch Eisdickenbohrungen zur Verfügung.

Profil 03031201

In Abb. 5.17 ist das berechnete Tiefenprofil 03031201 dargestellt. Die Zeit-Tiefen-Konvertierung wurde hier durchgeführt mit $v_{schnee} = 0.218$ m/ns sowie $v_{eis} = 0.158$ m/ns. Zusätzlich dargestellt ist die mit dem EM31 berechnete Eisdicke, die erbohrte Eisdicke sowie die direkt gemessene Schneedicke. Grundsätzlich kann man sagen, dass die Ergebnisse sehr gut sind. Zum einen stimmt die GPR-Schneedicke in weiten Teilen des Profils mit der direkt gemessenen Schneedicke überein, wenn sie auch in einigen Bereichen signifikant davon abweicht. Zum anderen stimmt die GPR-Eisdicke ebenfalls sehr gut mit der erbohrten Eisdicke überein. Zusätzlich lässt sich feststellen, dass die GPR-Eisdicke und die EM-Eisdicke sehr gut den selben Trend aufweisen, wenn auch die EM-Eisdicke größtenteils etwas geringer ist.

Um die Genauigkeit der GPR-Eisdicken abzuschätzen, werden im folgenden die Abweichungen zu den erbohrten Eisdicken auf zwei verschiedene Arten untersucht. Zum einen werden die einzelnen Messwerte an den einzelnen Lokationen direkt miteinander verglichen, sofern für dieselbe Lokation Eisdicken mehrerer Verfahren vorliegen. Zum anderen kann man die statistische Verteilung der Eis- und Schneedicken über das gesamte Profil miteinander vergleichen.

In Abb. 5.18 sind die relativen Abweichungen $\Delta z_{tt}/z_{tt}$ der ermittelten GPR-Eisdicke von den Bohrungen entlang des Profils dargestellt. Die relative Abwei-

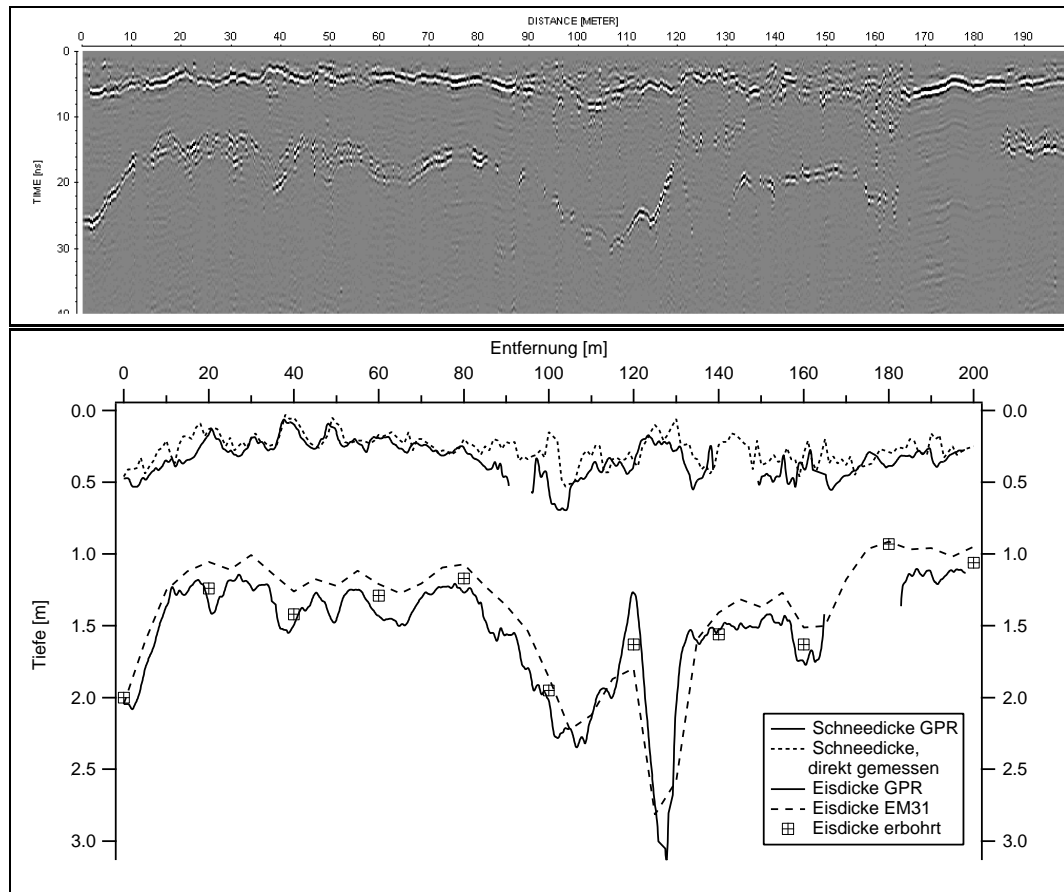


Abbildung 5.17: Zeitsektion (oben) und Tiefenprofil 03031201 (unten), berechnet mit den Geschwindigkeiten $v_{schnee} = 0.218$ m/ns und $v_{eis} = 0.158$ m/ns. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung der GPR-Eisdicke mit der erbohrten Eisdicke zu erkennen. Die EM-Eisdicke ist größtenteils etwas geringer.

chung ist dabei in Prozent nach der Gleichung

$$\frac{\Delta z_{tt}}{z_{tt,bohr}} = \frac{z_{tt,GPR} - z_{tt,bohr}}{z_{tt,bohr}} \cdot 100 \quad (5.13)$$

angegeben. Die Abweichungen liegen größtenteils zwischen 0 und 10 Prozent, lediglich ein Wert weist eine höhere Abweichung auf. Man kann erkennen, dass die GPR-Eisdicke die erbohrte Eisdicke an den einzelnen Lokationen leicht überschätzt, an einer Lokation wird sie stark unterschätzt. Dennoch kann man sagen, dass die Abweichungen relativ klein sind und damit die GPR-Eisdicke der erbohrten Eisdicke sehr nahe kommt.

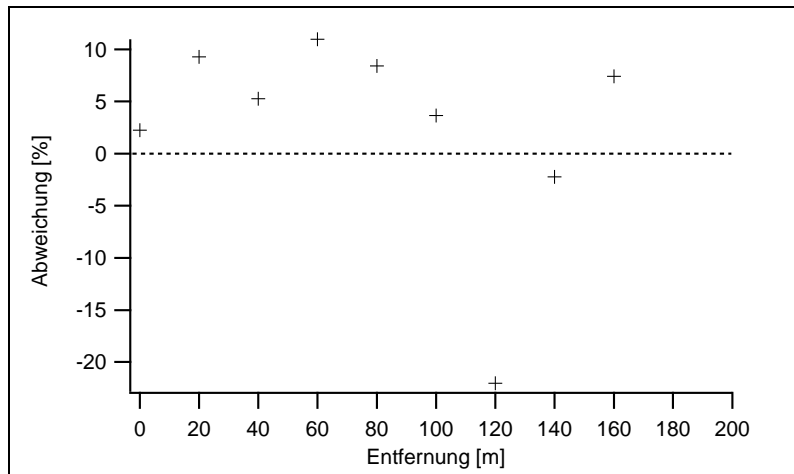


Abbildung 5.18: Prozentuale Abweichung der GPR-Eisdicken von den erbohrten Eisdicken entlang des Profils 03031201 (Abb. 5.17).

Die Abweichungen beim punktuellen Vergleich von erbohrten Eisdicken zu GPR-Eisdicken können mehrere Ursachen haben:

- Inhomogenitäten im Meereis können zu lateralen Geschwindigkeitsvariationen führen. Die Zeit-Tiefen-Konvertierung wurde jedoch mit einer überall konstanten mittleren Geschwindigkeit durchgeführt, so dass es punktuell zu Abweichungen zwischen der GPR-Eisdicke und der erbohrten Eisdicke kommen kann.
- Die unterschiedliche Auflösung der Bohrungen und der Radarmessungen ist zu beachten. Während bei den Bohrungen die Dickeninformation aus einem Volumen mit wenigen cm Durchmesser stammt, dem Durchmesser des Bohrers, so stammt die Information der Radarmessungen aus einem viel größeren Bereich, der durch den Durchmesser der 1. Fresnelschen Zone gegeben ist (s. Kap 2.2.2).
- Die Positionsbestimmung der Radarmessungen entlang der Profile mit der Fadenbox ist erfahrungsgemäß nicht immer genau. Hier kann es durch starken Wind oder eine ungenaue Kalibrierung zu Abweichungen kommen. Dadurch werden GPR-Eisdicken und erbohrte Eisdicken miteinander verglichen, die nicht an derselben Position auf dem Profil liegen.

- Dieselben oben genannten Unsicherheiten sind ebenso bei der Bestimmung der Schneedicke zu berücksichtigen und wirken sich damit auch auf die ermittelte Eisdicke aus.

Der Vergleich der jeweiligen Eisdicken Punkt für Punkt ist also mit großen Unsicherheiten verbunden. Abb. 5.18 zeigt, dass die Fehler trotzdem relativ klein sind. Dennoch führt ein statistischer Vergleich der Eis- und Schneedicken über ein gesamtes Profil zu einer weitaus aussagekräftigeren Möglichkeit, die jeweiligen Verfahren miteinander zu vergleichen.

Vergleich der Eis- und Schneedickenverteilungen

Die Dickenverteilung eines Profils gibt die Häufigkeit der Messwerte in einem bestimmten Dickenintervall $z + \Delta z$ an. Dadurch lassen sich verschiedene Eisklassen durch ausgeprägte Moden in der Verteilung voneinander unterscheiden und ihre jeweiligen Dicken angeben. Die Dicke ebenen Eises, die aus dem reinen thermodynamischen Wachstum hervorgeht, lässt sich durch ein ausgeprägtes Maximum in der Verteilung bestimmen. Die Form und die Genauigkeit der Verteilung lassen sich durch die Wahl der Intervallbreite steuern. Die folgenden Eisdickenverteilungen wurden mit einer Intervallbreite $\Delta z = 0.1$ m berechnet, für die Schneedickenverteilungen wurde $\Delta z = 0.05$ m gewählt. Dies sind übliche Werte für Eis- und Schneedickenverteilungen (s. z.B. Massom et al. (2001) und Haas (1997)). Da für jedes Verfahren eine unterschiedliche Anzahl an Messpunkten vorliegt, wurde die relative Häufigkeit jeder Verteilung berechnet, indem die absolute Häufigkeit durch die jeweilige Anzahl der Messpunkte dividiert wurde. Dennoch muss von vornherein beachtet werden, dass Abweichungen in der Dickenverteilung zwischen den jeweiligen Verfahren durch die unterschiedliche Messpunktanzahl kommen können.

Die ebene Schnee- bzw. Eisdicke, welche im folgenden verwendet wird, ist der Mittelwert des Intervalls, in dem die größte Anzahl an Messpunkten vorliegt.

In Abb. 5.19 und Abb. 5.20 sind die Eis- und Schneedickenverteilungen des Profils 03031201 dargestellt. Man erkennt bei der Eisdickenverteilung (Abb. 5.19)

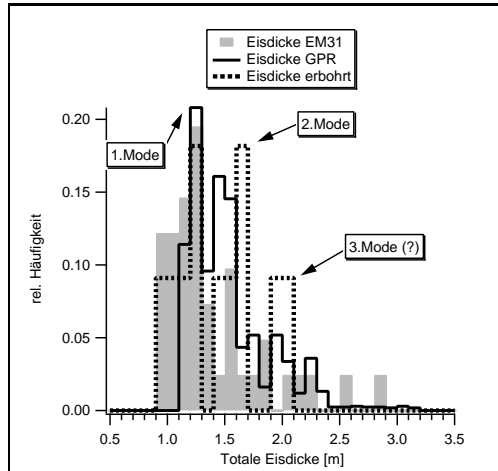


Abbildung 5.19: Eisdickenverteilungen des Profils 03031201 (Abb. 5.17). Die ebene Eisdicke geben alle 3 Verfahren mit 1.25 m an.

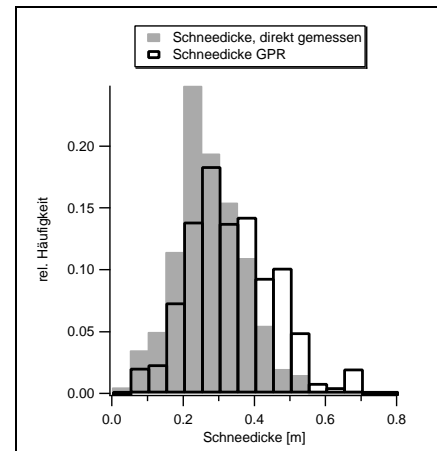


Abbildung 5.20: Schneedickenverteilungen des Profils 03031201 (Abb. 5.17). Die ebene Schneedicke wird mit dem GPR zu 0.275 m berechnet, direkt gemessen ergibt sich 0.225 m.

sofort, dass alle 3 Verfahren die Dicke ebenen Eises, welche durch die 1. Mode repräsentiert wird, mit 1.25 m exakt gleich wiedergeben. Weiterhin erkennt man bei allen 3 Verfahren eine zweite Mode, welche das GPR mit 1.45 m, das EM31 mit 1.55 m und die Bohrungen mit 1.65 m angeben. Eine 3. Mode ist bei 1.95 m durch die Bohrungen und das GPR angedeutet, welche beim EM31 mit 2.05 m angegeben wird. Diese Mode wird allerdings beim EM31 und bei den Bohrungen aus nur einem Messwert gebildet, so dass eine statistische Aussage hierüber sehr unsicher ist. An der EM31-Dickenverteilung kann man außerdem noch erkennen, dass das EM31 die erbohrte Eisdicke in großen Teilen unterschätzt. Es muss allerdings beachtet werden, dass die erbohrte Eisdickenverteilung nur aus 11 Messwerten berechnet wurde. Dennoch lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung in der Bestimmung der ebenen Eisdicke feststellen.

