BERLINER
GEOWISSENSCHAFTLICHE
ABHANDLUNGEN

Reihe B Band 26

Georg M. Partzsch

Elektrische Leitfähigkeit partiell geschmolzener Gesteine: Experimentelle Untersuchungen, Modellrechnungen und Interpretation einer elektrisch leitfähigen Zone in den zentralen Anden

FU · TU · TFH
Berlin
1998

BERLINER GEOWISSENSCHAFTLICHE ABHANDLUNGEN

Reihe A: Geologie und Paläontologie · Reihe B: Geophysik · Reihe C: Kartographie
Reihe D: Geoinformatik · Reihe E: Paläobiologie

Reihe B: Geophysik

D 188

Herausgegeben von geowissenschaftlichen Instituten
der Freien und der Technischen Universität Berlin
sowie von der Technischen Fachhochschule Berlin

Schriftleitung:
H. Buschner (FU), Dr. E. Schrank (TU), Prof. Dr. H. Keupp (FU)

Für den Inhalt verantwortlich ist der Autor.

Selbstverlag Fachbereich Geowissenschaften
Freie Universität Berlin
1998

Berliner geowiss. Abh.	(B)	26	117 S.	47 Abb., 15 Tab., 7 Photos, Anhang	Berlin 1998

Georg M. Partzsch

Elektrische Leitfähigkeit partiell geschmolzener Gesteine: Experimentelle Untersuchungen, Modellrechnungen und Interpretation einer elektrisch leitfähigen Zone in den zentralen Anden

Selbstverlag Fachbereich Geowissenschaften, FU Berlin

Gedruckt mit Zuschüssen des Fachbereiches Geowissenschaften der Freien Universität Berlin und des Sonderforschungsbereiches 267 Deformationsprozesse in den Anden.

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung des Werkes oder von Teilen des Werkes außerhalb der Grenzen des Urheberrechtsgesetzes der Bundesrepublik Deutschland vom 9.11.1995 in der jeweils geltenden Fassung ist unzulässig.
Die Urheberrechte an dem Werk liegen beim Autor.

Druck: Offsetdruckerei G. Weinert, Saalburgstraße 3, 12099 Berlin
Verlag: Selbstverlag Fachbereich Geowissenschaften, Freie Universität Berlin. 1998.

ISBN 3-89582-052-0
ISSN 0722-687X

Elektrische Leitfähigkeit partiell geschmolzener Gesteine: Experimentelle Untersuchungen, Modellrechnungen und Interpretation einer elektrisch leitfähigen Zone in den zentralen Anden[1]

von

Georg M. Partzsch[2]

1. Übersicht

In dieser Arbeit wird die elektrische Leitfähigkeit von Krustengesteinen während des partiellen Schmelzens mit der Verteilung der Schmelze im Gestein und dem Schmelzanteil als Funktion der Temperatur verglichen.

Es wurden impedanzspektroskopische Messungen der elektrischen Leitfähigkeit bei Temperaturen zwischen 600 und 1200°C durchgeführt. Die Messungen erfolgten bei Normaldruck und verschiedenen Sauerstoffugazitäten. Diese Messungen wurden mit den Ergebnissen von Schmelzexperimenten verglichen. Aus den Schmelzexperimenten wurden Informationen zur Verteilung der Schmelze im Gestein und zum Schmelzanteil in Abhängigkeit von der Temperatur gewonnen. Alle Untersuchungen wurden am gleichen Gestein unter den selben experimentellen Bedingungen durchgeführt.

Während des partiellen Schmelzens gibt es einen sprunghaften Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit um ein bis zwei Größenordnungen. Dieser sprunghafte Anstieg kann mit der Bildung eines vollständigen Netzwerkes an Schmelze erklärt werden, wobei die Schmelzfilme als Leitungspfade wirken.

Es konnte festgestellt werden, daß zur Ausbildung der Gleichgewichtsmorphologie während des partiellen Schmelzens sehr lange Zeiten erforderlich sind. Wird die elektrische Leitfähigkeit am Beginn des Schmelzens bei konstanter Temperatur als Funktion der Zeit gemessen, so treten erst nach mehr als 200 h keine Änderungen der Leitfähigkeit mehr auf.

Mit Hilfe eines modifizierten Brick-Layer-Modells (MBLM) kann die elektrische Leitfähigkeit als Funktion des Schmelzanteils berechnet werden. Dieses Modell gilt für den

---

[1]Dissertation am Fachbereich Geowissenschaften der Freien Universität Berlin
Tag der Disputation: 29.5.1997, Gutachter: Prof. Dr. J. Arndt, Prof. Dr. W. Büsch

[2]Anschrift des Verfassers: Dipl. Mineraloge G. M. Partzsch, Institut für Mineralogie der Freien Universität Berlin, Takustr. 6, 14195 Berlin

Fall, daß die Schmelze ein vollständiges Netzwerk entlang von Korngrenzen bildet. Mit dem Modell und den Ergebnissen aus den Schmelzexperimenten konnten theoretische Kurven der elektrischen Leitfähigkeit berechnet werden, die mit den gemessenen Kurven der elektrischen Leitfähigkeit verglichen werden können.

Obwohl bereits bei Beginn des Schmelzens die Korngrenzen von Schmelze benetzt werden, wird eine vollständige Vernetzung der Schmelze erst bei höheren Temperaturen und größeren Schmelzanteilen erreicht. Dies kann durch Abweichungen vom morphologischen Gleichgewicht in den partiell geschmolzenen Proben gedeutet werden.

Die Ergebnisse stützen die Annahme, daß eine Zone hoher Leitfähigkeit unter den zentralen Anden durch große Mengen an Magma verursacht wird. Mit dem MBLM konnte abgeschätzt werden, daß ca. 20% Schmelze notwendig sind, um die im Gelände mit der Magnetotellurik gemessenen Leitfähigkeiten zu erklären.

Abstract

The purpose of the present work is to achieve a better understanding of rocks during partial melting. Therefore the electrical conductivity of crustal rocks during partial melting was compared to the distribution of melt in the rock sample and to the melt fraction as a function of temperature.

Impedance spectroscopic investigations of the electrical conductivity were conducted at temperatures between 600 and 1200°C, normal pressure and at different oxygen fugacities. These measurements were compared with the results of melting experiments. The melting experiments were performed under the same experimental conditions and the same rock sample was used. The rock samples were equilibrated at the desired temperatures, quenched and investigated using thin sections. These melting experiments provide information about the distribution of melt in the rock sample and yield the melt fraction as a function of temperature.

A strong increase in electrical conductivity of about two orders of magnitude is observed during partial melting. This increase could be explained by assuming the formation of an interconnected network of melt. The charge transport follows the network forming melt films at the grain boundaries.

It could be established that the formation of steady state of a partially molten rock requires a long time. The conductivity was measured as a function of time at temperatures little above the solidus. Under these conditions constant conductivity values are found after 200 h.

With a modified brick layer modell (MBLM) the electrical conductivity as a function of melt fraction can be calculated. The used modell is only valid if the melt forms a complete network at the grain boundaries. Theoretical functions of the electrical conductivity were calculated using the results of the melting experiments and the MBLM. These calculated functions can be compared with the measured ones.

The wetting of the grain faces starts slightly above the solidus at the begin of melting. However the interconnection of the network is completed at higher temperatures and melt fractions. That can be explained by deviations from the morphological equilibrium of the partially molten sample.

The results of this investigation supports the assumption that a high conducting zone (HCZ) below the western cordillera in the central andes is caused by huge amounts of magma. The MBLM can be used to estimate the amount of melt wich is necessaray to produce the magnetotelluric measured conductivities. Under these conditions 20 % of melt is required.

Resumen

En este trabajo la conductividad eléctrica de rocas de la corteza fundidas es comparada con la repartición de la materia líquida en la roca y la fracción de materia fundida como función de la temperatura.

La conductividad eléctrica en temperaturas de 600 a 1200°C fue medida mediante espectroscopía de impedancia. Las mediciones fueron hechas bajo presión atmosférica y diferentes fugacidades de oxígeno y fueron comparadas con los resultados de experimentos de fundición. De los experimentos de fundición fueron extraídas informaciones sobre la repartición de la materia fundida en la roca y sobre la fracción de materia fundida en dependencia de la temperatur. Todas las investigaciones fueron hechas en especímenes de la misma roca y bajo las mismas condiciones.

Durante el proceso de fundición parcial hay un aumento espontáneo en la conductividad eléctrica de dos órdenes de magnitud. Este aumento se puede explicar con la formación de una red de materia fundida, en la que el líquido forma los senderos de conducción.

Pudo ser verificado, que para el establecimiento de un equilibrio morfológico durante el proceso de fundición parcial, son necesarios largos períodos de timpo. Si la conductividad eléctrica es medida desde el comienzo del proceso bajo temperatura constante, dura por lo menos 200 h hasta que permanezca estable.

Con un modelo "brick-layer" modificado (MBLM) la conductividad puedo ser calculado como función de la fracción de materia fundida. Este modelo vale en el caso que la

materia fundida forma una red completamente desarollada a lo largo de los límites de grano. A base de este modelo y los resultados de los experimentos de fundición, pudieron ser calculadas funciones teoréticas para la conducción eléctrica comparables a las mediciones.

Aunque ya al comienzo del proceso de fundición los límites de grano son humediciones con la materia fundida, una red bièn desarrollada se forma solamente bajo temperaturas elevadas y con altas fracciones de materia fundida. Esto puede ser interpretado a base de divergencias del equilibrio morfológico en los especímenes parcialmente fundidos.

Los resultados ayudan a sostener la teoría, de que una zona de alta conductividad bajo los Andes centrales es ocasionada por grandes masas de magma. Mediante el MBLM pudo ser valorado, que una fraccíon de aproximadamente 20% de materia fundida es necesaria para poder explicar los datos obtenidos a base de experimentos magnetotelúricos en terreno abierto.

Inhaltsverzeichnis

1. Übersicht, Summary, Resumen 1
Inhaltsverzeichnis 5

2. Einleitung 7

3. Elektrische Leitfähigkeit 10
3.1 Elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen 11
3.2 Elektrische Leitfähigkeit von silikatischen Schmelzen 14
3.3 Elektrische Leitfähigkeit von partiell geschmolzenen Gesteinen 23

4. Morphologie partiell geschmolzener Gesteine 24

5. Experimenteller Teil 28
5.1 Proben 28
5.2 Aufbau der Meßanlage 29
5.3 Schmelzexperimente 33
5.3.1 Bestimmung der Schmelzanteile 34
5.3.2 Mikrosondenanalysen 35
5.4 Kinetik 35
5.5 Messung der elektrischen Leitfähigkeit 36
5.5.1 Impedanzspektroskopie 36
5.5.1.1 Theoretische Grundlagen 36
5.5.1.2 Ortskurvendarstellung 39
5.5.1.3 Auswertung 44
5.5.2 Elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur 44

6. Auswertung und Interpretation der Meßergebnisse 46
6.1 Schmelzexperimente 46
6.1.1 Phasenbeziehungen und Schmelzanteile 46
6.1.1.1 Hämatitfeld 46
6.1.1.2 Magnetitfeld 47
6.1.1.3 Wüstitfeld 52
6.1.1.4 Ergebnis 53
6.1.2 Verteilung der Schmelze 54
6.1.3 Chemische Zusammensetzung der Schmelze 58
6.1.4 Vergleich mit Literaturwerten 61

6.1.5 Fehlerbetrachtung 62
6.2 Kinetik der Schmelzequilibrierung 62
6.3 Elektrische Leitfähigkeiten 65
6.3.1 Hämatitfeld 69
6.3.2 Magnetitfeld 71
6.3.3 Wüstitfeld 74
6.3.4 Ergebnis 75
6.4 Übertragbarkeit der Experimente auf die Natur 75

7. Theoretische Modellrechnungen 77
7.1 Das Brick-Layer-Modell 77
7.2 Folgerungen aus dem Brick-Layer-Modell 80
7.3 Vergleich der Modelle mit den Schmelzexperimenten 81
7.3.1 Hämatitfeld 82
7.3.2 Magnetitfeld 83
7.3.3 Wüstitfeld 85
7.4 Übertragung des Modells auf die Natur 87

8. Diskussion 89
8.1 Interpretation von extremen Leitfähigkeitsanomalien 89
8.2 MT-Profile aus den zentralen Anden 89
8.3 Mögliche Erklärungen für extreme Krustenleitfähigkeiten in den zentralen Anden 91
8.4 Abschätzung der Menge an Schmelze unter der Westkordillere 92

9. Zusammenfassung 94

Literatur 96
Anhang 102

2. Einleitung

In tieferen Krustenstockwerken kontinentaler Kruste werden häufig wesentlich höhere Leitfähigkeiten beobachtet, als aus den Labormessungen trockener Gesteine zu erwarten ist. In Labormessungen haben trockene Krustengesteine auch bei hohen Temperaturen und Drücken Leitfähigkeiten, die deutlich niedriger sind als die in diesen Anomalien gemessenen. Dies bedeutet, daß gut leitende Materialien in der Kruste vorhanden sein müssen. Dies könnten außer Graphit (Haak et al., 1991), gutleitenden sulfidischen Erzen (Olhoeft, 1981a) und hochsalinen wässrigen Fluiden (Olhoeft, 1981a) auch Schmelzen sein. Diese Materialien müssen jeweils, um einen genügend großen Effekt auf die Leitfähigkeit zu bewirken, in irgendeiner Weise vernetzt sein, so daß Leitungsbahnen für den Ladungstransport vorliegen. Um entscheiden zu können, welcher Effekt der wahrscheinlichste ist, müssen die Leitfähigkeiten entsprechender Proben unter möglichst realistischen Unterkrustenbedingungen bekannt sein. Zum anderen muß dann geprüft werden, ob die Ergebnisse mit den petrologischen Rahmenbedingungen und anderen geophysikalischen Messungen verträglich sind. Entsprechend den unterschiedlichen tektonischen Umgebungen können verschiedene Ursachen für Zonen hoher Leitfähigkeit (engl.: high conducting zone; HCZ) verantwortlich sein. Vor allem das Auftreten von wässrigen Fluiden ist auf bestimmte tektonische Regime beschränkt (Frost & Bucher, 1994).

In dieser Arbeit soll untersucht werden, ob das Auftreten von partiellen Schmelzen in der Kruste als Ursache für erhöhte Krustenleitfähigkeiten in Frage kommt. Dazu wurden impedanzspektroskopische Messungen der elektrischen Leitfähigkeit während des partiellen Schmelzens, Gefügeuntersuchungen an partiell geschmolzenen Gesteinen und Modellrechnungen durchgeführt. Die Ergebnisse wurden mit einer gut untersuchten HCZ in den zentralen Anden verglichen.

Die elektrische Leitfähigkeit von partiell geschmolzenen Gesteinen setzt sich aus der niedrigen Leitfähigkeit des festen Gesteins und der relativ hohen Leitfähigkeit der silikatischen Schmelze zusammen. Wenn es möglich ist, ein Modell zu finden, das die elektrische Leitfähigkeit als Funktion des Schmelzanteiles beschreibt, kann man die Leitfähigkeiten partiell geschmolzener Gesteine berechnen. Dazu müssen sowohl die Verteilung der Schmelze im Gestein als auch die Leitfähigkeiten von festem Gestein und Schmelze bekannt sein. Es ist also erforderlich, die elektrische Leitfähigkeit während des partiellen Schmelzens zu messen und das Ergebnis mit der Verteilung der Schmelze in diesem Gestein während des partiellen Schmelzens zu vergleichen. Umgekehrt wird es dann möglich, Schmelzanteile aus gemessenen Leitfähigkeiten zu berechnen.

Die elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen und Mineralien in Abhängigkeit von Druck und Temperatur ist relativ gut erforscht. Zur elektrischen Leitfähigkeit von silikatischen Schmelzen sind in den 70er Jahren einige Messungen veröffentlicht worden. Diese Experimente wurden überwiegend an basischen bis intermediären Gesteinsschmelzen durchgeführt (z. B. Waff & Weill, 1975; Rai & Manghnani, 1977). Die experimentellen Bedingungen wie Sauerstoffpartialdruck, Aufbau der Meßzelle, Frequenz der verwendeten Wechselspannung oder die Zeiten bis zum Einstellen eines stabilen Zustands waren in diesen Arbeiten sehr unterschiedlich, so daß die experimentell ermittelten Daten nur schwer miteinander zu vergleichen sind. Zusätzlich wurden in einigen Fällen Vereinfachungen vorgenommen, die zu fehlerhaften Ergebnissen führen können. Eine dieser Vereinfachungen betrifft die völlige Vernachlässigung der Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit von Gesteinsproben und Meßzellen. In den letzten zehn Jahren wurden in den Geowissenschaften impedanzspektroskopische Untersuchungsmethoden eingeführt, die dieser Frequenzabhängigkeit Rechnung tragen. Mit automatischen Impedanzspektrometern ist es heute möglich, sehr schnell präzise Daten zu sammeln. Impedanzspektroskopische Untersuchungen zur elektrischen Leitfähigkeit von Gesteinsschmelzen oder von Gesteinen während des partiellen Schmelzens sind mir nicht bekannt.

Es sind eine ganze Reihe von Untersuchungen über die Verteilung von Schmelze in partiell geschmolzenen Gesteinen durchgeführt worden. In diesen Experimenten wird deutlich, daß das Aufschmelzen von Gesteinen an den Berührungspunkten von mehreren Körnern beginnt und es dann relativ schnell zu einer Vernetzung der Schmelze entlang der Kornkanten kommt. Ob und wie es zu einer Vernetzung kommt, hängt von den beteiligten Mineralien und den physikalischen Rahmenbedingungen ab und ist von Gestein zu Gestein unterschiedlich. Somit muß für jedes System aus Gestein mit dazugehöriger Erstschmelze die Gleichgewichtsmorphologie der Schmelze experimentell ermittelt werden (z. B. Mehnert et al., 1973; Bulau et al., 1979; Laporte, 1994).

Es sind keine Untersuchungen bekannt, in denen an einem Gestein Leitfähigkeiten während des Schmelzens gemessen und Untersuchungen zur Verteilung der Schmelze im Gestein gemacht wurden, obwohl Khitarov et al. (1970) die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit als Indikator für den Schmelzbeginn verwendet haben.

Unter dem vulkanischen Bogen in den Anden Nordchiles sind in den letzten Jahren Zonen guter Leitfähigkeit (HCZ) gefunden worden (Krüger, 1994; Massow, 1994). Diese mit der Magnetotellurik gefundenen HCZ weisen extrem hohe Leitwerte von bis zu 0.5 S/m auf (Abb.1 & 46). Sie beginnen in einer Teufe von ungefähr 20 km und reichen bis in Erdtiefen von mindestens 50 km. Aus meßtechnischen Gründen ist es nicht möglich, die untere Begrenzung aufzulösen. Die Lage dieser HCZ wird durch mehrere parallele Ost-West Profile beschrieben. Diese HCZ haben in Profilrichtung eine

Ausdehnung von ungefähr 50 km. In Nord-Süd Richtung hängen sie wahrscheinlich zusammen und bilden eine langgestreckte, andenparallele Anomalie.

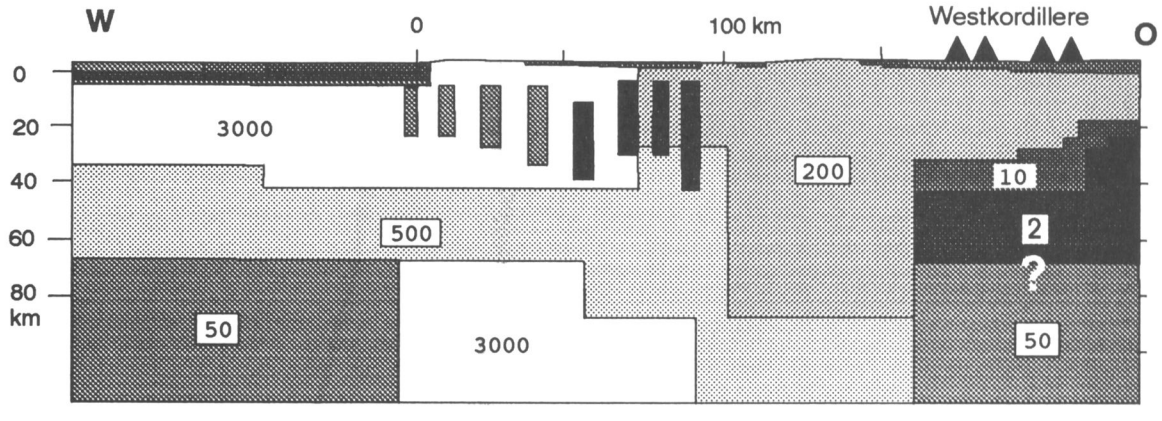

Abb.1: Geoelektrisches Profil durch die zentralen Anden auf der Breite von ca. 21°30'S (Krüger, 1994); Die Werte geben den spezifischen Widerstand in Ωm an. Die oberflächennahen, sehr hohen Leitfähigkeiten zwischen 0 und -150 km Profillänge werden durch den Ozean hervorgerufen. Die senkrechten und schmalen guten Leiter unter der Küstenkordillere und dem Längstal sind in das Modell eingefügt worden, um Anisotropieeffekte zu erklären. Die betrachtete Zone hoher Leitfähigkeit (engl: high conducting zone; HCZ) befindet sich unter der Westkordillere in Tiefen von mehr als 20 km zwischen 150 und 225 km Profillänge (Krüger, 1994).

3. Elektrische Leitfähigkeit

Die elektrische Leitfähigkeit σ beschreibt, wieviel elektrische Ladung bei vorgegebener Potentialdifferenz U [V] durch einen definierten zylindrischen Körper mit der Länge l und dem Querschnitt A transportiert werden kann (Strom I [A]), d.h. es gilt:

$$\sigma = \frac{I}{U}\frac{l}{A} \qquad (1)$$

Die Einheit der elektrischen Leitfähigkeit σ ist [S/m]. Sie entspricht dem Kehrwert des spezifischen elektrischen Widerstands ρ mit der Einheit [Ωm]. Häufig wird die Leitfähigkeit in $[\Omega cm]^{-1}$ oder [S/cm] (= 0.01 S/m) angegeben. In der angelsächsischen Literatur schreibt man anstelle von [S] gewöhnlich [Mho]. Zwischen extrem guten Leitern wie Silber oder Gold und Isolatoren wie Aluminiumoxid oder Berylliumoxid ändert sich die Leitfähigkeit um 26 Größenordnungen (Abb. 2).

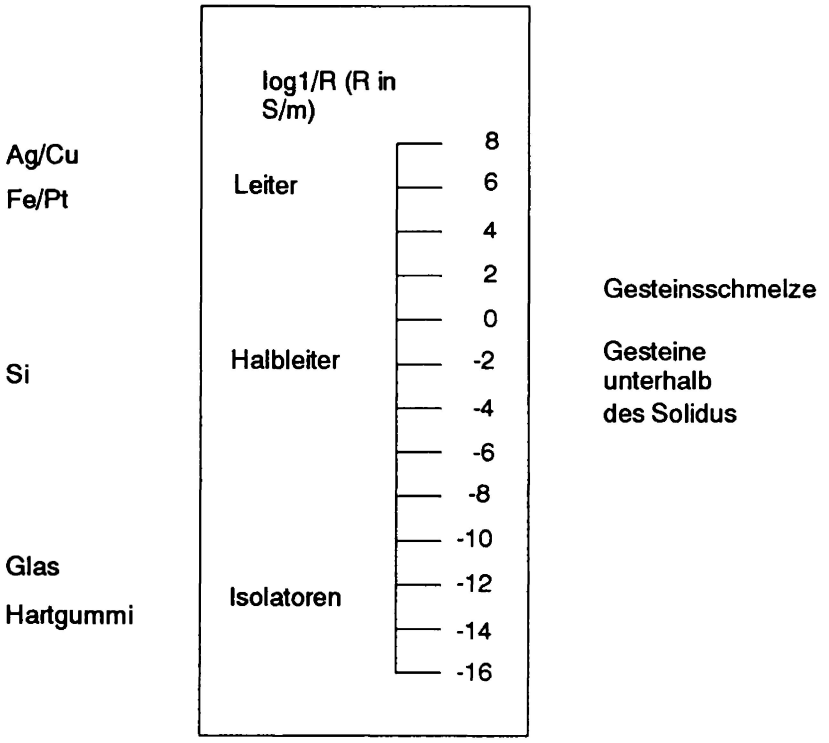

Abb. 2: Logarithmische Darstellung der elektrischen Leitfähigkeit verschiedener Substanzen. Silikatische Gesteine unterhalb des Solidus haben Leitfähigkeiten von Halbleitern, ihre Schmelzen haben deutlich höhere Leitfähigkeiten.

3.1 Elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen

Die elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen kann sehr variabel sein und hängt von vielen Faktoren ab. Geophysikalische Meßergebnisse sind deshalb schwer zu interpretieren. Einen großen Einfluß haben die chemische Zusammensetzung und der Mineralbestand der Gesteine, Druck und Temperatur, die Menge und die Art von Fluiden, der Gehalt und die Art von in den Fluiden gelösten Salzen, die herrschenden Sauerstoffugazitäten sowie die Beschaffenheit der Korngrenzen. Diese Faktoren haben nicht nur einen großen Einfluß auf den Wert der Leitfähigkeit, sondern auch auf die Art und Weise des Ladungstransportes (Leitfähigkeitsmechanismus) (z. B. Olhoeft, 1981a).

Von den reinen Metallen abgesehen, hat die Leitfähigkeit aller Mineralien und Gesteine ein positives Temperaturverhalten, d. h., daß mit steigender Temperatur die Leitfähigkeit zunimmt. Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit ist ein thermisch aktivierter Prozeß, der durch eine Arrheniusgleichung beschrieben werden kann (Gl. 2). Ladungsträger können dabei Ionen, Ionenlöcher, Elektronen oder Elektronenlöcher sein (Atkins, 1990). Die empirisch gefundene Aktivierungsenergie E_A enthält sowohl die Energie, die nötig ist, um ein Gleichgewicht der Ladungsträger einzustellen, als auch die Energie, die für den Ladungsträger nötig ist, um die Energiebarriere zwischen zwei Gitterplätzen zu überwinden. Die Aktivierungsenergie für die elektrische Leitfähigkeit wird meist in Elektronenvolt [eV] angegeben.

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_A}{kT}} \qquad (2)$$

Hierbei ist σ die Leitfähigkeit bei einer Temperatur T und σ_0 die Leitfähigkeit, die sich für unendlich hohe Temperaturen theoretisch ergibt. k ist die Boltzmannkonstante.

Das Temperaturverhalten von ionischer Leitfähigkeit in silikatischen Schmelzen wird durch eine andere Arrheniusgleichung beschrieben:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{T} e^{-\frac{E_A}{kT}} \qquad (3)$$

Der zusätzliche Faktor 1/T beschreibt die Temperaturabhängigkeit der Ionenbeweglichkeit (Schilling, 1991). Die Leitfähigkeit ist die Summe aller gleichzeitig auftretenden Leitfähigkeitsprozesse. Normalerweise dominiert in bestimmten Temperaturintervallen jeweils ein Leitfähigkeitsmechanismus, d. h., daß bestimmte Ladungsträger

(z.B. Ionen oder Elektronen) den größten Anteil zur Gesamtleitfähigkeit beitragen. In den Arrheniusdarstellungen ergeben sich jeweils für den dominierenden Leitfähigkeitsmechanismus lineare Abschnitte. Aus der Steigung kann die zugehörige Aktivierungsenergie (Abb. 3) berechnet werden (Gl. 2 & 3).

Die Werte der Leitfähigkeit liegen für fast alle Mineralien - ausgenommen einige Erze und Graphit - bei niedrigen Temperaturen im Bereich guter Isolatoren.

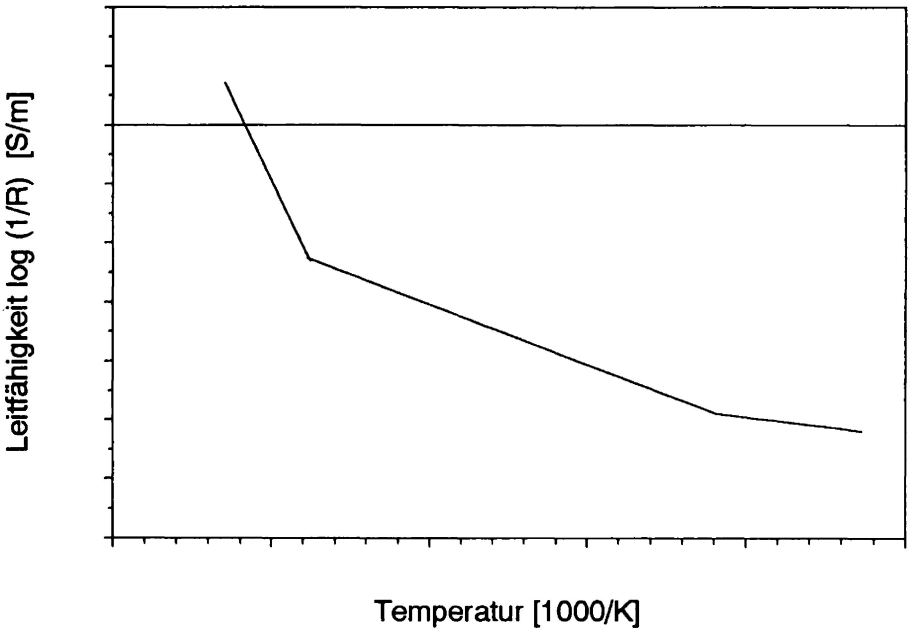

Abb. 3: Schematische Zeichnung einer Arrheniusdarstellung. Für thermisch aktivierte Prozesse erhält man bei Auftragung des Logarithmus gegen die reziproke Temperatur Geraden, aus deren Steigung sich die Aktivierungsenergien berechnen lassen.

Labor- und Feldmessungen der elektrischen Leitfähigkeit von Gesteinen und Gesteinsschichten variieren je nach Temperatur und anderen Einflüssen um mehrere Größenordnungen. Deshalb ist die logarithmische Darstellung sinnvoll.

Die Beweglichkeit der Elektronen und Ionen von Übergangsmetallen ändert sich mit den Wertigkeitsstufen. Diese Beweglichkeit bestimmt die elektrische Leitfähigkeit. Daher hat die Sauerstoffugazität einen großen Einfluß auf die elektrische Leitfähigkeit. Besonders wichtig sind in diesem Zusammenhang die unterschiedlichen Wertigkeitsstufen des Eisens, das in einigen gesteinsbildenden Mineralien (Pyroxene, Amphibole, Olivin) auftritt. Eisenhaltige Mineralien sind nur in bestimmten Sauerstoffugazitätsbereichen stabil. Dies gilt besonders für die Eisenoxide, aber auch für wichtige gesteinsbildende Mineralien wie Olivin (Nitsan, 1974) und Pyroxen. Schwankungen der

Sauerstoffugazitäten bewirken beim Olivin eine Änderung der Konzentration an dreiwertigen Eisenionen auf Störstellen und somit eine Änderung der elektrischen Leitfähigkeit (Khisina et al., 1992; Cemič et al., 1986).

Der Einfluß des Drucks auf die elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen kann sehr unterschiedliche Auswirkungen haben. Im Bereich niedriger Drücke (<0.8 GPa) wird dies vor allem durch die Verringerung des Porenraumes bei einer Erhöhung des Druckes verursacht. In trockenen Gesteinen führt ein erhöhter Druck zu einem Schließen von Poren, die als Leitfähigkeitsbarrieren wirken und somit zu einem Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit. In Gesteinen, deren Poren mit Wasser gefüllt sind, führt die Schließung der Poren zu einem Verlust an freiem Wasser. Da die wassergefüllten Poren als Leitfähigkeitsbahnen wirken, führt dies zu niedrigeren Leitfähigkeiten. Die Änderung des Druckes führt gewöhnlich zu Änderungen der Schmelztemperatur. Sehr stark ist der Einfluß von Druck auf die Solidustemperatur wasserhaltiger Gesteine, die bei erhöhten Drücken bei wesentlich niedrigeren Temperaturen schmelzen. Da Gesteinsschmelzen eine wesentlich höhere Leitfähigkeit haben als feste Gesteine, führt dies dazu, daß der durch das Schmelzen der Gesteine verursachte Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit um einige hundert Kelvin niedriger liegt.

Einen sehr starken Einfluß auf die elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen hat der Fluidgehalt der Gesteine und die Konzentration der in den Fluids gelösten Salze. Schon wenige Gewichtsprozent Wasser erhöhen durch die im Wasser gelösten Ionen die elektrische Leitfähigkeit eines Granites um mehrere Größenordnungen (Olhoeft, 1981b). Der Unterschied in der Leitfähigkeit zwischen trockenen und wasserhaltigen Gesteinen ist bei niedrigen Temperaturen am größten. Mit steigenden Temperaturen wird dieser Unterschied geringer, und ist bei Beginn des Schmelzens nicht mehr nachweisbar (Abb. 4).

Die Leitfähigkeit wasserhaltiger Gesteine hängt darüber hinaus nicht nur von der Menge an Wasser ab, sondern auch von Zustand und Beschaffenheit des Wassers. Reines Wasser mit einer Leitfähigkeit von ungefähr $5*10^{-6}$ S/m ist ein schlechter Isolator. Die elektrischen Eigenschaften sind sehr stark abhängig von den im Wasser gelösten Salzen, aber auch von Temperatur, Druck und Aggregatzustand. Mit steigender Temperatur und steigender Salinität steigt die Leitfähigkeit an. Unterhalb des kritischen Punktes ist die Leitfähigkeit von flüssigem Wasser nahezu druckunabhängig. In überkritischem Wasser ist die Leitfähigkeit wesentlich stärker druckabhängig. Die elektrische Leitfähigkeit von Wasserdampf ist nahezu null. Jedoch führt Kondensation an den Porenwänden dampfgefüllter Gesteine zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit durch Oberflächenleitung (Olhoeft, 1981a,b).

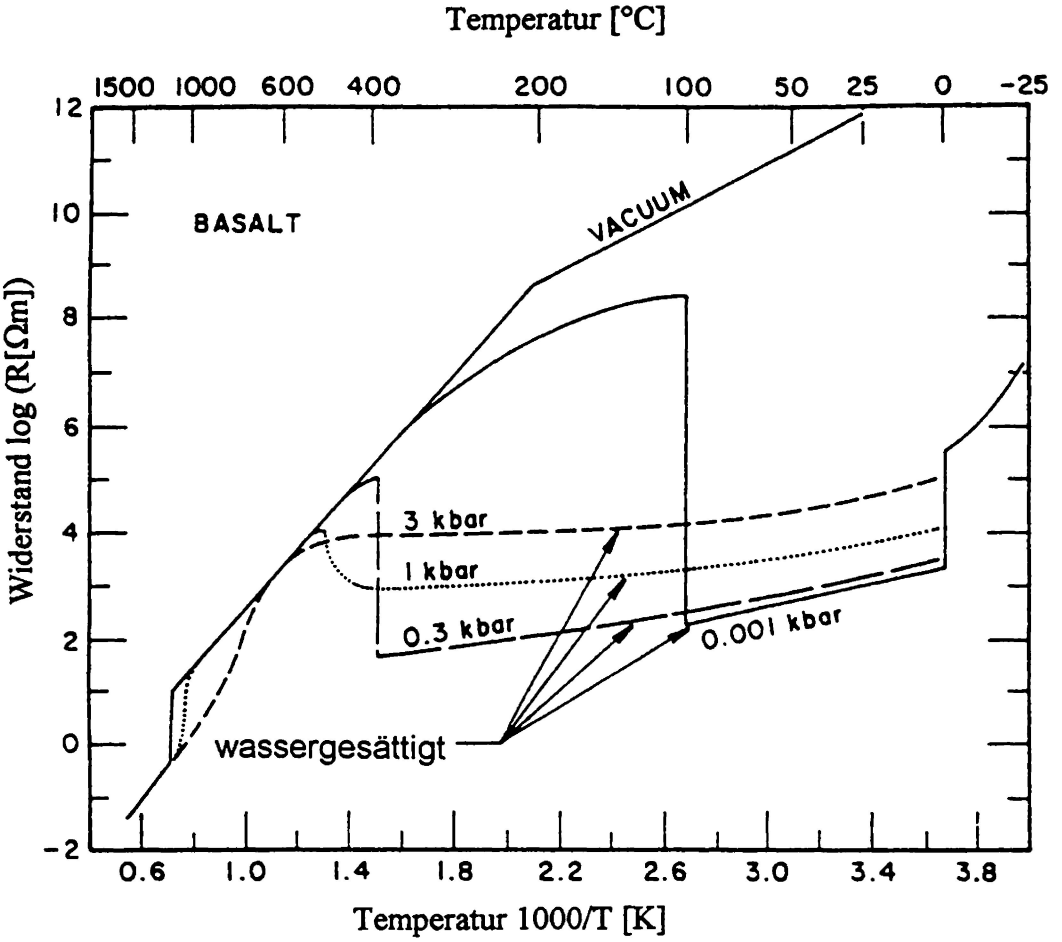

Abb. 4: Elektrische Leitfähigkeit eines Basaltes als Funktion der Temperatur bei unterschiedlichem Wasserdruck (Olhoeft, 81a).