In Abb. 5.20 sind die relativen Schneedickenverteilungen für die direkt ermittelten und die mit dem Radar bestimmten Schneedicken des Profils 03031201 dargestellt. Die Übereinstimmung der beiden Verteilungen ist ebenfalls sehr gut.

Die ebene Schneedicke wird mit dem GPR zu 0.275 m berechnet, direkt gemessen ergibt sich 0.225 m. Es ist allerdings auch zu erkennen, dass die GPR-Schneedicke im Mittel etwas größer ist und weniger Werte bei den kleinen Schneedicken (0-10 cm) aufweist. Dies lässt sich damit erklären, dass ganz geringe Schneedicken mit dem Bodenradar nicht aufgelöst werden können und damit in der Verteilung fehlen.

Profil 03041301

Anhand des Profils 03041301, gemessen mit der 500-MHz-Antenne, wird ein weiterer Vergleich der Schnee- und Eisdickenverteilungen durchgeführt. In Abb. 5.21 ist das berechnete Tiefenprofil dargestellt. Die verwendeten Geschwindigkeiten für die Berechnung der GPR-Eisdicke sind $v_{schnee} = 0.218$ m/ns und $v_{eis} = 0.154$ m/ns. In diesem Fall stimmen alle 3 Verfahren tendenziell sehr gut überein. Die berechneten Schnee- und Eisdickenverteilungen sind in Abb. 5.22 und 5.23 dargestellt. Die ebene Eisdicke wird beim GPR und den Bohrungen mit 2.75 m angegeben. Mit dem EM31 wird sie mit 2.65 m angegeben, sie stimmen sehr gut überein. Die ebene Schneedicke wird mit dem GPR mit 0.125 m angegeben, die direkt ermittelte ebene Schneedicke beträgt 0.075 m. Die Diskrepanz hängt wiederum damit zusammen, dass die ganz geringen Schneedicken mit dem Bodenradar nicht bestimmt werden können und damit in der Schneedickenverteilung fehlen. Dies verschiebt die gesamte Verteilung zu den höheren Schneedicken.

Die bisher diskutierten Dickenverteilungen der Profile 03031201 und 03041301 zeigen, dass beim statistischen Vergleich der Eis- und Schneedicken über ein gesamtes Profil die Messungen mit dem Bodenradar in der Lage sind, die ebene Eis- und die ebene Schneedicke sehr gut zu bestimmen. Dies bedeutet insbesondere, dass die in dieser Arbeit benutzten Verfahren zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit in Schnee und Meereis gute Mittelwerte der Geschwindigkeiten liefern und die gemachten Annahmen und Vereinfachungen

sinnvoll sind.

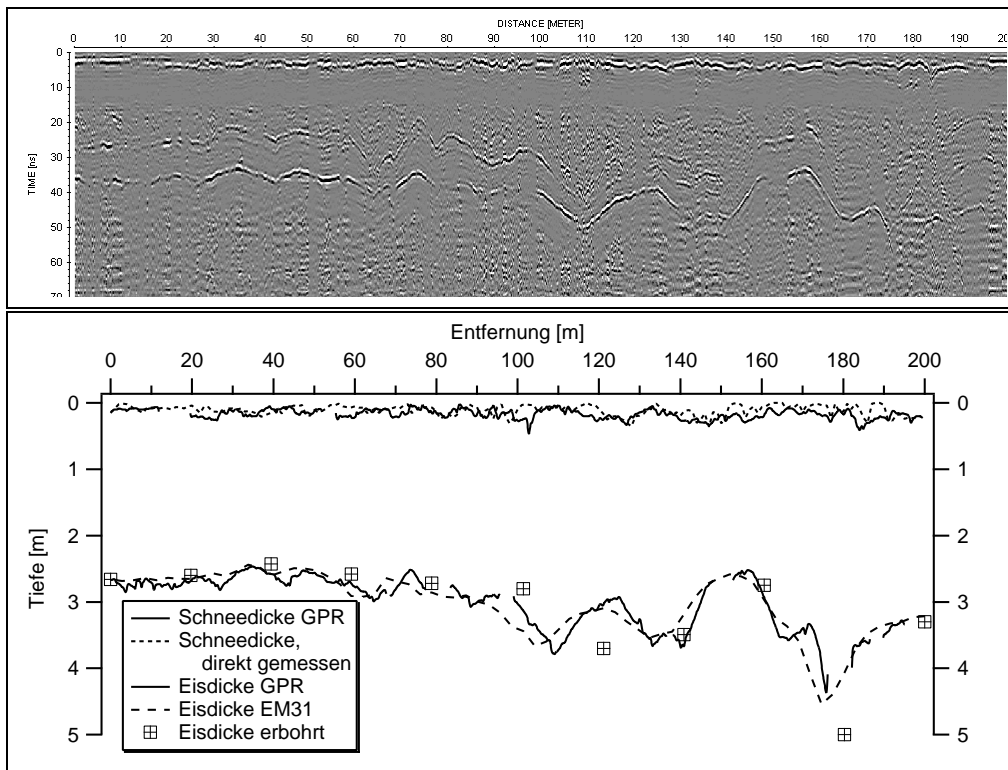


Abbildung 5.21: Zeitsektion (oben) und Tiefenprofil 03041301(unten), berechnet mit den Geschwindigkeiten $v_{schnee} = 0.218$ m/ns und $v_{eis} = 0.154$ m/ns. GPR-Eisdicke (durchgezogen), erbohrte Eisdicke (Boxen) und EM-Eisdicke (gestrichelt) stimmen gut überein, die Schneedicken ebenfalls.

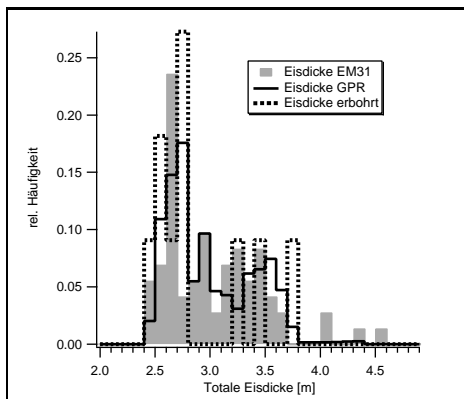


Abbildung 5.22: Eisdickenverteilung des Profils 03041301 (Abb. 5.21). GPR und Bohrungen ermitteln eine ebene Eisdicke von 2,75 m, das EM31 2,65 m.

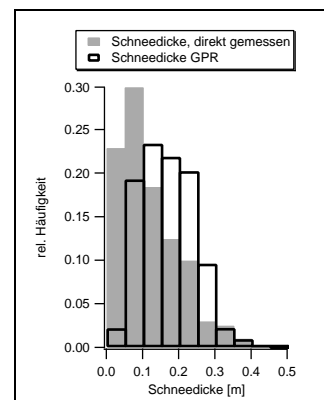


Abbildung 5.23: Schneedickenverteilungen des Profils 03041301 (Abb. 5.21). Die ebene Schneedicke beträgt beim GPR 0,125 m, direkt ermittelt werden 0,075 m.

Profil 03040101

Für dieses Profil, gemessen mit der 1GHz-Antenne, stehen leider keine Eisdickenbohrungen zur Verfügung, so dass einzig die GPR-Eisdicke und die EM31-Eisdicke miteinander verglichen werden können. In Abb. 5.24 ist das Tiefenprofil 03040101 dargestellt. Die verwendeten Geschwindigkeiten für die Berechnung der GPR-Eisdicke sind $v_{schnee} = 0.218m/ns$ und $v_{eis} = 0.158m/ns$. Man erkennt wiederum eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der GPR-Schneedicke und der direkt gemessenen Schneedicke. Die GPR-Eisdicke und die EM31-Eisdicke weisen denselben Verlauf auf, die EM31-Eisdicke ist allerdings wieder leicht geringer. Die zugehörigen Eis- und Schneedickenverteilungen sind in den Abb. 5.25 und 5.26 dargestellt. Die ebene GPR-Eisdicke beträgt 2.25 m, die des EM31 2.05 m. Für die ebene Schneedicke liefern das Bodenradar und die direkten Messungen beide denselben Wert 0.1 m.

In Tabelle 5.4 sind von den 3 Profilen über mehrjährigem arktischem Meereis die Mittelwerte der Schnee- und Eisdickenbestimmungen aufgelistet. Man sieht, dass das Bodenradar und die erbohrte Eisdicke um ± 10 cm genau übereinstimmen. Damit liegt das Bodenradar innerhalb der Genauigkeit der EM-Induktionsmessungen. Dass die EM-Induktionsmessungen ein wenig genauer sind, liegt daran, dass die erbohrten Eisdicken in die Auswertung mit eingeflossen sind (s. Kap 4.2), während die Bodenradarmessungen davon vollkommen unabhängig sind. Die mittlere Schneedicke zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung, sie weicht im Mittel um nicht mehr als 7 cm ab.

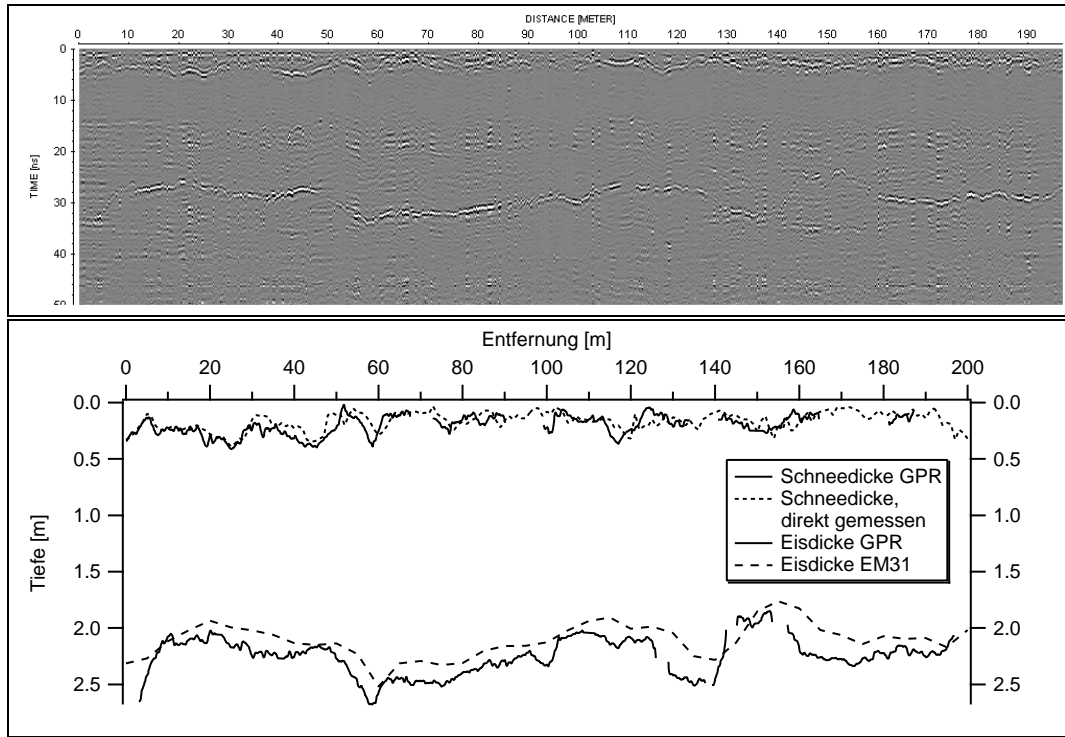


Abbildung 5.24: Zeitsektion (oben) und Tiefenprofil 03040101 (unten), berechnet mit den Geschwindigkeiten $v_{schnee} = 0.218$ m/ns und $v_{eis} = 0.158$ m/ns. GPR-Schneedicke und direkt gemessene Schneedicke stimmen sehr gut überein. Die GPR-Eisdicke und die EM-Eisdicke weisen übereinstimmend denselben Trend auf, die EM-Eisdicke ist jedoch etwas geringer.

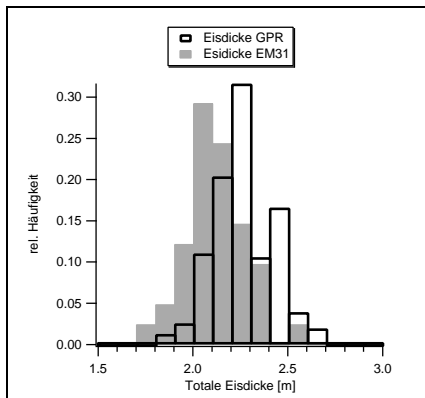


Abbildung 5.25: Eisdickenverteilung des Profils 03040101 (Abb. 5.24). Die ebene GPR-Eisdicke beträgt 2.25 m, die des EM31 2.05 m.

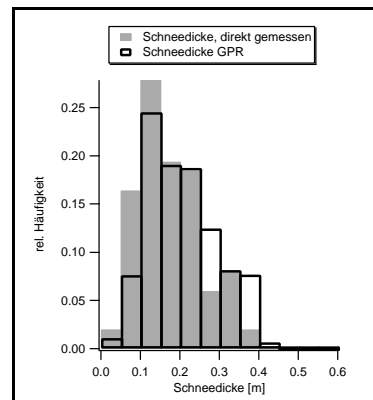


Abbildung 5.26: Schneedickenverteilungen des Profils 03041301 (Abb. 5.24). Die ebene Schneedicke wird sowohl beim GPR als auch direkt mit 0.125 m ermittelt.

Profil	Messgröße	n	Mittelwert [m]	σ [m]
03031201	Schneedicke GPR	1798	0.33	0.12
	Schneedicke, direkt	201	0.26	0.10
	Eisdicke EM31	41	1.40	0.45
	Eisdicke GPR	1755	1.53	0.35
	Eisdicke, erbohrt	11	1.44	0.35
03041301	Schneedicke GPR	3373	0.17	0.07
	Schneedicke, direkt	201	0.11	0.08
	Eisdicke EM31	72	3.04	0.46
	Eisdicke GPR	3114	2.99	0.39
	Eisdicke, erbohrt	11	3.09	0.75
03040101	Schneedicke GPR	2875	0.20	0.09
	Schneedicke, direkt	201	0.17	0.08
	Eisdicke EM31	41	2.11	0.15
	Eisdicke GPR	3405	2.26	0.16

Tabelle 5.4: Mittelwerte und Standardabweichungen σ der Schnee- und Eisdickenmessungen über mehrjährigem arktischem Meereis. Angegeben ist auch die Messpunktanzahl n , aus der der Mittelwert berechnet wurde. Die GPR-Eisdicke und die erbohrt Eisdicke stimmen bis auf ± 10 cm genau überein. Die mittlere GPR-Schneedicke weicht um maximal 7 cm von der direkt gemessenen ab.

Mögliche Fehlerquellen

Eine mögliche Ursache für die Abweichungen zwischen den Ergebnissen des EM31 und dem Bodenradar kann eine falsche Geschwindigkeit für die Zeit-Tiefen-Konvertierung der Radarprofile sein. Da jedoch die Übereinstimmung des Bodenradars mit den Bohrungen bei den Profilen 03031201 und 03041301 sehr gut ist, ist dies eher unwahrscheinlich.

Eine weitere Fehlerquelle kann in Verkippungen des EM31 im Kajak liegen. Das Auswerteverfahren geht von vertikalen koplanaren Spulen und damit von einem HMD aus. Reid et al. (2003) haben die Auswirkungen verkippter Spulen untersucht. Im Falle verkippter Spulen ist das registrierte Signal eine Superposition der beiden Dipolmodi HDM und VDM. Fehler, die beim Einbau des EM31 im Kajak entstehen, wirken sich auf das gesamte Profil aus. Für eine seitliche Verkippung ϕ von 10° kann man den Fehler, der bei Messungen über 2 m dickem Eis entsteht, abschätzen. Nach Reid et al. (2003) setzt sich das sekundäre magnetische Feld wie folgt aus den beiden Dipolmodi zusammen:

$$H_s = H_{s,HDM} \cdot \cos \phi + H_{s,VDM} \cdot \sin \phi. \quad (5.14)$$

Man kann nun aus Abb. 2.6 die scheinbaren Leitfähigkeiten für den jeweiligen Dipolmodus bei einer Eisdicke von 2 m ablesen und zusammen mit der Verkippung $\phi = 10^\circ$ in obige Gleichung einsetzen. Man erhält eine scheinbare Leitfähigkeit von ca. 270 mS/m, die im EM31 gemessen wird. Diese entspricht aber bei einer einfachen Rücktransformation von scheinbaren Leitfähigkeiten in Eisdicken für einen reinen HMD nicht den tatsächlich existierenden 2 m, sondern nur ca. 1.8 m. Die Eisdicke wird also durch das Verkippen des EM31 um 20 cm unterschätzt, so dass ein starkes Verkippen des EM31 eine nicht zu vernachlässigende Fehlerquelle ist.

5.3.2 Schneedickenmessungen in der Antarktis

Die Eisdicke konnte auf einjährigem antarktischem Meereis nicht bestimmt werden (s. Kap 5.2), stattdessen wurden Schneedickenmessungen durchgeführt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Radarwellen im Schnee wurde auf zwei verschiedenen Arten bestimmt (s. Kap. 5.1). Die Zeit-Tiefen-Konvertierung wurde mit beiden Geschwindigkeiten durchgeführt. Der Vergleich der Radarmessungen mit den direkt gemessenen Schneedicken wird mit beiden ermittelten Schneedicken und den zugehörigen Schneedickenverteilungen exemplarisch an 3 Profilen durchgeführt. Die übrigen Ergebnisse befinden sich im Anhang C.

Profil 03092802

Bei diesem Profil wurde die Zeit-Tiefen-Konvertierung nur mit der CMP-Geschwindigkeit 0.218 m/ns durchgeführt, da die DK-Geschwindigkeit von 0.219 m/ns fast exakt mit der CMP-Geschwindigkeit übereinstimmt. In Abb. 5.27 ist das berechnete Tiefenprofil 03092802 dargestellt. Es lässt sich eine nahezu perfekte Übereinstimmung der GPR- und der direkt gemessenen Schneedicke feststellen. Man kann jedoch auch erkennen, dass die sehr geringe Schneebedeckung von 3 cm bei Profilmeter 18 mit dem Bodenradar nicht aufgelöst werden kann. Die zugehörige Schneedickenverteilung ist in Abb. 5.28 dargestellt. Die ebene Schneedicke wird mit beiden Verfahren mit je 0.375 m genau gleich angegeben.

Profil 03101201

Das berechnete Tiefenprofil 03101201 ist in Abb. 5.29 dargestellt. Die verwendete DK-Geschwindigkeit beträgt 0.223 m/ns. Dieses Profil wurde mit Zeittriggerung gemessen und die Umrechnung in Profilmeter erfolgte durch eine äquidistante Aufteilung der Spuren auf eine Profillänge von 100 m. Ein ungleichmäßiges Ziehen der Antenne kann damit nicht berücksichtigt werden. Dadurch kommt es in der Profildarstellung zu großen Diskrepanzen zwischen der direkt gemessenen und der GPR-Sneeedicke, wenn auch beide Profile die wesentlichen Dickenänderungen gemeinsam haben. Betrachtet man jedoch die zugehörigen Schneedickenver-

teilungen in Abb. 5.30, so lässt sich insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung der Verteilungen beobachten. Die ebene Schneedicke wird hier in allen 3 Verfahren mit 0.325 m angegeben. Es lässt sich weiterhin erkennen, dass der kleine Unterschied zwischen der DK- und der CMP-Geschwindigkeit erwartungsgemäß auch nur einen kleinen Einfluss auf die Form der Dickenverteilung hat.

Profil 03100701

Das berechnete Tiefenprofil 03100701 ist in Abb. 5.31 dargestellt. Die verwendete DK-Geschwindigkeit beträgt 0.24 m/ns, sie ist signifikant höher als die CMP-Geschwindigkeit 0.218 m/ns. Man kann teilweise eine gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Schneedicken erkennen. In Bereichen von sehr dicken Schneedicken bei 10, 30 und 70 m kann man sehr gut erkennen, dass die höhere DK-Geschwindigkeit zu einer besseren Anpassung der GPR-Schneedicken an die direkt gemessene Schneedicke führt. Dennoch muss man sagen, dass die Abweichung auch hier sehr gering ist. Die Schneedicke aus der CMP-Messung beträgt bei Profilmeter 30 0.58 m, während die Schneedicke aus der DK-Messung dort 0.63 m beträgt. Dies bedeutet, dass selbst beim Profil 03100701, wo der Unterschied zwischen CMP- und DK-Geschwindigkeit am größten ist, die Abweichung der beiden Geschwindigkeitsbestimmungen sich um weniger als 10 % auf die Bestimmung der Schneedicke auswirkt.

Die zugehörigen Schneedickenverteilungen sind in Abb. 5.32 dargestellt. Das Maximum dieser Verteilung wird angegeben mit 0.175 m (GPR aus CMP und direkt gemessen) und 0.225 m (GPR aus DK). Weiterhin ist auch hier zu sehen, dass die ganz kleinen Schneedicken im Intervall 0 - 5 cm mit dem Bodenradar nicht aufgelöst werden können.

Die minimale Schneedicke

Aus den Schneedickenverteilungen kann man erkennen, dass Schneedicken zwischen 0 und 5 cm nicht aufgelöst werden. Messerte in diesem Intervall sind die Ausnahme und unter Umständen auf Fehler im Picken der Horizonte zurück-

zuführen. Unter dem Aspekt des vertikalen Auflösungsvermögens, das ein Viertel der Wellenlänge beträgt (s. Kap. 2.2.2), ist dies nachvollziehbar. Die Wellenlänge im Schnee beträgt für die 800-MHz-Antenne 28 cm und damit das vertikale Auflösungsvermögen 7 cm. Dies ist die Entfernung, die die Schnee-Eis-Grenze von der Antenne haben muss, damit sie sicher aufgelöst werden kann und es ist somit sinnvoll und von den Messdaten belegt, dies als die minimale Schneedicke zu bezeichnen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Bestimmung der Geschwindigkeit aus den Dielektrizitätszahlen genauere Ergebnisse liefert. Dennoch weichen die Ergebnisse mit der Geschwindigkeit der CMP-Messung nur wenig davon ab. Betrachtet man die Ergebnisse der Schneedickenmessungen über mehrjährigem Meereis aus der Arktis, die allesamt mit der Geschwindigkeit aus der CMP-Messung aus der Antarktis gewonnen wurden, so lässt sich hier eine gute Übereinstimmung mit den direkt gemessenen Schneedicken feststellen. Dies zeigt, dass die Geschwindigkeitsbestimmung mittels einer CMP-Messung einen guten Mittelwert liefert und damit auf andere Profile übertragbar ist.

In Tabelle 5.5 sind die Mittelwerte der Schneedickenmessungen über einjährigem Meereis aufgelistet. Die maximale Abweichung zwischen den CMP- und den direkt gemessenen Schneedicken beträgt 3 cm. Die Abweichungen der DK-Schneedicken sind teilweise sogar noch geringer, jedoch in keinem Fall größer.

Profil	Messgröße	n	Mittelwert [m]	σ [m]
03031701	Schneedicke GPR aus CMP	5881	0.15	0.06
	Schneedicke, direkt	201	0.15	0.07
03032301	Schneedicke GPR aus CMP	3906	0.14	0.06
	Schneedicke, direkt	201	0.15	0.08
03092802	Schneedicke GPR aus CMP	1280	0.31	0.14
	Schneedicke aus DK		0.31	0.14
	Schneedicke, direkt	69	0.32	0.15
03093001	Schneedicke GPR aus CMP	1821	0.31	0.15
	Schneedicke aus DK		0.32	0.16
	Schneedicke, direkt	101	0.34	0.18
03100701	Schneedicke GPR aus CMP	1527	0.28	0.12
	Schneedicke aus DK		0.31	0.13
	Schneedicke, direkt	101	0.30	0.14
03100901	Schneedicke GPR aus CMP	1697	0.38	0.20
	Schneedicke aus DK		0.38	0.20
	Schneedicke, direkt	101	0.37	0.24
03101102	Schneedicke GPR aus CMP	1066	0.28	0.08
	Schneedicke aus DK		0.29	0.08
	Schneedicke, direkt	101	0.29	0.09
03101201	Schneedicke GPR aus CMP	1467	0.32	0.12
	Schneedicke aus DK		0.33	0.15
	Schneedicke, direkt	101	0.34	0.15

Tabelle 5.5: Mittelwerte und Standardabweichungen σ der Schneedickenmessungen auf einjährigem Meereis in Arktis und Antarktis. Angegeben ist auch die Messpunktzahl n , aus der der Mittelwert berechnet wurde. Die mit dem Bodenradar bestimmten Schneedicken weichen um maximal 3 cm von den direkt gemessenen Schneedicken ab. Die mit der DK-Geschwindigkeit ermittelten Schneedicken sind nochmals leicht genauer.

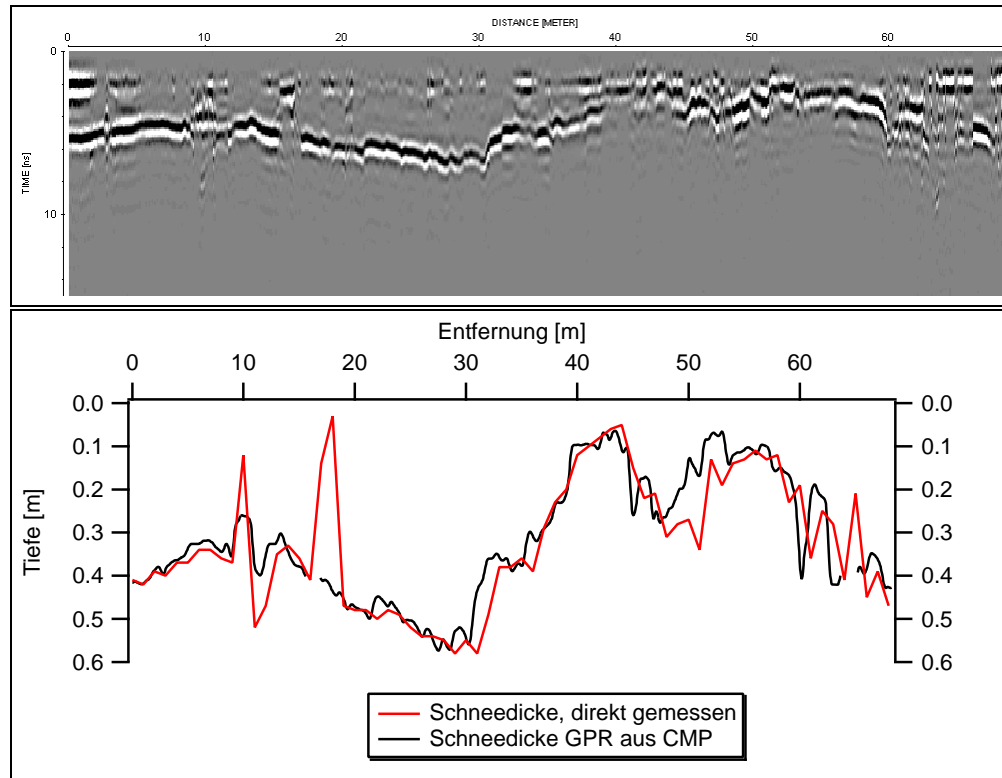


Abbildung 5.27: Zeitsektion (oben) und mit der CMP-Geschwindigkeit 0.218 m/ns berechnetes Tiefenprofil 03092802 (unten). Die GPR-Schneedicke stimmt nahezu perfekt mit der direkt gemessenen Schneedicke überein. Die geringe Schneebedeckung von 3 cm bei Profilmeter 18 wird mit dem GPR nicht aufgelöst.