3.2 Elektrische Leitfähigkeit von silikatischen Schmelzen

Es ist allgemein bekannt, daß in silikatischen Gläsern Ionenleitung dominiert (z. B. Vornehm, 1976). Da man Gläser strukturell als eingefrorene Schmelzen auffassen kann, ist ein Vergleich der Leitfähigkeiten und Leitfähigkeitsmechanismen zwischen Silikatgläsern und silikatischen Schmelzen sinnvoll. An Gläsern sind die Einflüsse der einzelnen Kationen gründlicher als an Schmelzen untersucht worden. Wegen der sehr viel größeren Beweglichkeit der Ladungsträger ist die Leitfähigkeit in Schmelzen wesentlich höher als in Gläsern.

Sowohl Schmelzen als auch Gläser werden durch ein Netzwerk aus SiO_4- und AlO_4-Tetraedern (Netzwerkbildner) aufgebaut. In den Lücken dazwischen befinden sich die Alkali- und Erdalkaliionen (Netzwerkwandler). Nur diese kommen für den Ladungstransport in Frage. Die einwertigen Ionen sind wegen ihrer geringen Ladung wesentlich

beweglicher als die zweiwertigen, die wegen der höheren Ladung stärker angezogen werden. In Gesteinen treten gewöhnlich als Alkaliionen Kalium und Natrium auf.

Waff & Weill (1975) sowie Tyburczy & Waff (1985) beschreiben ionischen Ladungstransport in Gesteinsschmelzen unterschiedlicher Zusammensetzung. Der Ladungstransport in den von ihnen untersuchten Schmelzen wird durch Natriumionen dominiert. In tholeiitischen Schmelzen können noch andere Ionen zum Transport beitragen (Tyburczy & Waff, 1985).

Die elektrische Leitfähigkeit von silikatischen Schmelzen liegt um etwa zwei bis drei Größenordnungen über jener der festen Gesteine bei Temperaturen kurz unterhalb des Solidus. Die elektrische Leitfähigkeit von silikatischen Schmelzen hängt von der Temperatur, dem Druck, dem Fluidgehalt, der chemischen Zusammensetzung und der Sauerstoffugazität ab. Für den Ladungstransport sind überwiegend die leichtbeweglichen Alkaliionen verantwortlich. In Gesteinsschmelzen sind dies Natrium- und Kaliumionen. Eine Zusammenstellung der Leitfähigkeiten silikatischer Schmelzen, die in der Literatur zugänglich sind, befindet sich in tabellarischer Form im Anhang (Seite 100).

In einigen älteren Arbeiten über die elektrische Leitfähigkeit von natürlichen Lavaproben im Bereich des partiellen Schmelzens (Nagata, 1937; Murase, 1962) wird kein nennenswerter Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit während des Schmelzens beschrieben. In diesen Arbeiten wurde das Schmelzintervall mit sehr großen Heiz- bzw. Kühlraten von bis zu 300 K/h durchfahren. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen ist, daß die benutzten Proben glashaltig waren und durch die großen Kühlraten abgeschreckt wurden, so daß die Änderung der Leitfähigkeit beim Übergang von silikatischer Schmelze zu Gesteinsglas gemessen wurde und nicht der Übergang von Schmelze zu kristallinem Festgestein.

Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit der Schmelzen läßt sich mit einer Arrheniusgleichung beschreiben (Gl. 3) (Presnall et al., 1972; Murase & McBirney, 1973). Presnall et al. (1972) benutzten für ihre Untersuchungen einen synthetischen Basalt. Dieser wurde fein gemahlen und in einem Platintiegel mit halbrundem Boden, der später als Elektrode dienen sollte, erschmolzen. In diese Schmelze wurde ein gleichgeformter, etwas kleinerer Tiegel als Gegenelektrode eingedrückt. Diese Anordnung wurde 14 Tage auf 1050°C gehalten, um eine vollständige Kristallisation des Basaltglases zu erhalten. Um Rißbildung zu vermeiden, wurde die elektrische Leitfähigkeit bei Normaldruck an Luft zwischen 700 und 1600°C bei einer Wechselspannung von 1000 Hz gemessen, ohne die Probe auf Zimmertemperatur abzukühlen. Die Heizrate betrug 150 K/h. Das vorab grob bestimmte Schmelzintervall dieser Probe lag zwischen

1130 und 1263°C. In diesem Intervall stieg die elektrische Leitfähigkeit um ungefähr zweieinhalb Zehnerpotenzen an (Abb. 5).

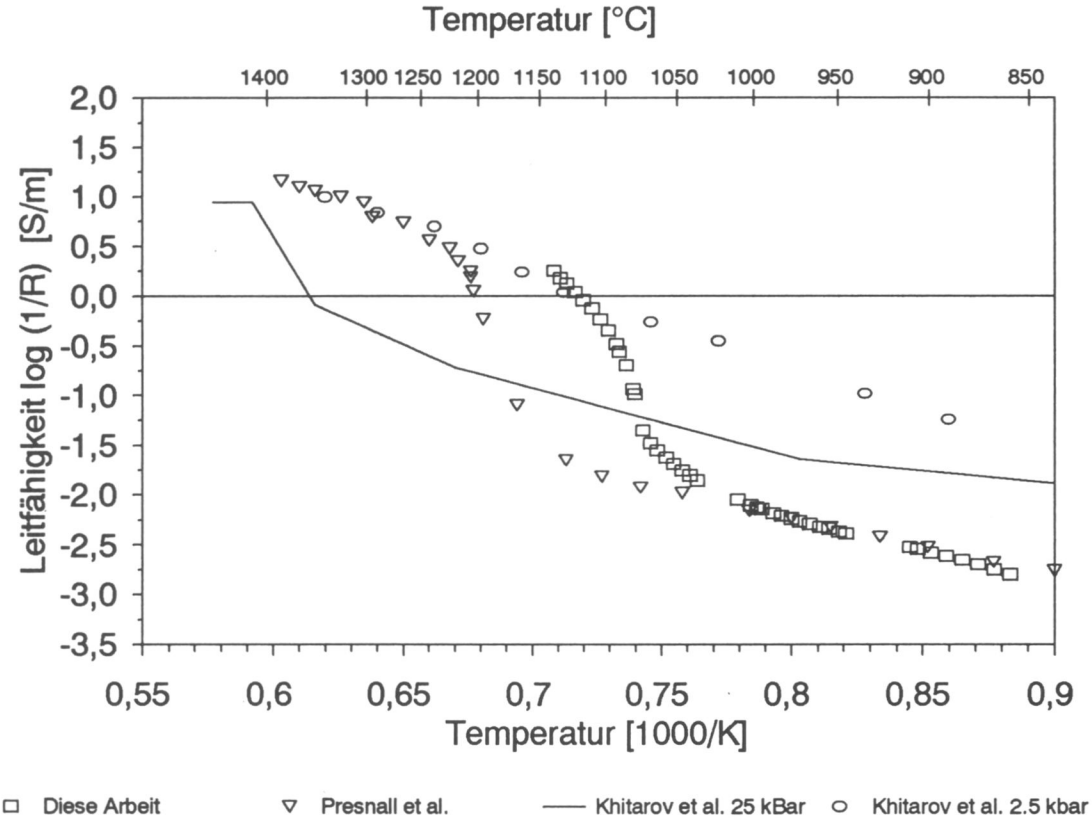

Abb. 5: Vergleich von Messkurven der elektrischen Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur während des partiellen Schmelzens (Khitarov et al., 1970; Presnall et al., 1972; diese Arbeit).

Wie auch für Gesteinsschmelzen und Gläser kann das Temperaturverhalten der Leitfähigkeit im komplett kristallinen Zustand durch eine Arrheniusgleichung (Gl. 2) beschrieben werden. Die Aktivierungsenergie beträgt hier 1.06 eV. Oberhalb der Liquidustemperatur wird ebenfalls ein fast linearer Anstieg bei einer Auftragung gegen 1/T beobachtet. Als Aktivierungsenergie erhält man aus der Steigung 1.46 eV.

Murase & McBirney (1973) haben die Leitfähigkeit von einigen Vulkaniten zwischen 1500 und 950°C bei Normaldruck an Luft bestimmt. Die Wechselstromleitfähigkeit wurde bei 60 und 1000 Hz bestimmt. Die Messungen erfolgten stets während des Abkühlens der geschmolzenen Proben. Die Abkühlrate betrug 300 K/h. Durch die hohe Abkühlgeschwindigkeit der Probe wurde diese abgeschreckt und verglaste. Im Bereich zwischen Liquidus und Solidus erscheint daher nicht der Sprung über zwei Zehnerpotenzen, sondern ein stetiger Abfall der Leitfähigkeit. Unterhalb des Solidus lag die

Leitfähigkeit der verglasten Probe erheblich über der Leitfähigkeit, die für trockene kristalline Gesteine unter gleichen Versuchsbedingungen zu erwarten gewesen wäre. Zum Vergleich mit den hier vorgestellten Untersuchungen zur elektrischen Leitfähigkeit während des partiellen Schmelzens sind daher aus der Arbeit von Murase & McBirney (1973) nur die Daten oberhalb des Liquidus herangezogen worden.

Der Einfluß der Sauerstoffugazität und der chemischen Zusammensetzung auf die elektrische Leitfähigkeit wurde für basaltische, andesitische und latitische Schmelzen von Waff & Weill (1975) untersucht (Abb. 6 & 7). Des weiteren wurde die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit der andesitischen Schmelze, die mit zusätzlichem Na^+ oder Fe^{2+} Ionen versehen worden war, untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß - im Gegensatz zu festen Gesteinen - die Sauerstoffugazität auf die Leitfähigkeit der Schmelzen nur einen geringen Einfluß hat (Abb. 7).

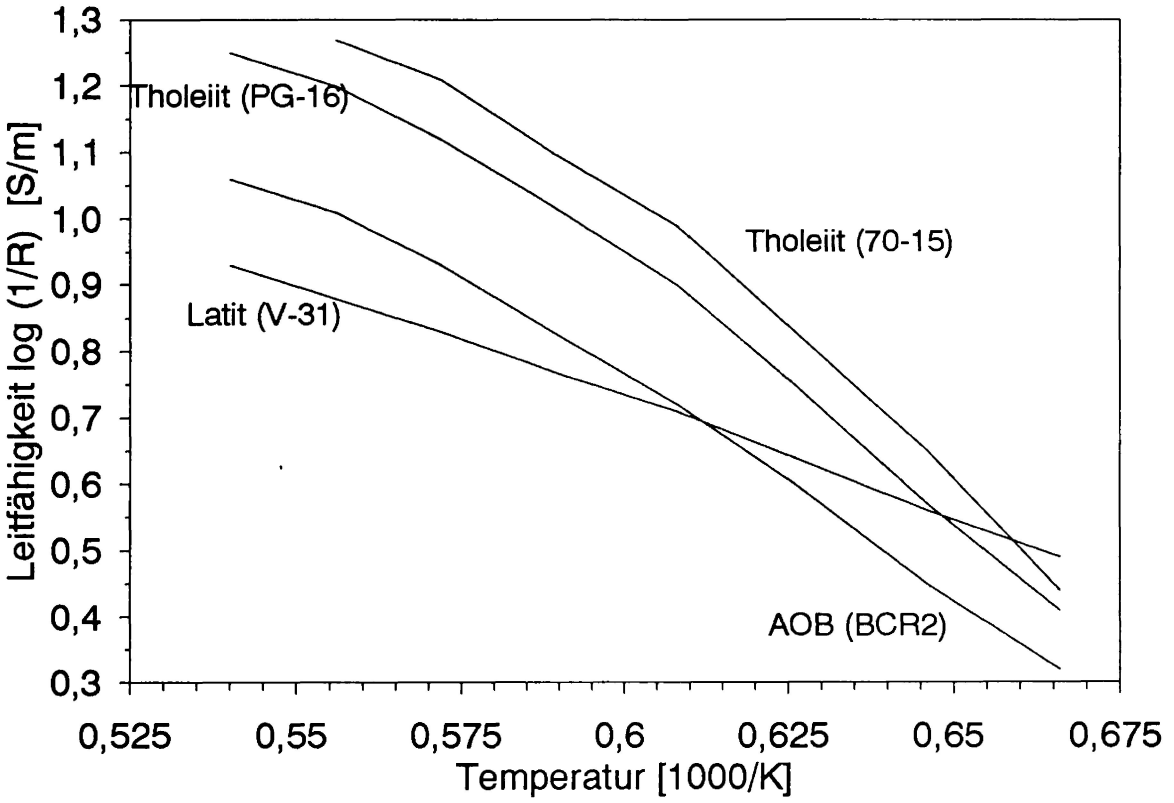

Abb. 6: Elektrische Leitfähigkeit von geschmolzenen Gesteinen als Funktion der reziproken Temperatur (Waff & Weill, 1975).

Wird die chemische Zusammensetzung im petrologisch vernünftigen Rahmen variiert, ändert sich die elektrische Leitfähigkeit um weniger als eine Größenordnung (Abb. 6). Es zeigte sich, daß Gesteine mit geringem SiO_2-Gehalt meist eine etwas höhere

Leitfähigkeit besitzen. Die Erhöhung des Natriumoxidgehaltes von 4.15 auf 7.18 Gewichtsprozent führte bei 1400°C zu einer Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit um ca. eine halbe Zehnerpotenz.

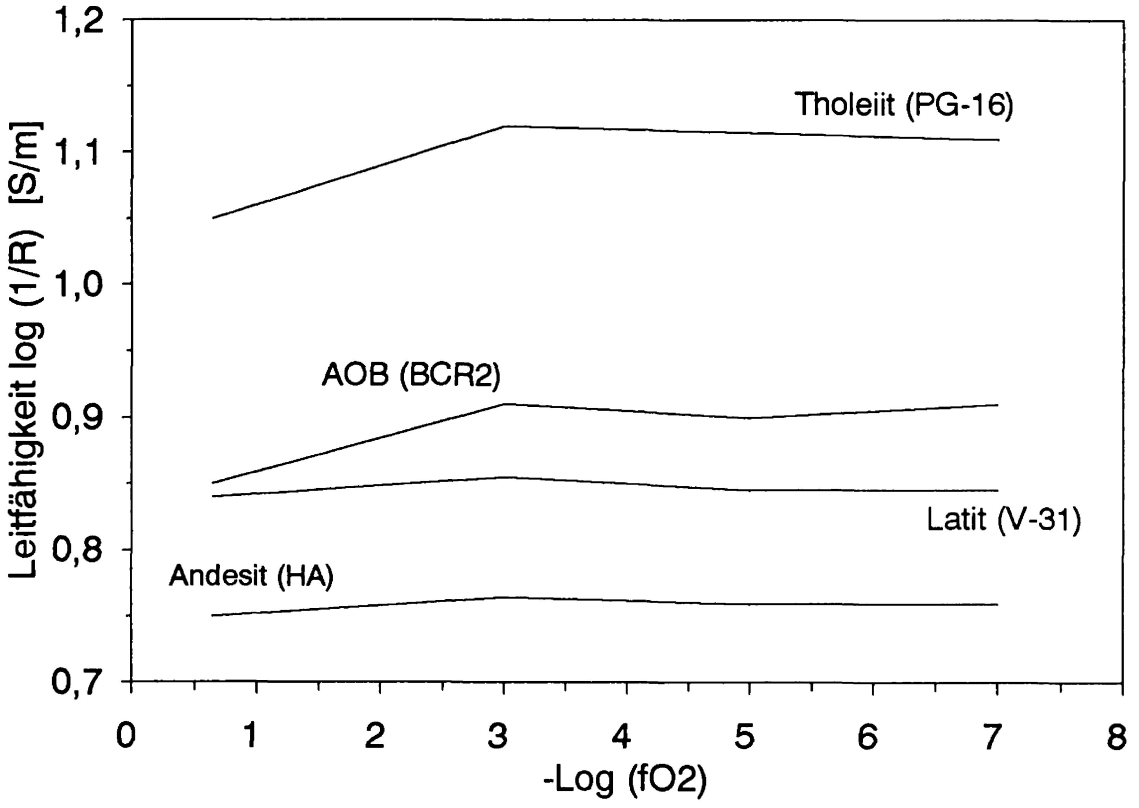

Abb. 7: Elektrische Leitfähigkeit von geschmolzenen Gesteinen als Funktion der Sauerstoffugazität (Waff & Weill, 1975).

Waff & Weill führten die Experimente zwischen 1200 und 1550°C durch. Mit CO_2/H_2 Gasmischungen wurden Sauerstoffugazitäten zwischen $10^{-0.7}$ und 10^{-7} eingestellt. Die Messungen der Leitfähigkeit wurden mit der Loop-Technik durchgeführt (Waff, 1976). Bei der Loop Technik hängt ein Tropfen Schmelze in einer Schlaufe mit einigen Millimetern Durchmesser aus einer Platinrhodiumlegierung. Diese Schlaufe dient gleichzeitig als Elektrode. Die Gegenelektrode ist ein dünner Draht aus der gleichen Legierung, der in der Mitte durch den Tropfen führt. Da es bei dieser Methode nur eine geringe Kontaktfläche zwischen dem Platin und der Schmelze gibt, wird der Verlust an Eisen in der Probe, der durch die Eisendiffusion in das Platin entsteht (Ironloss), minimiert. Die Leitfähigkeiten wurden bei 2000 Hz gemessen.

Murase et al. (1977) haben die elektrische Leitfähigkeit von Peridotiten während des partiellen Schmelzens bis zu einem Aufschmelzgrad von 15% bestimmt. Im

Subsolidusbereich wird die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit durch eine Arrheniusgleichung beschrieben. Am Solidus bei 1170°C gab es einen sehr steilen Anstieg der Leitfähigkeit. Murase et al. schlugen vor, die elektrische Leitfähigkeit zu genauen Bestimmungen der Solidustemperatur zu verwenden. Die Messungen wurden an zwei gesinterten zylindrischen Proben bei Normaldruck und in Kohlendioxidatmosphäre bei 60 und 1000 Hz durchgeführt. Die Meßtemperaturen lagen zwischen 900 und 1300°C. Vor jeder Messung der elektrischen Leitfähigkeit wurde einige Stunden die Temperatur konstant gehalten, um konstante Leitfähigkeiten zu erhalten. Nach den Erfahrungen aus dieser Arbeit scheinen diese Zeiten zum Erreichen eines stabilen Zustands viel zu kurz zu sein. Die Sauerstoffugazität von reinem Kohlendioxid liegt im Stabilitätsfeld von Hämatit. Dies muß bei diesen Versuchen zwangsläufig zu einer Oxidation des zweiwertigen Eisens im Olivin geführt haben (Nitsan, 1974).

Rai & Manghnani (1977) untersuchten die elektrische Leitfähigkeit von tholeiitischen, alkalischen und nephelinhaltigen Basalten. Die Leitfähigkeiten der Gesteine variierten oberhalb des Liquidus um eine halbe Zehnerpotenz. Bei Temperaturen kurz unterhalb des Solidus vor dem Beginn des Schmelzens gab es ein deutliches Absinken der elektrischen Leitfähigkeit. Dies wurde von Rai & Manghnani durch die Bildung von Rissen in der Probe während des Aufheizens erklärt. Dieses Absinken der Leitfähigkeit wurde von anderen Autoren nicht beobachtet. Eine andere Erklärung des beschriebenen Verhaltens sind Kristallisationsvorgänge in der glashaltigen Probe, die bei Temperaturen dicht unterhalb des Solidus ihr Maximum erreichen. Wie bei Waff & Weill (1975) beschrieben, zeigte sich eine deutliche negative Korrellation zwischen SiO_2 Gehalt der Schmelze und der elektrischen Leitfähigkeit. Auch für steigende Gehalte von $Na_2O + K_2O$ fanden die Autoren negative Korrelationen. Dies steht im Gegensatz zu den Beobachtungen von Waff & Weill (1975). Für steigende MgO- und CaO-Gehalte wurden von Rai & Manghnani steigende Leitfähigkeiten beobachtet. Da in natürlichen Proben aufgrund der magmatischen Differentiation die Alkaligehalte mit den Silikatgehalten positiv und die CaO und MgO Gehalte negativ korreliert sind, werden die Einflüsse der anderen Kationen wahrscheinlich durch den SiO_2 Gehalt überdeckt. Dies stimmt mit der Beobachtung überein, daß die alkalireichen basischen Gesteine Basanit und Nephelinit höhere Leitfähigkeiten aufweisen als alle anderen untersuchten Gesteine (siehe Tabelle der Leitfähigkeiten im Anhang, Seite 100). Die Messungen wurden zwischen 500 und 1500°C bei niedrigen Sauerstoffugazitäten im Stabilitätsfeld des Olivin (Nitsan, 1974) nahe des Magnetit/Wüstit-Puffers durchgeführt. Die Messungen wurden mit der Loop-Technik (Waff, 1976) bei 500 Hz durchgeführt. Die Schmelztropfen wurden auf Zimmertemperatur abgeschreckt und die elektrische Leitfähigkeit während des Aufheizens und Abkühlens mit einer Heizrate von 300 K/h gemessen. Vor dem

Meßvorgang wurde das Aufheizen für jeweils 15 min unterbrochen, um Gleichgewicht zu erhalten. Dieses Verfahren führt dazu, daß alle Proben unterhalb des Solidus zwischen 30 und 100% Glas enthalten. Die Leitfähigkeiten unterhalb des Solidus liegen daher erheblich über jenen von kristallinen Gesteinen.

Von den gleichen Autoren (Rai & Manghnani, 1978) wurde die elektrische Leitfähigkeit von ultramafischen Gesteinen mit der Loop-Technik untersucht. Die Sauerstoffugazitäten lagen im Bereich der Magnetit-Wüstit-Umwandlung. Zwischen 1050 und 1400°C wurde ein Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit um drei bis vier Zehnerpotenzen beschrieben. Oberhalb der Liquidustemperatur bei 1500°C lagen die Leitfähigkeiten der Ultramafite in einem schmalen Bereich von ungefähr einer halben Zehnerpotenz. Die Messungen wurden sowohl während des Aufheizens als auch während des Abkühlens mit Heiz- und Kühlraten von 300 K/h durchgeführt. Die hohen Heiz- und Kühlraten legen den Verdacht nahe, daß teilweise verglaste Proben gemessen worden sind. Im Gegensatz zu ihrer anderen Arbeit (Rai & Manghnani, 1977) finden sich darüber leider keine Angaben.

Sato & Ida (1984) untersuchten die frequenzabhängige elektrische Leitfähigkeit eines Olivin-Gabbros bis in den Bereich des partiellen Schmelzens. Sie berücksichtigten jedoch nicht den Elektrodeneinfluß (Kapitel 5.5.1) auf die Messung der Spektren, was zu einer falschen Auswertung der Daten führte.

Über den Druckeinfluß auf die elektrische Leitfähigkeit silikatischer Schmelzen ist wenig bekannt. Die wenigen Veröffentlichungen zu dem Thema zeigen jedoch, daß die Temperaturabhängigkeit sehr viel stärker ist als die Druckabhängigkeit.

Die elektrische Leitfähigkeit von tholeiitischen Basalten als Funktion der Temperatur zwischen 800 und 1500°C und bei hohen Drücken bis 2.8 GPa (28 kbar) wurde von Khitarov et al. (1970) untersucht (Abb. 5). Die Versuche wurden in einer speziellen Piston-Cylinder-Hochdruckzelle durchgeführt. Der Probenbehälter bestand aus Pyrophyllit und Aluminiumoxidkeramik. Diese Materialien dienten gleichzeitig zur elektrischen Isolation der Proben gegen die Umgebung. Als Proben wurden ein Quarztholeiit, ein Olivintholeiit und ein aluminiumreicher Tholeiit verwendet. Die Proben wurden als trockenes Pulver in die Zelle gepreßt. Heiz- und Kühlraten betrugen 120 bis 200 K/h. Vor jeder Messung der Leitfähigkeit wurde gewartet, bis keine Änderung der Leitfähigkeit mehr beobachtet wurde. Die Messungen wurden in einem Frequenzbereich von 1 bis 10 kHz durchgeführt. In der Arbeit wird nicht beschrieben, ob es zu Reaktionen oder Anlösevorgängen zwischen dem Pyrophyllit und der basaltischen Schmelze gekommen ist. Leider wurden die gewonnenen Daten nur teilweise veröffentlicht. In den Ergebnissen ist der Sprung in der Leitfähigkeit während des Schmelzens nicht deutlich zu

erkennen. Eine mögliche Erklärung dafür ist, daß die Pyrophyllitzelle bei hohen Temperaturen nicht ausreichend elektrisch isolierend war. Eine weitere Erklärung könnten Mineralreaktionen zwischen der Pyrophyllitzelle und der Probe sein. Die Leitfähigkeiten der verschiedenen Schmelzen variierten um ungefähr eine halbe Größenordnung. Die Leitfähigkeiten unterhalb des Solidus variierten wesentlich stärker, z. B. bei 800°C um eineinhalb bis zwei Größenordnungen. Für einen Quarztholeiit werden die Kurven für die elektrische Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur bei 0.25 GPa (2.5 kbar) und bei 2.5 GPa (25 kbar) einander gegenübergestellt. Bei 0.25 GPa war die Leitfähigkeit der Gesteinsprobe bei jeweils gleichen Temperaturen um ungefähr eine Größenordnung größer als bei 2.5 GPa (Abb. 5).

Die elektrischen Leitfähigkeiten von andesitischer und basaltischer Schmelze wurden von Tyburczy & Waff (1983) und von rhyodacitischer und rhyolitischer Schmelze (Tyburczy & Waff, 1985) bis zu einem Druck von 25 kbar untersucht (Abb. 8). Es stellte sich heraus, daß die Leitfähigkeit derartiger Schmelzen mit steigendem Druck abnimmt.

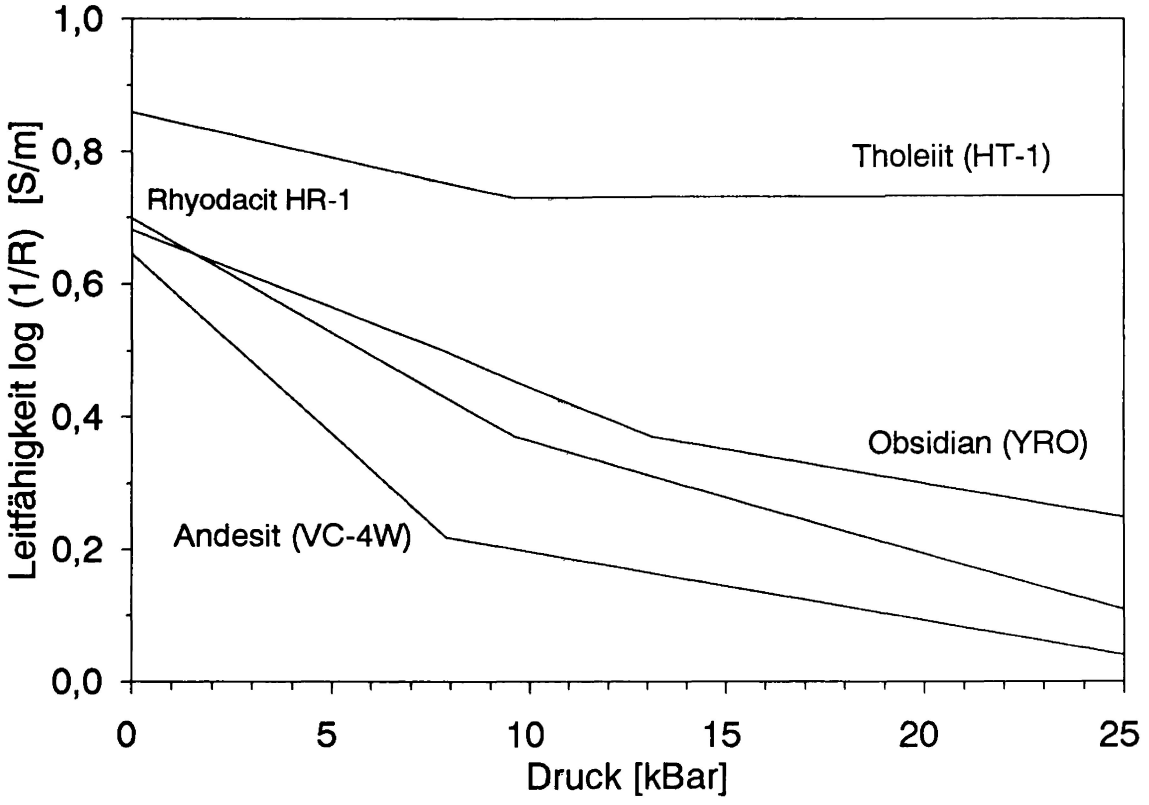

Abb. 8: Elektrische Leitfähigkeit geschmolzener Gesteine als Funktion des Druckes (Tyburczy & Waff, 1983).

Dieser Effekt war bei einer basaltischen Schmelze weniger stark ausgeprägt als bei den übrigen, saureren Schmelzen. Die andesitischen bis rhyolitischen Schmelzen hatten bei 2.5 GPa (25 kbar) eine um 60 bis 80% geringere Leitfähigkeit als bei Normaldruck.

Trägt man die Leitfähigkeit isotherm gegen den Druck auf, so erhält man jeweils zwei lineare Bereiche, die sich bei ungefähr 1 GPa (10 kbar) treffen. Bei der rhyolitischen Schmelze liegt der Schnittpunkt etwas höher nämlich oberhalb 1.3 GPa (13 kbar). Bei allen Proben ist die elektrische Leitfähigkeit zwischen Normaldruck und 1 GPa (10 kbar) wesentlich stärker druckabhängig als zwischen 1 GPa (10 kbar) und 2.5 GPa (25 kbar). Bei der basaltischen Probe ist oberhalb von 1 GPa (10 kbar) fast keine Druckabhängigkeit mehr zu beobachten.

Die elektrische Leitfähigkeit in den jeweiligen Druckbereichen kann mit Gleichung (4) beschrieben werden.

$$\sigma = \sigma_0' \, exp\left[- \left(E_a + P\Delta V_\sigma \right) \Big/ kT \right] \qquad (4)$$

E_a ist die Aktivierungsenergie und k die Boltzmannkonstante. P ist der Druck und T die absolute Temperatur, mit ΔV_σ als Aktivierungsvolumen. Das in dieser Weise definierte Aktivierungsvolumen ist ein empirischer Parameter, der die makroskopische Druckabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit beschreibt.

Die Experimente wurden in einer Piston-Cylinder-Hochdruckapparatur durchgeführt. Es wurde eine Zwei-Elektroden-Anordnung mit zylindrischer Probe verwendet. Diese wurde dabei von einem Quarzglasring umgeben. Als elektrische Isolation zwischen den Elektroden und als Druckübertragungsmedium wurde Pyrophyllit verwendet. Die Sauerstoffugazität konnte nicht kontrolliert werden, die Proben sind aber während des Experiments nicht oxidiert worden. Die Messungen der elektrischen Leitfähigkeit wurden bei 2 kHz durchgeführt. Die Proben hatten nach den Experimenten einen um mehrere Prozent erhöhten Gehalt an SiO_2, was durch Anlösung des Quarzglasringes erklärt wird.

Die elektrische Leitfähigkeit von silikatischen Schmelzen in Abhängigkeit vom Gehalt an Natrium und als Funktion des Druckes bis 0.14 GPa (1.4 kbar) wurde von Satherly und Smedley (1985) untersucht. Die Untersuchungen wurden an synthetischen Schmelzen des Systems Na_2O-SiO_2 mit Gehalten zwischen 40 und 22 Gew% Na_2O und an einer Lavaprobe phonolitischer Zusammensetzung vom Mount Erebus durchgeführt. Bei 1000°C führte in dem trockenen synthetischen System die Erhöhung des Na_2O Anteils von 22 auf 40 Gew% zu einer Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit um 0.7

Zehnerpotenzen. In dem untersuchten Druckbereich bis 0.14 GPa (1.4 kbar) ließen sich nur minimale Veränderungen der Leitfähigkeit mit dem Druck feststellen. Die Leitfähigkeit der wassergesättigten synthetischen Proben war bei 1000°C etwas niedriger als jene der trockenen Proben. Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit wurde in einer speziellen Hochdruckzelle mit Platinelektroden und Aluminiumoxidisolierung bei 1592 Hz durchgeführt. Es wurden pulverisierte Proben verwendet.

3.3 Elektrische Leitfähigkeit von partiell geschmolzener Gesteine

In die elektrische Leitfähigkeit partiell geschmolzener Gesteine gehen sowohl die Faktoren ein, die die Leitfähigkeit von festen Gesteinen bestimmen, als auch jene, die die Leitfähigkeit von silikatischen Schmelzen bestimmen. Von fundamentaler Bedeutung für die elektrische Leitfähigkeit partiell geschmolzener Gesteine ist die geometrische Verteilung der Schmelze im Gestein, da die Leitfähigkeit von Schmelzen sehr viel größer ist als jene von festen Gesteinen. Liegt die Schmelze vollständig vernetzt vor, so werden wesentlich höhere Leitfähigkeiten erwartet, als wenn die Schmelze in isolierten Taschen vorliegt. Der Ladungstransport im Fall von vernetzten Schmelzfilmen wird fast ausschließlich entlang dieser Schmelzfilme erfolgen. Für den Fall von isolierten Schmelztaschen erfolgt der Ladungstransport durch festes Gestein. Die geometrische Verteilung von Schmelze im Gestein ist für das System Olivin-Basalt gut untersucht, die Ergebnisse lassen sich jedoch nicht ohne weiteres auf andere Gesteinstypen übertragen.

4. Morphologie partiell geschmolzener Gesteine

Die Verteilung von Schmelze in partiell geschmolzenen Gesteinen wird - vor allem für geringe Schmelzanteile - seit Anfang der 70er Jahre intensiv untersucht. Sie ist bis heute noch nicht vollständig geklärt. Folgende Ergebnisse gelten jedoch als gesichert:

Da jede zusätzliche Komponente die Solidustemperatur eines Systems senkt, muß die Aufschmelzung zuerst an den Kontakten von mehreren Mineralien verschiedener Zusammensetzung auftreten (Mehnert et al., 1973). An den Ecken der Mineralkörner stoßen vier verschiedene Mineralien an einem Punkt zusammen. Die Erstschmelzen werden deshalb an solch einem Punkt entstehen. Ob die Schmelze an solchen Kornecken bleibt, also isolierte Schmelztaschen bildet, oder die Kornkanten und Kornflächen benetzt werden und sich ein dreidimensionales Netzwerk aus Schmelze bildet, hängt davon ab, welche Konfiguration die geringere Energie hat und wie schnell die Porengeometrie verändert werden kann. Abbildung 9 zeigt ein dreidimensionales Netzwerk entlang von Kornkanten.