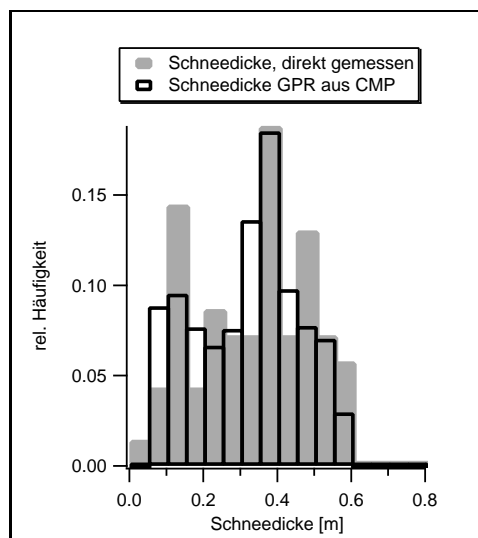


Abbildung 5.28: Schneedickenverteilung des Profils 03092802 (Abb. 5.27). Die ebene Schneedicke beträgt mit beiden Verfahren 0.375 m.

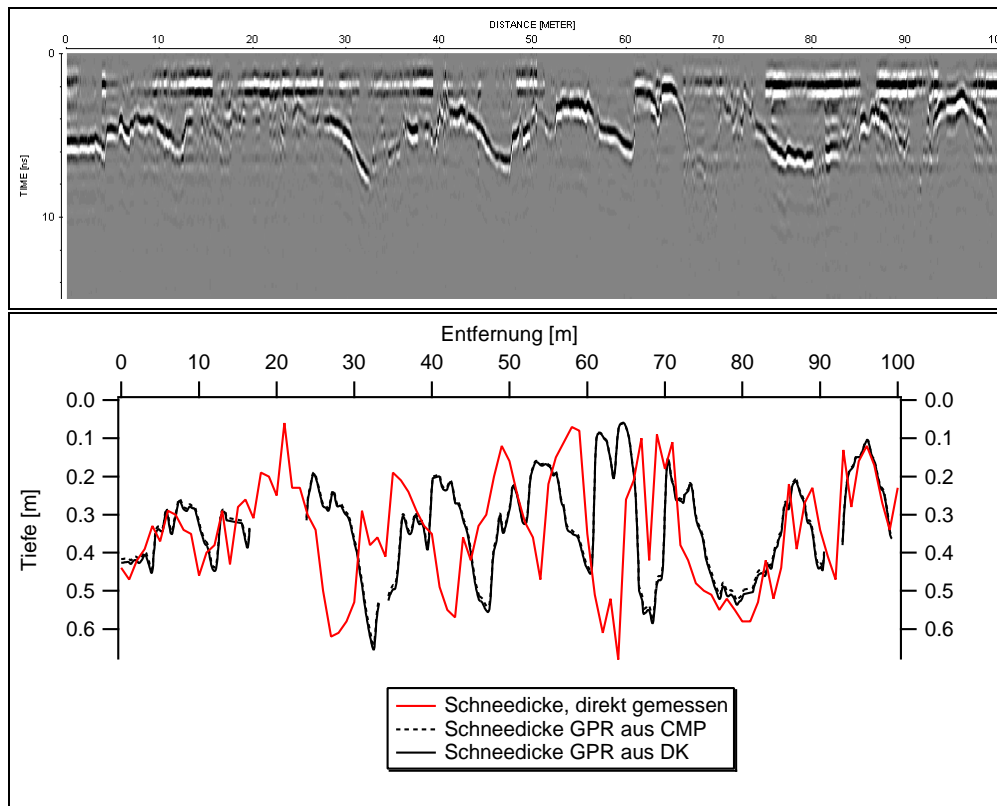


Abbildung 5.29: Zeitsektion (oben) und Tiefenprofil 03101201 (unten), berechnet mit $v_{DK} = 0.223$ m/ns und $v_{CMP} = 0.218$ m/ns. Durch die Zeittriggerung kommt es zu ungenauen Entfernungsangaben und damit zu Diskrepanzen zwischen der direkt ermittelten und der GPR-Schneedicke. Die wesentlichen Trends sind jedoch vergleichbar.

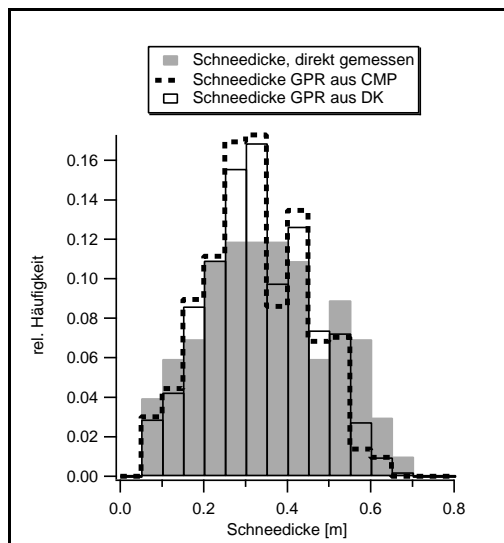


Abbildung 5.30: Die Schneedickeverteilungen des Profils 03101201 (Abb. 5.29) stimmen wieder sehr gut überein. Die ebene Schneedicke betragen mit allen 3 Verfahren 0.325 m.

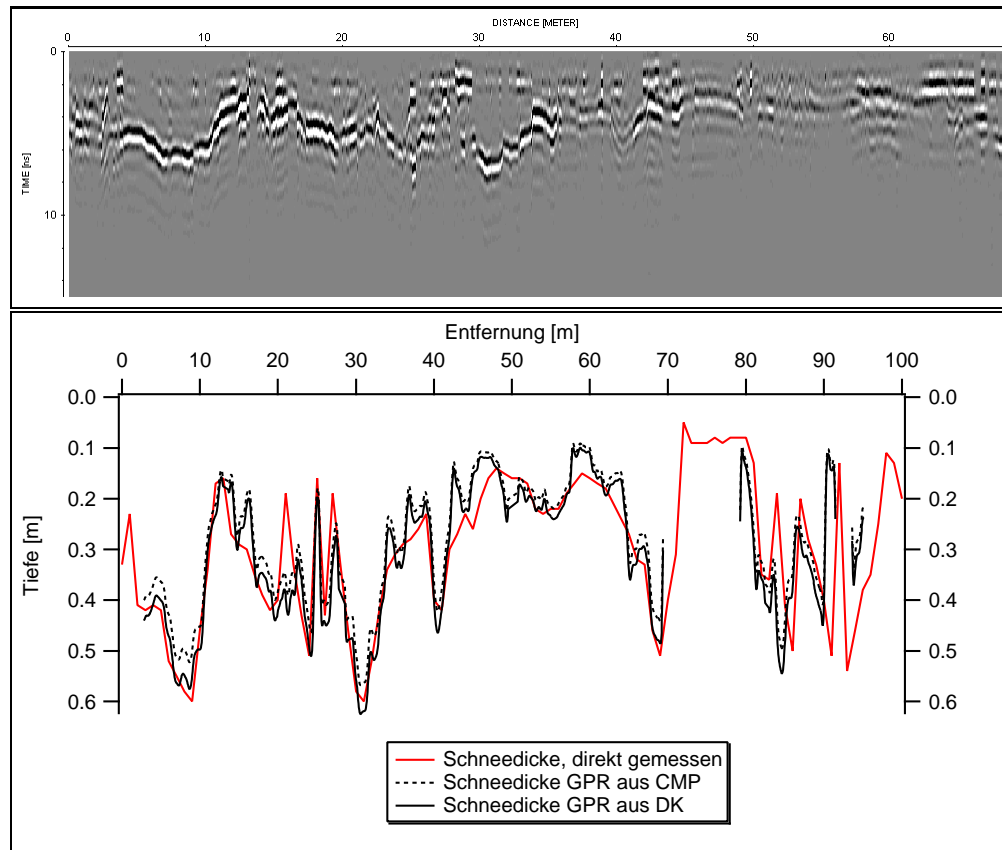


Abbildung 5.31: Zeitsektion (oben) und Tiefenprofil 03100701 (unten), berechnet mit $v_{DK} = 0.24$ m/ns und $v_{CMP} = 0.218$ m/ns. Es ist teilweise eine gute Übereinstimmung in den ermittelten Schneedicken zu erkennen. In Bereichen hoher Schneebedeckung (bei 10, 30 und 70 m) führt die DK-Geschwindigkeit offensichtlich zu genaueren Ergebnissen.

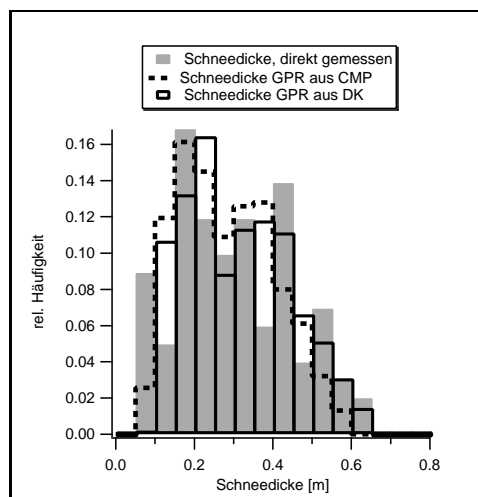


Abbildung 5.32: Schneedickenverteilungen des Profils 03100701 (Abb. 5.31). Die ermittelten Moden sind 0.175 m (GPR aus CMP und direkt gemessen) sowie 0.225 m (GPR aus DK).

Kapitel 6

Schlussfolgerungen und Ausblick

Die vorliegende Arbeit hatte zum Ziel, die Anwendbarkeit des Radarverfahrens zur Bestimmung der Dicke ein- und mehrjährigen Meereises in der Arktis und Antarktis unter winterlichen Bedingungen zu untersuchen. Die Dicke einjährigen Meereises konnte aufgrund seiner hohen Leitfähigkeit und der damit verbundenen hohen Dämpfung der Radarwellen nicht bestimmt werden. Die Dicke mehrjährigen Meereises konnte allerdings mit Antennen der Frequenz 500 und 800 MHz bestimmt werden, sie wich im Mittel nur wenig von den erbohrten Eisdicken ab. Zusätzlich konnte die Dicke der Schneebedeckung auf Meereis sehr genau bestimmt werden, sobald eine minimale Schneedicke vorlag. Insbesondere konnten aus in-situ-Messungen der Schneeeigenschaften und aus erbohrten Eiskernen korrekte Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Radarwellen in Schnee und Meereis bestimmt werden. Doch gerade die Bestimmung der Geschwindigkeit im Schnee durch eine CMP-Messung auf nur einer Scholle in der Antarktis lieferte für alle anderen Schollen und sogar für die Messungen in der Arktis sehr gute Ergebnisse.

In der gleichzeitigen Bestimmung der Schneedicke mit nur einem Messvorgang liegt sicherlich der größte Vorteil des Radarverfahrens gegenüber den elektromagnetisch-induktiven Verfahren. Weitere Vorteile des Radarverfahrens liegen in der höheren lateralen sowie vertikalen Auflösung und in der weitaus höheren Messpunktanzahl (s. Tab. 5.4). Der Vorteil der elektromagnetisch-induktiven Verfahren liegt wiederum in der Anwendbarkeit sowohl auf ein- als auch auf mehrjähri-

gem Meereis.

Zusätzlich zu der Bestimmung der jeweiligen Dicken konnten mit dem Bodenradar teilweise interne Strukturen im Meereis aufgelöst werden. Dies kann allerdings ebenso gut auch ein negativer Aspekt sein, wenn durch Reflexionsverluste des Quellsignals an internen Strukturen oder Wassereinschlüssen die eigentliche Eisunterkante und damit das eigentliche Ziel nicht mehr erreicht wird.

Bei der Beurteilung der Qualität des Radarverfahrens im Vergleich mit den elektromagnetischen Induktionsmessungen muss allerdings auf den erhöhten Zeitaufwand verwiesen werden. Der Messfortschritt ist bei beiden Verfahren ähnlich hoch. So wurden in der Antarktis für die Vermessung eines 100m langen Profils nicht mehr als 5 Minuten benötigt. Deutlich länger benötigt allerdings das Processing der Radardaten sowie die anschließende Zeit-Tiefen-Konvertierung, welche die zeitaufwändige Bestimmung der korrekten Ausbreitungsgeschwindigkeiten sowie das Picken der Reflektorhorizonte beinhaltet. Viele Bearbeitungsschritte lassen sich automatisieren, insbesondere das Preprozessing, dennoch müssen des öfteren manuelle Korrekturen angebracht werden, insbesondere beim Picken der Horizonte. Der Einsatz von neuronalen Netzen ist hier mittlerweile weit verbreitet, bei den teilweise sehr inhomogenen Reflektoren ist der Erfolg jedoch hier eher fraglich und rechtfertigt bei diesen kurzen Profilen den Aufwand eigentlich auch nicht.

Weitere Aspekte, die in Zukunft gezielt untersucht werden könnten, sind die Anwendbarkeit des Radarverfahrens speziell über Presseisrücken sowie unter sommerlichen Eisbedingungen. In Presseisrücken kommt es oft zu Lagen von Wasser zwischen den Eisbruchstücken, während im Sommer das Eis durch das oberflächliche Schmelzen im allgemeinen sehr feucht und die Porosität durch die relativ hohen Oberflächentemperaturen stark erhöht ist. All dies führt zu einer erhöhten Dämpfung der Radarwellen und könnte somit den Einsatz des Bodenradars auf mehrjährigem Meereis unter sommerlichen Bedingungen sowie über Presseisrücken erschweren oder gar unmöglich machen.

Ebenfalls untersucht werden können die Anisotropieeigenschaften von driften dem mehrjährigem Meereis. Kovacs und Morey (1978) haben in einer abgeschlos-

senen Meeresbucht eine leichte Anisotropie mehrjährigen Meereises auf Skalen von wenigen Metern festgestellt, die durch das Ausrichten der Eiskristalle nach der vorherrschenden lokalen Strömungsrichtung zustande kommt. Diese Anisotropie beeinflusst je nach Orientierung der Radarantenne die Amplitude der Reflexion von der Eisunterkante. Unter diesem Aspekt erscheinen Untersuchungen, welche aus der Amplitude der Reflexion und damit verbundener Attribute auf die Eigenschaften des Eises schließen lassen, wenig sinnvoll. Allerdings erscheint es wiederum auch mehr als fraglich, ob bei driftendem Meereis z.B. in der Framstraße eine vorherrschende Strömungsrichtung existiert und diese eine bevorzugte Ausrichtung der Eiskristalle hervorruft.

Sollte sich das Bodenradarverfahren zur Bestimmung der Dicke mehrjährigen Eises bewähren, dann ist sicherlich der nächste Schritt die Erhöhung des Messfortschritts. Dies kann durch Messungen vom fahrenden Schiff, Montage in oder unter einen Helikopter sowie den Einsatz vom fliegenden Flugzeug aus geschehen. Zur Vermessung der Mächtigkeit des Festlandeises wird dies heutzutage unter dem Einsatz niedrigerer Frequenzen schon praktiziert.

Literaturverzeichnis

- [1] Archie, G.E., 1942: The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics, *Trans. Am. Inst. Min. Metall., Petr. Eng.*, **1464**, 54-62

- [2] Cardimona, S.J., W.P. Clement and K. Kadinsky-Cade, 1998: Seismic reflection and ground-penetrating radar imaging of a shallow aquifer, *Geophysics*, **63**(4), 1310-1317

- [3] Cox, G.F.N. and W.F. Weeks, 1983: Equations for determining the gas and brine volumes in sea-ice samples, *Journal of Glaciology*, **29**, 102, 306-316

- [4] Davis, J.L. and A.P. Annan, 1989: Ground-Penetrating Radar for High-Resolution Mapping of Soil and Rock Stratigraphy, *Geophysical Prospecting* **37**, 531-551

- [5] Denoth, A., 1989: Snow Dielectric Measurements, *Advances in Space Research*, Vol.9, No.1, 233-241

- [6] Eicken, H., 2003: From the Microscopic, to the Macroscopic, to the Regional scale: Growth, Microstructure and Properties of Sea Ice, *In: Thomas, D.N. and G.S. Dieckmann: Sea Ice: An Introduction to its Physics, Chemistry, Biology and Geology*, Blackwell, Malden, USA

- [7] Eisen, O., 2003: On the nature, interpretation and application of electromagnetic reflections in ice, *Ber. Polarforschung*, **474**

- [8] Geonics Limited, 1980: Technical Note TN-6, Electromagnetic Terrain Conductivity Measurement at Low Induction Numbers, JD McNeill, Ontario
- [9] Giese, R., 1995: Untersuchungen zur Anwendbarkeit der komplexen Spuranalyse auf Radarmessdaten, Institut für Geophysik, TU Clausthal, Diplomarbeit
- [10] Görisch, F., 1994: Bearbeitung von Radarreflexionsdaten mit seismischen Bearbeitungsmethoden, Institut für Geophysik, TU Clausthal, Diplomarbeit
- [11] Haas, C., 1997: Bestimmung der Meereisdicke mit seismischen und elektromagnetisch-induktiven Verfahren, Ber. Polarforschung, **227**
- [12] Kovacs, A. and R.M. Morey, 1978: Radar Anisotropy of Sea Ice Due to Preferred Azimuthal Orientation of the Horizontal c Axes of Ice Crystals, J. Geoph. Res., **83**(C12), 6037-6046
- [13] Kovacs, A. and R.M. Morey, 1986: Electromagnetic Measurements of Multi-Year Sea Ice using Impulse Radar, Cold Regions Science and Technology, **12**, 67-93
- [14] Kovacs, A., R.M. Morey, G.F.N. Cox and N.C. Valleau, 1987: Electromagnetic property trends in sea ice, Part I, CRREL Report 87-6
- [15] Leppäranta, M. und T. Manninen, 1988: The brine and gas content of sea ice with attention to low salinities and high temperatures, Finnish Institute of Marine Research, Internal Report 2
- [16] Massom, R.A., H. Eicken, C. Haas, M.O. Jeffries, M.R. Drinkwater, M. Sturm, A.P. Worby, X. Wu, V.I. Lytle, S. Ushio, K. Morris, P.A. Reid, S.G. Warren and I. Allison, 2001: Snow on Antarctic Sea Ice, Reviews of Geophysics, **39**(3), American Geophysical Union
- [17] Maurer, H., 2004: Elektromagnetische Verfahren in der Ingenieurgeophysik (Höhere Geophysik C1): Einführung, Geoelektrik und diffusive Verfahren, Vorlesungsskript, Institut für Geophysik, ETH-Hönggerberg, Zürich

- [18] Miltzer, H. und F. Weber, 1985: Angewandte Geophysik, Band 2. Akademie Verlag, Berlin
- [19] Miller, H., 1982: Physikalische Eigenschaften von Eis. *In*: Landolt-Börnstein, Neue Serie, Gruppe V: Geophysik und Weltraumforschung, Band 1, Physikalische Eigenschaften von Gesteinen, Teilband b: G. Angenheister (Hrsg.), Springer Verlag, Berlin-Heidelberg, 482-507
- [20] Pounder, E.R., 1965: The physics of ice, Pergamon Press
- [21] Reid, J.E., A.P. Worby, J. Vrbancich and A.I. Munro, 2003: Shipborne electromagnetic measurements of Antarctic sea-ice thickness, *Geophysics*, **68**(5), 1537-1546
- [22] Sheriff, R.E., 1980: Seismic Stratigraphy, International Human Resources Development Corporation, Boston
- [23] Stogryn, A. and G.J. Desargant, 1985: The Dielectric Properties of Brine in Sea Ice at Microwave Frequencies, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **33**(5), 523-532
- [24] Taflove, A., 1995: Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Artech House, Boston
- [25] Ward, S.H. and G.W. Hohmann, 1988: Electromagnetic Theory for Geophysical Applications, *In*: Nabighian, M. N., Ed., *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, Volume 1, Theory; SEG
- [26] Yee, K.S., 1966: Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **14**, 302-307
- [27] Yilmaz, Ö, 1987: Seismic Data Processing, volume 2 of *Investigations in Geophysics*, Society of Exploration Geophysicists

- [28] Young, R.A., Z. Deng and J. Sun, 1995: Interactive processing of GPR data, The Leading Edge, April 1995, 275-280

Anhang A

Die Methode der Finiten Differenzen (FD-Methode)

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die physikalischen Grundlagen der FD-Methode im Zeitbereich (Finite-Difference Time-Domain, FDTD) gegeben, welche im Modell EMICE implementiert ist, welches wiederum die FD-Modellierung bei REFLEXW durchführt. Für eine weitere Betrachtung möchte ich auf Taflove (1995) verweisen.

Um elektrische und magnetische Verluste bei der Umwandlung in Wärmeenergie in den Maxwell-Gleichungen zu berücksichtigen, werden magnetische und elektrische Stromdichten \vec{J}_m und \vec{J}_e in den Maxwell-Gleichungen 2.1 und 2.2 eingeführt:

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} - \vec{J}_e \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} - \vec{J}_m \quad (\text{A.2})$$

mit

$$\vec{J}_m = \tau \vec{H}, \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{J}_e = \sigma \vec{E}. \quad (\text{A.4})$$

Hierbei ist τ der spezifische magnetische Widerstand in Ω/m und σ die elektrische Leitfähigkeit.

Kombination der Materialgleichungen 2.8 und 2.9 mit den Gleichungen A.3 und A.4 und anschließendes Einsetzen in die Maxwell-Gleichungen A.1 und A.2 liefert:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{E} - \frac{\tau}{\mu} \vec{H} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon} \nabla \times \vec{H} - \frac{\sigma}{\epsilon} \vec{E} \quad (\text{A.6})$$

Da \vec{E} und \vec{H} aus jeweils drei Komponenten bestehen ($\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ und $\vec{H} = (H_x, H_y, H_z)$), ergibt sich hiermit ein Satz von sechs partiellen Differentialgleichungen, welche die Basis für den FDTD-Algorithmus für elektromagnetische Wellenausbreitung in 3D-Medien bilden (Taflove, 1995, p.55).

Unter der Annahme, dass weder das Modell noch die elektromagnetischen Felder in y -Richtung variieren, lassen sich obige Gleichungen auf einen 2D-Fall reduzieren. Dies bedeutet, dass alle partiellen Ableitungen nach y verschwinden. Weiterhin lässt sich der Satz von obigen sechs Differentialgleichungen auf zwei unabhängige Sätze von je drei gekoppelten Gleichungen entkoppeln. Der eine Satz enthält nur die Komponenten E_x, E_z und H_y und wird *transverse magnetic (TM)* genannt, der andere enthält die Komponenten H_x, H_z und E_y und wird *transverse electric (TE)* genannt, wobei die Bezeichnung *transverse* hier quer zur z -Achse meint:

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} - \tau \vec{H}_x \right), \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \tau \vec{H}_z \right), \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} - \sigma \vec{E}_y \right). \quad (\text{A.9})$$

Dieser Satz bildet die Grundlage für das FDTD Modell EMICE. Die Komponenten der Moden TE und TM variieren von Autor zu Autor, je nachdem welche Orientierung das betrachtete Koordinatensystem hat und in Bezug auf welche Achse die Moden definiert sind.

Yee (1966) hat einen Algorithmus vorgestellt, der die gekoppelten Maxwell-Gleichungen sowohl für das elektrische als auch für das magnetische Feld löst. Dabei werden beide Felder für einander überlappende Gitter gelöst, so dass jede Komponente des \vec{E} -Feldes von 4 Komponenten des \vec{H} -Feldes umgeben ist und umgekehrt. Die Komponenten H_x, H_z und E_y des TE Modus können nun so angeordnet werden, dass sie eine Formulierung liefern, in der neue Werte von H_x, H_z und E_y an einem Gitterpunkt nur von vorherigen Werten von den umgebenden Gitterpunkten abhängen. Somit können vorherige Werte der Felder \vec{E} und \vec{H} benutzt werden, um Werte für einen neuen Zeitschritt auszurechnen. Damit kann eine Wellenausbreitung in der Zeit simuliert werden.

Anhang B

Prozessingresultate der Radarprofile

Im folgenden werden sämtliche Endresultate des Prozessings der Radarprofile dargestellt. Die Profile sind alle mit einer AGC mit 20 ns Fensterbreite geplottet worden.

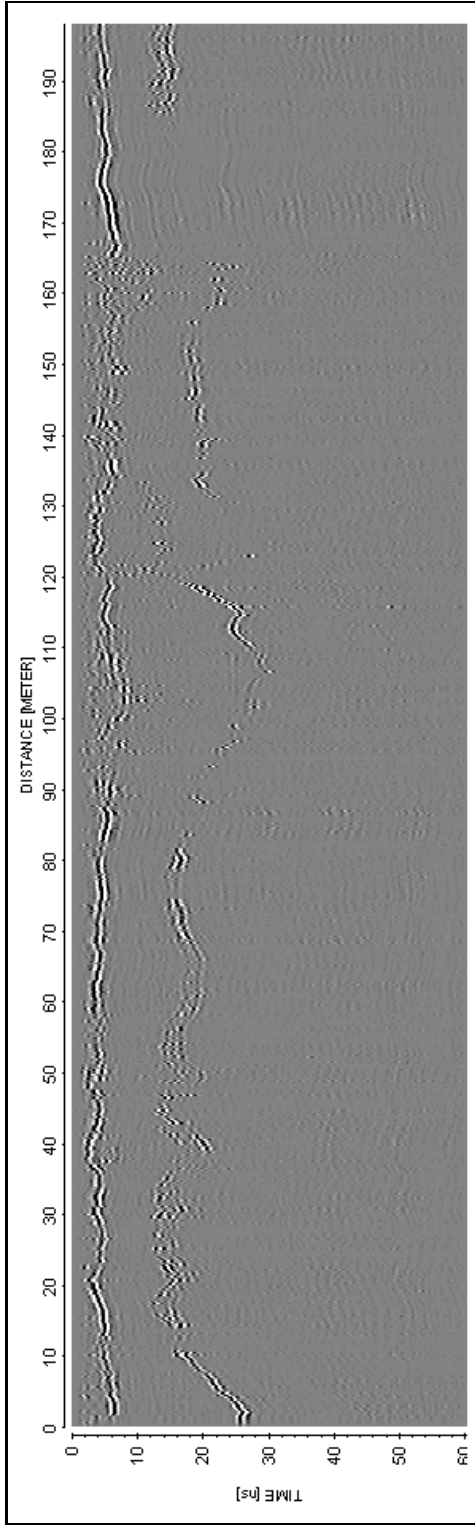


Abbildung B.1: Profil 031201 (800 MHz) auf mehrjährigem arktischem Meereis.