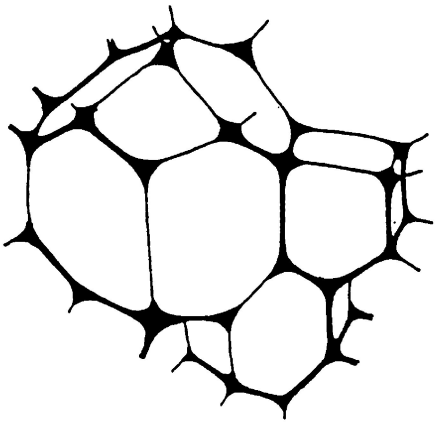

Abb. 9: Netzwerk von Schmelze entlang von Kornkanten (Toramaru & Fuji, 1986).

Die Oberflächenspannungen verschiedener Grenzflächen von Mineralkörnern und zwischen Mineral und Schmelze erzeugen Kräfte, welche die Geometrie der Schmelze in einen stabilen Zustand bringen. Wenn die Oberflächenspannungen isotrop wären, würde es im chemischen und mechanischen Gleichgewicht konstante dihedrale Winkel und konstante Krümmungen der Flüssig-Fest Grenzflächen geben (Bulau et al., 1979).

Beeré (1975a,b) untersuchte die Gleichgewichtsgeometrie von dispersen Phasen an Kupfer/Blei Legierungen und Urandioxid/Aluminiumoxid Keramiken. Er fand heraus, daß die Morphologie durch das Verhältnis der Oberflächenenergien zweier Körner γ_{ss} und der Oberflächenenergie zwischen Korn und Schmelze γ_{sf} bestimmt wird (Gl. 5).

$$2\cos\frac{\theta}{2} = \frac{\gamma_{ss}}{\gamma_{sl}} \qquad (5)$$

Der Wert des dihedralen Winkels θ bestimmt die Gleichgewichtsgeometrie der Poren (Abb. 10). Für den Fall, daß θ kleiner als 60° ist, wird sich unabhängig vom Schmelzanteil ein Netzwerk entlang der Kornkanten ausbilden. Wenn θ größer als 60° ist, existiert ein minimaler Schmelzanteil, der überschritten werden muß, bevor sich ein verbundenes Netzwerk von Schmelze bilden kann.

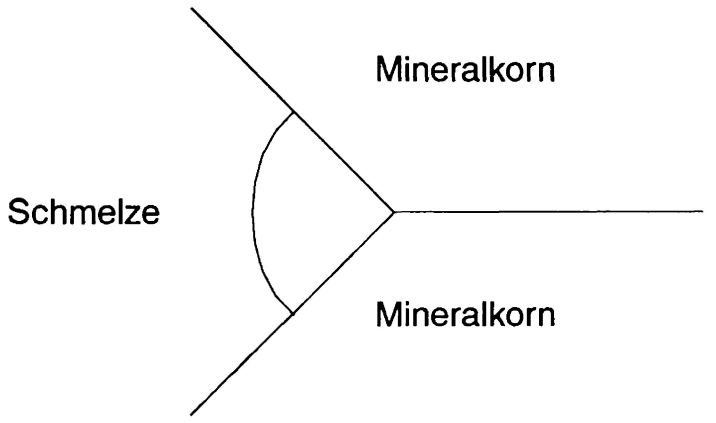

Abb. 10: Der dihedrale Winkel θ.

Für Peridotite mit geringen Schmelzanteilen von Basalt ist diese Beschreibung der Morphologie partiell geschmolzener Gesteine durch den dihedralen Winkel θ weitgehend akzeptiert (Waff & Bulau, 1979; Cooper & Kohlstedt, 1982; Watson, 1982; von Bargen & Waff, 1986). Für dieses mantelrelevante System wurden stets dihedrale Winkel θ unter 60° gefunden. Das bedeutet, daß auch für sehr geringe Schmelzanteile ein vollständiges Netzwerk an Schmelze vorliegt, sobald sich das Gleichgewicht eingestellt hat.

Jurewitz & Wartson (1985) stellten fest, daß es für partiell geschmolzene Systeme einen Gleichgewichtsschmelzanteil (engl.: equilibrium melt fraction) gibt, der der Menge an

Schmelze entspricht, die entlang der Kornkanten im Gleichgewicht stabil ist. Wird diese überschritten, so sammelt sich die Schmelze in größeren Schmelztaschen.

Der Gleichgewichtsschmelzanteil ist eine Funktion des dihedralen Winkels θ. Ist der Winkel klein, so kann viel Schmelze an den Kornkanten im Gleichgewicht bleiben, ist der Winkel größer als 60°, so kann im Gleichgewicht dort wenig Schmelze untergebracht werden. Diese Untersuchungen wurden im trockenen System Quarz/Feldspat und granitischer Schmelze bei 1000°C und 1 GPa (10 kbar) durchgeführt. Die dihedralen Winkel für Schmelze in Kontakt mit Feldspat/Feldspat, Feldspat/Quarz, Quarz/Quarz waren entsprechend 44°, 49° und 59°.

Holness (1995) untersuchte das Benetzungsverhalten im System Feldspat/Quarz/H_2O/CO_2 bei 0.4 GPa (4 kbar). Die gefundenen dihedralen Winkel lagen immer unter 60°.

Signifikante Abweichungen von der vorhergesagten Struktur partiell geschmolzener Gesteine werden in vielen experimentellen Arbeiten gefunden. Vor allem findet sich neben der Schmelze entlang von Kornkanten auch Schmelze in größeren Schmelztaschen. Diese Abweichungen wurden gewöhnlich mit Abweichungen von der Gleichgewichtsmorphologie erklärt, die mit den für geologische Prozesse sehr kurzen Laborzeiten begründet wurden.

Waff & Faul (1992) führten diese Abweichungen jedoch auf anisotropes Benetzungsverhalten zurück. Danach sollen mit Schmelze gefüllte Kanäle entlang der Kornkanten bestimmte Durchmesser nicht überschreiten und somit nur begrenzt Schmelze aufnehmen können. Liegt jedoch mehr Schmelze im Gestein vor, so bilden sich größere Schmelztaschen und es werden in größerer Zahl auch Kristallflächen mit Schmelze benetzt. Die Schmelzmorphologie hängt also von der Menge der entstandenen Schmelze ab. Für das gut untersuchte System Olivin/Basalt kann mit der sofortigen Bildung eines Netzwerkes von Schmelze gerechnet werden.

Faul et al. (1994) beschrieben für basaltische Schmelze in Olivinmatrix, daß, obwohl die Kornkanten mit Schmelze benetzt waren, bei niedrigen Schmelzanteilen 75% der Schmelze in Schmelztaschen vorlagen.

Laporte (1994) untersuchte das Benetzungsverhalten von wässriger silikatischer Schmelze und polykristallinem Quarz zwischen 850 und 900°C und Drücken zwischen 0.65 und 1 GPa (10 kbar). Die Experimente zeigten, daß im System Quarz/Schmelze die dihedralen Winkel klein sind (<60°) und es zur Bildung von Schmelzfilmen entlang von Korngrenzen kommt. Die Untersuchung von Proben mit sehr geringen Schmelzanteilen zeigte, daß sich schon sehr früh ein Netzwerk an Schmelze bildet. Er berechnete mit Hilfe der von McKenzie (1985) beschriebenen Formeln für die von ihm gefundenen

Porositäten Aufstiegsgeschwindigkeiten für granitische Schmelzen. Danach sind für Schmelzfraktionen kleiner 30% Aufstiegszeiten von 10^5 - 10^6 Jahren erforderlich.

Experimente zur Morphologie der Schmelze an Gesteinen, die reich an Hornblende und Biotit sind, wurden von Laporte & Watson (1995) durchgeführt. Sie konnten zeigen, daß die Schmelzverteilung nur dann durch einen einzigen dihedralen Winkel θ beschrieben werden kann, wenn das schmelzende Gestein monomineralisch und die Mineralien isotrop sind. Die Kombination von starker Anisotropie und kristallographischer Orientierung sollte dazu führen, daß biotitreiche Gesteine undurchdringlich für silikatische Schmelzen werden.

Fast alle Experimente wurden bei hydrostatischem oder pseudohydrostatischem Druck durchgeführt. Wenn jedoch ein gerichteter Druck herrscht oder das partiell geschmolzene Gestein deformiert wird, so verteilt sich die Schmelze entlang der Kornflächen (Jin et al., 1994).

5. Experimenteller Teil

5.1 Proben

Die Experimente wurden an natürlichen Gesteinsproben aus den Anden durchgeführt. Für Leitfähigkeitsmessungen muß gewährleistet sein, daß die Probe vollständig auskristallisiert und somit glasfrei ist, da silikatische Gläser wesentlich besser leiten als kristalline Gesteine. Bei der Verwendung synthetischer Gesteine, die aus einer Schmelze auskristallisiert werden, muß immer mit dem Vorhandensein von geringen Mengen an Glas gerechnet werden. Daher wurde auf die Verwendung von synthetischen Gesteinen verzichtet.

An die Gesteinsproben mußten folgende Anforderungen gestellt werden:

1.) Die Proben sollen die Unterkruste repräsentieren. In den zentralen Anden sind nur wenige Gesteine aus der mittleren oder unteren Kruste aufgeschlossen, die genaue Zusammensetzung der aktuellen Unterkruste ist daher unbekannt. Eine intermediäre bis basische Zusammensetzung scheint jedoch wahrscheinlich zu sein.

2.) Die verwendeten Proben dürfen nicht alteriert sein. Es soll die Mineralogie der Unterkruste erhalten sein, d. h., es sollten möglichst wenige wasserhaltige sekundäre Phasen enthalten sein und die Korngrenzen unverändert vorliegen.

3.) Damit die Messungen der elektrischen Leitfähigkeit für das Gestein repräsentativ sind, ist es erforderlich, daß die Proben feinkörnig sind und bei den Messungen über genügend Mineralkörner integriert wird.

4.) Um die Rißbildung beim Aufheizen unter Normaldruck gering zu halten, sollte die Probe frei von Quarz sein. Bei der Umwandlung von Tief- zu Hochquarz kommt es zu einer Volumenausdehnung der Quarzkörner um 3%, was zu einer intensiven Rißbildung führt. Diese Risse bilden Barrieren für den Ladungstransport und senken somit die Leitfähigkeit.

5.) Die Proben sollen isotrop sein, das bedeutet, daß keine Foliation oder Lineation vorliegen darf.

Es ist unmöglich, ein Gestein zu finden, das alle diese Bedingungen gleichermaßen erfüllt. Es ist nicht zu verhindern, daß die Korngrenzen durch den Aufstieg des Gesteins verändert worden sind. Für diese und andere Experimente wurden uns von Dr. Lukassen Gesteine aus der Küstenkordillere der zentralen Anden bereitgestellt. Diese Gesteine gehören zu basischen Intrusionen der mittleren Kruste im jurassischen Vulkanbogen. Für die Experimente zu dieser Arbeit wurde ein Granulit ausgewählt, der den oben aufgezählten Bedingungen sehr nahe kommt. Dieses Gestein wurde in einer Tiefe von 15 km granulitfaziell umkristallisiert. Das Gestein hat die chemische Zusammensetzung eines

Gabbro-Norits (Tab. 1). Es ist frei von Quarz und entstammt dem niedrigdruck granulitfaziellen Metamorphosebereich. Die Tiefenlage der granulitfaziellen Rekristallisation läßt sich nicht mit der Thermobarometrie abschätzen, da druckkritische Paragnesen fehlen. Die Mineralparagenese zeigt jedoch an, daß das Gestein nicht aus einer größeren Tiefe als 15 bis 20 km gekommen sein kann. Das Zweipyroxenthermometer gibt eine Temperatur von 785 bis 805°C an. Die bestimmende Mineralparagnese in diesem Granulit ist: Plagioklas, Klinopyroxen (Diopsid), und Orthopyroxen (Enstatit). Weiter enthält das Gestein etwas Magnetit und Ilmenit, wenig Apatit und etwas retrograden Biotit (Lukassen, 1992). Die Korngrößen liegen zwischen 0.1 und 0.4 mm, wobei einige wenige erhaltene, magmatitisch gebildete Plagioklase über 1 mm groß sind.

Tab. 1: Chemische Zusammensetzung sowie normativer (CIPW) und ausgezählter Mineralbestand des verwendeten Granulits (CB41).

Oxide	Gew%	CIPW-Norm	Gew%	Ausgezählter Mineralbestand	Vol%
SiO_2	52.3	Quarz	0.4		
TiO_2	0.9	Orthoklas	2.5	Biotit	2.3 ±0.3
Al_2O_3	18.3	Albit	28.6	Plagioklas	59 ±2
Fe_2O_3	9.5	Anorthit	33.4		
MnO	0.2	Wollastonit	5.1		
MgO	6.1	Enstatit	15.0	Pyroxen	34 ±1
CaO	9.4	Ferrosillit	9.6		
Na_2O	3.4	Magnetit	2.7	Erz	4.2±0.4
K_2O	0.4	Ilmenit	1.8		
P_2O_5	0.1	Apatit	0.3		
Σ	100.6	Σ	99.4	Σ	100.0

5.2 Aufbau der Meßanlage

Als Meßanlage wurde ein Fugazitätsofen verwendet, der von Ekkard Sauer nach einer Idee von Prof. Arndt gebaut und für diese Arbeit leicht verändert wurde (Rave, 1981). Es wurde eine neue Probenhalterung gebaut und ein Computerprogramm zur Steuerung der Gasmischanlage geschrieben.

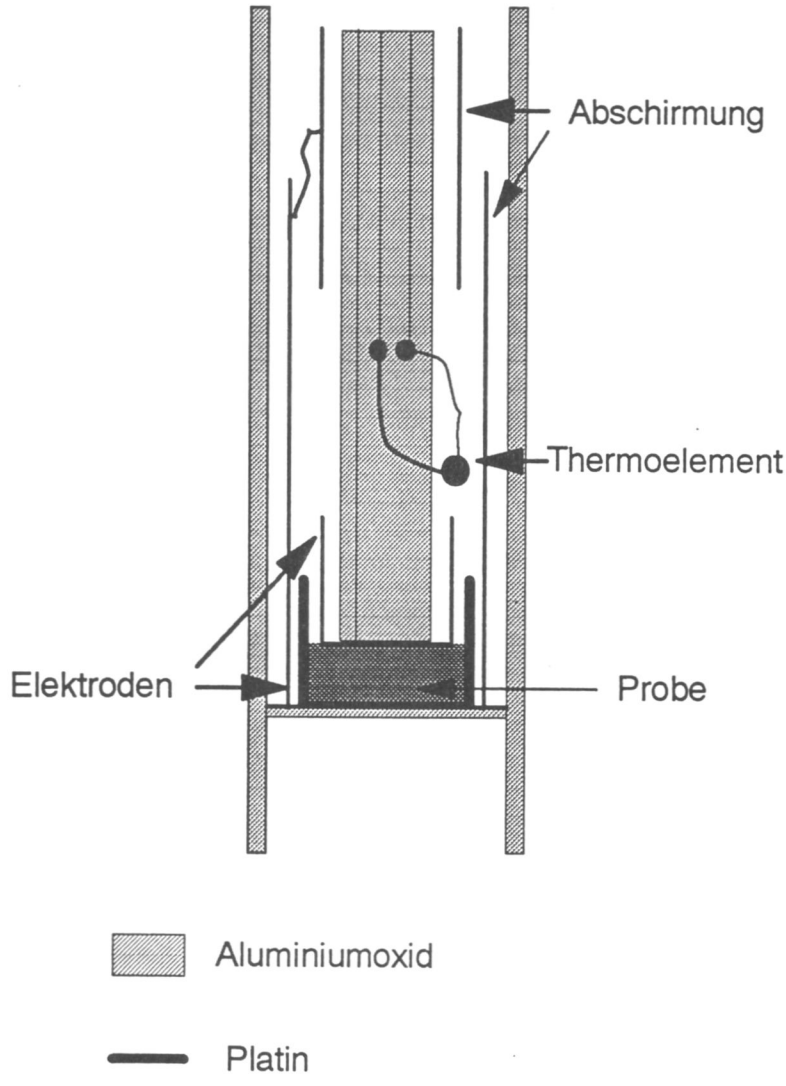

Abb. 11: Maßstäbliche Zeichnung der verwendeten Meßzelle: Der Durchmesser der Probe entspricht 8 mm. Die Zuleitungen zum Thermoelement und zur oberen Elektrode verlaufen in einer Vierlochkapillare, die mit einer Feder auf die Probe gedrückt wird. Die Zuleitung zur Gegenelektrode erfolgt durch die Abschirmung. Der Kontakt zwischen Abschirmung und Elektrodentiegel wird durch ein Platinblech hergestellt, auf das sowohl der Elektrodentiegel als auch die Abschirmung gedrückt werden. Um die Gaszufuhr zu ermöglichen, sind in der Abschirmung kleine Fenster, die nicht in der Zeichnung dargestellt sind.

In Abbildung 11 ist die Probenhalterung dargestellt. Die Probe hat die Form eines kleinen Zylinders mit einer Höhe von 3 mm und einem Durchmesser von 8 mm. Als Elektrode dient ein Tiegel aus einer Platin-Gold-Legierung (Pt95Au5), in dem sich die Probe befindet. Als Gegenelektrode wird ein etwas kleinerer Tiegel der gleichen Legierung verwendet, der auf die Probe gedrückt wird. Um einen guten Kontakt zwischen Probe und Tiegel herzustellen, wurden die Proben mit Platin bedampft (besputtert). Diese Meßzelle befindet sich in einem Rohr aus Aluminiumoxidkeramik. Zur Abschirmung von elektromagnetischen Einstreuungen ist die Zelle mit einem Platinblech umgeben, welches gleichzeitig als Zuleitung zur Elektrode dient. Die Zuleitung zur Gegenelektrode befindet sich in einem Kapillarrohr aus Aluminiumoxidkeramik. Eine Stahlfeder, auf die mit einer Schraube ein Druck ausgeübt werden kann, befindet sich im kalten Teil der Probenhalterung und drückt über dieses Kapillarrohr die Gegenelektrode auf die Probe. Dicht neben der Probe innerhalb der Abschirmung befindet sich ein Pt/PtRh- Thermoelement (S-Typ) zur Bestimmung der Probentemperatur. Die Probenhalterung ist mit Epoxidharz in einen Flansch aus Teflon geklebt. Die Durchführungen sind mit Epoxidharz abgedichtet.

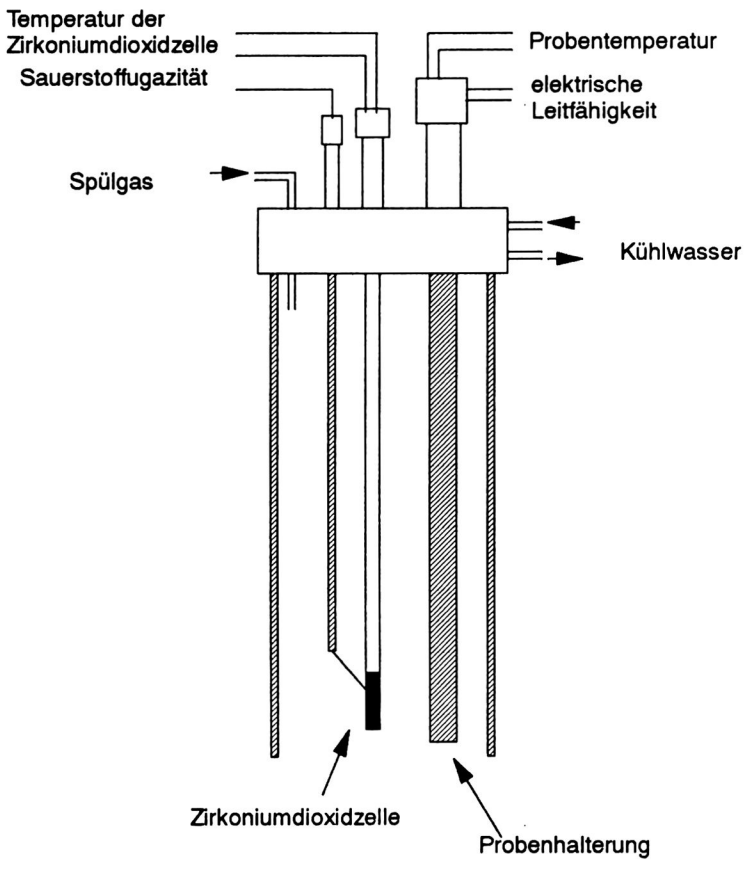

Abb. 12: Schematischer Aufbau der Messanlage.

Abbildung 12 zeigt schematisch den Aufbau der Meßanlage. Die Probenhalterung hängt in einem Rohrofen (Fa. Gero). Neben der Probenhalterung befindet sich eine Zirkoniumdioxidzelle, um die Sauerstoffugazität zu bestimmen. Die gewünschten Gasmischungen werden mit computergesteuerten Durchflußreglern (Fa. Tylan) eingestellt.

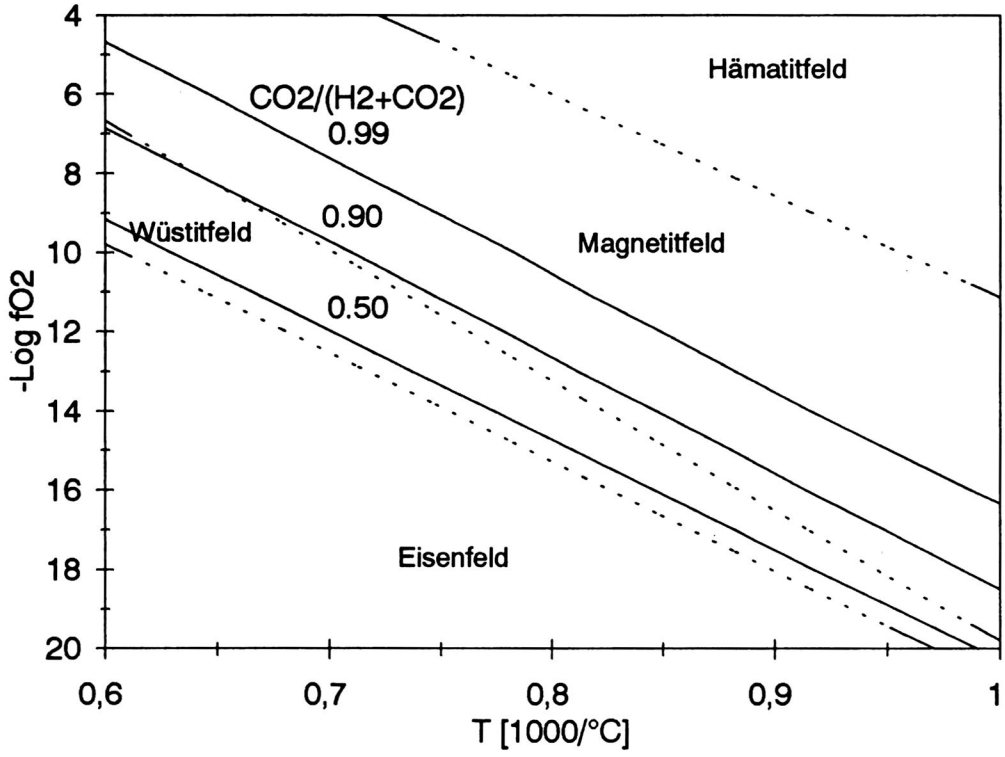

Abb. 13: Die Sauerstoffugazitäten als Funktion der reziproken Temperatur von konstanten Gasmischungen für $CO_2/(H_2+CO_2)$ = 0.99, 0.90, 0.50 (durchgezogene Linien) (Deines et al., 1974). Die Grenzen der Stabilitätsfelder von Eisen und den Eisenoxiden Hämatit, Magnetit und Wüstit sind als gestrichelte Linien eingetragen.

Die gewünschten Sauerstoffugazitäten werden aus Mischungen von Kohlendioxid und Wasserstoff eingestellt. Aus Sicherheitsgründen wird der Wasserstoff in einer Formiergasmischung aus 90% Stickstoff und 10% Wasserstoff verwendet.

Für Mischungen aus Kohlendioxid und Wasserstoff kann die Fugazität als Funktion der Temperatur berechnen werden (Nafziger et al., 1971). Auf Grundlage der Reaktionsgleichung sind die Werte tabelliert (Deines et al., 1974).

$$H_2 + CO_2 \Leftrightarrow H_2O + CO \qquad (1)$$

Abbildung 13 zeigt die berechneten Sauerstoffugazitäten als Funktion der Temperatur für verschiedene Mischungsverhältnisse der Gase Wasserstoff und Kohlendioxid. Darin eingezeichnet sind die Stabilitätsfelder von Eisen und der Eisenoxide Hämatit, Magnetit und Wüstit. Bei Verwendung konstanter Gasmischungen ändert sich die Sauerstoffugazität bei einer Temperaturänderung annähernd parallel zu den Grenzen der Stabilitätsfelder der Eisenoxide, so daß man über weite Temperaturbereiche im Stabilitätsfeld eines Eisenoxids bleibt.

In dieser Berechnung wird nicht berücksichtigt, daß neben Reaktion (1) in geringem Maße auch andere Reaktionen, z. B. die Bildung von Methan, ablaufen. Durch die Verwendung von Formiergas als Wasserstofflieferant wird eine weitere Veränderung der berechneten Fugazitäten bewirkt, da die Reaktionspartner stark verdünnt sind und es mit dem Stickstoff zu weiteren Reaktionen kommen kann. Eine ständige Fugazitätskontrolle während der Messung ist deshalb unerläßlich.

5.3 Schmelzexperimente

Um das Schmelzverhalten des Gesteins zu untersuchen, wurden Schmelzexperimente bei unterschiedlichen Sauerstoffugazitäten im Bereich des Hämatit-, Magnetit- und Wüstitfelds als Funktion der Temperatur durchgeführt. Um die Zusammenhänge zwischen elektrischer Leitfähigkeit und Schmelzverhalten zu klären, wurden sowohl der Schmelzanteil als Funktion der Temperatur als auch die Verteilung der Schmelze im Gestein bestimmt.

Im Anhang befindet sich eine Tabelle der Schmelzexperimente mit den entsprechenden Versuchsbedingungen (Seite 97). Die Versuchsbedingungen und die Probenhalterung waren identisch mit jenen zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit. Die Proben wurden jedoch nicht in die Elektrodentiegel, sondern, um sie leichter entnehmen zu können, mit einer Platinmanschette umgeben auf ein Stück Platinblech gelegt.

Führt man die Probe in den heißen Ofen ein, wird der Ofenraum abgekühlt, und der Regler erhöht die Heizleistung. Dies führt zu einem Überschwingen der Temperatur im Ofenraum von bis zu 10 K. Um diesen unerwünschten Effekt zu eliminieren, wurde die Probe bei einer Temperatur von 15 K unter der gewünschten Temperatur eingeführt. Wenn sich die Temperatur im Ofen eingeregelt hatte, wurde langsam bis zur gewünschten Temperatur aufgeheizt und diese 1 bis 5 Tage gehalten.

Zum Abschrecken der Probe wurde die gesamte Probenhalterung nach oben aus dem Ofen gezogen. Um zu vermeiden, daß die Probenhalterung durch häufiges Abschrecken zerspringt, wurde die Halterung ca. 20 cm herausrausgezogen und erst nach einigen Minuten langsam aus dem Ofen entfernt. Bei diesem Verfahren kühlt sich die Probe innerhalb einer halben Minute von 1100°C auf ca. 850°C ab.

Von den abgeschreckten Proben wurden Dünnschliffe angefertigt. Diese wurden polarisationsmikroskopisch auf ihren Phasenbestand, den Schmelzgehalt, die Schmelzverteilung und das Gefüge untersucht. Mit einer Elektronenstrahlmikrosonde wurden chemische Analysen der entstandenen Schmelzen angefertigt.

5.3.1 Bestimmung der Schmelzanteile

Die Anteile an Schmelze und Mineralkomponenten wurden mit dem Pointcounter im Dünnschliff ausgezählt. Da die Proben teilweise sehr klein waren, konnten je nach Größe der Probe nur 600 bis 1000 Meßpunkte ausgezählt werden. Die Anzahl der Punkte, die ausgezählt werden müssen, um repräsentative Ergebnisse zu erhalten, hängt von der Homogenität der Gesteine ab. Um herauszufinden, wie viele Punkte bei dem verwendeten Gestein gezählt werden müssen, wurden bei einer Probe Ergebnisse des Pointcounten für 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900 und 1000 Punkte berechnet (Tab. 2). Oberhalb von 600 ausgezählten Punkten gibt es nur noch geringfügige Verschiebungen in den ausgezählten Anteilen.

Der statistische Fehler σ hängt von der Häufigkeit der jeweiligen Phase ab. Hauptgemengteile werden entsprechend häufiger gezählt, daher sind die Fehler in der Hauptgemengteilbestimmung geringer als jene der akzessorisch auftretenden. Bei einem Nebengemengteil mit einem Anteil von 5% sinkt der Fehler zwischen 600 und 1000 ausgezählten Punkten von 20 auf 15%. Bei einem Hauptgemengteil mit einem Anteil von 50% sinkt der Fehler entsprechend von 6 auf 4%.

Tab. 2: Probe M1113; ausgezählter Mineralbestand in Volumenprozent in Abhängigkeit der Anzahl der ausgezählten Punkte.

ausgezählte Punkte	Schmelze [Vol%]	Olivin [Vol%]	Plagioklas [Vol%]	Blasen [Vol%]
100	34	8	54	4
200	31	11	54	4
308	30	11	53	6
401	30	12	53	5
505	30	12	53	5
606	28	13	53	5
700	29	14	53	5
800	28	13	54	5
901	28	13	55	5
1000	28.3	12.4	54.4	4.7

5.3.2 Mikrosondenanalysen

Von den entstandenen Schmelzen wurden Mikrosondenanalysen angefertigt. Eine Tabelle mit den Ergebnissen der Mikrosondenanalysen befindet sich im Anhang (Seite 104).

5.4 Kinetik

Um herauszufinden, wie lange es dauert, bis sich in der partiell geschmolzenen Probe ein morphologisches Gleichgewicht einstellt, wurden Leitfähigkeitsexperimente bei konstanter Temperatur und Sauerstoffugazität als Funktion der Zeit durchgeführt. In diesen Experimenten wurde so lange die elektrische Leitfähigkeit gemessen, bis diese über längere Zeit konstant blieb.

Um diese Ergebnisse mit den Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit vergleichen zu können, wurden diese Experimente unter den gleichen Versuchsbedingungen in der gleichen Probenhalterung und im gleichen Ofen durchgeführt wie die Experimente zur elektrischen Leitfähigkeit. An die Meßtemperatur von 1103°C wurde mit einer Rampe von 2 K/h herangefahren. Die Sauerstoffugazität wurde im Bereich des Magnetitfeldes gehalten.

5.5 Messung der elektrischen Leitfähigkeit

5.5.1 Impedanzspektroskopie

Die meisten Krustengesteine wirken bei niedrigen bis mittleren Temperaturen als Isolatoren (Abb. 2). Daher beeinflussen unterschiedliche Polarisationseffekte die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit. Im verwendeten Frequenzbereich sind dies vor allem Polarisationen an den Elektroden und Korngrenzen. Die Messung der spezifischen Leitfähigkeit σ der Probe erfordert die Trennung der unterschiedlichen Polarisationen und vor allem die Eliminierung der Elektrodenpolarisation. Dies kann durch Messung des komplexen Wechselstromwiderstandes (Impedanz) als Funktion der Frequenz erfolgen (Impedanzspektroskopie). Eine ausführliche Beschreibung der Impedanzspektroskopie von Festkörpern findet sich bei Macdonald (1987).

5.5.1.1 Theoretische Grundlagen

Wird eine sinusförmige Wechselspannung $V(t)$ mit der Amplitude V_m

$$V(t) = V_m \sin(\omega t) \tag{6}$$

und mit der Frequenz ν

$$\nu = \omega/2\pi \tag{7}$$

an eine Meßzelle angelegt, so resultiert daraus der Strom $I(t)$ mit der Amplitude I_m

$$I(t) = I_m \sin(\omega t + \theta). \tag{8}$$

θ stellt die Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung dar. Für einen reinen ohmschen Widerstand ist θ gleich Null. Die Impedanz wird definiert als

$$Z(\omega) = \frac{V(\omega)}{I(\omega)} \tag{9}$$

Die Impedanz $Z(\omega)$ ist eine komplexe Größe und kann in Realteil (Z') und Imaginärteil (Z'') zerlegt werden:

$$Z(\omega) = Z' + Z'' \tag{10}$$

und in der Gaußschen Zahlenebene dargestellt werden (Abb. 14). Die Koordinaten sind folgendermaßen definiert:

$$Z' = |Z|\cos(\theta)$$
$$Z'' = |Z|\sin(\theta) \tag{11, 12}$$

mit dem Phasenwinkel

$$\theta = \tan^{-1}(Z''/Z') \tag{13}$$

und dem Betrag

$$|Z| = \left[(Z')^2 + (Z'')^2\right]^{1/2} \tag{14}$$

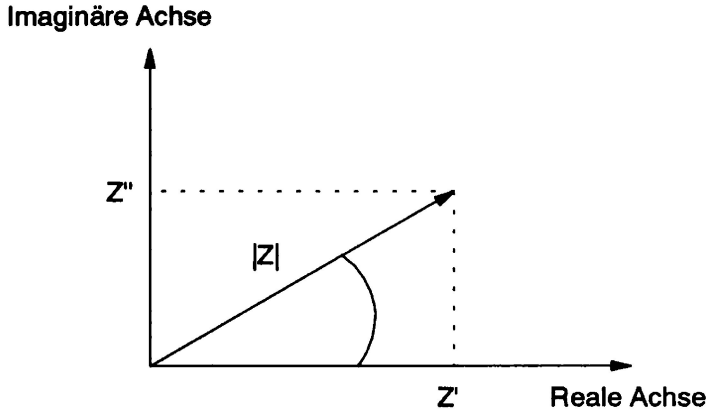

Abb. 14: Gaußsche Zahlenebene

Die Impedanz Z kann in Wirkwiderstand (ohmscher Anteil) R und Blindwiderstand X zerlegt werden.

$$Z = R + iX \tag{15}$$

Der Wirkwiderstand entspricht dem Realteil und der Blindwiderstand dem Imaginärteil der Impedanz. Der Blindwiderstand setzt sich zusammen aus induktivem und kapazitivem Anteil. Die Induktivitäten, die in den betrachteten Experimenten auftreten, sind vernachlässigbar klein und würden zu einem $\theta > 0°$ führen. Für den Blindwiderstand gilt mit der Kapazität C:

$$X = -\frac{1}{i\omega C} \tag{16}$$

Die komplexe Wechselstromleitfähigkeit Y wird Admittanz genannt. Es gilt:

$$Y = Z^{-1} = Y' + Y'' \tag{17}$$

Für die Umrechnung von Impedanzen in Admittanzen ist es wichtig, den komplexen Charakter der Größen zu beachten:

$$Y = 1/(R - iX) \tag{18}$$

Werden kapazitiver und induktiver Anteil Null, so herrscht ohmsches Verhalten und die Gleichung vereinfacht sich zu:

$$Y = 1/R. \tag{19}$$

5.5.1.2 Ortskurvendarstellung

Zum besseren Verständnis der elektrischen Vorgänge in der Probe und an den Elektroden ist es möglich, die gemessenen Impedanzspektren durch Ersatzschaltungen von Widerständen und Kondensatoren zu simulieren. Dazu werden die gemessenen Impedanzspektren in der Gaußschen Zahlenebene dargestellt. Aufgetragen wird der Imaginärteil der Impedanz gegen den Realteil. Die so erhaltenen Kurven werden als Ortskurven bezeichnet. In einfachen Fällen kann man die gleichen Kurven durch einfache Schaltungen von Kondensatoren und Widerständen erhalten. In diesen Ersatzschaltbildern entsprechen die einzelnen Bauteile Bereichen der Probe, die einen Einfluß auf die Leitfähigkeit haben wie Elektroden oder Korngrenzen. Für jede gemessene Frequenz erhält man einen Punkt in der Darstellung. Der Pfeil an den Kurven gibt die Richtung steigender Frequenzen an (Abb.: 15, 16, 17, 18, 19).