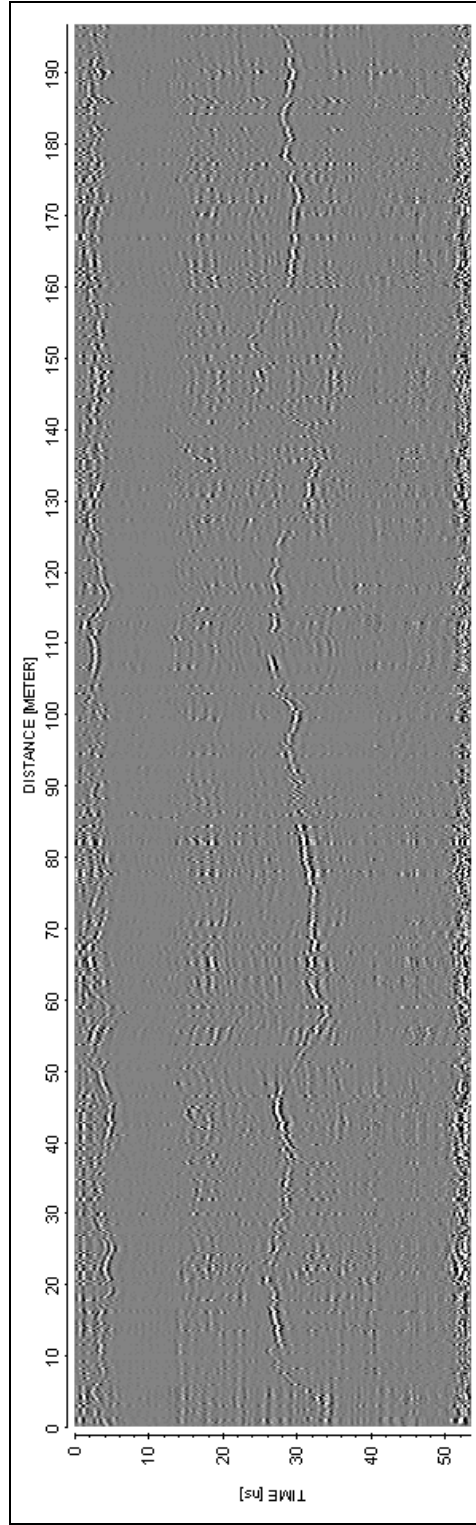


Abbildung B.2: Profil 040101 (1 GHz) auf mehrjährigem arktischem Meereis.

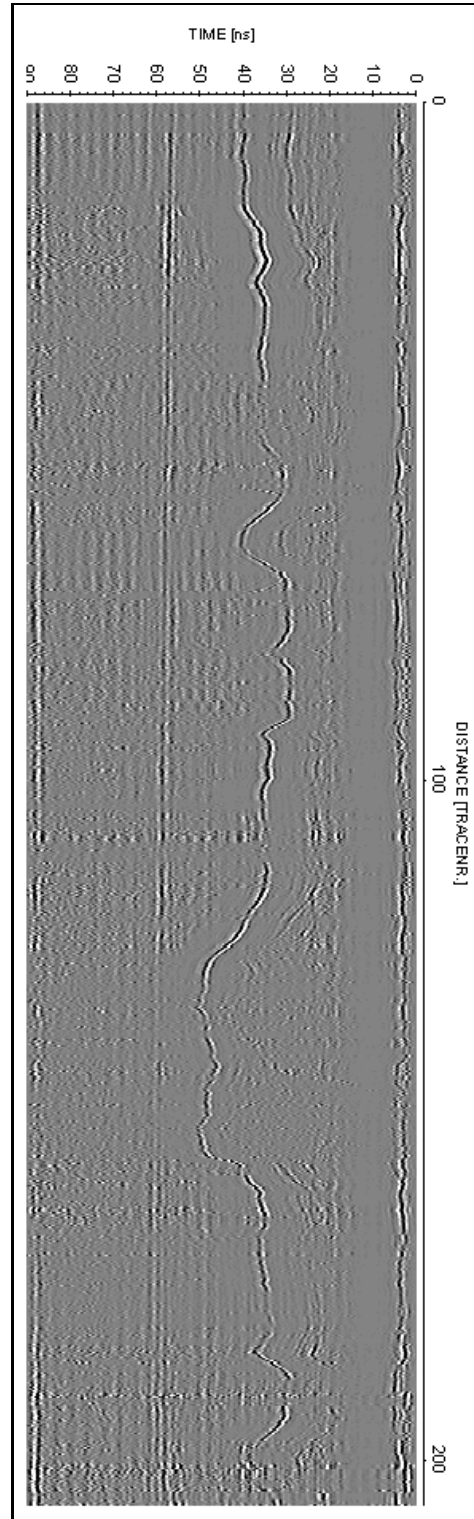


Abbildung B.3: Profil 040801 (500 MHz) auf mehrjährigem arktischem Meereis.

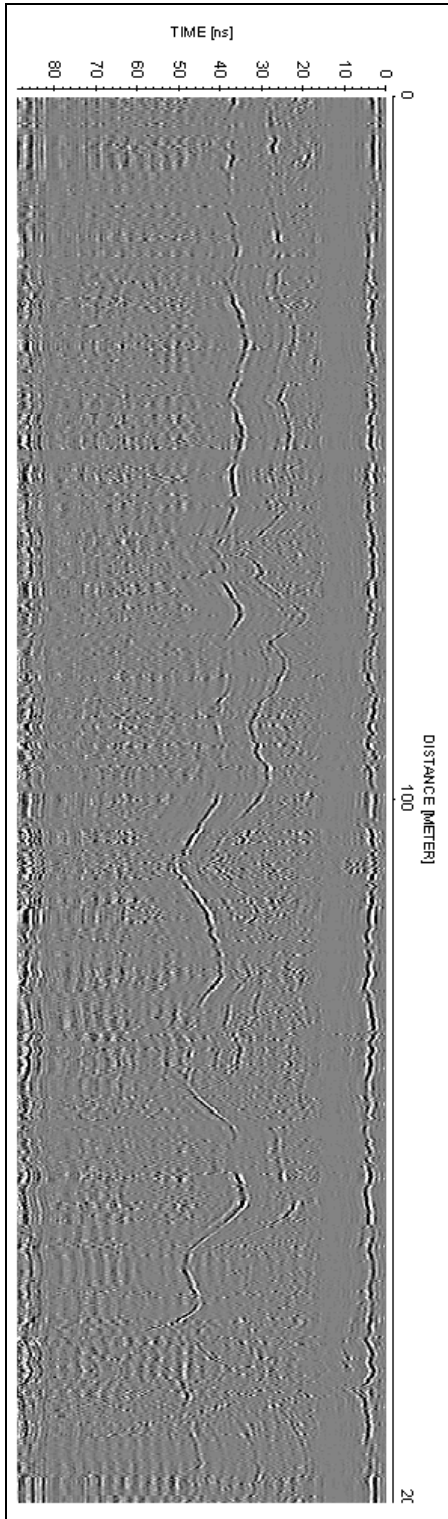


Abbildung B.4: Profil 041301 (500 MHz) auf mehrjährigem arktischem Meereis.

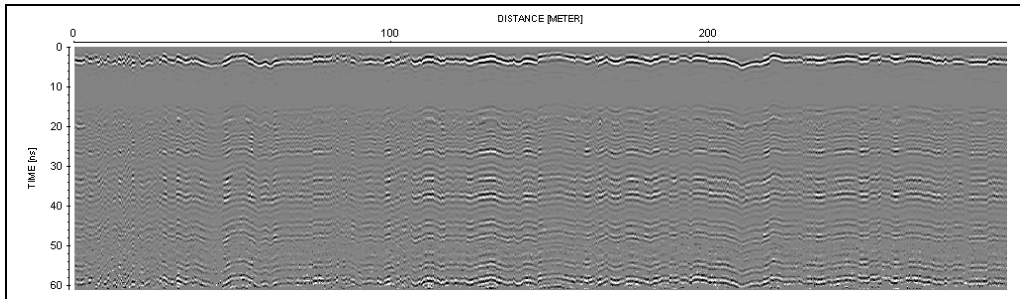


Abbildung B.5: Profil 031701 (800 MHz) auf einjährigem arktischem Meereis.

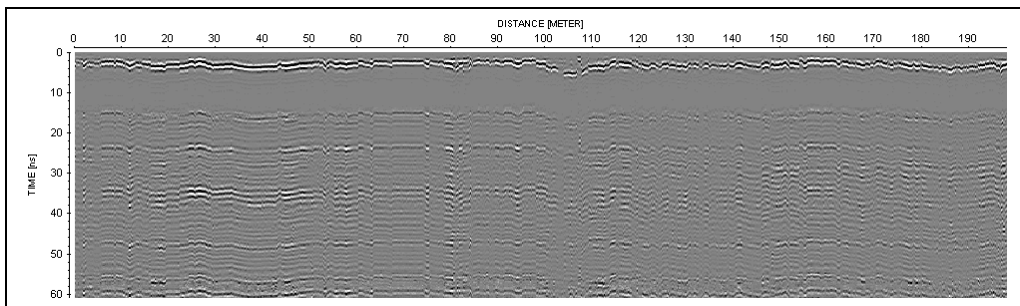


Abbildung B.6: Profil 032301 (800 MHz) auf einjährigem arktischem Meereis.

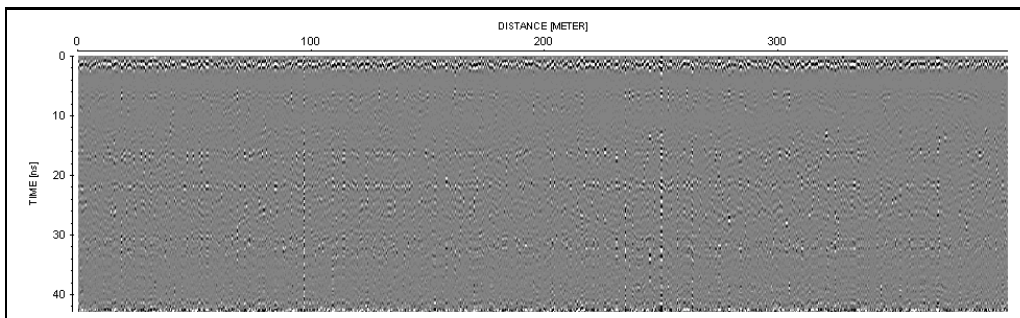


Abbildung B.7: Profil 041302 (1 GHz) auf mehrjährigem arktischem Meereis.

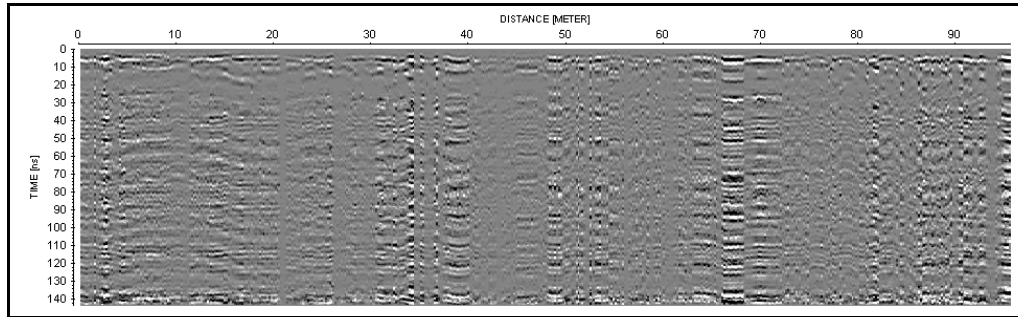


Abbildung B.8: Profil 092701 (250 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

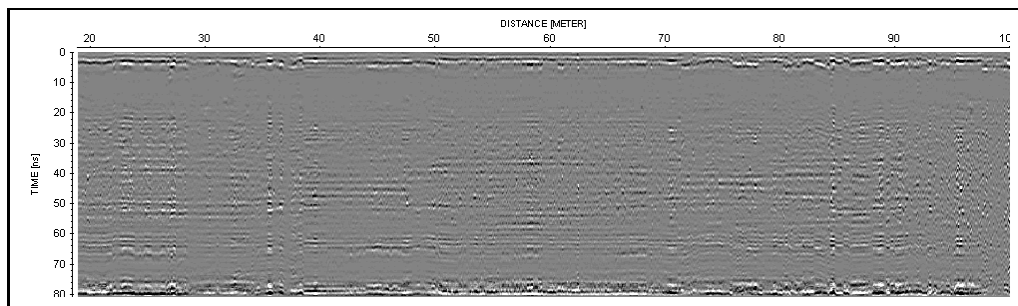


Abbildung B.9: Profil 092702 (500 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

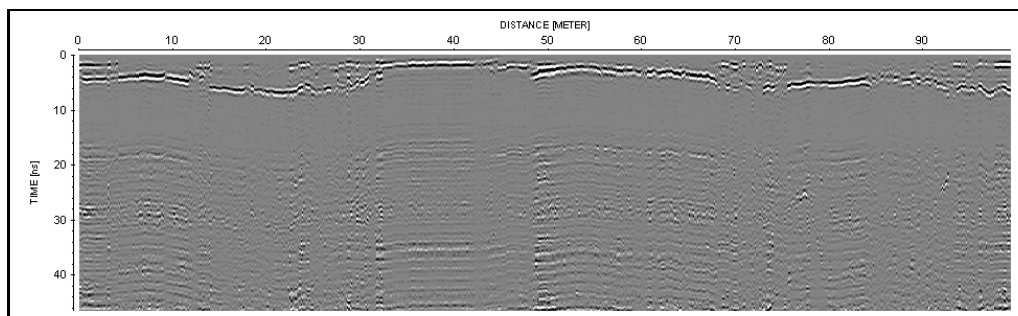


Abbildung B.10: Profil 092801 (800 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

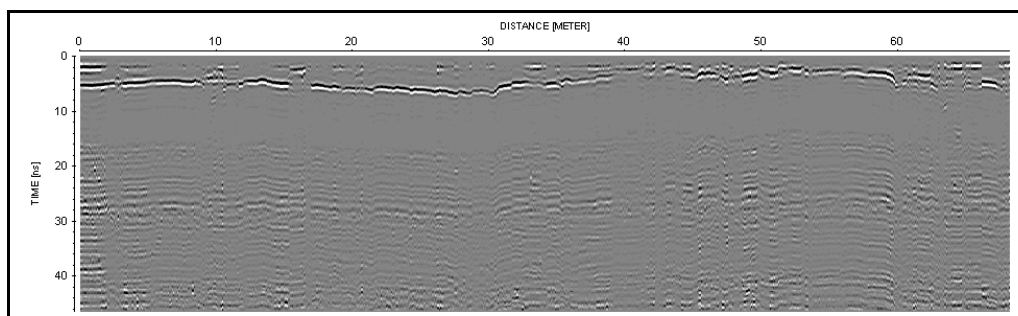


Abbildung B.11: Profil 092802 (800 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

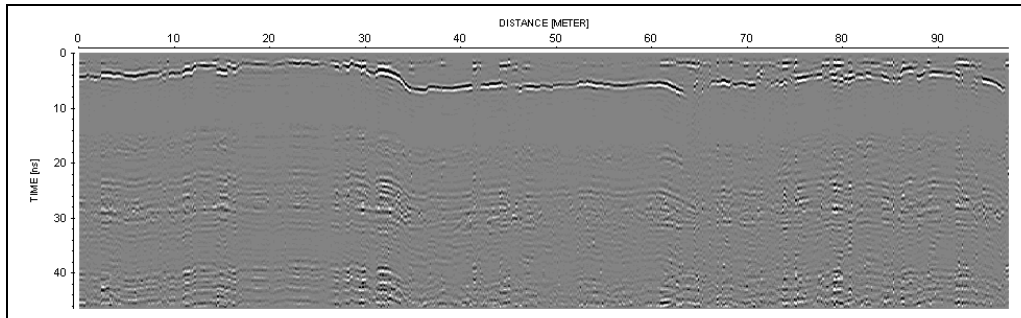


Abbildung B.12: Profil 093001 (800 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

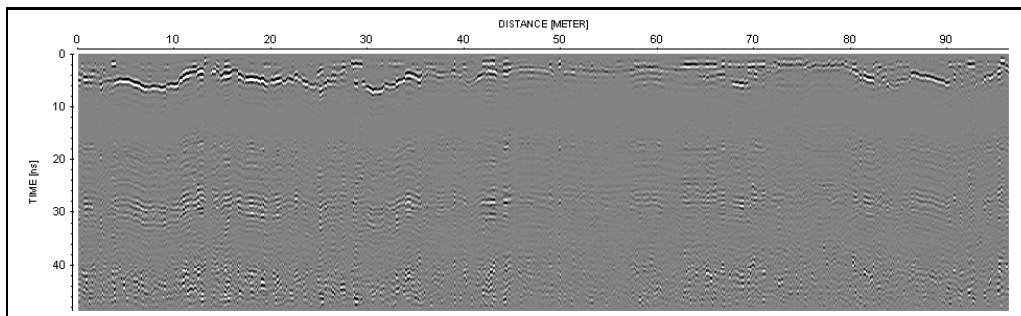


Abbildung B.13: Profil 100701 (800 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

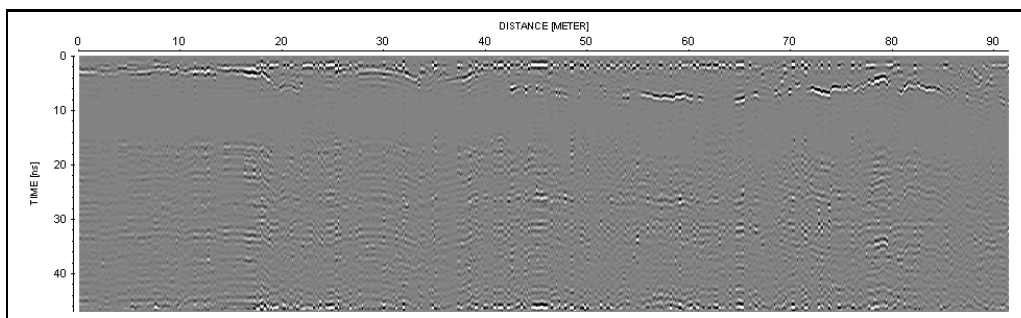


Abbildung B.14: Profil 100901 (800 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

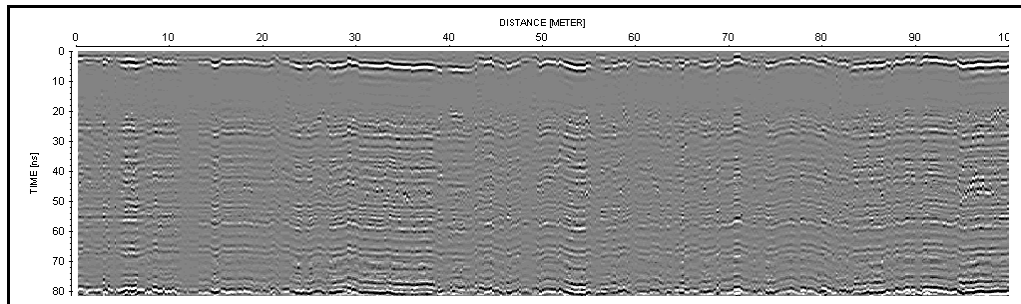


Abbildung B.15: Profil 101101 (500 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

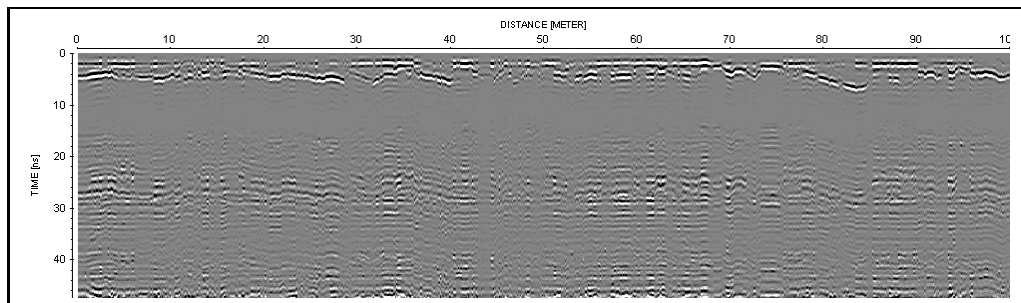


Abbildung B.16: Profil 101102 (800 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

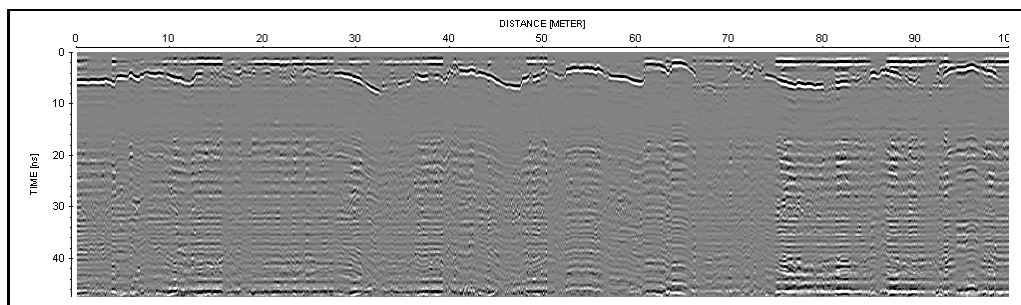


Abbildung B.17: Profil 101201 (800 MHz) auf einjährigem antarktischem Meereis.

Anhang C

Schneedickenverteilungen

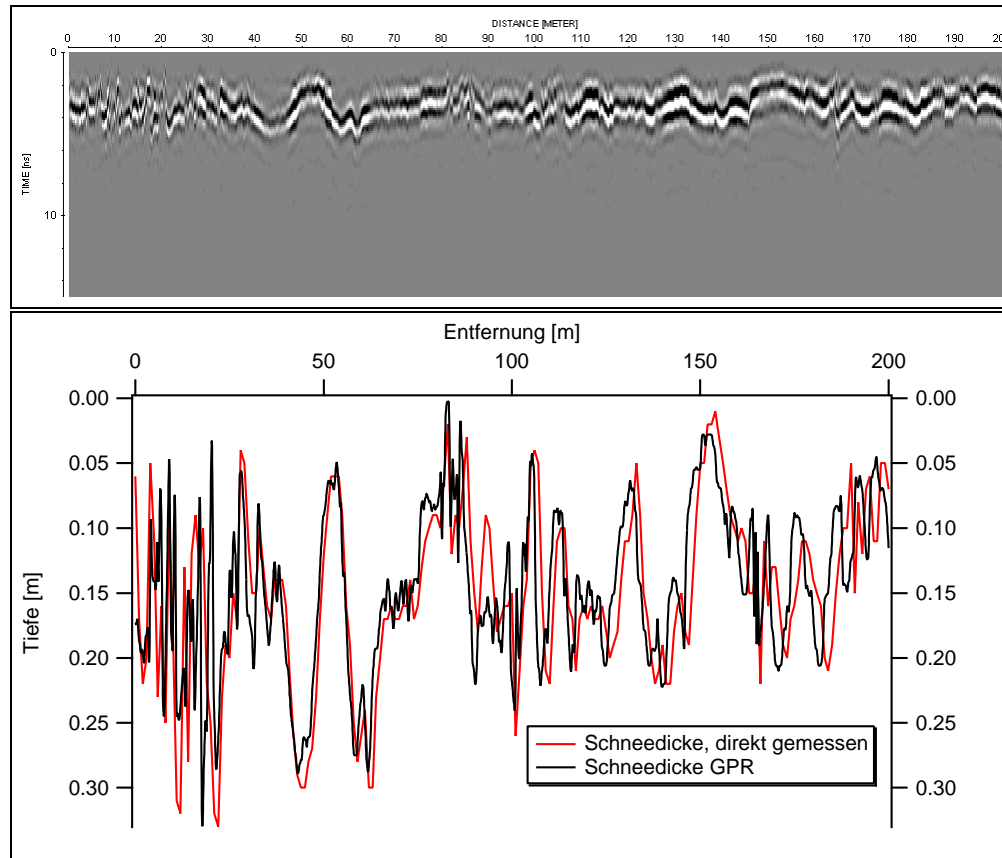


Abbildung C.1: Zeitsektion (oben) und mit $v_{CMP} = 0.218$ m/ns berechnetes Schneedickenprofil 03031701 (800 MHz) (unten).

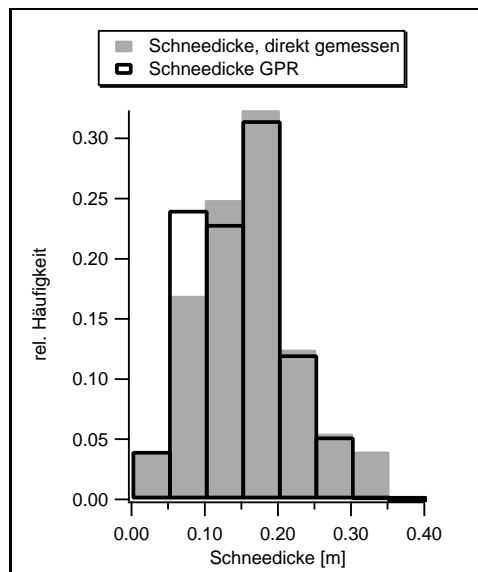


Abbildung C.2: Zum Profil 03031701 (Abb. C.1) berechnete Schneedickenverteilung. Die ebene Schneedicke wird mit beiden Verfahren mit 0.175 m angegeben.

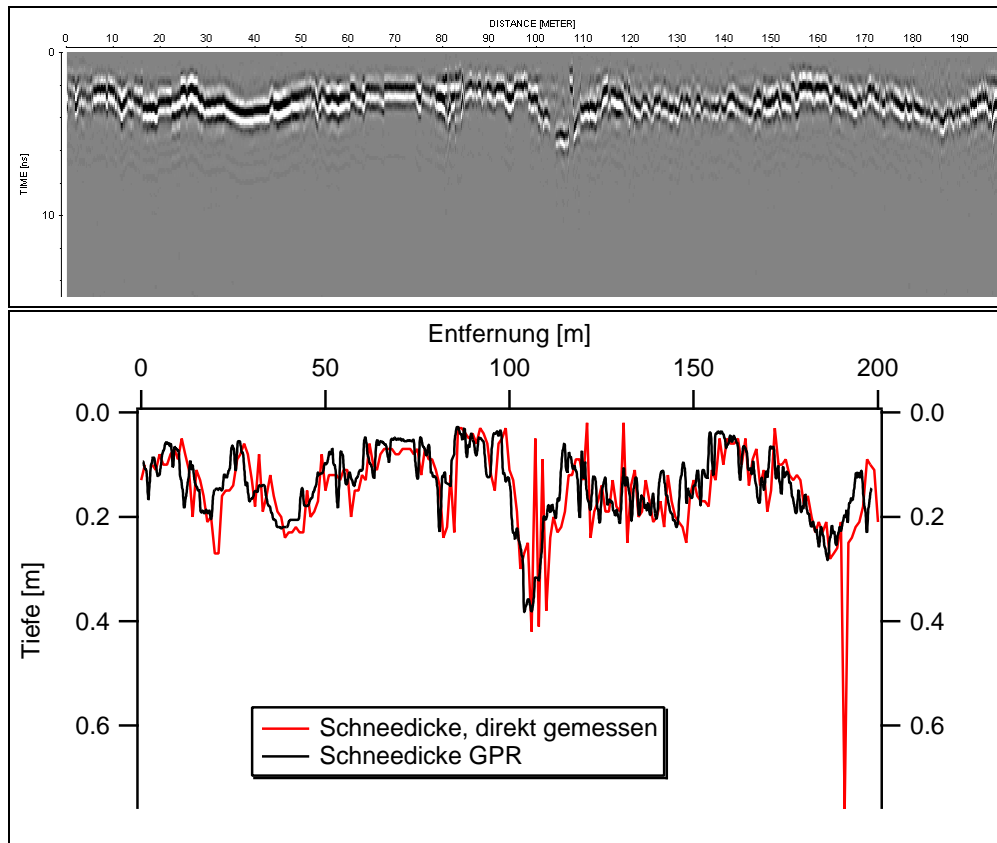


Abbildung C.3: Zeitsektion (oben) und mit $v_{CMP} = 0.218$ m/ns berechnetes Schneedickenprofil 03032301 (800 MHz) (unten).