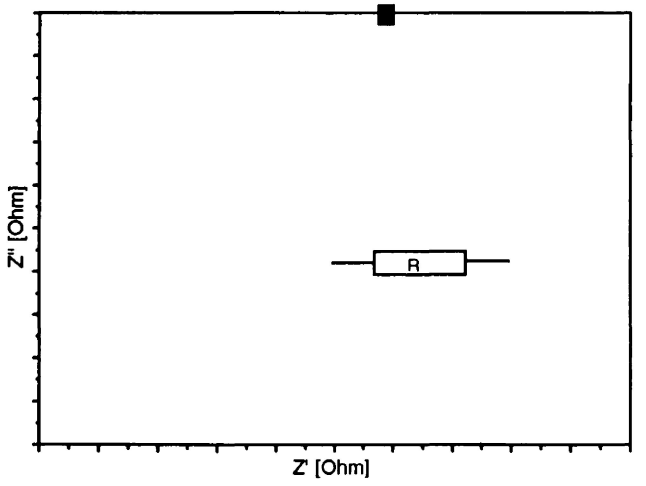

Abb. 15: Das Impedanzspektrum eines ohmschen Widerstandes ist ein Punkt auf der realen Achse.

Ohmsche Widerstände sind frequenzunabhängig. Sie enthalten laut Definition keine kapazitiven Anteile. Der Phasenwinkel und der Imaginärteil sind Null. In der Gaußschen Zahlenebene erhalten wir einen Punkt auf der Realachse, der dem Wert des Widerstandes entspricht (Abb. 15).

Der Widerstand eines Kondensators ist frequenzabhängig. Der kapazitive Widerstand eines Kondensators ist umgekehrt proportional zur Frequenz. Bei niedrigen Frequenzen sperrt der Kondensator und liefert sehr hohe Widerstände, bei hohen Frequenzen fließt ein Verschiebestrom, der Wert des Widerstandes geht gegen Null. Der Phasenwinkel beträgt -90°, d. h., der Realteil ist Null. In der Ortskurvendarstellung erhalten wir eine Linie entlang der negativen Imaginärachse (Abb. 16).

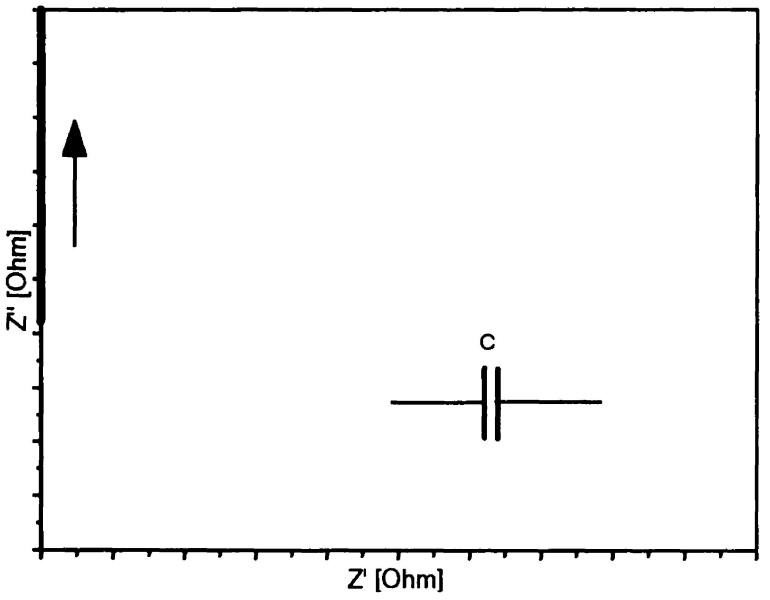

Abb. 16: Das Impedanzspektrum eines Kondensators ist eine Gerade auf der imaginären Achse. Der Pfeil gibt die Richtung steigender Frequenz an.

Für eine Serienschaltung eines Kondensators mit einem Widerstand erhält man die Ortskurve der reinen Kapazität, jedoch um den Wert des Widerstandes entlang der Realachse verschoben. Der Realteil der Impedanz ist frequenzunabhängig, und der Imaginärteil ist umgekehrt proportional der Frequenz. Den Wert des ohmschen Widerstandes erhält man aus dem Schnittpunkt der Ortskurve mit der Realachse (Abb. 17).

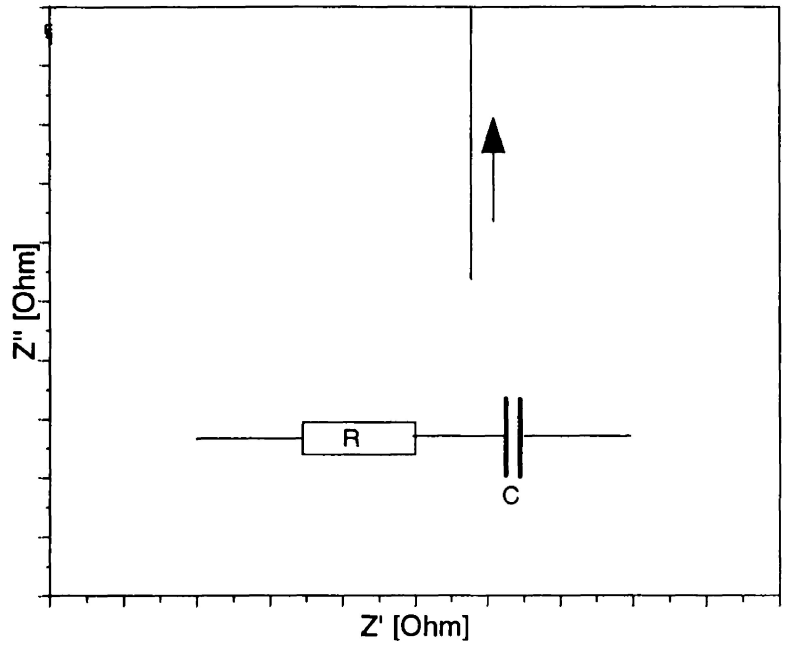

Abb. 17: Das Impedanzspektrum einer Serienschaltung aus Kondensator und Widerstand ist eine Gerade parallel der imaginären Achse, die um den Widerstand R verschoben ist. Der Pfeil gibt die Richtung steigender Frequenz an.

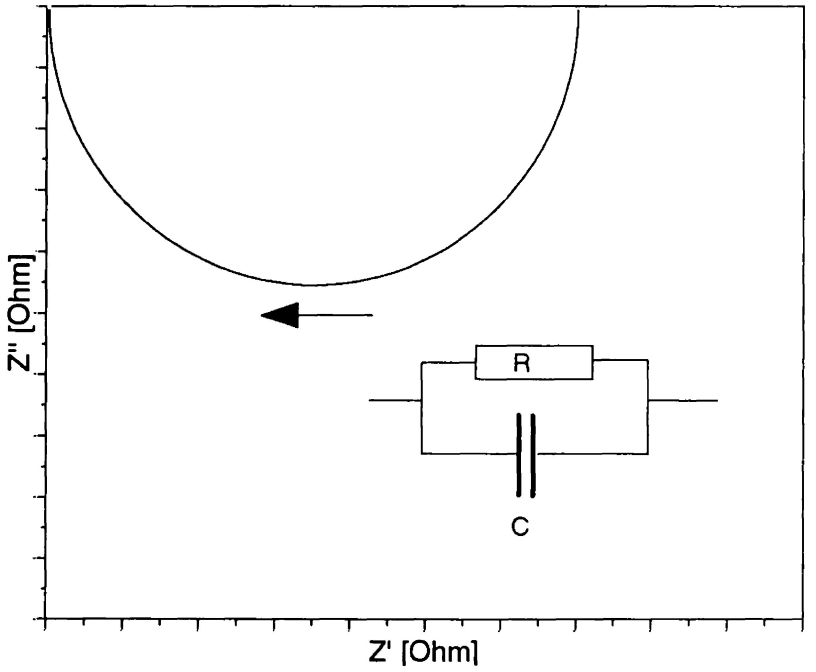

Abb. 18: Impedanzspektrum einer Parallelschaltung aus Kondensator und Widerstand (RC-Glied) ist ein Halbkreis. Der Pfeil zeigt die Richtung steigender Frequenz an. Der niederfrequente Schnittpunkt des Halbkreises mit der realen Achse gibt den Wert des Widerstandes an.

Jedes System, welches aus Elektrode und Probe besteht, hat mindestens eine geometrische Kapazität und einen Volumenwiderstand (engl: bulkresistance). Die geometrische Kapazität ist gegeben durch den Abstand und die Geometrie der Elektroden und der elektrischen Suszeptibilität der Probe. Ein solches System läßt sich darstellen als Parallelschaltung eines Widerstandes und eines Kondensators. In der Ortskurvendarstellung erhält man einen Halbkreis (Abb. 18).

Bei niedrigen Frequenzen sperrt der Kondensator, und der gesamte Strom fließt durch den Widerstand. Phasenwinkel und Imaginärteil sind Null. Bei steigenden Frequenzen steigen Phasenwinkel und Imaginärteil an, und der Realteil nimmt ab. Bei sehr hohen Frequenzen fließt ein Verschiebestrom durch den Kondensator. Der Widerstand wird überbrückt, Realteil, Imaginärteil und Phasenwinkel gehen gegen Null. Den Wert für den Gleichstromwiderstand R_0 erhält man aus dem Schnittpunkt des Halbkreises mit der Realachse. Die Relaxationszeit τ erhält man für einen vollständigen Halbkreis aus der Kreisfrequenz ω für den tiefsten Punkt des Halbkreises mit Gleichung (20):

$$\omega\tau = 1 \tag{20}$$

Die Kapazität läßt sich mit dieser Frequenz am Scheitelpunkt des Halbkreises berechnen (Gl. 21):

$$C = \frac{2}{\omega R_{(\omega)}} \tag{21}$$

Werden Gesteinsproben untersucht, so liegt ein Verband aus Mineralkörnern und Korngrenzen vor, der mit Elektroden versehen wurde. In einem solchen System können verschiedene Effekte auftreten. Haben diese Effekte unterschiedliche Zeitkonstanten, so erhält man bis zu drei nebeneinanderliegende Halbkreise. Diese Halbkreise werden durch den Volumenwiderstand, durch die Polarisation entlang der Korngrenzen und die Polarisation an den Elektroden verursacht. Der Elektrodenhalbkreis liegt bei den niedrigsten Frequenzen und der Volumenhalbkreis bei den höchsten. Der Durchmesser der jeweiligen Halbkreise entspricht dem entsprechenden Widerstand. In einem Ersatzschaltbild kann dieses Verhalten durch die Serienschaltung von drei Widerständen, die jeweils mit einem Kondensator parallelgeschaltet sind, erklärt werden (Abb. 19).

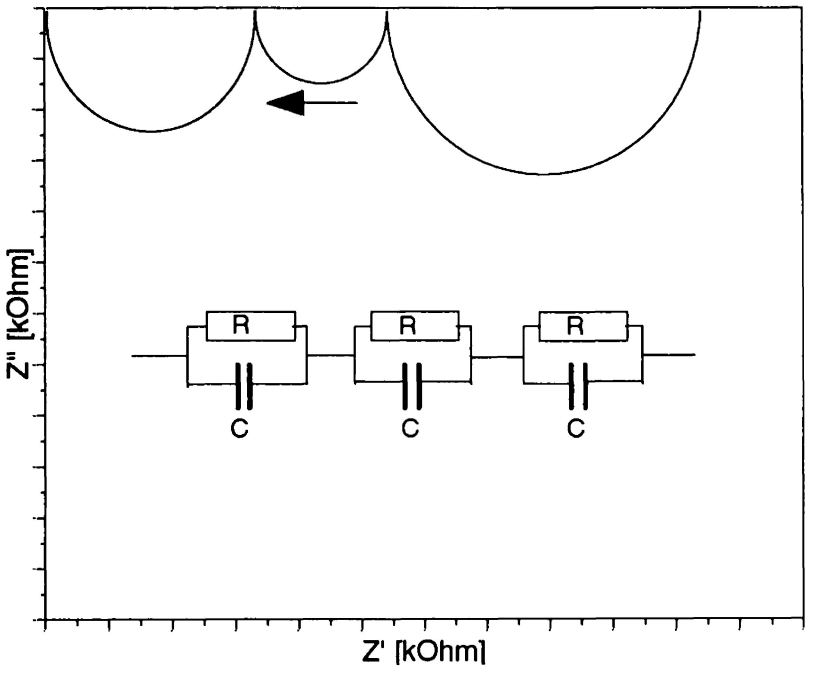

Abb. 19: Das Impedanzspektrum von drei RC-Gliedern besteht aus drei Halbkreisen. Der Pfeil gibt die Richtung steigender Frequenz an.

Der Elektrodenhalbkreis wird verursacht durch den Übergangswiderstand von Probe zu Elektrode. Ist dieser Widerstand groß, so erhält man einen großen Halbkreis, ist er klein, so erhält man einen kleinen Halbkreis. Häufig werden Elektroden aus Edelmetall verwendet. Diese Elektroden sind für Ionen nicht durchlässig. Daher kommt es an den Elektroden zur Anlagerung von Ionen, also zu einer Doppelschichtpolarisation. Man spricht von einer blockierenden Elektrode. Im Falle von elektronischem Ladungstransport sind die Edelmetallelektroden für die Elektronen durchlässig, es kommt zu geringer Elektrodenpolarisation. Unter Umständen ist der Übergangswiderstand so gering, daß der Elektrodenhalbkreis nicht beobachtet werden kann.

Ist der Widerstand entlang von Korngrenzen viel geringer als jener durch die Mineralkörner, so erfolgt der gesamte Ladungstransport entlang dieser Kornkanten, und es tritt keine Korngrenzenpolarisation auf. Daher kann für diesen Fall kein Korngrenzenhalbkreis beobachtet werden.

5.5.1.3 Auswertung

Mit vorgegebenen Widerständen und Kapazitäten kann für ein Ersatzschaltbild der komplexe Wechselstromwiderstand als Funktion der Frequenz berechnet werden. Die Widerstände können systematisch solange variiert werden, bis eine optimale Anpassung der berechneten Kurve an die gemessene Kurve erhalten wird. Dafür wurden zwei Programme (Boukamp (1986) und Zahner) verwendet.

5.5.2. Elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur

Alle Messungen der elektrischen Leitfähigkeit in Abhängigkeit vom Schmelzanteil wurden bei steigender Temperatur durchgeführt. Werden Leitfähigkeitsmessungen bei sinkenden Temperaturen durchgeführt, kann eine Glasbildung in der Probe nicht verhindert werden. In diesem Fall wird die Leitfähigkeit in der festen Probe nicht von den festen Mineralien, sondern vom Silikatglas dominiert, das eine höhere Leitfähigkeit besitzt. Die jeweiligen Proben wurden bei erhöhten Temperaturen (600 - 850°C) so lange in der vorgegebenen Sauerstoffatmosphäre gehalten, bis sich eine konstante Leitfähigkeit eingestellt hatte. Dies dauerte einige Tage bis über eine Woche. Dann wurde mit einer Aufheizrate von 2 K/h die Probe bis weit über den Solidus aufgeheizt. Alle vier beziehungsweise sechs Grad wurde automatisch ein Impedanzspektrum aufgenommen. Um elektromagnetische Einstreuungen zu reduzieren, mußten während der Messungen die Thermoelemente und die Zirkondioxidzelle kurzgeschlossen und geerdet werden. Die Probentemperatur und die Sauerstoffugazität wurden regelmäßig überprüft und aufgezeichnet. Zwischen den gemessenen Werten wurde die Probentemperatur und Sauerstoffugazität linear interpoliert. In den Versuchen wurde mit konstanten Gasmischungsverhältnissen gearbeitet. Abbildung 20 zeigt die Sauerstoffugazität als Funktion der Temperatur in verschiedenen Experimenten. Zum Vergleich ist die Phasengrenze zwischen Magnetit und Wüstit eingezeichnet.

Dieses Verfahren wurde gewählt, um die Probe möglichst nahe am Gleichgewicht zu halten und gleichzeitig viele Meßpunkte zu erfassen. Die automatische Aufnahme eines Impedanzspektrums dauert je nach Frequenzbereich zwei bis sechs Minuten. In dieser Zeit steigt die Probentemperatur nur um ungefähr 0.1°C an. Der Temperaturanstieg während der Messung kann deshalb vernachlässigt werden.

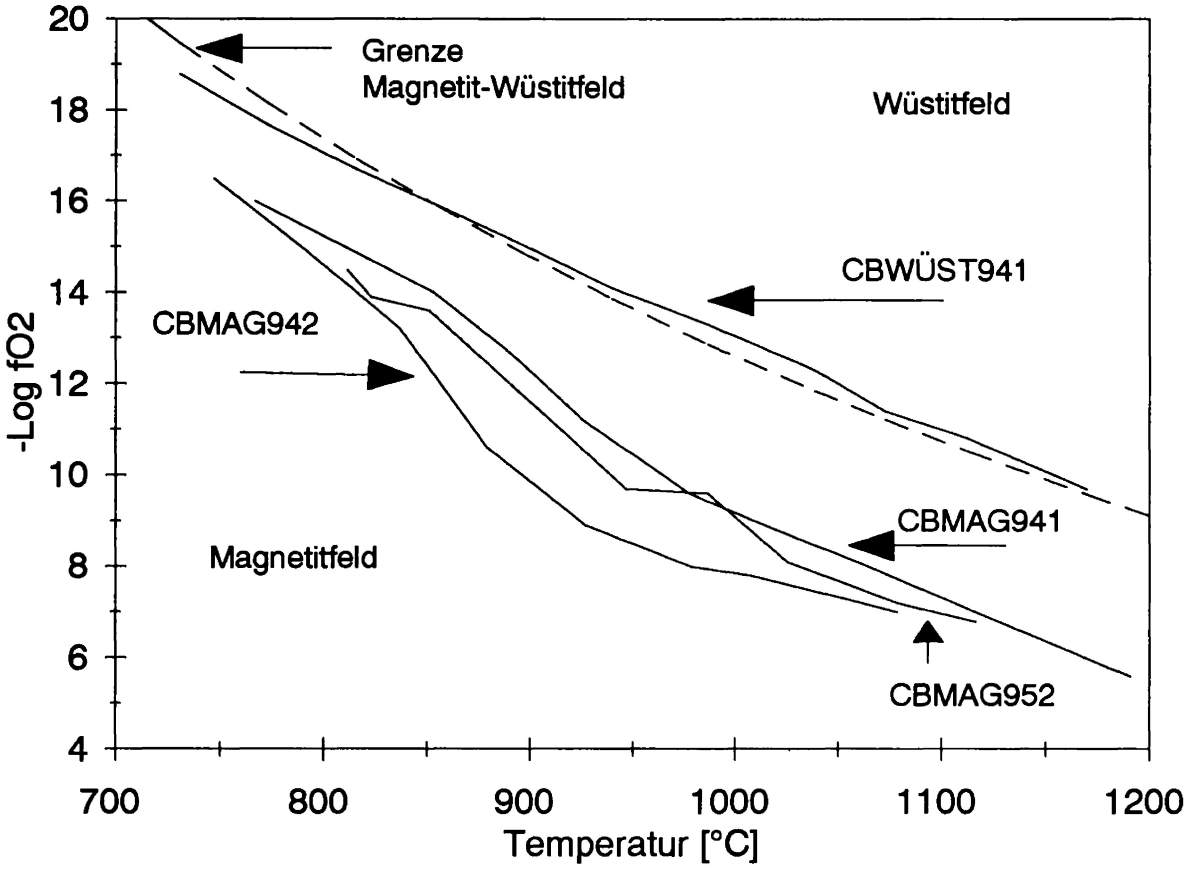

Abb. 20: In den verschiedenen Experimenten zur elektrischen Leitfähigkeit gemessene Fugazitäten als Funktion der Temperatur (durchgezogene Linien). Die Grenze zwischen Wüstit- und Magnetitfeld ist gestrichelt eingetragen. Die mit CBMAG gekennzeichneten Experimente wurden im Stabilitätsfeld des Magnetits durchgeführt und das mit CBWÜST gekennzeichnete Experiment innerhalb des Stabilitätsfeldes von Wüstit.

Im Anhang (Seite 99) befindet sich eine Tabelle der Experimente mit den entsprechenden Versuchsparametern.

Um die Aufnahme von Eisen aus den Gesteinsproben durch die Probentiegel (Ironloss) minimal zu halten, wurden die Elektrodentiegel vor den Experimenten über mehrere Tage mit geschmolzener Probe equilibriert, um die Tiegel mit Eisen abzusättigen.

Es war nicht möglich, die Proben nach den Experimenten zerstörungsfrei aus den Tiegeln zu nehmen. Um die Tiegel wiederverwenden zu können, mußten die Proben mit heißer Flußsäure herausgeätzt werden.

6. Auswertung und Interpretation der Meßergebnisse

6.1 Schmelzexperimente

6.1.1 Phasenbeziehungen und Schmelzanteile

6.1.1.1 Hämatitfeld

Im Hämatitfeld sind bei 1093°C bereits mehr als 3% der Probe geschmolzen. Der Solidus liegt daher unter 1090°C. (Abb. 21). Vorher wird das in den Pyroxenen und hier vor allem im Enstatit enthaltene zweiwertige Eisen oxidiert. Auf den Spaltflächen und um die Mineralkörner bilden sich opake Hämatitkörner. Während des Schmelzens kommt es zu einer Zunahme der opaken Phasenanteile auf über 10%. Die Liquidustemperatur dieser opaken Phase liegt bei mehr als 1140°C. Das Schmelzen beginnt an den Pyroxenen, die größtenteils umgewandelt werden. Die Umwandlungsprodukte sind aus winzigen Körnchen bestehende, mit Erz durchmischte Aggregate. Das Schmelzintervall der Pyroxene läßt sich wegen dieser Umwandlung nicht genau bestimmen. Der Plagioklasanteil nimmt vom Beginn des Schmelzens langsam ab.

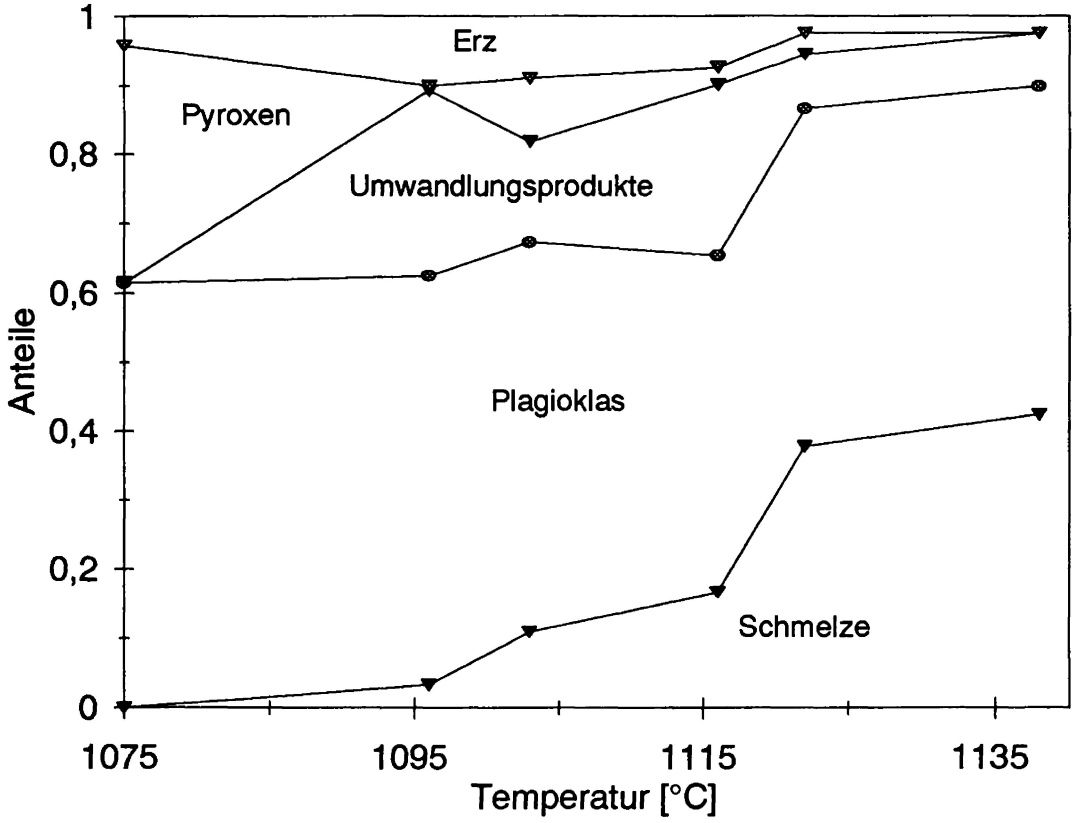

Abb. 21: Ausgezählter Phasenbestand der im Stabilitätsfeld des Hämatits partiell geschmolzenen Proben gegen die Temperatur aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die Zunahme an opaken Phasen zu Beginn des Schmelzens.

Tab. 3: Ausgezählter Phasenbestand der im Stabilitätsfeld des Hämatits partiell geschmolzenen Proben in Vol%.

Proben Nr	Temperatur [°C]	Schmelze [%]	Umwandlungs produkte [%]	Plagioklas [%]	Pyroxen [%]	Erz [%]
Urschliff	-	-	-	59.2	34.3	4.2
H1093	1093	3.4	32.4	53.6	-	10.6
H1096	1096	3.4	26.7	59.2	0.7	9.9
H1103	1103	11.0	14.5	56.4	9.2	9.0
H1116	1116	16.7	24.7	48.8	2.5	7.3
H1122	1122	37.9	7.8	48.8	3.1	2.4
H1138	1138	42.5	7.6	47.5	-	2.4

6.1.1.2 Magnetitfeld

Die Schmelzexperimente wurden unter den gleichen Sauerstoffugazitäten wie das Leitfähigkeitsexperiment (CBMAG952) (Abb. 22) durchgeführt. Das Schmelzen beginnt im Magnetitfeld an den Kontakten von Erz und Pyroxen bei ungefähr 1040°C (Abb. 23, Photo 1 & 3 - 7). Der Biotit ist bei dieser Temperatur schon zerfallen. Die Pyroxene schmelzen inkongruent unter Bildung von Olivin. Diese Olivine sind sehr klein und vollständig idiomorph und sind um die Positionen der Pyroxene gruppiert. Manchmal treten sie in ring- oder girlandenförmigen Ketten entlang der ehemaligen Korngrenzen auf. In den Proben mit geringen Schmelzanteilen umschließen sie ringförmig die Pyroxene. Diese Girlanden entlang von Korngrenzen können bei niedrigen Temperaturen gut beobachtet werden. Photo 1 zeigt die Probe M1040, die bei 1040°C partiell geschmolzen wurde. Es sind Pyroxene zu erkennen, die von einem Saum aus Olivinkristallen und Schmelze umgeben sind. Bei höheren Temperaturen sind die Olivinkristalle größer und die Pyroxene lösen sich auf.

Photo 2 zeigt eine große Schmelztasche, in derem Inneren sich ein stark angelöster Pyroxen befindet, der von Olivinkristallen girlandenförmig umgeben ist. Es wird ausgeschlossen, daß es sich bei diesen Olivinen um Produkte der Abschreckung handelt, da sie vollständig idiomorph und isometrisch ausgebildet sind und nicht die den Quenchkristallen typischen Morphologien aufweisen.

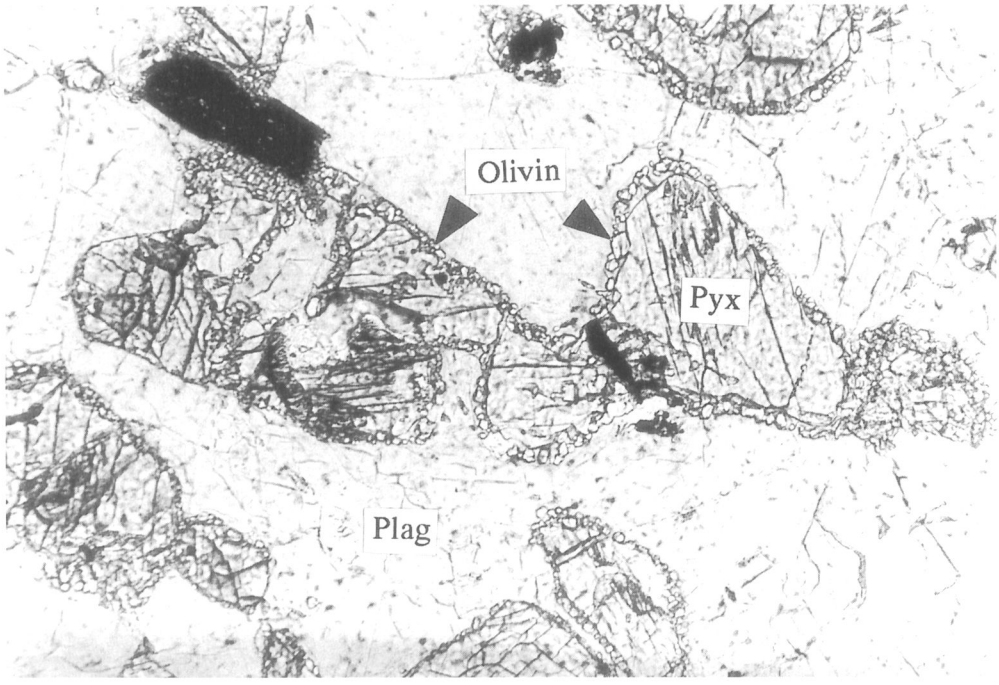

Photo 1: Bei 1040°C im Sauerstoffstabilitätsbereich des Magnetits partiell geschmolzene Probe (M1040). Die lange Bildkante entspricht 0.5 mm im Original. Die Pyroxene sind randlich inkongruent geschmolzen, wobei sich Olivin gebildet hat (20 fache Vergrößerung; schiefe Nicols).

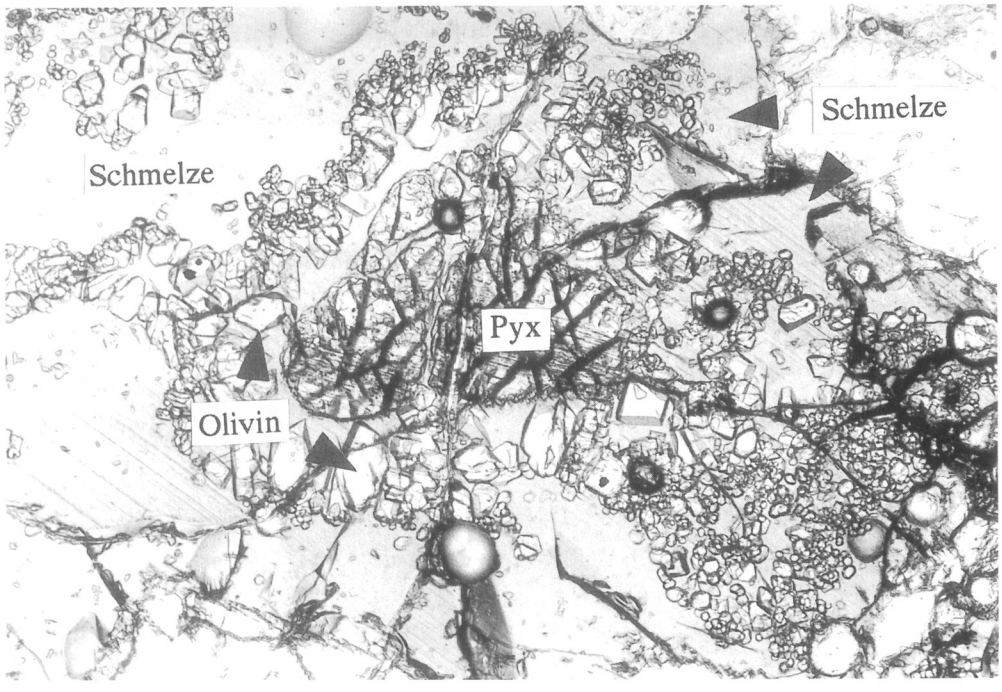

Photo 2: Bei 1128°C im Magnetitfeld partiell geschmolzene Probe (M1128). Die lange Bildkante entspricht 0.5 mm im Original. In einem Schmelzpool befindet sich ein stark angelöster Pyroxen, der von idiomorphen Olivinkristallen girlandenförmig umgeben ist (20 fache Vergrößerung; parallele Nicols).

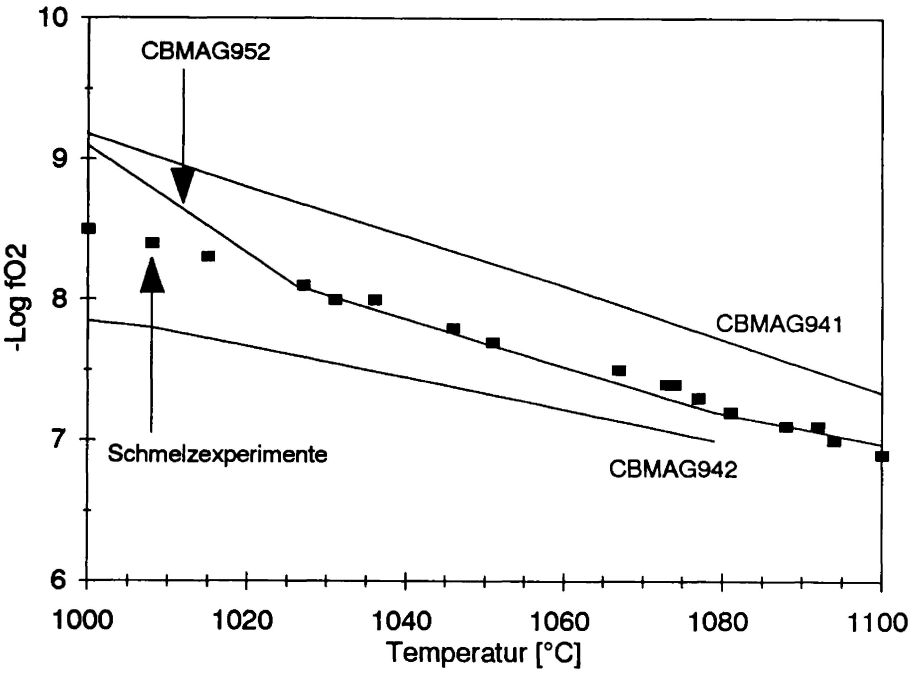

Abb. 22: Gemessene Fugazitäten (Linien) von einigen Leitfähigkeitsexperimenten verglichen mit den Fugazitäten der Schmelzexperimente im Magnetitfeld (Kästchen) als Funktion der Temperatur.

Auch weist ihre Verteilung in der Schmelze - an Stelle der Pyroxene und entlang deren Korngrenzen - darauf hin, daß diese Olivine nicht während der Abschreckung aus der Schmelze entstanden sind, sondern daß sie sich durch Umwandlung aus den Pyroxenen gebildet haben. Diese Olivine fehlen in der Probe, die in Luft geschmolzen wurde. Im Wüstitfeld sind sie am ausgeprägtesten.