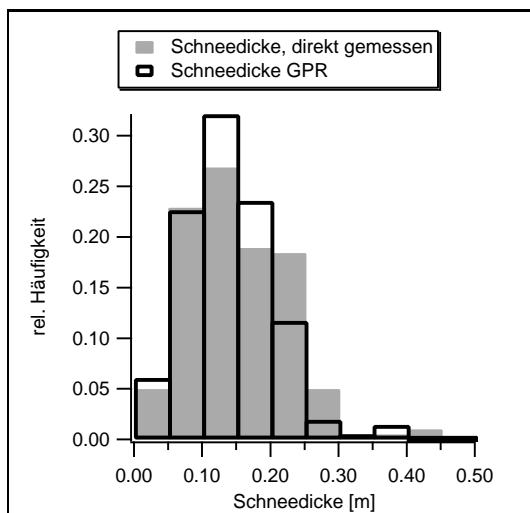


Abbildung C.4: Zum Profil 03032301 (Abb. C.3) berechnete Schneedickenverteilung. Die ebene Schneedicke wird mit beiden Verfahren mit 0.125 m angegeben.

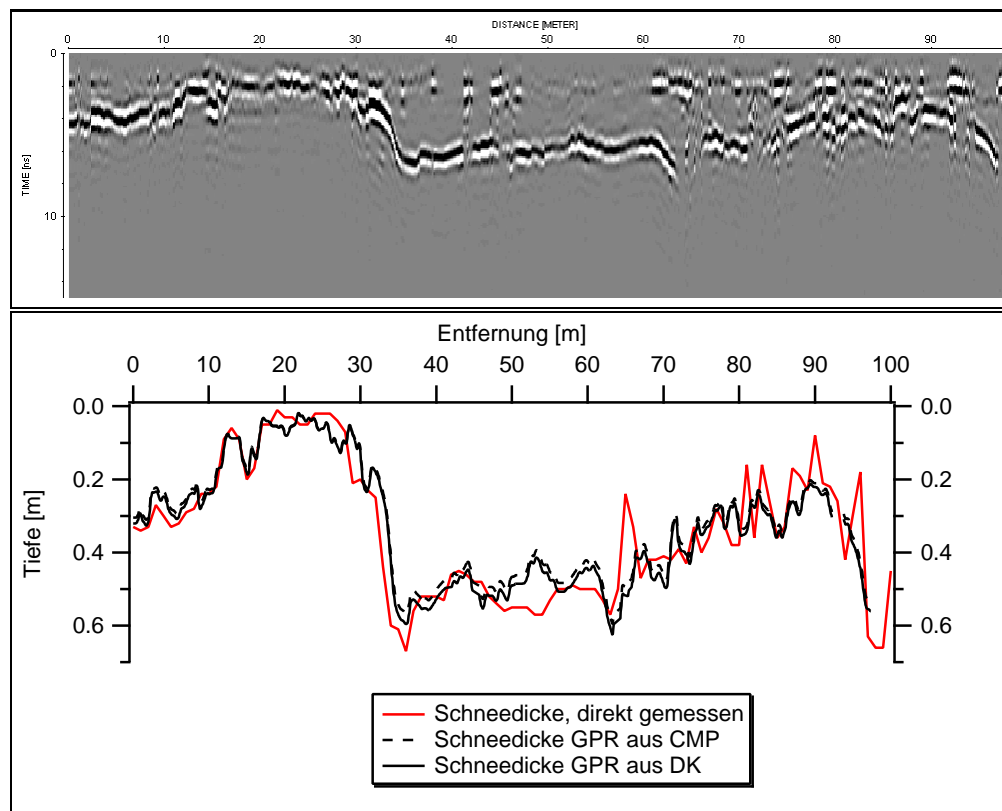


Abbildung C.5: Zeitsektion (oben) und mit $v_{CMP} = 0.218$ m/ns und $v_{DK} = 0.229$ m/ns berechnetes Schneedickenprofil 03093001 (800 MHz) (unten).

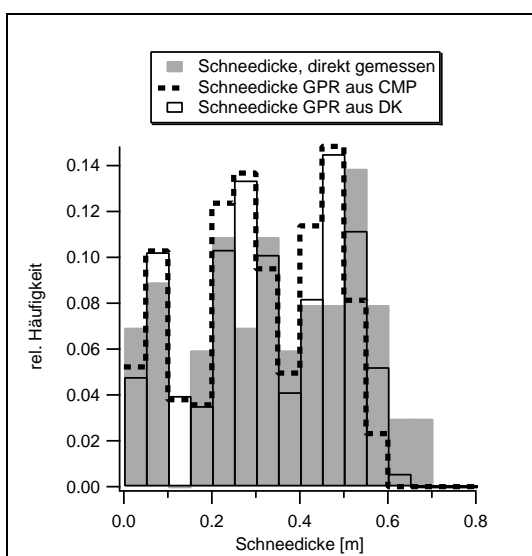


Abbildung C.6: Zum Profil 03093001 (Abb. C.5) berechnete Schneedickenverteilung. Die ebenen Schneedicken betragen 0.475 m (GPR aus CMP und DK) sowie 0.525 m (direkt).

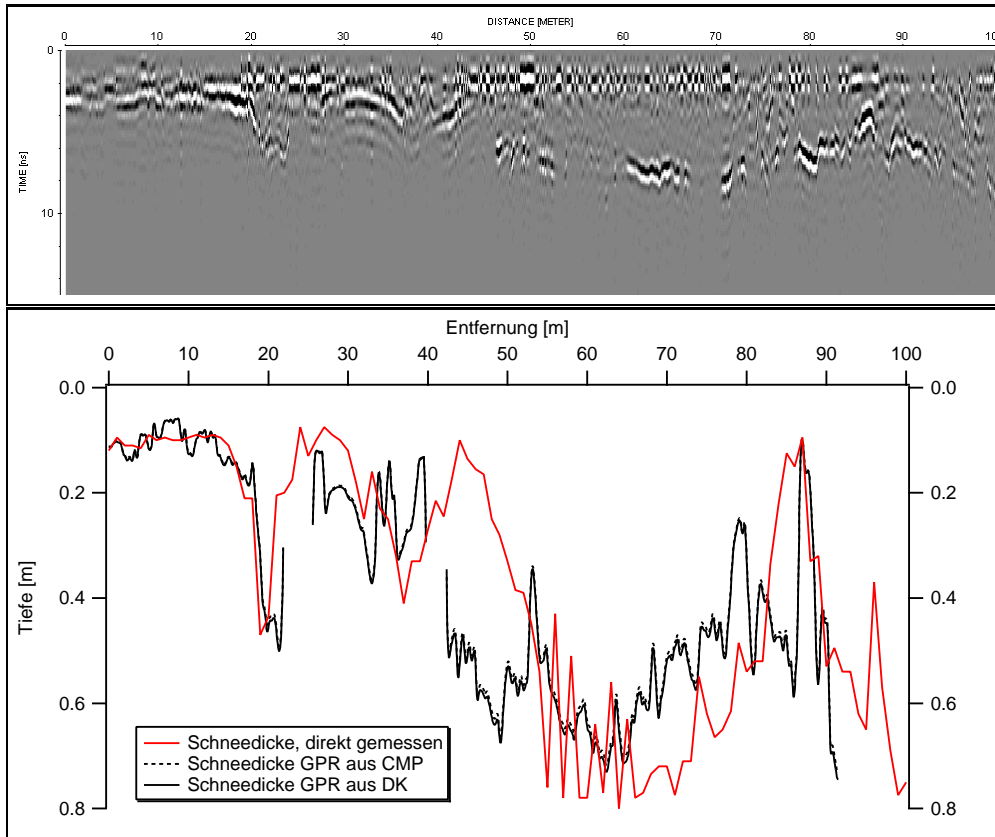


Abbildung C.7: Zeitsektion (oben) und mit $v_{CMP} = 0.218$ m/ns und $v_{DK} = 0.222$ m/ns berechnetes Schneedickenprofil 03100901 (800 MHz) (unten).

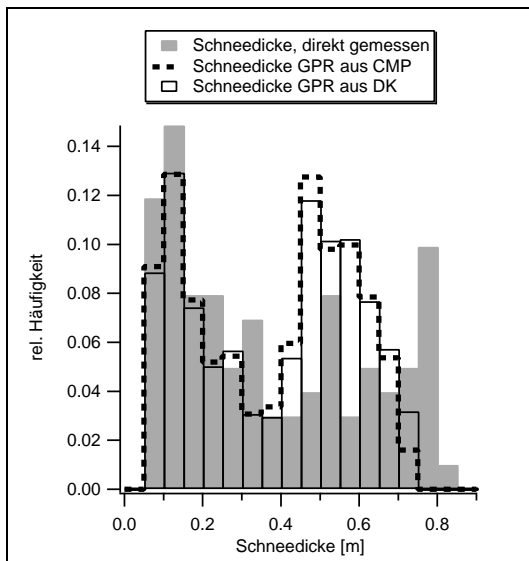


Abbildung C.8: Zum Profil 03100901 (Abb. C.7) berechnete Schneedickenverteilung. Die ebene Schneedicke beträgt bei allen 3 Verfahren 0.125 m.

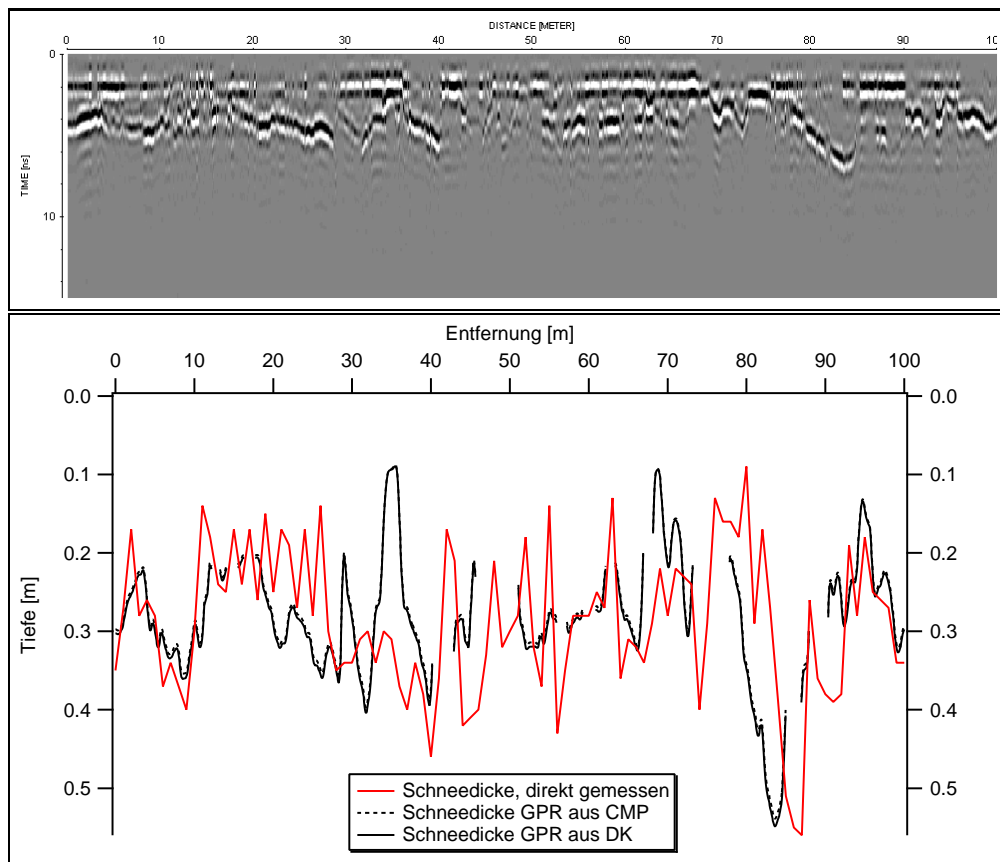


Abbildung C.9: Zeitsektion (oben) und mit $v_{CMP} = 0.218$ m/ns und $v_{DK} = 0.222$ m/ns berechnetes Schneedickenprofil 03101102 (800 MHz) (unten).

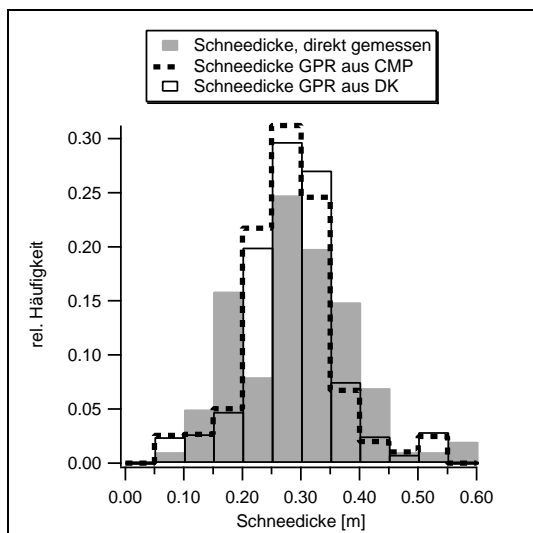


Abbildung C.10: Zum Profil 03101102 (Abb. C.9) berechnete Schneedickenverteilung. Die ebene Schneedicke beträgt bei allen 3 Verfahren 0.275 m.

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Jürgen Fertig, der mir die Anfertigung dieser Arbeit ermöglichte und sie stets durch konstruktive Kritik bereicherte. Mein Dank gilt weiterhin Herrn Prof. Dr. Heinrich Miller für die Übernahme des Koreferats.

Ganz besonders möchte ich mich bei Christian Haas und Andreas Pfaffling bedanken, die die Idee zu dieser Arbeit hatten und mich fortwährend unterstützt und gefordert haben.

Weiterhin danke ich allen anderen Mitarbeitern des Alfred-Wegener-Instituts für Polar- und Meeresforschung und insbesondere der Meereis-Gruppe und den Bewohnern von Deck IV. Die freundliche und hilfsbereite Atmosphäre hat die Anfertigung dieser Arbeit wesentlich erleichtert.

Desweiteren danke ich Rob Massom und Ian Allison, die mir die Teilnahme an meiner ersten Antarktis-Expedition ermöglichten und so zusammen mit allen anderen Teilnehmern für ein besonderes Erlebnis in meinem Leben sorgten.

All meinen Studienkollegen und Freunden aus Clausthal danke ich für eine tolle Studienzeit.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir bei der Wahl meines Studiums freie Hand ließen und mich immer vor allem finanziell unterstützt haben.