Als erste Phasen werden die Erze (Ilmenit, Magnetit) bei etwa 1090°C aufgebraucht. Danach verschwinden die Pyroxene bei etwas über 1095°C. Als Restphase bleiben bei 1140°C vor allem die Plagioklase, aber auch einige von den neugebildeten Olivinen erhalten. Die Liquidustemperaturen sind mit einem Fehler behaftet, der durch die Schwankungen in der Zusammensetzung der für die Schmelzexperimente verwendeten oft nur wenige Millimeter großen Proben verursacht wird. Der Fehler wird aus den Schwankungen der Kurven in Abb. 23 deutlich. Für niedrige Schmelzanteile um 1070°C beträgt er bis zu 50%. Für hohe Schmelzanteile um 1130°C sinkt er auf etwa 10%. Die chemische Zusammensetzung der Olivine konnte in verschiedenen Proben mit der Elektronenstrahlmikrosonde ermittelt werden. Die Olivine sind Mischkristalle aus Fayalit und Forsterit. Andere Kationen (Mn^{2+} und Ca^{2+}) treten in den Olivinen nur in Spuren auf.

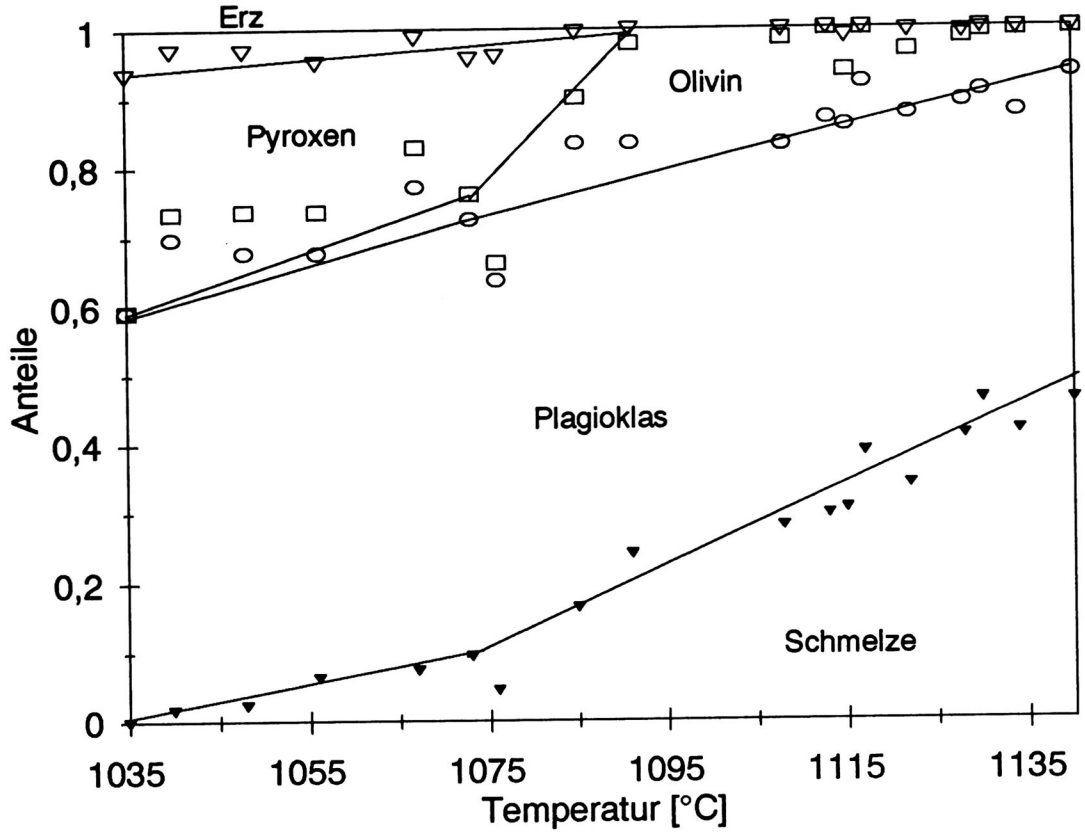

Abb. 23: Ausgezählter Phasenbestand der im Stabilitätsfeld des Magnetits partiell geschmolzenen Proben gegen die Temperatur aufgetragen. Da die Proben nur wenige Millimeter groß waren, sind Schwankungen in der Zusammensetzung der Proben aufgetreten. Die größten Abweichungen zeigt die bei 1076°C getemperte Probe. Der Wert bei 1073°C ist der Mittelwert aus 5 Schmelzexperimenten, und der Wert bei 1134°C ist der Durchschnitt von zwei Schmelzexperimenten. Oberhalb von 1095°C sollten Erz und Pyroxen verschwunden sein. Bei dem in geringen Mengen noch auftretenden Erz und Pyroxen handelt es sich um Restite, die sich aus kinetischen Gründen noch nicht vollständig in der Schmelze gelöst haben.

Tab. 4: Ausgezählter Phasenbestand in Volumenprozent der im Stabilitätsfeld des Magnetits partiell geschmolzenen Proben. M1073a-e und M1134a-b sind die jeweiligen Durchschnittswerte.

Proben Nr.	Schmelze [Vol%]	Olivin [Vol%]	Plagioklas [Vol%]	Pxroxen [Vol%]	Erz [Vol%]
M1040	1.7	3.6	68.1	23.6	3.0
M1048	2.3	6.0	65.4	23.3	3.1
M1056	6.2	6.0	61.3	21.6	4.5
M1067	7.4	5.7	69.8	15.9	1.2
M1073a-e	9.5	3.6	63.0	19.6	3.2
M1076	4.5	2.5	59.2	29.9	1.0
M1085	16.4	6.6	67.1	9.4	0.4
M1091	24.1	14.5	59.3	2.0	-
M1108	28.0	15.4	55.2	1.2	0.2
M1113	29.7	13.0	57.1	-	-
M1115	30.5	7.9	55.5	4.9	1.1
M1117	38.7	7.8	53.5	-	-
M1122	34.0	9.2	53.6	2.7	0.4
M1128	41.4	9.3	48.4	0.7	-
M1130	46.2	8.7	44.7	0.4	-
M1134a-b	41.7	11.9	46.2	-	-
M1140	46.1	6.3	47.5	-	-

6.1.1.3 Wüstitfeld

Im Wüstitfeld beginnt das partielle Schmelzen kurz unterhalb von 1073°C. Das Schmelzen beginnt an den Kontakten von Erz und Pyroxen. Die Pyroxene schmelzen inkongruent, und es bildet sich Olivin. Diese Olivine sind vollständig idiomorph und isometrisch ausgebildet. Das Erz erreicht als erstes die Liquidustemperatur. Oberhalb von 1107°C wurde kein Erz mehr beobachtet. Die Pyroxene nehmen sehr schnell auf Kosten der Olivine ab. Die Schmelzfraktion nimmt kontinuierlich zu, und der Plagioklasanteil kontinuierlich ab. Bei 1133°C sind die Pyroxene fast aufgebraucht. Die chemische Zusammensetzung der Olivine konnte in der Probe W1133 mit der Elektronenstrahlmikrosonde ermittelt werden. Die Olivine sind Mischkristalle aus Fayalit und Forsterit mit einem Forsteritanteil von 72.5%. Andere Kationen treten nur in Spuren auf.

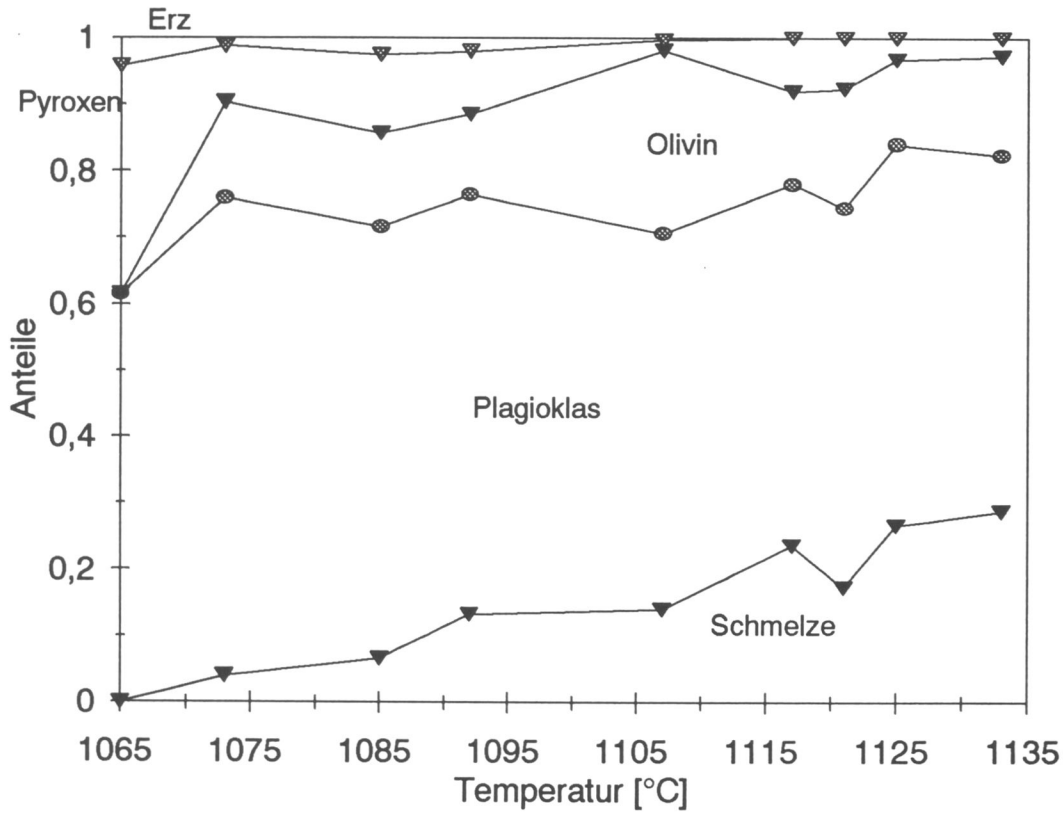

Abb. 24: Ausgezählter Phasenbestand der im Stabilitätsfeld des Wüstits partiell geschmolzenen Proben gegen die Temperatur aufgetragen.

Tab. 5.: Ausgezählter Phasenbestand in Volumenprozent der im Stabilitätsfeld des Wüstit partiell geschmolzenen Proben.

Proben Nr.	Schmelze [Vol%]	Olivin [Vol%]	Plagioklas [Vol%]	Pyroxen [Vol%]	Erz [Vol%]
W1073	4.0	14.4	72.0	8.4	0.3
W1085	6.6	14.2	65.0	11.7	1.7
W1092	13.2	12.1	63.3	9.4	0.9
W1107	14.0	27.5	56.6	1.6	-
W1117	23.7	13.9	54.4	8.0	-
W1121	17.3	18.0	57.1	7.6	-
W1125	26.7	12.7	57.4	3.2	-
W1133	28.8	14.9	53.6	2.7	-

6.1.1.4 Ergebnis

Im Vergleich mit den Proben, die im Hämatit und Wüstitfeld untersucht wurden, zeigt sich, daß der Solidus im Magnetitfeld um etwa 30°C niedriger liegt als im Wüstitfeld und um ca. 50°C als im Hämatitfeld. Offensichtlich senkt das gemeinsame Auftreten von zwei- und dreiwertigem Eisen den Schmelzpunkt.

Bei allen Fugazitäten sind die Pyroxene vom ersten Schmelzen betroffen. Im Hämatitfeld zerfallen sie jedoch, bevor der Solidus erreicht ist, zu einer von Erzkörnchen durchsetzten Masse. Im Magnetit- und Wüstitfeld ist auch das Erz vom ersten Schmelzen betroffen und wird als erste Phase aufgebraucht. Im Hämatitfeld jedoch bilden sich beim Zerfall der Pyroxene Erzkörnchen, und der Erzanteil nimmt während des partiellen Schmelzens auf über 10% zu. Bei niedrigeren Fugazitäten im Magnetit- und Wüstitfeld schmelzen die Pyroxene inkongruent, und es bilden sich kleine, vollständig idiomorphe und isometrische Olivinkristalle.

Sowohl die Klino- als auch die Orthopyroxene des untersuchten Gesteins enthalten beträchtliche Anteile an zweiwertigem Eisen. Durch Abweichung der Sauerstoffugazität vom Stabilitätsfeld des zweiwertigen Eisens werden die Pyroxene destabilisiert. Dies führt dazu, daß die Pyroxene im Wüstitfeld später aufgebraucht werden als in den anderen Sauerstoffugazitätsbereichen.

Es treten in den im Wüstitfeld durchgeführten Schmelzexperimenten noch bis mindestens 1133°C Pyroxene auf. Im Hämatitfeld bildet sich beim Schmelzen der Pyroxene kein Olivin, da Olivin bei diesen Sauerstoffugazitäten nicht stabil ist (Nitsan, 1974).

6.1.2 Verteilung der Schmelze

Im gesamten Sauerstoffugazitätsbereich, in dem Schmelzexperimente durchgeführt wurden, fand sich mit dem ersten Auftreten von Schmelze bereits ein Teil der Schmelze an Kornkanten und auf Kornflächen (Photos 3 & 4). Bei Temperaturen dicht oberhalb des Solidus und geringen Schmelzanteilen befindet sich der Großteil an Schmelze jedoch in Schmelztaschen (Photos 5 - 7). Bei 1040°C ist im Magnetitfeld der Solidus gerade überschritten und das Gestein partiell geschmolzen. Bei dieser Temperatur befindet sich nur ein geringer Teil der gebildeteten Schmelze auf Korngrenzen. Viele Mineralkontakte sind noch nicht mit Schmelze benetzt, jedoch lassen sich für alle möglichen Mineralpaare Beispiele finden, in denen Korngrenzen benetzt sind. Um die Mineralgefüge in einen Gleichgewichtszustand zu bringen, sind sehr lange Zeiten notwendig. Mit diesen Experimenten läßt sich nicht klären, wieviel Schmelze jeweils in Schmelztaschen, an Kornflächen und Kornkanten im Gleichgewicht stabil ist. Sicher ist nur, daß Kornflächen bereits benetzt werden, da bei den niedrigen Temperaturen auf Plagioklas-Plagioklas-kontakten Schmelze beobachtet wird, obgleich noch keine Schmelze am Kontakt gebildet worden sein kann.

Es ist nicht möglich abzuleiten, ab welchem Anteil an Schmelze im Gleichgewicht ein geschlossenes Netzwerk vorliegt. Mit steigender Temperatur nimmt der Anteil an benetzten Kornflächen zu, und die Schmelzfilme werden dicker. Dies gilt für alle untersuchten Fugazitätsbereiche gleichermaßen.

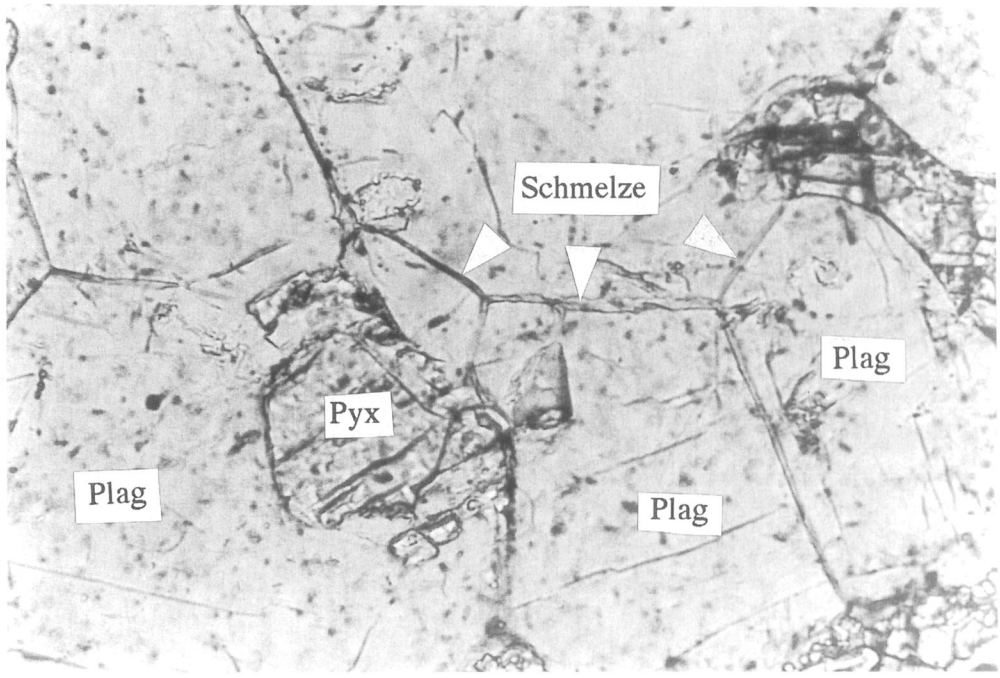

Photo 3: Bei 1040°C im Stabilitätsfeld des Magnetits partiell geschmolzene Probe (M1040). Die lange Bildkante entspricht 0.25 mm im Original. Auf den Korngrenzen der Plagioklase, die mit einem Gleichgewichtswinkel von 120° aneinanderstoßen, ist ein Saum von Schmelze zu erkennen (40 fache Vergrößerung; schiefe Nicols).

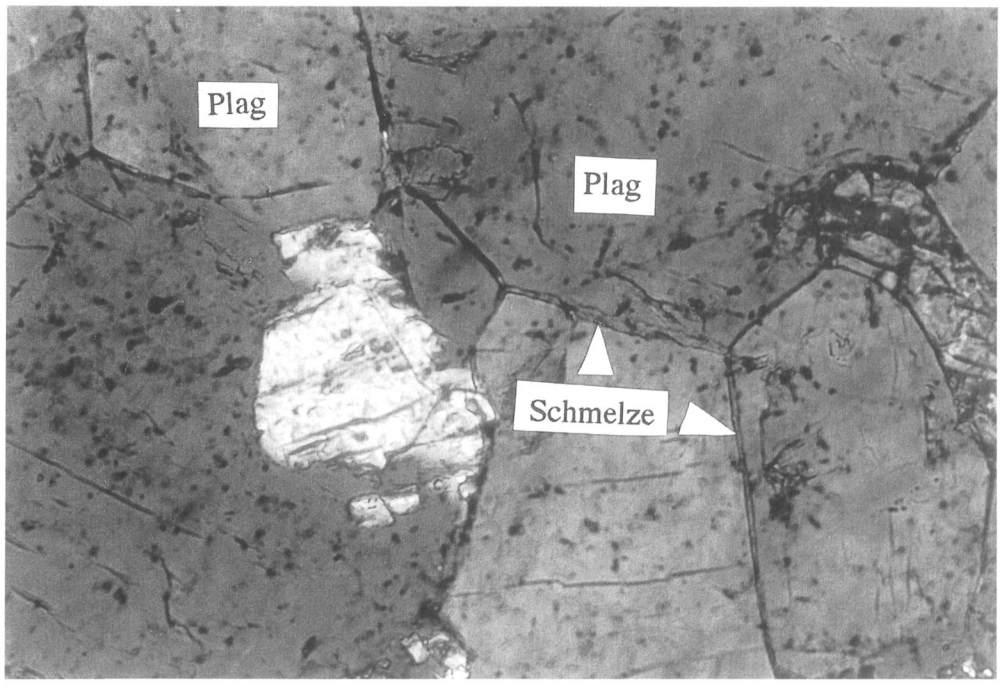

Photo 4: Bei 1040°C im Stabilitätsfeld des Magnetits partiell geschmolzene Probe (M1040). Die lange Bildkante entspricht 0.25 mm im Original. Auf den Korngrenzen der Plagioklase, die mit einem Gleichgewichtswinkel von 120° aneinanderstoßen, ist ein Saum von Schmelze zu erkennen (40 fache Vergrößerung; schiefe Nicols).

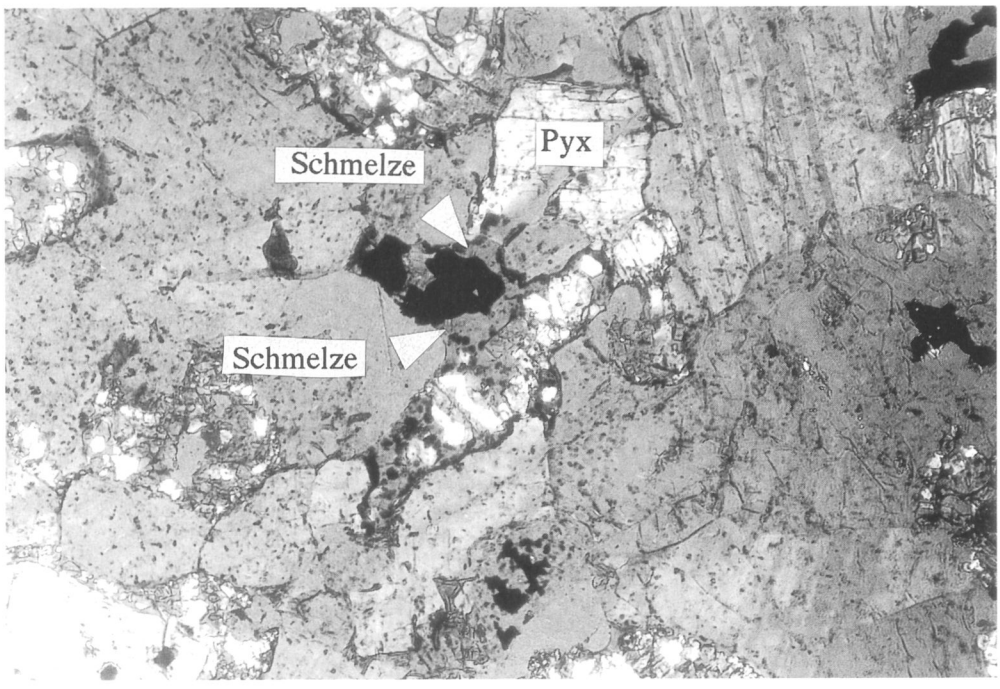

Photo 5: Bei 1040°C im Stabilitätsfeld des Magnetits partiell geschmolzene Probe (M1040). Die lange Bildkante entspricht 0.5 mm im Original. Am Kontakt zwischen Pyroxen und opaker Phase hat sich eine Schmelztasche gebildet. Der Pyroxen ist teilweise inkongruent geschmolzen (20 fache Vergrößerung; schiefe Nicols).

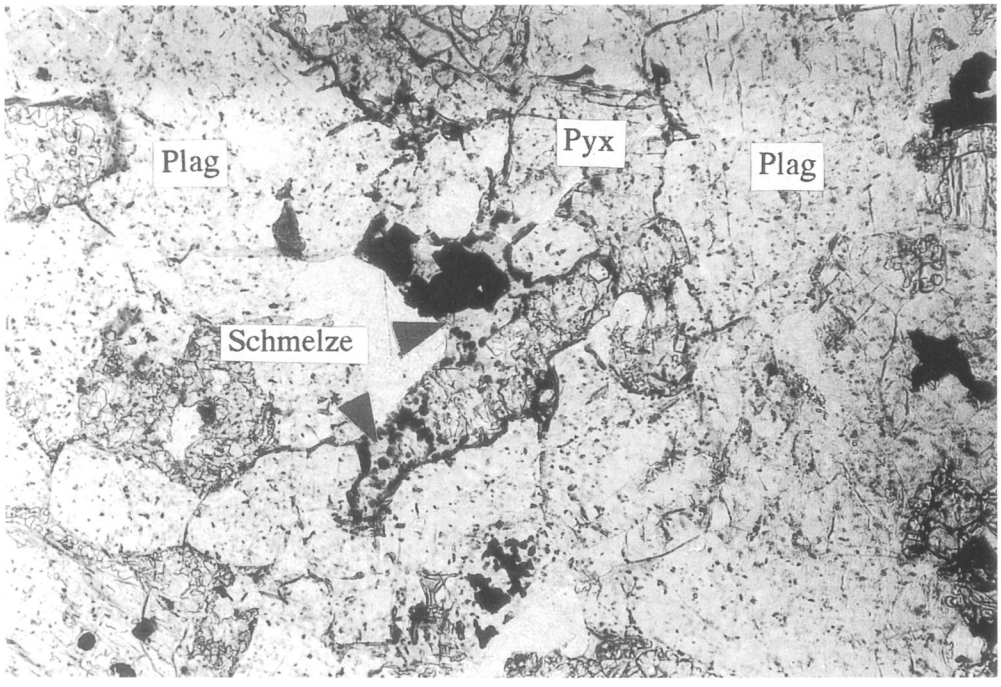

Photo 6: Bei 1040°C im Stabilitätsfeld des Magnetits partiell geschmolzene Probe (M1040). Die lange Bildkante entspricht 0.5 mm im Original. Am Kontakt zwischen Pyroxen und opaker Phase hat sich eine Schmelztasche gebildet. Der Pyroxen ist teilweise inkongruent geschmolzen (20 fache Vergrößerung; parallele Nicols).

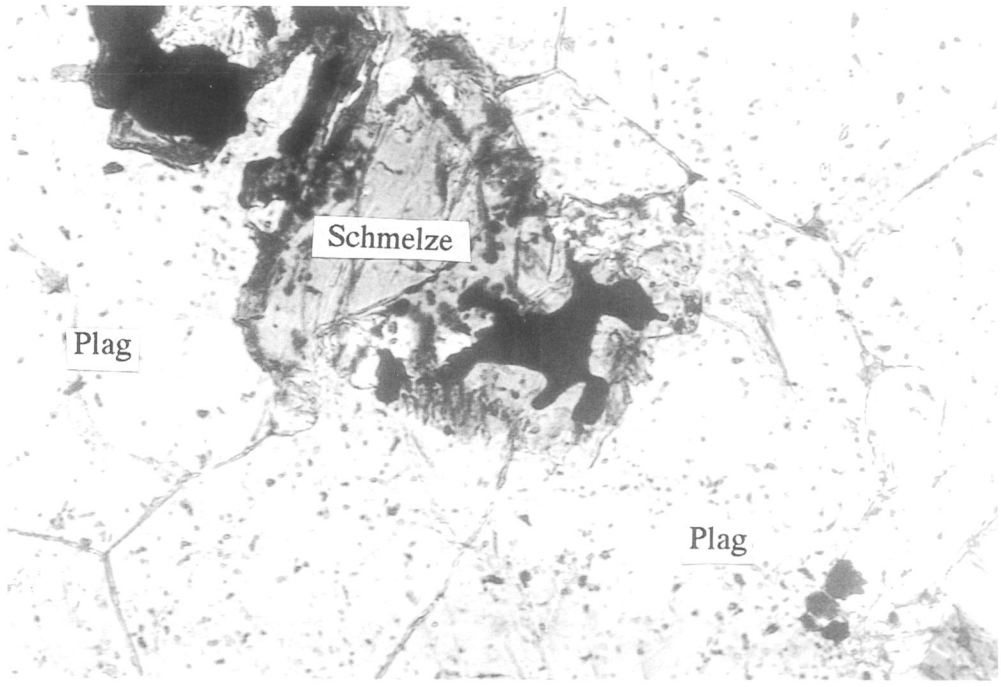

Photo 7: Bei 1040°C im Stabilitätsfeld des Magnetits partiell geschmolzene Probe (M1040). Die lange Bildkante entspricht 0.25 mm im Original. Die opake Phase ist angelöst (40 fache Vergrößerung; parallele Nicols).

Die Experimente wurden bei Normaldruck durchgeführt und können nicht ohne weiteres auf andere Druckbereiche übertragen werden. Für die Auswertung der Schmelzexperimente ist es jedoch wichtig, daß die Schmelzmorphologien unter denselben experimentellen Bedingungen bekannt sind, unter denen die Messungen der elektrischen Leitfähigkeit durchgeführt wurden. Bei unter hohen Drücken durchgeführten Experimenten (z. B. Laport, 1994) wird eine weniger intensive Benetzung der Kornflächen beobachtet. In den Hochdruckexperimenten kommt es in Abhängigkeit des dihedralen Winkels sehr schnell zu einer Vernetzung entlang der Kornkanten. Bei Niedrigdruckexperimenten wird die vorhandene Porosität nicht geschlossen, und durch die unterschiedlichen Ausdehnungen der Mineralien beim Aufheizen der Probe können zusätzliche Mikrorisse entstehen. Die starke Benetzung entlang der Kornflächen in den Experimenten, die bei Normaldruck durchgeführt wurden, wird wahrscheinlich durch die in Poren wirkenden Kapillarkräfte hervorgerufen. Für eine Benetzung der festen Phasen sind dann nicht nur die Verhältnisse der Oberflächenenergien zwischen den festen Phasen und der Schmelze verantwortlich, sondern zusätzlich das Verhältnis der Oberflächenenergien zwischen Festkörper und Gasphase, so daß die Schmelze durch die resultierenden Kapillarkräfte in die offenen Risse gesogen wird.

6.1.3 Chemische Zusammensetzung der Schmelze

Die chemische Zusammensetzung der partiellen Schmelzen und der kristallinen Phasen wurde mit der Elektronenstrahlmikrosonde ermittelt. Die einzelnen Ergebnisse finden sich im Anhang (Seite 104).

In den Tabellen 6 - 8 sind die chemischen Zusammensetzungen der partiellen Schmelzen aufgeführt. Die Werte sind jeweils Durchschnittswerte aller gemessenen Analysen. Ein Strich bedeutet, daß keine Messung vorliegt.

Tab. 6: Chemische Zusammensetzung der partiellen Schmelzen der im Hämatitfeld erschmolzenen Proben. Die Werte sind jeweils Durchschnittswerte aller gemessenen Analysen. Die in der Probennummer enthaltene Zahl entspricht der Schmelztemperatur in [°C].

Probe (Nr.)	SiO_2 [Gew%]	Al_2O_3 [Gew%]	FeO [Gew%]	MgO [Gew%]	CaO [Gew%]	Na_2O [Gew%]	K_2O [Gew%]	TiO_2 [Gew%]	MnO [Gew%]
H1096	60.4	15.1	7.0	4.3	6.5	1.7	3.5	1.3	0.20
H1103	54.3	14.2	10.7	5.5	10.0	2.3	1.1	2.1	0.24
H1116	56.6	12.9	8.8	5.3	10.2	2.8	1.4	1.5	0.25
H1122	-	-	-	-	-	-	-	-	-
H1138	54.1	15.2	8.7	6.3	11.2	3.1	0.4	1.0	0.20
Gesamt -analyse	52.3	18.3	9.5	6.1	9.4	3.4	0.4	0.9	0.2

Die chemischen Analysen zeigen, daß die Zusammensetzung der partiellen Schmelzen nur gering variiert. Im Stabilitätsfeld des Magnetits (Tab. 7), wo am meisten Experimente durchgeführt wurden, variiert die Temperatur über 100°C und der Aufschmelzgrad steigt von 1.7% auf 46.0% an. Der Siliziumoxidgehalt der Schmelzen beträgt in diesem weiten Feld 52 ± 2% ohne erkennbaren Trend. Der Siliziumgehalt des Gesamtgesteines beträgt 52.3%. Diese Schwankungen im Siliziumgehalt der partiellen Schmelzen werden wahrscheinlich durch chemische Inhomogenitäten verursacht. Der Calziumoxidgehalt liegt konstant um 10%. Abbildung 25 zeigt die Variation der anderen Oxide in Abhängigkeit vom Aufschmelzgrad. Man beobachtet

eine leichte Zunahme des Aluminiumgehaltes von ca. 12 auf ca. 16% und eine Abnahme des Eisenoxidgehaltes von ca. 15 auf ca. 11%. Deutlich ist eine Zunahme von Magnesiumoxid mit steigendem Schmelzgehalt. Der Titangehalt nimmt ab, und der Gehalt an Natriumoxid zeigt nur einen undeutlichen Trend. Der hohe Eisen- und Titangehalt der frühen Schmelzen stützt die Beobachtung, daß die opaken Phasen besonders stark vom ersten Schmelzen betroffen sind. Der Gehalt an Aluminium und Natrium in der Schmelze zeigt, daß auch die Plagioklase an der Bildung der Erstschmelze beteiligt sind.

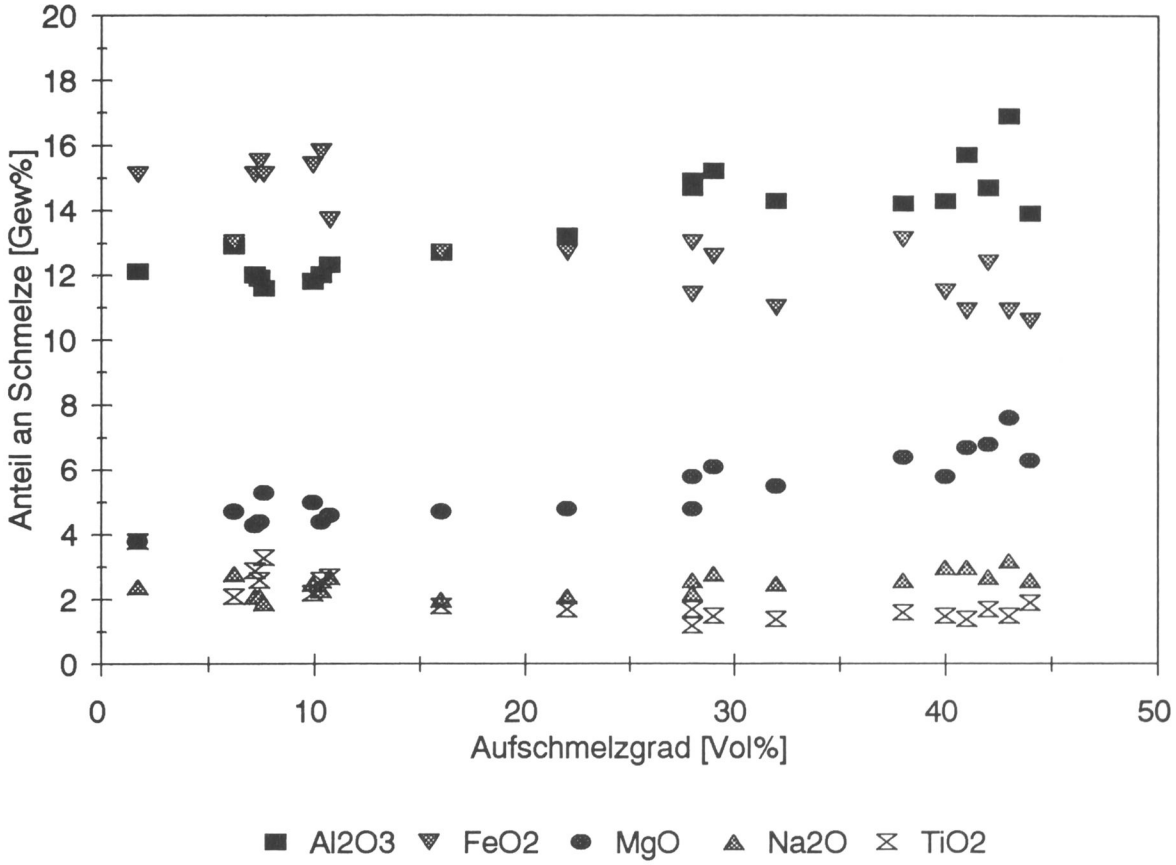

Abb. 25: Variation der Oxide in Gew% in der Schmelze als Funktion des Aufschmelzgrads in Vol% der Schmelzexperimente im Magnetitfeld.

Die Schmelzen der im Stabilitätsfeld des Hämatits partiell geschmolzenen Proben haben etwas höhere Gehalte an Silizium und etwas niedrigere Gehalte an Eisen. Die Schmelzen aus dem Wüstitfeld zeigen ein ähnliches Verhalten wie jene aus dem Magnetitfed.

Tab. 7 : Chemische Zusammensetzung der partiellen Schmelzen der im Magnetitfeld erschmolzenen Proben. Die Werte sind jeweils Durchschnittswerte aller gemessenen Analysen. Die in der Probennummer enthaltene Zahl entspricht der Schmelztemperatur in [°C].

Probe (Nr.)	SiO_2 [Gew%]	Al_2O_3 [Gew%]	FeO [Gew%]	MgO [Gew%]	CaO [Gew%]	Na_2O [Gew%]	K_2O [Gew%]	TiO_2 [Gew%]	MnO [Gew%]
M1040	48.7	12.1	15.1	3.8	11.6	2.4	1.6	3.8	0.28
M1048	-	-	-	-	-	-	-	-	-
M1056	52.3	12.9	13.0	4.7	9.3	2.8	2.6	2.1	0.31
M1067	52.6	12.0	15.1	4.3	9.6	2.1	1.1	2.9	0.25
M1073a	51.5	12.0	15.8	4.4	10.0	2.3	1.0	2.6	0.27
M1073b	52.3	11.9	15.5	4.4	9.9	2.1	1.1	2.6	0.28
M1073c	51.8	11.8	15.4	5.0	10.0	2.5	0.9	2.2	0.26
M1073d	51.8	11.6	15.1	5.3	10.0	1.9	0.9	3.3	0.27
M1073e	51.2	12.3	15.1	4.6	10.2	2.7	1.0	2.7	0.29
M1085	53.1	12.7	13.7	4.7	11.1	2.0	0.7	1.8	0.22
M1091	54.0	13.2	12.7	4.8	9.9	2.1	1.3	1.7	0.25
M1108	52.6	14.9	13.0	5.8	9.9	2.6	0.7	1.7	-
M1113	52.4	15.2	12.6	6.1	10.0	2.8	0.6	1.5	-
M1115	54.4	14.7	11.4	4.8	9.3	2.2	1.8	1.2	0.21
M1117	51.3	14.2	13.1	6.4	9.9	2.6	0.5	1.6	-
M1122	53.5	14.3	11.0	5.5	9.7	2.5	1.7	1.4	0.23
M1128	52.5	14.3	11.5	5.8	10.5	3.0	0.7	1.5	0.25
M1130	53.0	13.9	10.6	6.3	11.1	2.6	0.6	1.9	0.25
M1134a	50.9	14.7	12.4	6.8	9.9	2.7	0.5	1.7	-
M1134b	53.5	15,7	10.9	6.7	10.0	3.0	0.6	1.4	-
M1140	52.3	16.6	10.9	7.6	9.9	3.2	0.5	1.5	-
Gesamt-analyse	52.3	18.3	9.5	6.1	9.4	3.4	0.4	0.9	0.2

Tab. 8: Chemische Zusammensetzung der partiellen Schmelzen der im Wüstitfeld erschmolzenen Proben. Die Werte sind jeweils Durchschnittswerte aller gemessenen Analysen. Die in der Probennummer enthaltene Zahl entspricht der Schmelztemperatur in [°C].

Probe (Nr.)	SiO_2 [Gew%]	Al_2O_3 [Gew%]	FeO [Gew%]	MgO [Gew%]	CaO [Gew%]	Na_2o [Gew%]	K_2O [Gew%]	TiO_2 [Gew%]	MnO [Gew%]
W1073	52.8	6.7	10.4	10.9	16.5	0.8	0.6	1.0	0.25
W1085	55.6	13.0	12.6	3.1	7.9	2.1	2.6	2.4	0.26
W1092	56.8	13.9	10.5	4.0	8.8	2.0	2.1	1.5	0.25
W1107	53.1	13.7	14.1	3.8	9.5	2.3	1.2	2.0	0.32
W1117	53.5	12.5	14.3	5.2	9.0	2.6	0.8	2.2	0.26
W1121	54.0	10.3	13.8	3.6	12.5	2.1	0.7	2.7	0.25
W1125	53.5	14.6	13.0	4.2	9.6	3.4	0.7	1.0	0.63
W1133	53.2	14.4	12.0	4.9	10.2	2.9	0.6	1.7	0.20
Gesamt analyse	52.3	18.3	9.5	6.1	9.4	3.4	0.4	0.9	0.2

6.1.4 Vergleich mit Literaturwerten

Die vorliegenden Untersuchungen fanden in einem komplizierten Polyphasensystem statt. Als einfachste Annäherung ist das quasiternäre System Plagioklas, Diopsid, Enstatit denkbar. Dieses System ist durch Magnetit zu ergänzen, so daß man sich im 7-Komponentensystem SiO_2, Al_2O_3, MgO, CaO, FeO, Fe_2O_3 und Na_2O befinden. Von diesem System sind nur Teilsyteme untersucht. Vergleicht man die Solidus- und Liquidustemperaturen von Schmelzexperimenten mit denen vereinfachter Systeme, so findet man in den Schmelzexperimenten natürlicher Proben wesentlich niedrigere Solidustemperaturen. Dies wird durch die Erniedrigung des Solidus durch zusätzliche Komponenten herbeigeführt.

Murase & McBirney (1973) führten an den Proben, deren Leitfähigkeiten untersucht wurden, Schmelzexperimente durch, um die Liquidus- und Solidustemperatur bestimmen zu können. In diesen Experimenten zeigt sich deutlich, daß die opaken Mineralien wahrscheinlich Hämatit und Magnetit, abhängig von der Sauerstoffugazität bei unterschiedlichen Temperaturen schmelzen. Magnetit geht in partiell geschmolzenen Basalten bei wesentlich niedrigeren Temperaturen in die Schmelzphase über als Hämatit. Dies stimmt mit den Beobachtungen an den vorgestellten Experimenten überein.

Tab. 9: Liquidustemperaturen aus Schmelzexperimenten nach Murase & McBirney (1973). Im Fugazitätsbereich der Umwandlung Magnetit-Wüstit (Mt-Wü) schmelzen die opaken Phasen bei deutlich niedrigeren Temperaturen.

Gestein (Nr.)	Tholeiit (CRB)		AOB (GOB)		Andesit (MHA)	
Fugazitätsbereich	Luft	Mt-Wü	Luft	Mt - Wü	Luft	Mt - Wü
opake Phase	1270°C	<1060°C	1300°C	<1080°C	1210°C	1080°C
Plagioklas	1210°C	1190°C	1190°C	1180°C	1240°C	1200°C
Olivin	1140°C	1140°C	1180°C	1200°C	-	-
Pyroxen	1160°C	1160°C	1180°C	1200°C	1100°C	1140°C

6.1.5 Fehlerbetrachtung

Da die Proben für die Schmelzexperimente Größen unter 8 mm aufwiesen, haben lokale Inhomogenitäten im Gestein bei Schmelzexperimenten einen großen Einfluß. Um diesen Einfluß der Inhomogenitäten auf das Aufschmelzverhalten zu untersuchen, wurden bei 1073°C im Magnetitfeld fünf Proben gleichzeitig partiell geschmolzen. Die Schmelzanteile dieser Proben variieren zwischen 7.4 und 10.7 % bei einem Mittelwert von 9.5%. Der reduzierte Schmelzanteil von nur 4.5% in der Probe M1076, die bei 1076°C im Magnetitfeld geschmolzen wurde, wurde vermutlich ebenfalls durch Inhomogenitäten verursacht. Auch die sehr hohen Plagioklasanteile in den Proben W1073, W1085 und W1092, die im Wüstitfeld bei 1073°C, 1085°C und 1092°C geschmolzen wurden belegen die auftretenden Inhomogenitäten. Diese drei Proben waren im ursprünglichen Gestein benachbart.

6.2 Kinetik der Schmelzequilibrierung

Zur Einstellung eines konstanten Zustands nach einem Wechsel der Sauerstoffugazität oder während des Schmelzens sind lange Zeiten erforderlich. Abbildung 26 zeigt den elektrischen Widerstand als Funktion der Zeit bei 1094°C nach einem plötzlichen Wechsel der Sauerstoffugazität vom Hämatitfeld in das Magnetitfeld (Log fo_2 -3 nach -10). In diesem Fall dauert es 60 h, bis wieder ein konstanter Zustand erreicht ist. Vor dem Wechsel war die Probe bereits equilibriert.

Nach einem Wechsel der Sauerstoffugazität kommt es zu Mineralumwandlungen der eisenhaltigen Phasen, also nicht nur der Erzphasen, sondern auch der Pyroxene. Da an diesen Reaktionen Festkörper beteiligt sind, laufen sie langsam ab.

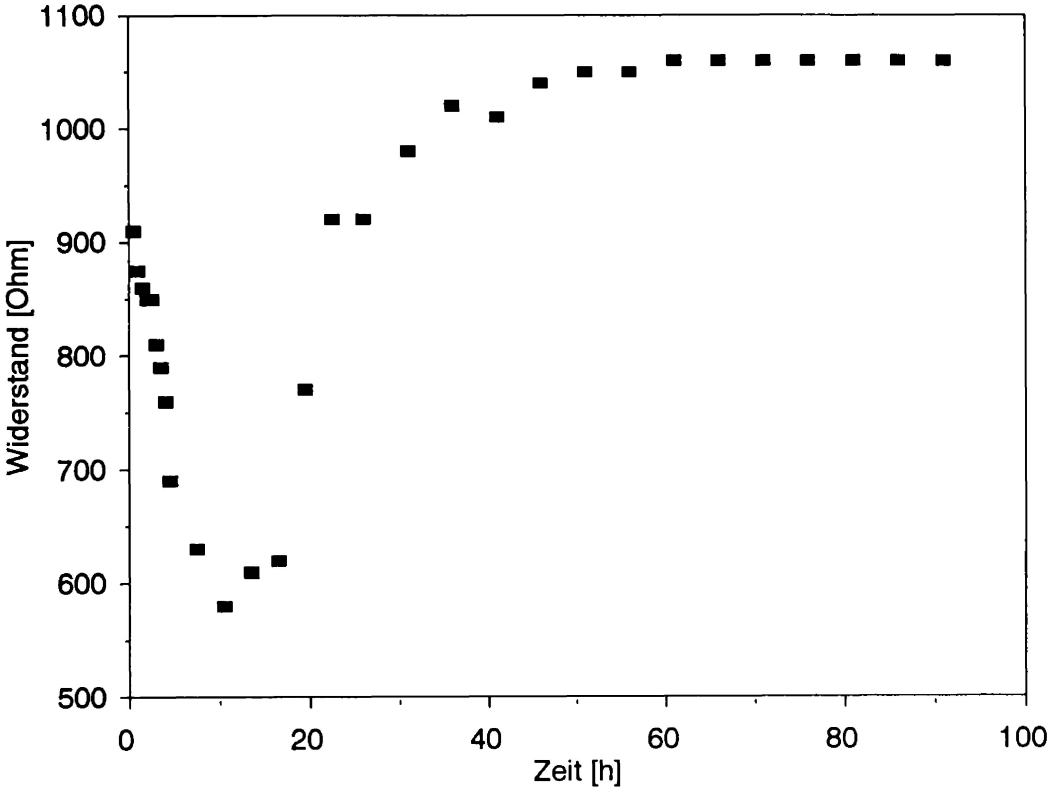

Abb. 26: Widerstand der Probe nach einem Wechsel der Sauerstoffugazität vom Hämatitfeld in das Magnetitfeld (Log fo_2 -3 nach -10) als Funktion der Zeit. Bis zum Erreichen eines konstanten Zustandes sind mindestens 60 h erforderlich.

Abbildung 27 zeigt den elektrischen Widerstand als Funktion der Zeit bei 1103°C und im Sauerstoffugazitätsbereich des Magnetitfelds. Die Probe wurde mit einer Heizrate von 2 K/h auf 1103°C erwärmt. Währenddessen wurde alle 3 h die elektrische Leitfähigkeit gemessen (Versuch (CBMAG942)). Bis ein konstanter Zustand eintritt, sind unter diesen Bedingungen mehr als 200 h erforderlich. In diesem Zeitraum sinkt der elektrische Widerstand um ungefähr ein Drittel des Startwertes. Die beobachteten langen Zeiten, die zum Erreichen eines stabilen Zustandes erforderlich sind, werden durch

Veränderungen des Gefüges verursacht. In dieser Zeit verteilt sich die bereits entstandene Schmelze entlang der Kornkanten, und es bildet sich ein Netzwerk an Schmelze aus. Dies führt gleichzeitig zu der beobachteten Verringerung des elektrischen Widerstands.

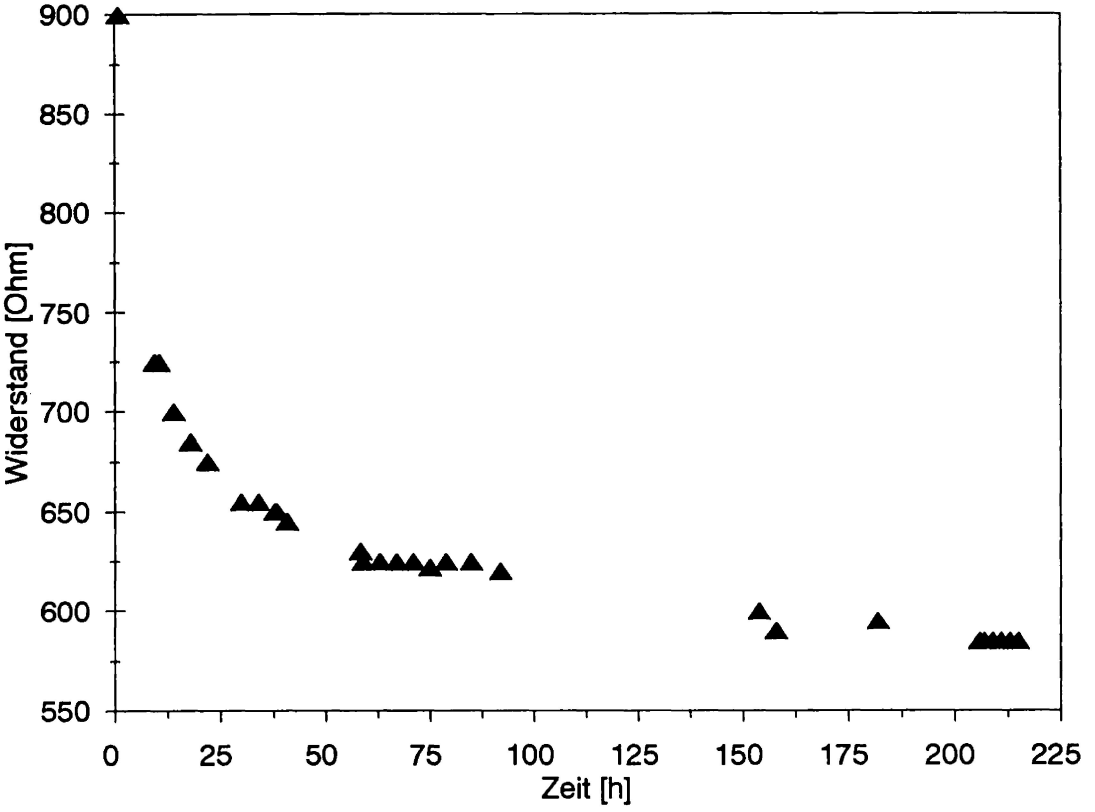

Abb. 27: Der elektrische Widerstand als Funktion der Zeit einer teilweise geschmolzenen Probe bei 1103°C. Die Probe wurde mit einer Heizrate von 2 K/h auf 1103°C erwärmt. Zum Erreichen eines konstanten Zustandes sind mindestens 200 h erforderlich. Die Zeiten, bis keine Veränderung in der elektrischen Leitfähigkeit mehr auftritt, sind am Beginn des Schmelzens am längsten. Die Zeiten sind nötig, um ein Netzwerk an Schmelze zu bilden.

Nach der Messung wurde von dieser Probe (CBMAG942) ein Dünnschliff angefertigt. Es konnten mehrere Prozent Schmelze nachgewiesen werden. Da diese Probe nicht abgeschreckt wurde, sondern langsam im Ofen abkühlte, ist ein Teil der Schmelze auskristallisiert. Dies macht die Bestimmung des Schmelzgehaltes schwierig. Ein Teil dieser Schmelze befindet sich deutlich erkennbar an Kornkanten und auf Kornflächen. Ein anderer Teil befindet sich in größeren Schmelztaschen, die beim Abkühlen teilweise auskristallisiert sind.

Die in diesen Experimenten beobachteten Zeiten, die für die Einstellung eines stabilen Zustands nötig sind, sind wesentlich länger als in älteren Arbeiten angegeben. Während des Schmelzens beobachteten Murase et al. (1977) konstante Leitfähigkeiten nach ungefähr zwei Stunden, obwohl die verwendete Probe größer war als die hier verwendeten. Rai & Manghnani (1978) beschreiben konstante Leitfähigkeiten nach 15 Minuten unter Verwendung wesentlich kleinerer Proben mit einer größeren Oberfläche. Da die Einstellung des Gefüges sehr langsam erfolgt, ist es denkbar, daß eine Langzeitvariation der Leitfähigkeit übersehen wurde.

Um eine dichte Kette von Messungen zu erhalten und dabei nahe am Gleichgewicht zu bleiben, wurden in dieser Untersuchung die Experimente zur elektrischen Leitfähigkeit als Funktion von Temperatur und Schmelzgehalt ebenfalls mit Heizraten von 2 K/h gemessen. Aus den Experimenten zur Kinetik geht hervor, daß dicht oberhalb des Solidus Abweichungen vom Gleichgewicht erwartet werden müssen. Die gemessenen Leitfähigkeiten sind zu niedrig, d. h., der steile Anstieg bei 1070°C (Abb. 34) sollte im Gleichgewicht noch etwas steiler sein und möglicherweise bei etwas niedrigeren Temperaturen beginnen.

6.3 Elektrische Leitfähigkeit

Mit steigender Temperatur und sinkenden Widerständen verändert sich die Form der Impedanzspektren.

Bei Temperaturen weit unterhalb des Solidus gibt es einen deutlichen Halbkreis (Abb. 28) mit einem leichten Anstieg auf der niederfrequenten Seite. Ist die Korngrenzleitfähigkeit sehr viel größer als die Leitfähigkeit durch die Körner, so wird im Impedanzspektrum nur ein Halbkreis abgebildet (Macdonald, 1987). Dieser Halbkreis wird verursacht durch Ladungstransport entlang der Korngrenzen und der zugehörigen Volumenkapazität der Probe. Zur niederfrequenten Seite erreicht der Halbkreis nicht die Realachse, und es folgt ein leichter Anstieg des imaginären Anteils. Zur hochfrequenten Seite ist der Halbkreis jedoch durch viele Meßpunkte sehr klar zu erkennen. Die Leitfähigkeit der Probe wird über einen angepaßten Halbkreis ermittelt (Abb. 28). In diesen Spektren spielt die Polarisation an den Elektroden nur eine vernachlässigbare Rolle. Es treten keine Doppelschichtkapazitäten durch Ionen auf. Es liegt also elektronische Leitfähigkeit vor.

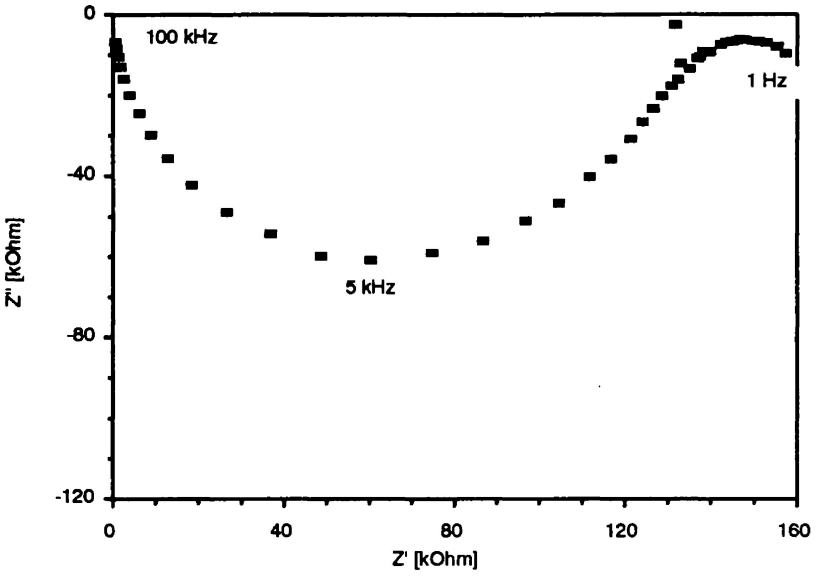

Abb. 28: Gemessenes Impedanzspektrum aus dem Versuch (CBMAG952) bei 875°C.

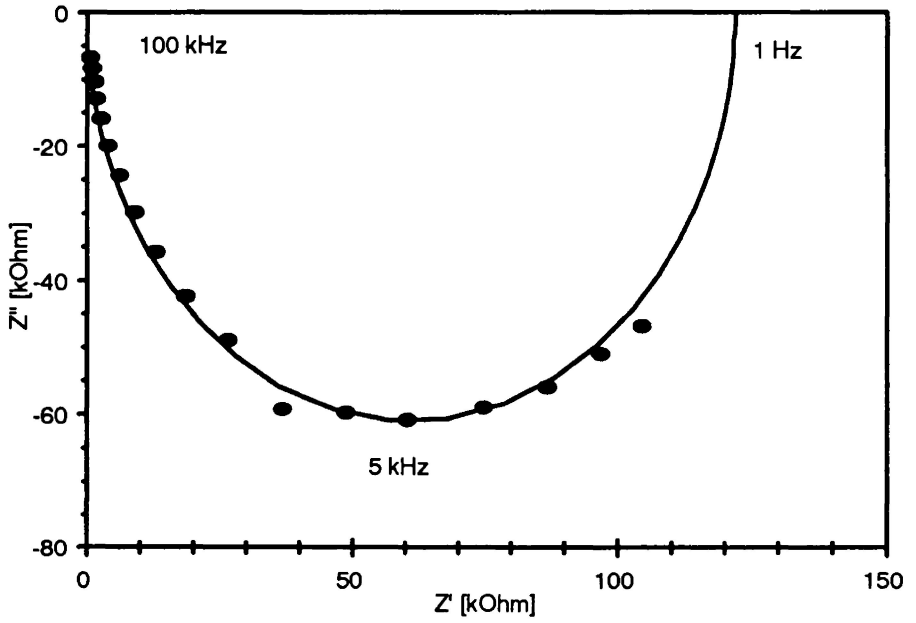

Abb. 29: Auf der Basis eines RC-Gliedes berechneter Halbkreis für das Impedanzspektrum aus der Abbildung 28. Die Meßpunkte sind durch Kreise dargestellt, die berechnete Kurve durch eine Linie. Die Frequenzen gelten sowohl für die gemessene als auch für die berechnete Kurve. Der Schnittpunkt des berechneten Halbkreises mit der Abszisse gibt den Gleichstromwiderstand an. Der Gleichstromwiderstand beträgt 122 ± 6 kΩ..

Mit steigender Temperatur verschiebt sich der Halbkreis kontinuierlich zu höheren Frequenzen und niedrigeren Widerständen (Abb. 30).

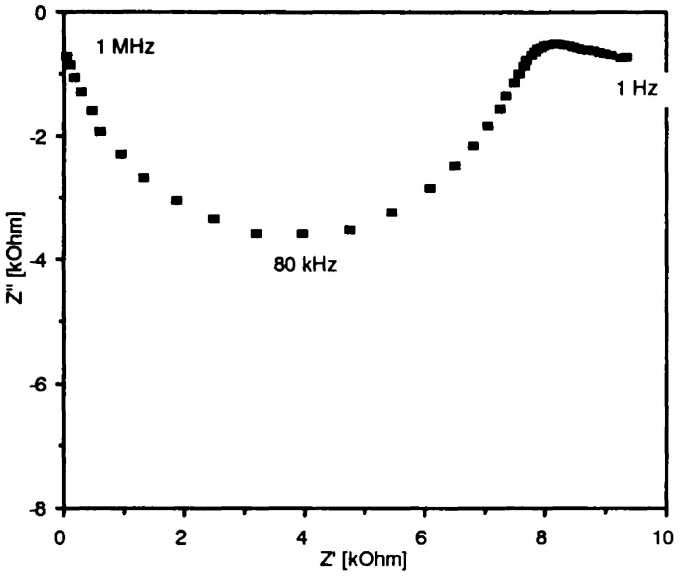

Abb. 30: Gemessenes Impedanzspektrum aus dem Versuch (CBMAG952) bei 1068°C.

Bei hohen Temperaturen kann die hochfrequente Hälfte des Halbkreises nicht mehr gemessen werden, da die Frequenzen außerhalb des Meßbereiches des Gerätes liegen (Abb. 31). Durch die verbleibenden Punkte des Halbkreises und den Ursprung der Gaußschen Zahlenebene kann dennoch ein Halbkreis angepaßt werden. Auf der niederfrequenten Seite kommt es zu einem Anstieg, der von der Elektrode verursacht wird. Bei 1098°C liegen mehrere Prozent Schmelze im Gestein vor. Ein Teil der Schmelze ist entlang von Kornkanten vernetzt, während der Hauptteil in Schmelztaschen vorliegt. Die Änderung der Steigung wird von ionischer Leitfähigkeit dominiert.

Bei noch höheren Temperaturen kann der Halbkreis nicht mehr aufgelöst werden, wogegen der Elektrodenanstieg deutlicher beobachtet werden kann (Abb. 32). Hier erfolgte die Auswertung durch Anpassen einer Geraden an den Elektrodenwiderstand. Der Widerstand wird aus dem Schnittpunkt der Geraden mit der Abszisse bestimmt. Die Widerstandswerte sind sehr niedrig. Bei diesen Temperaturen ist ein großer Teil des Gesteins geschmolzen. Es dominiert die ionische Leitfähigkeit silikatischer Schmelzen.

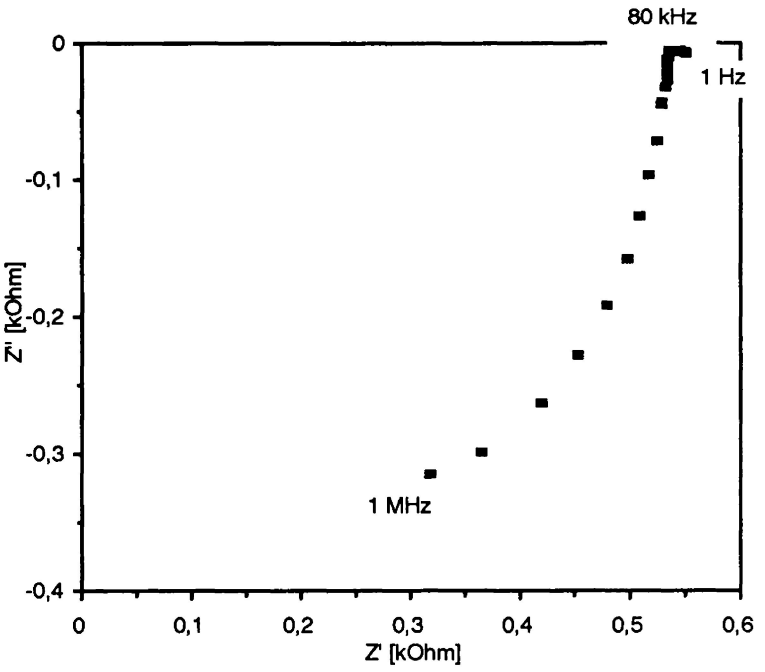

Abb. 31: Gemessenes Impedanzspektrum bei 1098°C aus dem Versuch (CBMAG952).

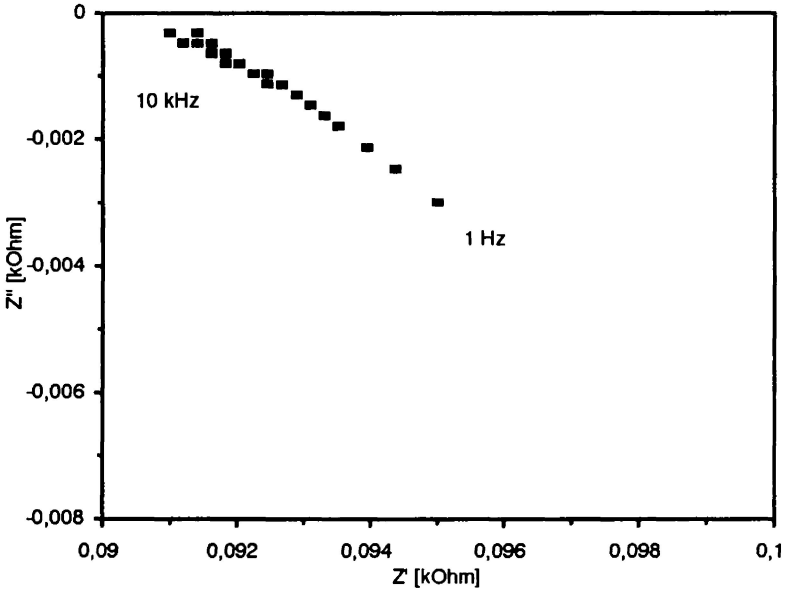

Abb. 32: Bei 1146°C aufgenommenes Impedanzspektrum aus dem Versuch (CBMAG952).

Der Übergang von elektronischer zu ionischer Leitung wird in den Impedanzspektren durch das Auftauchen des Elektrodenbogens deutlich.

Der Fehler, der bei der Auswertung der einzelnen Impedanzspektren entsteht, beträgt in ungünstigen Fällen etwa 5%. Ein größerer systematischer Fehler wird durch die Abweichung der tiegelförmigen Elektrode von der Idealgeometrie eines Plattenkondensators verursacht. Dieser systematische Fehler konnte mit Hilfe von Probemessungen mit einer vergrößerten Modellmeßzelle an Leitungswasser auf bis zu 20% annäherungsweise ermittelt werden. In logarithmischen Darstellung sind diese Fehler nicht sichtbar und können vernachlässigt werden, da die Leitfähigkeit während des Experimentes über mehrere Zehnerpotenzen zunimmt.

6.3.1 Hämatitfeld

Abbildung 33 zeigt die elektrische Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur im Sauerstoffugazitätsfeld von Hämatit. Es fällt auf, daß die Kurve in der oberen Hälfte sehr unregelmäßig verläuft. Ein stärkerer Anstieg der Leitfähigkeit wird oberhalb von 1040°C erstmalig beobachtet. Bei 1090°C und 1140°C kommt es jeweils wieder zu einer Abflachung der Kurve. Um 1150°C gibt es den steilsten Anstieg, und bei etwa 1200°C flacht die Kurve ab. Dieses unregelmäßige Verhalten der Meßkurve erklärt sich aus der Oxidation der eisenhaltigen Minerale (Magnetit und Pyroxen). Aus den Schmelzexperimenten ist bekannt, daß der Aufschmelzprozeß unterhalb von 1090°C beginnt. Der Beginn des Schmelzens zeichnet sich nicht deutlich ab. In den abgeschreckten Proben der Schmelzexperimente erkennt man deutlich größere Erzkörner und Anhäufungen von Erzen, die bei der Umwandlung der Pyroxene entstehen und sich um die Pyroxene herum und auf deren Spaltflächen ablagern. Diese Erzkörner sind bis über 1122°C stabil. Diese Reaktionen führen dazu, daß der sprunghafte Anstieg in der Leitfähigkeit nicht deutlich zu erkennen ist. Diese Messung zeigt, wie wichtig es ist, die Sauerstoffugazität einzuhalten, unter der die Mineralparagnese stabil ist, um eine Oxidation der Probe zu verhindern.

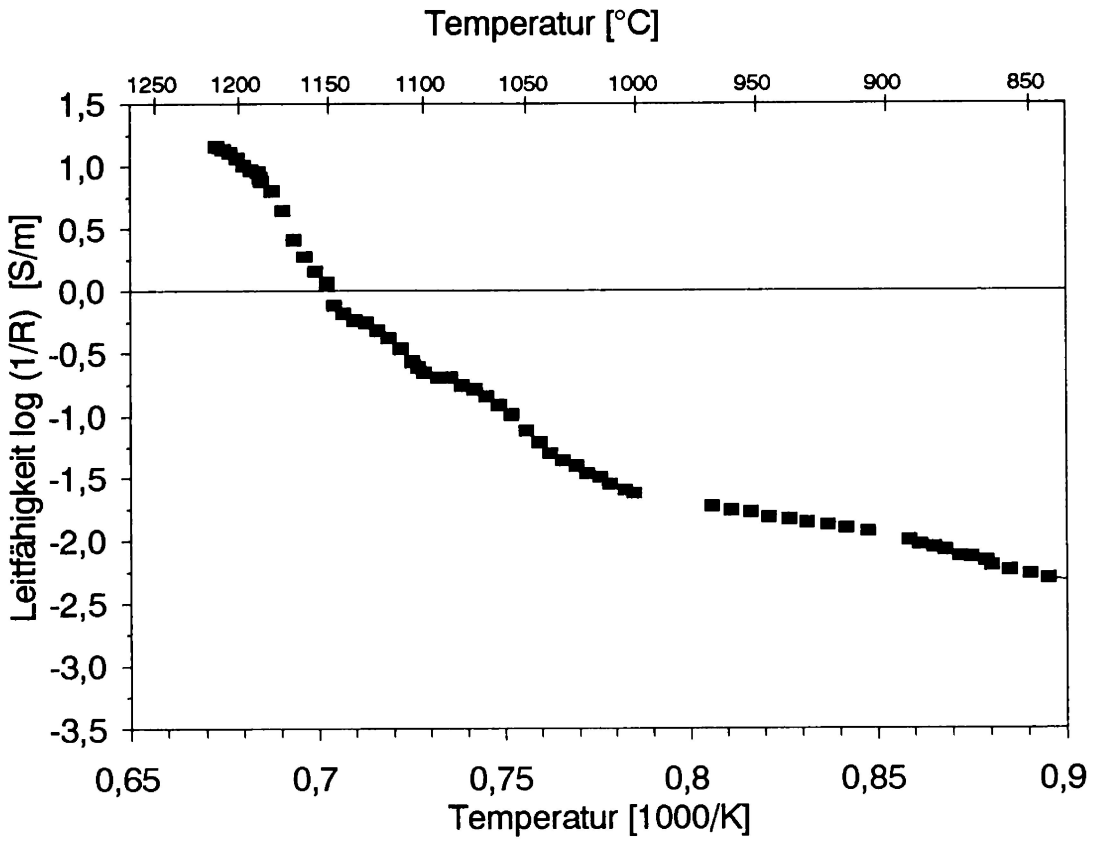

Abb. 33: Elektrische Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur im Sauerstoffstabilitätsfeld des Hämatits (CBHÄM941).

Tab. 10: Aktivierungsenergien im unteren linearen Segment der Meßkurven der elektrischen Leitfähigkeit während des partiellen Schmelzens. Innerhalb dieses Segments tritt noch keine Schmelze auf.

Versuchs Nr.	Sauerstoffugazität	Aktivierungsenergie [eV]	Temperaturintervall [°C]
CBMAG941	Magnetitfeld	1.56	816 - 1045
CBMAG942	Magnetitfeld	1.46	761 - 1036
CBMAG952	Magnetitfeld	1.40	859 - 1036
CBHÄM941	Hämatitfeld	1.22	820 - 1012
CBWÜST941	Wüstitfeld	1.16	741 - 1029

6.3.2 Magnetitfeld

Da das Gestein im Sauerstoffugazitätsstabilitätsfeld des Magnetits gebildet wurde und das Magnetitfeld einen relativ großen Fugazitätsbereich überspannt, wurden Messungen mit unterschiedlichen Gasmischungen innerhalb des Magnetitfeldes durchgeführt (Siehe Tabelle im Anhang (Seite 99 und Abb. 20).

Abbildung 34 zeigt die elektrische Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur (CBMAG952). Es können deutlich drei Bereiche unterschieden werden. Zwischen ungefähr 850 und 1030°C verläuft die Kurve linear. Nach Gleichung (2) errechnet sich für die Aktivierungsenergie ein Wert von 1.40 eV (Tab. 10). Oberhalb von 1030 bis ca. 1070°C folgt ein ebenfalls lineares Segment mit einer deutlich größeren Steigung. Ab ungefähr 1070°C beginnt ein sprunghafter Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit über knapp zwei Zehnerpotenzen. Oberhalb 1100°C flacht die Kurve wieder ab.

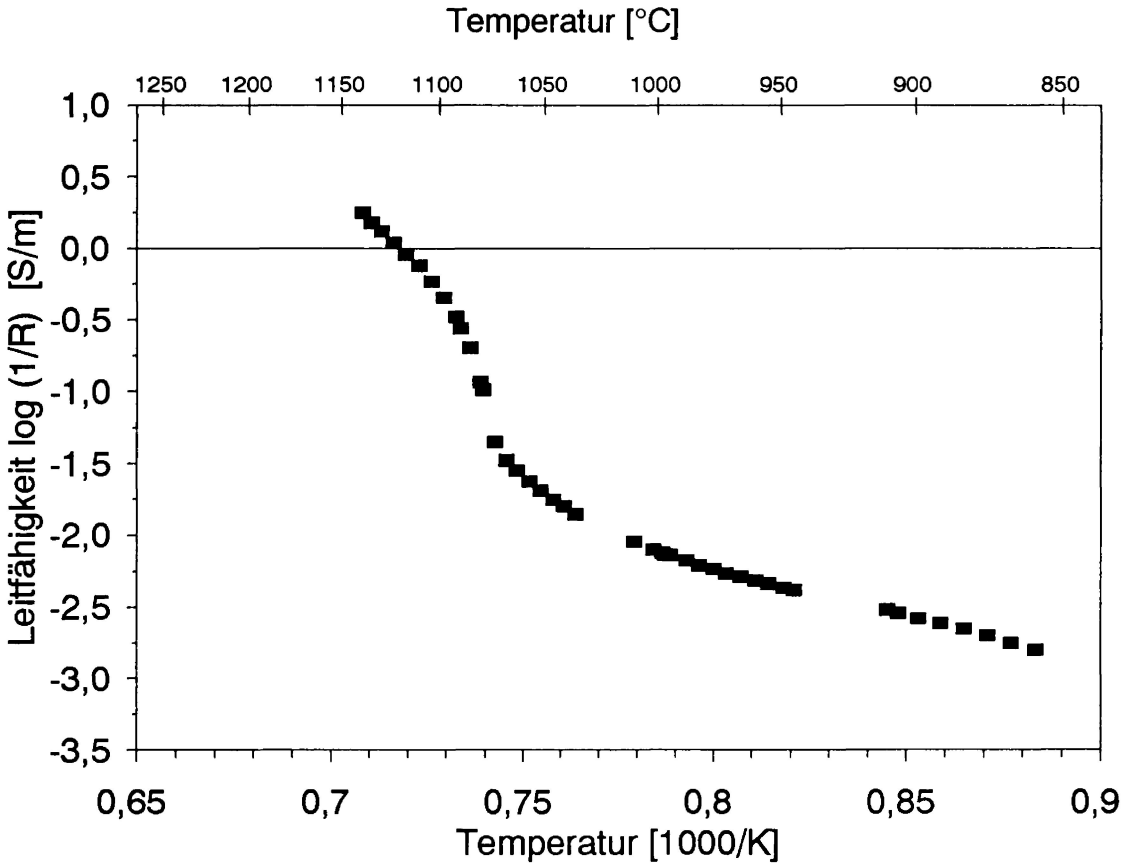

Abb. 34: Elektrische Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur im Sauerstoffstabilitätsfeld des Magnetits (CBMAG952).

Die Schmelzexperimente im Magnetitfeld wurden mit derselben Gasmischung, also mit der gleichen Sauerstoffugazität, durchgeführt (Abb. 22) wie das Leitfähigkeitsexperiment

(CBMAG952; Abb. 34). Aus den Schmelzexperimenten ist bekannt, daß bei 1040°C das partielle Schmelzen begonnen hat und bereits einige Kornflächen benetzt wurden. Diese vernetzte Schmelze wirkt als Leitungsbahn. Der größere Teil der wenigen gebildeten Schmelze befindet sich jedoch in Schmelztaschen. Der netzwerkbildende Teil der Schmelze befindet sich auf Korngrenzen. Die Schmelze ist auf den Korngrenzen stabil (Kapitel 6.1.2). Der Sprung in der Leitfähigkeit bei 1070°C zeigt jedoch, daß erst hier die vollständige Vernetzung der Schmelze erreicht ist. Aus den Experimenten zur Kinetik (Kapitel 6.2) ist bekannt, daß gerade während des Beginns des Schmelzens extrem lange Zeiten zur Bildung der Gleichgewichtsmorphologie nötig sind. Wenn die Experimente wirklich im Gleichgewicht durchgeführt werden, führt dies zu einer Verschiebung des Sprungs in der Leitfähigkeit zu niedrigeren Temperaturen. Da, wie die Schmelzexperimente zeigen, schon mit Beginn des Schmelzens Schmelze entlang der Kornkanten stabil ist, sollte nach einer genügend langen Zeitspanne, wenn die Schmelze im morphologischen Gleichgewicht ist, der Sprung in der Leitfähigkeit schon am ersten Anstieg auftreten.

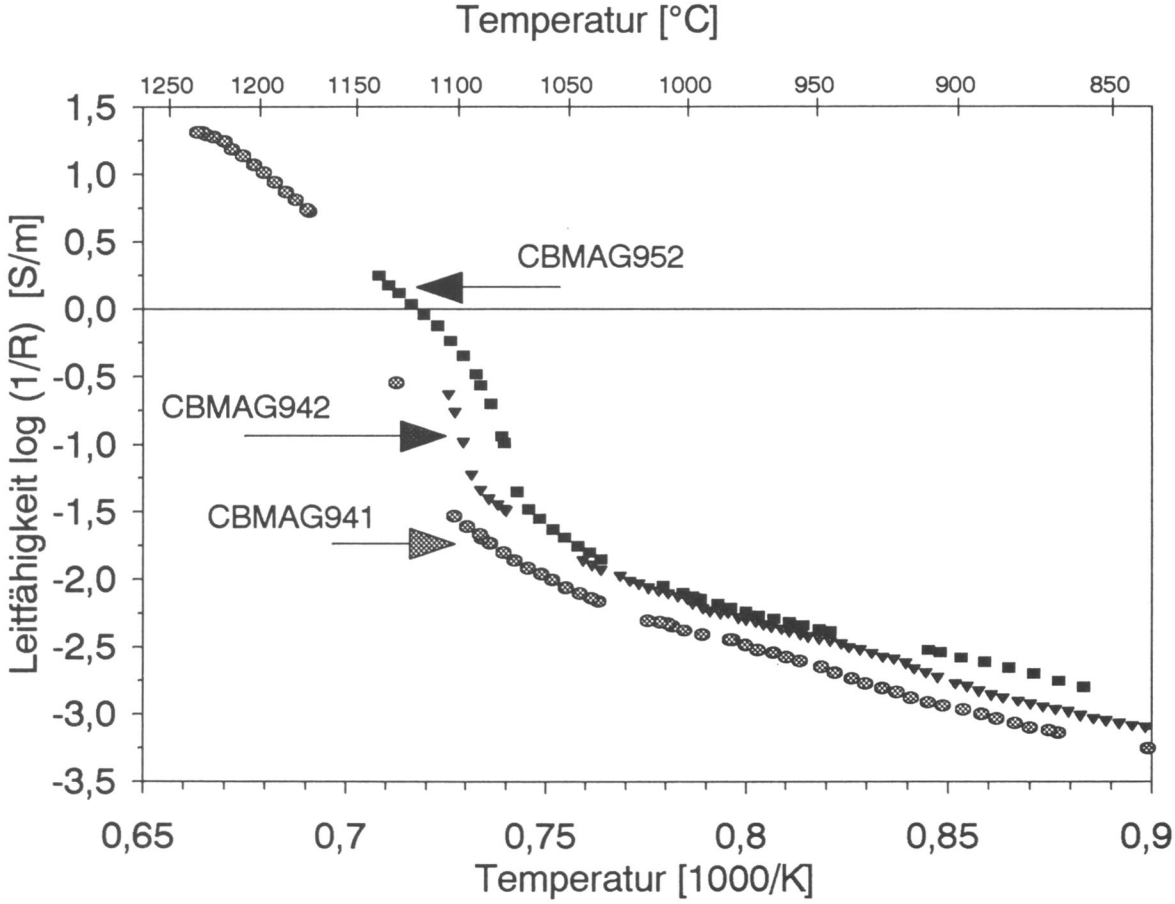

Abb. 35: Vergleich der Messungen der elektrischen Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur bei unterschiedlichen Fugazitäten innerhalb des Sauerstoffstabilitätsfeldes des Magnetits. Die Fugazitäten während der einzelnen Versuche sind in Abbildung 20 dargestellt.

Oberhalb von 1100°C sind mehr als 15% der Probe geschmolzen, und es existieren zahlreiche breite Leitungspfade. Eine weitere Erhöhung der Temperatur und somit des Schmelzanteils führt nur noch zu einer geringeren Erhöhung der Leitfähigkeit.

In Abb. 35 werden die Leitfähigkeitskurven der Experimente (CBMAG941), (CBMAG942) und (CBMAG952) verglichen. (Eine Auflistung der Leitfähigkeitsexperimente befindet sich im Anhang (Seite 99.) Die Kurven wurden bei verschiedenen Sauerstoffugazitäten innerhalb des Magnetitfeldes aufgenommen (Abb. 20). Die Steigungen im unteren Temperaturintervall können im Rahmen des experimentellen Fehlers als konstant angesehen werden. Die Aktivierungsenergien betragen 1.40-1.56 eV (Tab.: 10). Während (CBMAG952) und (CBMAG942) fast zusammenfallen, ist (CBMAG941) um ungefähr 0.25 Zehnerpotenzen zu niedrigeren Leitfähigkeiten verschoben. Der Sprung in der elektrischen Leitfähigkeit zu Beginn des Schmelzens erfolgt dann bei deutlich unterschiedlichen Temperaturen. Er liegt zwischen 1070°C bei (CBMAG952) und 1105°C bei (CBMAG941). Allen drei Kurven ist jedoch der sehr sprunghafte Anstieg in der elektrischen Leitfähigkeit gemeinsam.

Für die Unterschiede in den Kurven kommen zwei unterschiedliche Erklärungen in Frage:

1.) Chemische Inhomogenitäten und

2.) Unterschiede in den Sauerstoffugazitäten.

Da die Untersuchungen an natürlichen Proben durchgeführt wurden, die eine Dicke von nur 3 mm hatten, kann, obwohl die Korngrößen mit 0.1 bis 0.4 mm sehr klein und die Proben sehr homogen sind, nicht ausgeschlossen werden, daß chemische Inhomogenitäten die Messungen beeinflussen. So konnten im Urschliff Ansammlungen von mehreren Pyroxenen beobachtet werden. Diese Ansammlungen können 1 mm Durchmesser erreichen. Solche geringfügigen Änderungen in der Mineralogie können einen meßbaren Einfluß auf den Leitungspfad haben. Die Schwankungen in der Mineralogie der Proben zeigen sich auch in den Schmelzexperimenten (Abb. 23, Kapitel 6.1.1.2). Für niedrige Schmelzanteile beträgt die durch Inhomogenitäten hervorgerufene Streuung der Schmelzanteile bis zu 50%.

Die Sauerstoffugazitäten haben einen starken Einfluß auf die Stabilität eisenhaltiger Phasen. Innerhalb des Magnetitfeldes koexistieren zwei- und dreiwertige Eisenionen. Das Verhältnis von zwei- zu dreiwertigem Eisen wird durch die Sauerstoffugazität festgelegt. Dies wirkt sich stark auf die Stabilität der opaken Phasen aus. Wie aus den Schmelzexperimenten bekannt ist, werden im Magnetit- und Wüstitfeld die Eisenoxide als erste Phase aufgebraucht, während im Hämatitfeld der Erzgehalt mit dem Beginn des Schmelzens sogar noch zunimmt (Kapitel 6.1.1.2). Enstatit (ca. 22 Gew% FeO) und

Diopsid (ca. 10 Gew% FeO) in diesen Proben enthalten zweiwertiges Eisen, ihr Stabilitätsfeld variiert innerhalb des Magnetitfeldes mit der Sauerstoffugazität. Bei niedrigeren Fugazitäten sind sie stabiler als bei höheren. Der Solidus sollte sich mit steigenden Sauerstoffugazitäten zu niedrigeren Temperaturen verschieben. Die Leitfähigkeitskurven stimmen damit überein, daß (CBMAG952) bei den höchsten Sauerstoffugazitäten aufgenommen wurde und (CBMAG941) bei den niedrigsten. Für die Verschiebung der Solidustemperatur in diesen drei Versuchen muß eine Kombination aus chemischen Inhomogenitäten und Einfluß der Sauerstoffugazität auf die Stabilität der eisenhaltigen Phasen angenommen werden.

6.3.3 Wüstitfeld

Auch die Meßkurve im Wüstitfeld gliedert sich in drei Teile (Abb. 36). Bis 1040°C gibt es einen linearen Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit mit einer Aktivierungsenergie von 1.16 eV (Tab. 10). Hier dominiert elektronische Leitung entlang der Korngrenzen. Dann folgt zwischen 1040 und etwas über 1100°C ein steiler linearer Abschnitt in der Kurve der elektrischen Leitfähigkeit.

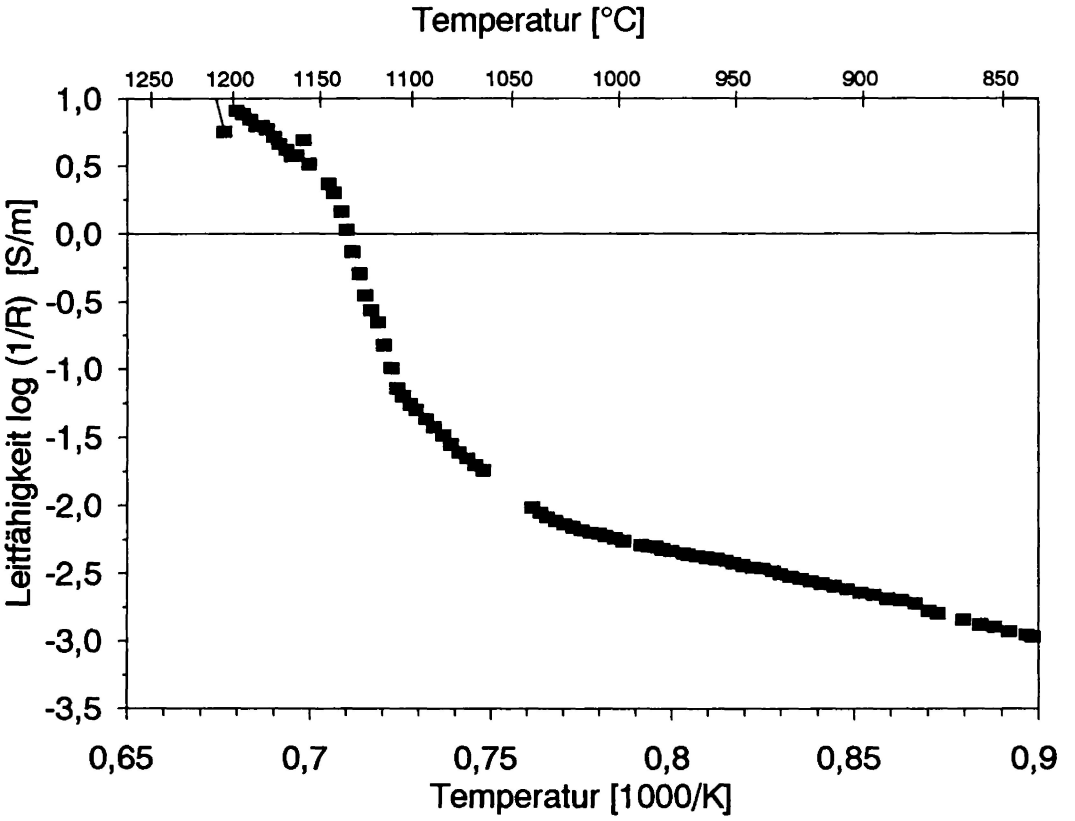

Abb. 36: Elektrische Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur im Sauerstoffstabilitätsfeld des Wüstits (CBWÜST941).

Ab 1100°C folgt ein Sprung in der Leitfähigkeit um ungefähr zwei Zehnerpotenzen. Aus den Schmelzexperimenten ist bekannt, daß im Wüstitfeld bei 1073°C bereits mehrere Prozent Schmelze vorliegen. Am Punkt der Kurve, wo der Sprung in der elektrischen Leitfähigkeit beginnt - also bei 1100°C -, liegen bereits mehr als 10% Schmelze vor.

6.3.4 Ergebnisse

Wenn die Messungen nicht durch Mineralreaktionen gestört werden, ergibt sich für die Leitfähigkeiten während des Schmelzens eine charakteristische Kurvenform. Diese wird durch den Sprung in der Leitfähigkeit und durch zwei lineare Segmente bei niedrigeren Temperaturen gekennzeichnet. Bis zum Ende des unteren Segments ist noch keine Schmelze vorhanden. Dies entspricht der elektrischen Leitfähigkeit des festen Gesteins. Es herrscht elektronische Leitfähigkeit entlang der Kornkanten vor. Die Kurve folgt einem Arrheniusgesetz (Gl. 2). Entlang des zweiten Segments mit einer größeren Steigung beginnt das Schmelzen an Kornecken, und die Schmelze sammelt sich in Schmelztaschen. Diese Schmelze beginnt jedoch sofort Kornkanten und Kornflächen zu benetzen. Während die Temperatur weiter ansteigt, vernetzt sich diese Schmelze kontinuierlich. Der sprunghafte Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit wird dadurch verursacht, daß die gutleitende Schmelze durch die gesamte Probe ein zusammenhängendes Netzwerk bildet. Es dominiert der für Silikatschmelzen typische ionische Ladungstransport. Die Bestimmung der Solidustemperatur aus Messungen der elektrischen Leitfähigkeit - wie dies von mehreren Autoren vorgeschlagen wurde - ist nicht ohne weiteres möglich, da der sprunghafte Anstieg in der elektrischen Leitfähigkeit die Temperatur angibt, bei welcher ein vollständiges Netzwerk an Schmelze vorliegt. Das Schmelzen beginnt jedoch etwas unterhalb des sprunghaften Anstiegs.

6.4 Übertragbarkeit der Experimente auf die Natur

In Experimenten können die natürlichen Bedingungen nur unvollständig simuliert werden. Es wird immer Unterschiede zu den natürlichen Bedingungen in der Erdkruste geben. Dies impliziert die Frage, welche Vereinfachungen zu welchen Veränderungen führen. Eine der Vereinfachungen, die stets getroffen werden, betrifft die Zeit. Obwohl die Experimente langsam durchgeführt worden sind, wurden Abweichungen von den Gleichgewichtsbedingungen beobachtet. Diese Abweichungen vom Gleichgewicht betreffen die Anpassung der Probe an die herrschende Sauerstoffugazität (also

Oxidations- oder Reduktionsreaktionen in der Probe). Dies sind Reaktionen zwischen Festkörper, Schmelze und Gas, und sie dauern so lange, daß selbst in geologischen Zeiträumen Ungleichgewichtszustände eingefroren werden. Werden die Experimente jedoch mit der Sauerstoffugazität durchgeführt, die bei der Bildung des Gesteines herrschte, so finden weniger Reaktionen statt. Daher kann durch Verwendung der richtigen Sauerstoffugazitäten dieser Fehler reduziert werden.

Die anderen Vereinfachungen betreffen die Vernachlässigung von Druck und Fluidgehalt. Es gilt als relativ sicher (Olhoeft, 1981a; Tyburczy & Waff, 1983, 1985), daß der Druck auf die elektrische Leitfähigkeit trockener Gesteine nur einen geringen Einfluß hat und für unsere Betrachtungen deshalb vernachlässigt werden kann. Auf wasserhaltige Gesteine hat der Druck jedoch einen großen Einfluß, da die Schmelztemperatur um mehrere 100°C abgesenkt wird. Desweiteren kann beim nassen Schmelzen - unterhalb des trockenen Solidus - nur soviel Schmelze gebildet werden wie Wasser zur Sättigung der Schmelze zur Verfügung steht. Die weitere Aufschmelzung der Gesteine erfolgt erst bei sehr viel höheren Temperaturen. Die Senkung der Solidustemperatur durch Fluide verschiebt den Sprung in der Leitfähigkeit beim Schmelzen von wassergesättigten Gesteinen zu deutlich niedrigeren Temperaturen.

Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit silikatischer Schmelzen kann mit einem Arrheniusgesetz (Gl. 3) beschrieben werden. Das führt dazu, daß die Schmelze bei niedrigeren Temperaturen auch eine niedrigere elektrische Leitfähigkeit hat. Diesem Effekt entgegengesetzt wirkt die Anwesenheit von wässrigen Fluiden. Das Wasser löst sich in der Schmelze und erniedrigt dadurch die Viskosität. Bei niedrigeren Viskositäten ist die Ionenbeweglichkeit in der Schmelze wesentlich größer, was zu einer Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit führt. Dieser Prozeß ist jedoch nicht quantitativ untersucht. Die Anwesenheit wässriger Fluide hat wahrscheinlich auch einen Einfluß auf das Benetzungsverhalten der Schmelze. In unter Wasserdruck durchgeführten Experimenten in granitischen Systemen konnte gezeigt werden, daß es stets eine Benetzung der Mineralphase mit Schmelze gibt (Jurewitz & Watson, 1984; Laport, 1994; Holness, 1995). Dadurch wird die Bildung eines Netzwerkes an Schmelze erleichtert. Die Leitfähigkeitskurve während des partiellen Schmelzens wassergesättigter Gesteine bei hohen Drücken wird den gemessenen Kurven sehr ähnlich, jedoch zu niedrigeren Temperaturen verschoben sein.

7. Theoretische Modellrechnungen

7.1 Das Brick-Layer-Modell

Es sind sehr unterschiedliche Modelle zur Beschreibung von gemischten Leitern eingeführt worden (z. B. Maxwell, 1881; Wagner, 1914; Waff, 1974). Zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit wurde ein modifiziertes Brick-Layer-Modell (Schilling et al., eingereicht) verwendet (Abb. 37).

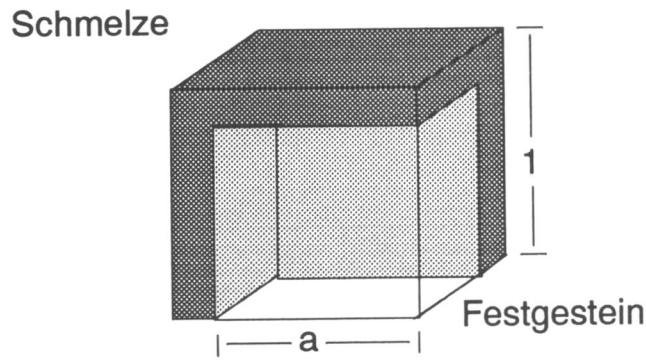

Abb. 37: Modifiziertes Brick-Layer-Modell (MBLM): Der Gesteinsverband wird ersetzt durch einen Einheitswürfel, der aus einem Schmelzsaum auf drei Seiten und einem festen Korn im Inneren besteht.

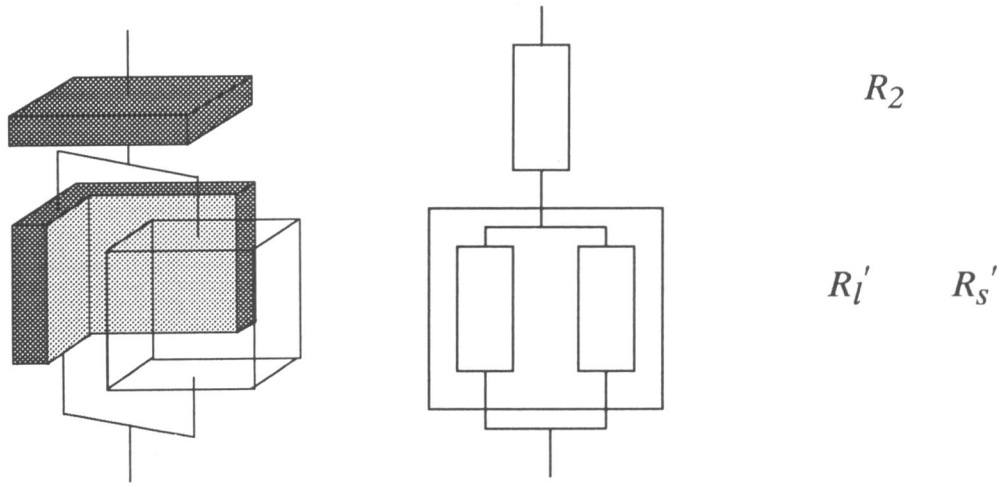

Abb. 38: Unterteilung des Einheitswürfels aus dem MBLM in einzelne Widerstände.

Dieses Modell und die daraus abgeleiteten Überlegungen gelten nur für vollständig vernetzte Schmelzen. Im Brick-Layer-Modell nimmt man die Mineralkörner als

würfelförmig an. Auf allen Flächen des Würfels befindet sich eine Korngrenzphase gleichmäßiger Dicke. Diese Korngrenzphase ist in disem Fall Schmelze.

Für das Modell ist die wirkliche Größe und Anzahl der Mineralkörner unerheblich. Aus diesem Grunde ist es für die Herleitung der Formel möglich, die festen Mineralkörner und die gesamte Schmelze zu einer würfelförmigen Baueinheit zu vereinigen. Einer Baueinheit, bestehend aus einem würfelförmigen Mineralkorn mit einer Schmelzphase auf drei Seiten, wird die Kantenlänge 1 zugeordnet. Die Kantenlänge des festen Mineralkornes sei a. Diese ergibt sich aus der Volumenfraktion an Schmelze x:

$$a = \sqrt[3]{1-x} \tag{22}$$

Die Leitfähigkeit des Grundwürfels kann man als Zusammensetzung aus drei verschiedenen Widerständen ansehen (Abb. 38). Der Widerstand des festen Korns sei R_S', der Widerstand der Schmelze vertikal auf den Kornflächen sei R_l' und der Widerstand der horizontalen Schmelze sei R_2. Mit Hilfe des spezifischen Widerstandes ρ gilt:

$$R = \rho\frac{l}{A} \tag{23}$$

Hier bedeutet l: Länge des Leiters und A: Fläche des Leiters. Damit erhält man für R_l':

$$R_l' = \rho_l \frac{a}{(1-a^2)} \tag{24}$$

mit ρ_l als spezifischer Widerstand der Schmelze. Für R_S' ergibt sich analog:

$$R_s' = \rho_s \frac{a}{a^2} \tag{25}$$

mit ρ_S als spezifischen Widerstand des Festkörpers. Der Widerstand für das feste Korn zusammen mit der vertikalen Schmelze sei R_1 und ergibt sich durch Parallelschaltung aus R_S' und R_l':

$$\frac{1}{R_l} = \frac{1}{\rho_l \frac{a}{1-a^2}} + \frac{1}{\frac{\rho_s}{a}}$$

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1-a^2}{\rho_l a} + \frac{a}{\rho_s}$$

$$R_1 = 1 \Big/ \left[\frac{1-a^2}{\rho_l a} + \frac{a}{\rho_s} \right] \tag{26}$$

Für die horizontale Schmelze R_2 erhält man:

$$R_2 = \rho_l \frac{1-a}{1} \tag{27}$$

Die Gesamtleitfähigkeit für eine Grundbaueinheit R_{tot} läßt sich als Serienschaltung aus R_1 und R_2 berechnen:

$$R_{tot} = \left(\frac{1-a^2}{\rho_l a} + \frac{a}{\rho_s} \right)^{-1} + \rho_l (1-a) \tag{28}$$

Das beschriebene Modell gilt auch für den Fall, daß die gesamte Schmelze in isolierten Schmelztaschen vorliegt. Dafür wird die Korngrenzphase als schlecht leitendes Mineral angenommen und die würfelförmigen Körner als gutleitende Schmelze. Da in Schmelztaschen nicht beliebig viel Schmelze untergebracht werden kann, gilt das Modell für Schmelztaschen nur für geringe Schmelzanteile. Der Gesamtwiderstand R_{tot} kann für diesen Fall aus Gleichung (28) berechnet werden, wenn der spezifische Widerstand für festes Gestein und Gesteinsschmelze vertauscht werden. a ist dann die Kantenlänge für den Schmelzwürfel und x die Volumenfraktion für das Festgestein.

7.2 Folgerungen aus dem Brick-Layer-Modell

Mit dem Brick-Layer-Modell können Leitfähigkeiten als Funktion des Schmelzgehaltes für partiell geschmolzene Gesteine berechnet werden. Abbildung 39 zeigt den Logarithmus der Leitfähigkeit als Funktion des Schmelzanteils für unterschiedliche Leitfähigkeitswerte der Schmelze. Als Leitfähigkeit für das feste Gestein wurde 0.01 S/m, ein typischer Wert für trockene basische Kristallingesteine unterhalb des Solidus (Presnall et al., 1972), gewählt. Die Werte für die Schmelze wurden zwischen 1 und 10 S/m variiert und decken den experimentellen Rahmen der elektrischen Leitfähigkeit für silikatische Schmelzen ab (siehe Tabelle im Anhang (Seite 100)). Für extrem niedrige Schmelzanteile von unter einem Prozent ist die Leitfähigkeit durch das Gestein bestimmt und für alle Kurven ähnlich. Mit zunehmendem Schmelzanteil divergieren die Kurven jedoch relativ schnell, um dann ab ungefähr 15% nahezu parallel auf die Leitfähigkeit der entsprechenden reinen Schmelze zuzustreben. Die Form der berechneten Kurven ist stets sehr ähnlich. In allen Kurven tritt ein steiler Anstieg der Leitfähigkeit mit dem Beginn des Schmelzens auf. Für die Sprunghöhe ist der Leitfähigkeitskontrast zwischen Gestein und Schmelze verantwortlich.

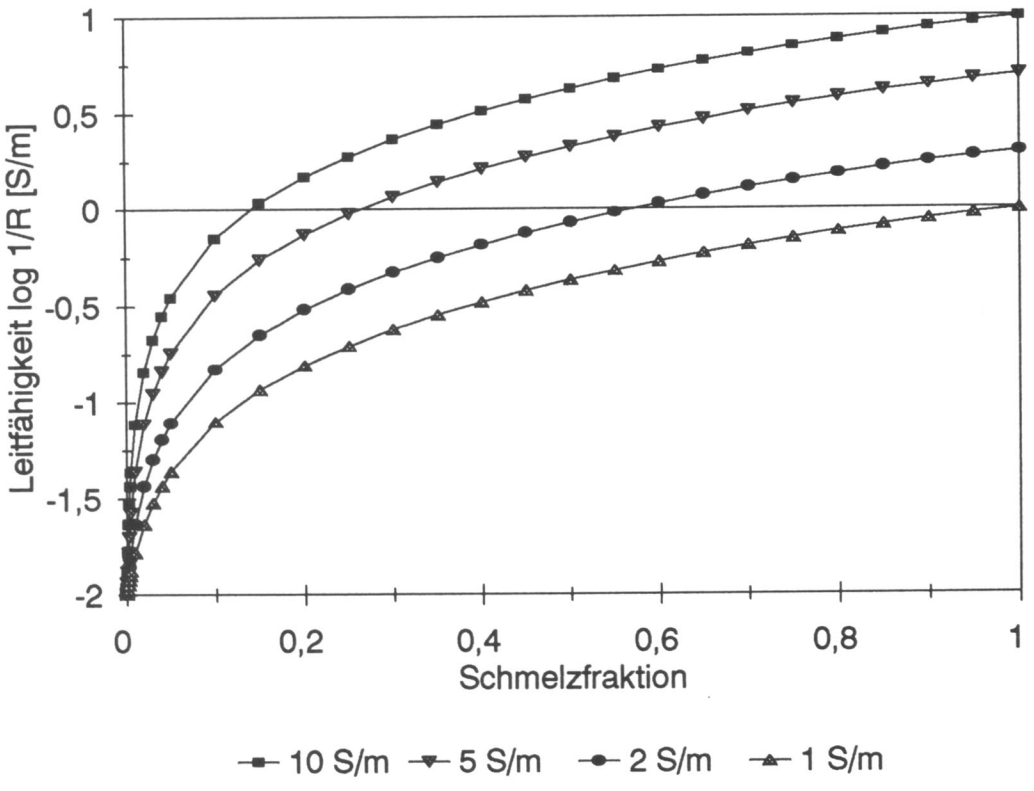

Abb. 39: Mit dem MBLM berechnete Leitfähigkeit als Funktion der Schmelze auf den Kornflächen. Die Leitfähigkeit des festen Gesteins beträgt konstant 0.01 S/m, die Leitfähigkeit der Schmelze variiert zwischen 1 und 10 S/m.

In Abbildung 40 wurde die Leitfähigkeit für ein partiell geschmolzenes Gestein als Funktion des Schmelzanteils berechnet. Als Leitfähigkeit für die reine Schmelze wurde ein typischer Wert von 10 S/m eingesetzt (Presnall et al., 1972). Für das feste Gestein wurden 0.01 und 0.001 S/m verwendet. Ein Unterschied in der berechneten Kurve ist nur für extrem niedrige Schmelzanteile erkennbar, darüber verlaufen die beiden Kurven aufeinander. Daraus wird deutlich, daß die Leitfähigkeit partiell geschmolzener Gesteine in einem weiten Bereich von der Leitfähigkeit des festen Gesteines unabhängig ist und ausschließlich von der Leitfähigkeit der Schmelze abhängt.

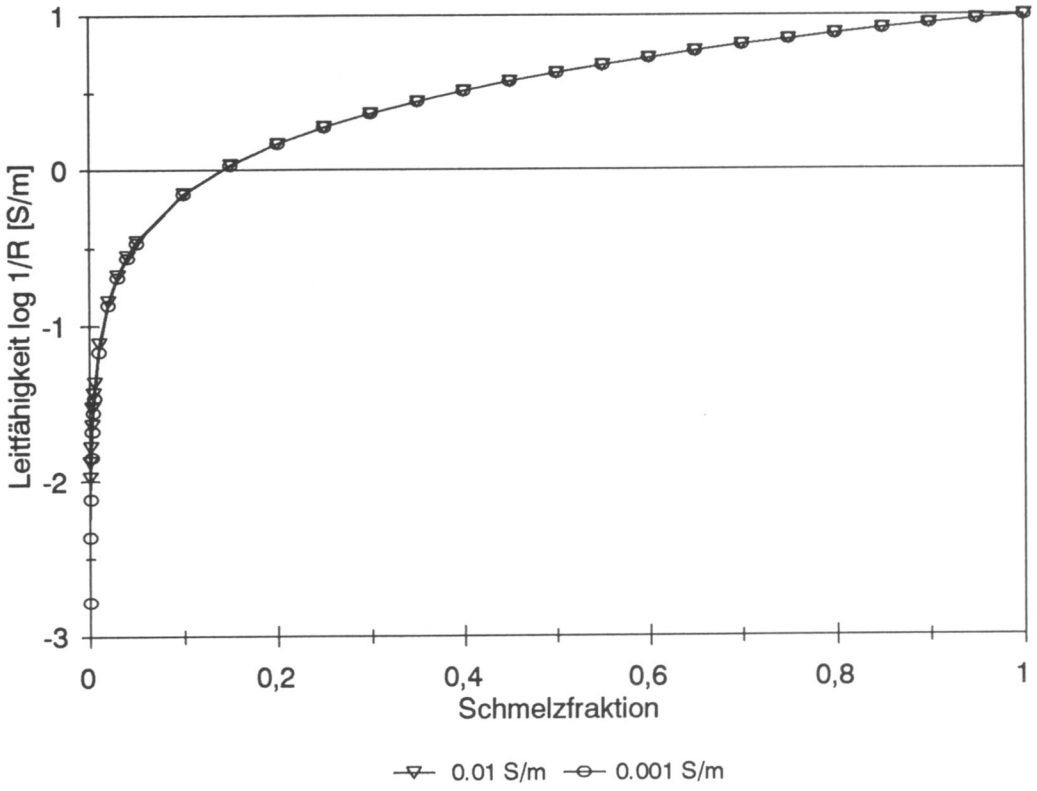

Abb. 40: Mit dem MBLM berechnete Leitfähigkeit als Funktion des Schmelzanteils auf den Korngrenzen. Die Leitfähigkeit der Schmelze beträgt konstant 10 S/m, die Leitfähigkeit des Gesteins beträgt 0.01 und 0.001 S/m.

7.3 Vergleich der Modelle mit den Schmelzexperimenten

Mit dem beschriebenen Brick-Layer-Modell wurden Vergleichskurven für die elektrische Leitfähigkeit während des partiellen Schmelzens berechnet und in der gleichen Weise aufgetragen wie die Meßkurven zur elektrischen Leitfähigkeit, nämlich als Funktion der reziproken Temperatur. Dafür wurden die Leitfähigkeiten jeweils für die aus den Schmelzexperimenten gewonnenen Schmelzanteile berechnet und gegen die reziproke

Temperatur dieser Experimente aufgetragen. Als Leitfähigkeit für das feste Gestein wurde der gemessene Wert kurz unterhalb des Solidus 0.01 S/m verwendet. Als Wert der Leitfähigkeit der Schmelze wurden ein typischer Wert von 10 S/m für 1300°C angenommen. Dieser wurde für die niedrigeren Temperaturen mit der Arrheniusgleichung (Gl. 3) und einer durchschnittlichen Aktivierungsenergie von einem Elektronenvolt korrigiert.

7.3.1 Hämatitfeld

Abbildung 41 zeigt die aus den Schmelzexperimenten im Hämatitfeld berechnete Leitfähigkeitskurve im Vergleich zu der gemessenen Kurve der elektrischen Leitfähigkeit für das Hämatitfeld.

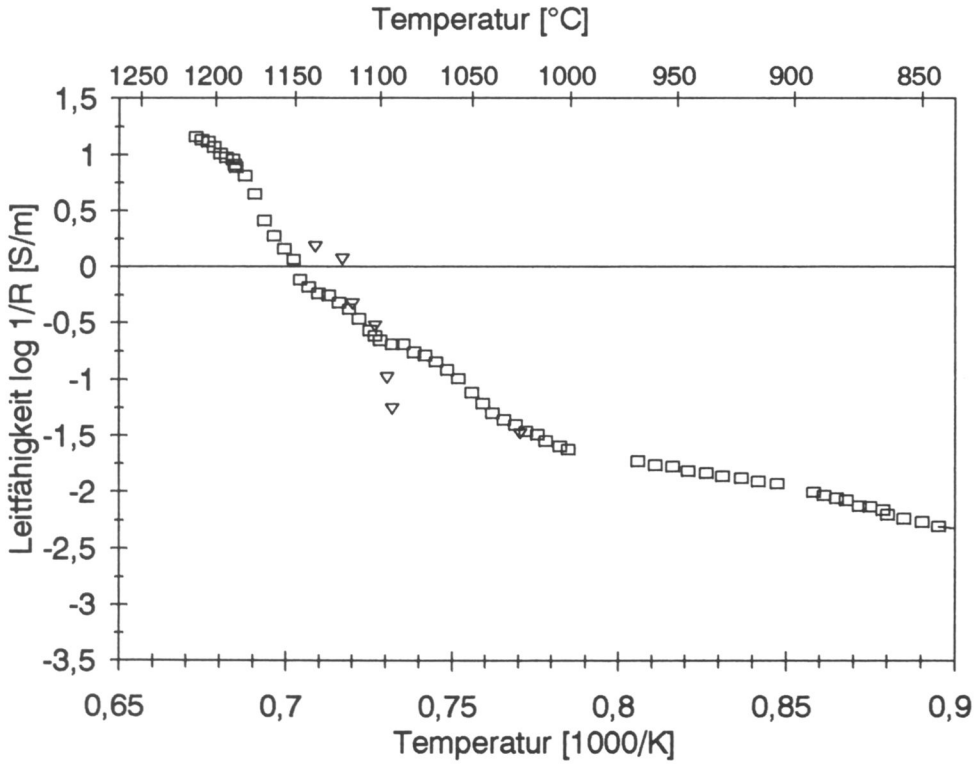

Abb. 41: Vergleich der gemessenen elektrischen Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur der Meßreihe (CBHÄM941) (Kästchen) mit der nach dem MBLM und den Daten aus den Schmelzexperimente im Hämatitfeld berechneten Kurve (Dreiecke).

Die berechnete Kurve zeigt einen wesentlich steileren Verlauf und weist nicht die Unregelmäßigkeiten der Meßkurve auf. Diese Unregelmäßigkeiten werden durch die

Oxidation der Mineralphasen, die zweiwertiges Eisen enthalten, hervorgerufen. Diese Oxidation stellt eine Reaktion zwischen einem Festkörper und einer Gasphase dar. Dafür ist eine Festkörperdiffusion nötig. Prozesse dieser Art laufen auch bei hohen Temperaturen sehr langsam ab und sind deshalb nur schwer reproduzierbar.

Wegen dieser Reaktionen scheint ein weiterer Vergleich der gemessenen und der berechneten Kurve im Hämatitfeld nicht sinnvoll zu sein.

7.3.2 Magnetitfeld

In Abbildung 42 werden die berechneten Leitfähigkeiten für das Magnetitfeld mit den gemessenen verglichen. Da dieser Fugazitätsbereich den natürlichen Bedingungen am nächsten kommt, wurden mehr Schmelzexperimente durchgeführt als in den anderen Fugazitätsbereichen. Die berechneten Werte stimmen mit den gemessenen im oberen Temperaturbereich (oberhalb von 1100°C) gut überein. In Richtung niedrigerer Temperaturen werden die Unterschiede in der Leitfähigkeit größer. Die berechnete Kurve beginnt mit dem steilen Anstieg bereits bei deutlich niedrigeren Temperaturen (1130°C) als die gemessene Kurve (1170°C). Den gesamten ersten Anstieg in der gemessenen Kurve (1040 - 1070°C) zeigt die berechnete Kurve nicht. Für extrem niedrige Schmelzanteile befindet sich der größte Teil an Schmelze in isolierten Schmelztaschen. Diese spielen beim Ladungstransport nur eine untergeordnete Rolle.

Mit steigendem Schmelzanteil nimmt der Anteil an vernetzender Schmelze stark zu. Das Verhältnis von netzwerkbildender Schmelze zu Schmelze in Schmelztaschen läßt sich durch Auszählen der Schmelzanteile im Dünnschliff nicht bestimmen. Dies hat seine Ursache einerseits darin, daß die netzwerkbildende Schmelze zum Teil sehr schmale Schmelzsäume bildet und andererseits darin, daß im zweidimensionalen Dünnschliff ein Teil der Information über die räumliche Verteilung verlorengeht.

Durch das modifizierte Brick-Layer-Modell können elektrische Leitfähigkeiten nur für netzwerkbildende Schmelze berechnet werden. Wenn die gesamte ausgezählte Schmelze berücksichtigt wird, erhält man folglich für niedrige Schmelzanteile zu hohe Werte für die elektrische Leitfähigkeit. Es ist daher zu erwarten, daß der Unterschied zwischen berechneter und gemessener Kurve für minimale Schmelzanteile, also bei niedrigen Temperaturen, am größten ist und sich mit steigenden Temperaturen verringert, bis die gesamte Schmelze im Leitfähigkeitsexperiment netzwerkbildend ist.

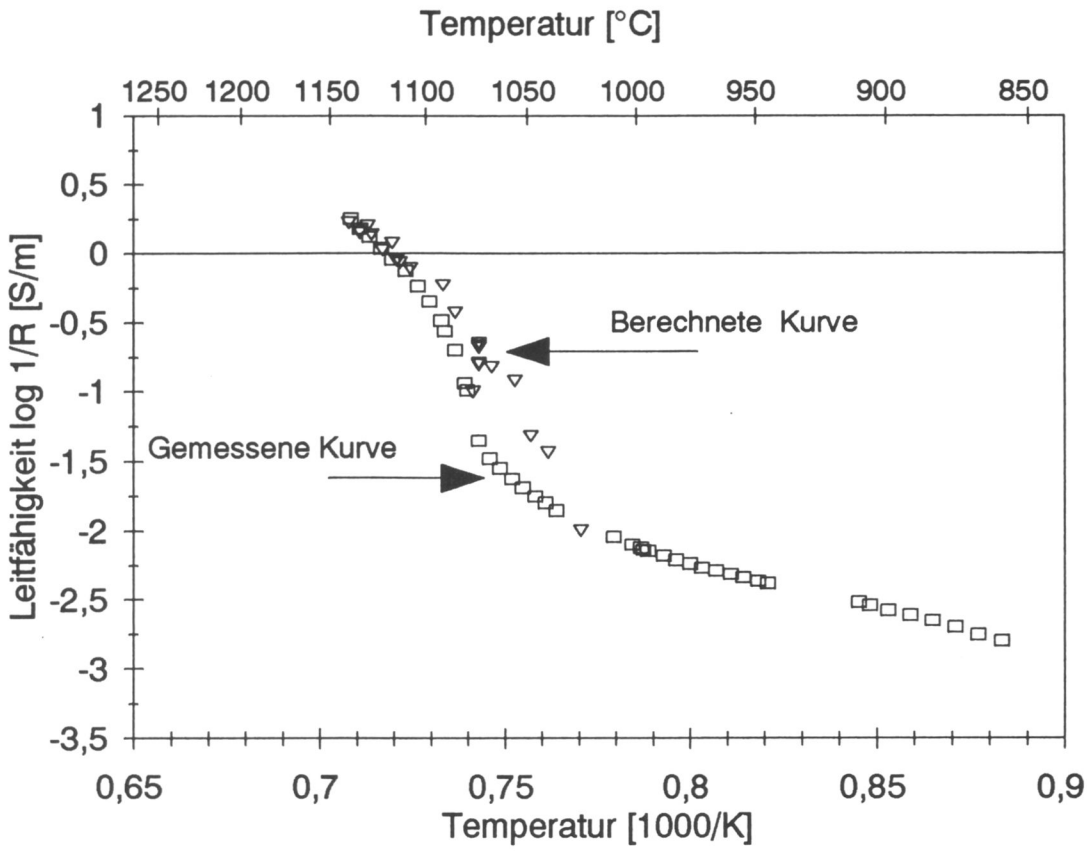

Abb. 42: Vergleich der gemessenen elektrischen Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur der Meßreihe (CBMAG952) (Kästchen) mit der nach dem MBLM und den Daten aus den Schmelzexperimenten im Magnetitfeld berechneten Kurve (Dreiecke). Als Leitfähigkeit der Schmelze wurden 10 S/m und als Leitfähigkeit des festen Gesteins 0.01 S/m verwendet.

In den meisten Systemen, die aus Gestein und Schmelze bestehen, benetzt die Schmelze die Kanten und bildet vom Beginn des Schmelzens an ein Netzwerk aus Schmelze (Kapitel 4). Aufgrund der Kinetik sind zur Ausbildung des Netzwerkes aus Schmelze längere Zeitspannen nötig. Die berechnete Kurve sollte einer im Gleichgewicht gemessenen Kurve nahe kommen.

Berechnet man die Leitfähigkeiten als Funktion der Temperatur und berücksichtigt dabei, daß bei niedrigen Schmelzanteilen nur ein Teil der Schmelze netzwerkbildend ist, so ist es möglich, die berechnete Kurve besser an die gemessene anzupassen. In Abbildung 43 wurden für geringe Schmelzanteile zwischen 0 und 25% die Schmelzanteile nur in der Potenz 1.3 verwendet.

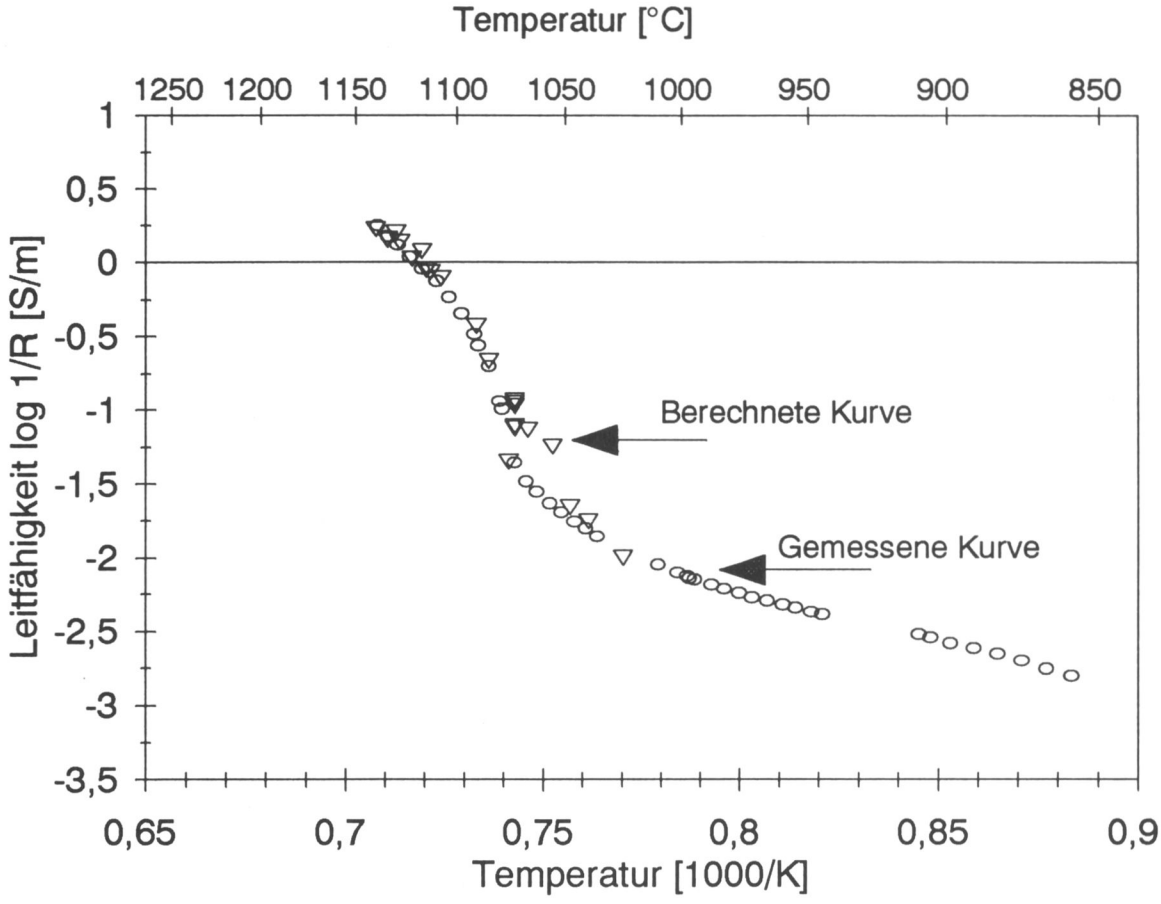

Abb. 43: Vergleich der gemessenen elektrischen Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur der Meßreihe (CBMAG952) (Kreise) mit der nach dem MBLM und den Daten aus den Schmelzexperimenten im Magnetitfeld berechneten Kurve (Dreiecke). Da bei niedrigen Schmelzanteilen sich der größte Teil an Schmelze in Schmelztaschen befindet, wurden für Schmelzanteile von 0 bis 25% Schmelze die ausgezählten Schmelzanteile nur in der Potenz 1.3 verwendet.

7.3.3 Wüstitfeld

In Abbildung 44 werden die berechneten Leitfähigkeiten für das Wüstitfeld mit den gemessenen verglichen. Die berechneten Werte nähern sich der gemessenen Kurve im oberen Temperaturbereich über 1100°C an. Bei niedrigeren Temperaturen sind die berechneten Werte deutlich zu höheren Leitfähigkeiten verschoben. Die berechnete Kurve beginnt mit dem steilen Anstieg bereits bei deutlich niedrigeren Temperaturen (ca. 1050°C) als die gemessene Kurve (1100°C). Der gesamte erste Anstieg in der gemessenen Kurve (1040-1100°C) zeigt sich in der berechneten Kurve nicht. Wie auch für das Magnetitfeld wird dieser Unterschied dadurch verursacht, daß zur Bildung einer vernetzten Schmelze eine längere Zeit nötig ist und daß bei geringen Schmelzanteilen

sich ein Großteil der Schmelze in Schmelztaschen befindet, die zur elektrischen Leitfähigkeit nur einen geringen Beitrag liefern (Kapitel 6).

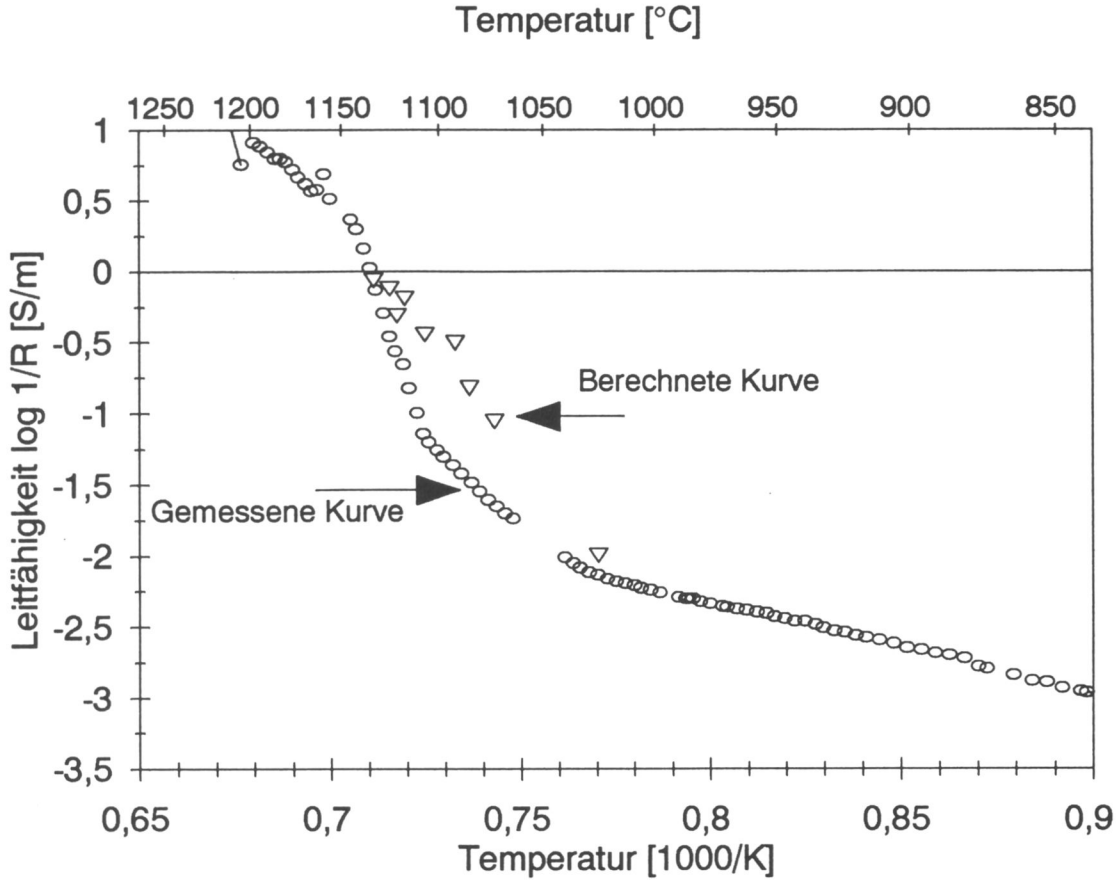

Abb. 44: Vergleich der gemessenen elektrischen Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur der Meßreihe (CBWÜST941) (Kreise) mit der nach dem MBLM und den Daten aus den Schmelzexperimenten im Wüstitfeld berechneten Kurve (Dreiecke). Als Leitfähigkeit der Schmelze wurden 10 S/m und als Leitfähigkeit des festen Gesteins 0.01 S/m verwendet.

Wird bei der Berechnung der Kurve nach dem MBLM berücksichtigt, daß nur ein geringer Teil der ausgezählten Schmelze bei niedrigen Schmelzanteilen netzwerkbildend ist, so kann die berechnete Kurve besser an die Meßkurve der elektrischen Leitfähigkeit angepaßt werden. Zur Berechnung der Kurve in Abbildung 45 wurde für Schmelzanteile zwischen 0 und 15% die ausgezählte Schmelze nur in der Potenz 1.4 verwendet.

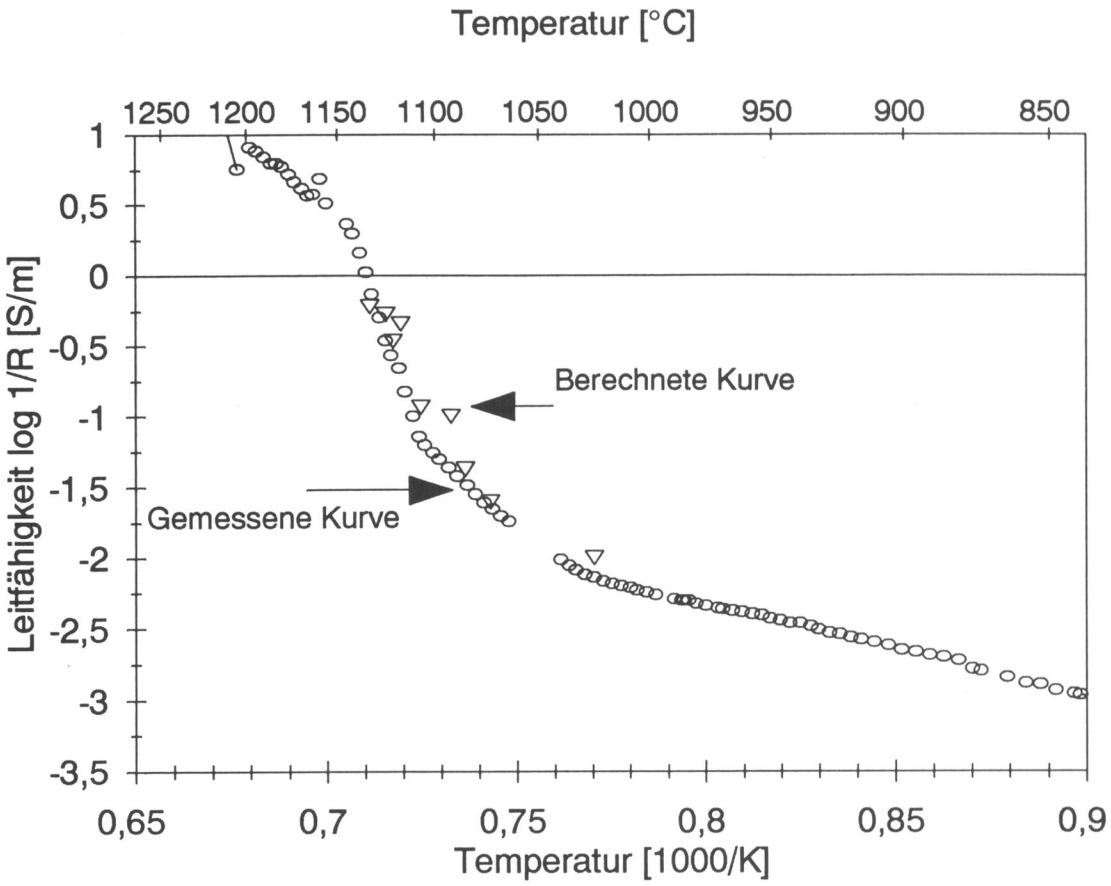

Abb. 45: Vergleich der gemessenen elektrischen Leitfähigkeit als Funktion der reziproken Temperatur der Meßreihe (CBWÜST941) (Kreise) mit der nach dem MBLM und den Daten aus den Schmelzexperimenten im Wüstitfeld berechneten Kurve (Dreiecke). Da sich bei niedrigen Schmelzanteilen der größte Teil an Schmelze in Schmelztaschen befindet, wurden für Schmelzanteile von 0 bis 15% Schmelze die ausgezählten Schmelzanteile nur in der Potenz 1.4 verwendet.

7.4 Übertragung des Modells auf die Natur

Aufgrund der unterschiedlichen Größenverhältnisse im Labor und in der Natur stellt sich prinzipiell die Frage nach der Übertragbarkeit sowohl der Meßergebnisse als auch der Modellrechnungen. Im Labor wurden Proben mit einigen Millimetern im Durchmesser verwendet. Hier wird die Verteilung der Schmelze entlang von Kornkanten beziehungsweise auf Kornflächen diskutiert.

Die Strukturen in der Erdkruste, die damit erklärt werden sollen, haben Ausdehnungen von Zehnerkilometern.

Netzwerke von gutleitender silikatischer Schmelze stellen eine Ursache von HCZ dar. Es ist anhand der magnetotellurischen Meßergebnisse nicht möglich Aussagen über die innere Struktur der HCZ zu machen. Es läßt sich nicht unterscheiden, ob diese Schmelze in der Kruste entweder über Kornkanten und Kornflächen oder über ein System von Gängen, Magmenkammern und Migmatiten vernetzt ist. Um hohe Leitfähigkeiten zu erhalten, ist es nur wichtig, ob die Schmelze vernetzt und wie hoch der Schmelzanteil ist. Die genaue Morphologie der eigentlichen Leitungsbahnen ist nicht relevant.

Für das MBLM werden die gesamte feste Phase zu einem Würfel und die gesamte im Gestein verteilte flüssige Phase als eine Schicht auf den Flächen des Würfels zusammengefaßt. Das MBLM ist daher nur für den Fall gültig, daß Größenverhältnisse keine Rolle spielen.

Das MBLM läßt sich anwenden, wenn flächig vernetzte Schmelze vorliegt. Ein solches System könnte durch einen Schwarm von Gängen gebildet werden, in dem Magmen aufsteigen und Magmenkammern beliefern. Eine andere Möglichkeit stellen Migmatitkomplexe dar, bei denen in kleinerem Maßstab eine Trennung zwischen Melanosom und Leukosom stattgefunden hat.

8. Diskussion

8.1 Interpretation von extremen Leitfähigkeitsanomalien

Für die Leitfähigkeit von partiell geschmolzenen Gesteinen ist die Verteilung der Schmelze von großer Bedeutung. Für den Fall von vernetzten Schmelzen wird die Leitfähigkeit von der Schmelze dominiert. Ob sich ein Netzwerk an Schmelze ausbildet, hängt von den Verhältnissen der Oberflächenenergien von Schmelze und Mineral ab. Dies muß jedoch für jedes einzelne System, bestehend aus Gestein und zugehöriger Schmelze, experimentell ermittelt werden. Aus der vorliegenden Literatur geht hervor, daß bei fast allen untersuchten Gesteinen eine Vernetzung vorliegt (siehe Kapitel 4). In den magnetotellurischen Messungen wird über große Entfernungen integriert, daher spielt es keine Rolle, ob die Schmelze im mikroskopischem Maßstab über Kornkanten und Flächen oder ob die Schmelze im makroskopischen Maßstab über ein System von kleinen und großen Gängen und Magmenkammern vernetzt ist.

Die chemische Zusammensetzung, soweit häufig auftretende Gesteine betrachtet werden, hat nur einen untergeordneten Einfluß auf die Leitfähigkeit der Schmelze (siehe Tabelle der Leitfähigkeiten im Anhang Seite 100. Dies erklärt sich aus der Elementverteilung in natürlichen Gesteinen (siehe Kapitel 3.2). Den stärksten Einfluß auf die Leitfähigkeit haben Silizium- und Alkaligehalt der Gesteine. Mit steigendem Gehalt an Alkalien erhöht sich die Leitfähigkeit und mit steigendem Gehalt an Silizium sinkt sie. In der Natur sind jedoch gewöhnlich Alkali und Silizium positiv korreliert, so daß diese beiden Effekte gegeneinander wirken. Etwas höhere Leitfähigkeiten werden an Schmelzen basischer alkalireicher Gesteine beobachtet (Nephelinit und Basanit; Rai & Manghnani, 1977). Für die anderen Krustengesteine mit den dazugehörigen Schmelzen ist es theoretisch möglich, mit Hilfe der Modellrechnung für bekannte Leitfähigkeiten Schmelzgehalte abzuschätzen.

8.2 MT-Profile aus den zentralen Anden

Abb. 1 zeigt Ergebnisse von 2-D-Modellierungen von elektromagnetischen Daten entlang eines Ost-West-Profiles in Nordchile (Krüger, 1994). Das Profil zeigt als auffälligstes Merkmal eine Zone extrem erhöhter Leitfähigkeit (HCZ) unterhalb der Westkordillere mit Widerständen von bis zu 2 Ωm (0.5 S/m).

In einem anderen Profil durch die zentralen Anden (Massow, 1994) werden sogar Werte von 0.5 Ωm (2 S/m) erreicht (Abb. 46). Die sehr gut aufgelöste Obergrenze dieser HCZ liegt in einer Tiefe von ungefähr 20 km. Die Untergrenze dieser HCZ kann aus

meßtechnischen Gründen nicht aufgelöst werden. Im Forearc wurden elektrische Widerstände von ca. 200 Ωm (0.005 S/m) in der unteren und mittleren Kruste gemessen. Diese Werte sind für diese Tiefenstockwerke bereits sehr hoch. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich darin, daß dieser Krustenbereich stark hydratisiert ist (Schwarz, et al. 1994).

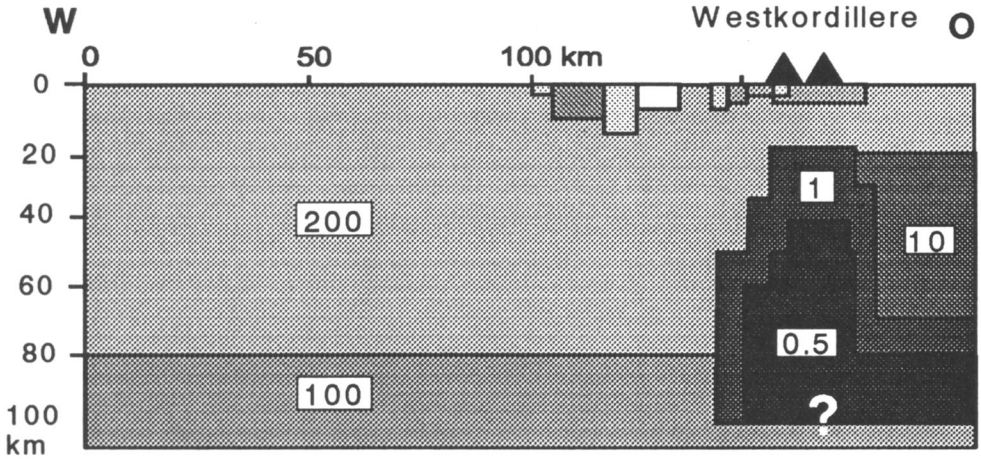

Abb. 46: Geoelektrisches Profil durch die zentralen Anden bei 22° S (Massow, 1994); Die Werte geben den spezifischen Widerstand in Ωm an. Die betrachtete Zone hoher Leitfähigkeit (HCZ) befindet sich unter der Westkodillere in Tiefen von mehr als 20 km bei über 150 km Profillänge.

Aus seismischen Untersuchungen (Schmitz, 1994) ist bekannt, daß die HCZ mit einer Low Velocity Zone (LVZ) zusammenfällt. Außerdem gibt es in diesem Krustensegment bis in große Tiefen eine starke Absorption seismischer Wellen.

Das Schwere Restfeld in diesem Bereich beträgt -40 mGal (Götze et al. 1994). Dies bedeutet, daß in der Kruste Gesteine mit unterdurchschnittlichen Dichten auftreten müssen.

Das betrachtete Krustensegment befindet sich unter der Westkordillere, die den aktiven Vulkanischen Bogen bildet. Dort wurden gewaltige Mengen an Lava eruptiert. Neben Andesiten treten mächtige Ignimbritdecken auf, die auf explosiven, also fluidhaltigen Magmatismus schließen lassen. In diesem Bereich wird ein hoher Wärmefluß von über 100 mW/m^2 beobachtet.

8.3 Erklärungen für extreme Krustenleitfähigkeiten in den zentralen Anden

Für normale trockene Unterkruste werden gewöhnlich Widerstände von mehr als 1000 Ωm (0.001 S/m) gemessen (Shankland & Ander, 1983). Unter den zentralen Anden wurden jedoch Widerstände von bis zu 0.5 Ωm (2 S/m) gemessen (Massow, 1994; Krüger, 1994). Solche Werte sind extrem niedrig und sehr ungewöhnlich. Diese Widerstände lassen sich nicht mit normalen Temperatur-Leitfähigkeitsrelationen erklären (Shankland & Ander, 1983). Kropáček et al. (1989) untersuchten die elektrischen Leitfähigkeiten bei hohen Temperaturen von Unterkrustengesteinen verschiedener Zusammensetzungen aus dem sächsischen Granulitgebirge. Bei 1000°C fanden sie Widerstände zwischen 100 Ωm und 3000 Ωm (0.01 - $0.33*10^{-3}$ S/m). Bei 600°C erhielten sie bereits Widerstände zwischen 5 kΩm und 100 kΩm (0.2 - 0.01 mS/m).

Zur Erklärung der Leitfähigkeitsanomalien unter den zentralen Anden gibt es verschiedene Möglichkeiten:

1. Einige sulfidische Erze haben vergleichbar hohe Leitfähigkeiten.

2. Hochsalinare wässrige Fluide reduzieren elektrische Widerstände.

3. Schon extrem geringe Mengen von auf den Kornflächen fein verteiltem Graphit führen zu Zonen mit erhöhter Leitfähigkeit (Haak et al., 1991; Jödicke, 1992).

4. Große Mengen partiell geschmolzener Gesteine, die als Migmatite vorliegen oder einen Komplex mit vielen Gängen und Magmenkammern bilden.

Von diesen möglichen Erklärungen scheiden die sulfidischen Erze als Ursache aus, da die Annahme, daß eine Anomalie mit so einer gewaltigen räumlichen Erstreckung durch Erze verursacht wird, unsinnig ist.

Schwarz et al. (1994) interpretierten die Leitfähigkeiten von 0.05 S/m im andinen Forearc durch Fluide. Die HCZ unter der Westkordillere erreicht Leitfähigkeiten von 0.5 - 2 S/m. Um mit Fluiden Leitfähigkeiten in solcher Größenordnung zu erreichen, müßten mehrere Prozent vollständig vernetzter Fluide in der Kruste vorliegen (Quist et al., 1970). Wegen der großen Dichteunterschiede zwischen Fluiden und Gestein ist diese Anordnung nicht stabil und die Fluide müßten sofort in flachere Krustenstockwerke oder an die Oberfläche aufsteigen, wenn sie nicht durch Mineralreaktionen eingefangen werden (Frost & Bucher 1994). Wird andererseits der Wärmefluß von mehr als 100 mW/m^2 berücksichtigt (Giese, 1994), ist zu erwarten, daß der Solidus für wassergesättigte Krustengesteine in 20 km Tiefe bereits überschritten ist, und sich das freie Wasser in Schmelze löst.

Durch das Auftreten von Graphit können Leitfähigkeiten in den beobachteten Größenordnungen verursacht werden. Im Gegensatz zu partiellen Schmelzen hat Graphit jedoch keine Auswirkungen auf andere geophysikalische Parameter. In dem diskutierten Andensegment treten die oben erwähnten anderen Anomalien auf. Es gibt in den untersuchten Gebieten ausgeprägte Zonen mit niedrigen seismischen Geschwindigkeiten (LVZ), starker Absorption seismischer Erdbebenwellen und ein Schwere Restfeld von -40 mGal.

Große Mengen partiell geschmolzener Gesteine, die als Migmatite oder als ein Komplex aus vielen Gängen und Magmenkammern vorliegen, würden zusätzlich zu einer Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit zu einer Herabsetzung der seismischen Geschwindigkeiten, zu einer starken Absorption seismischer Wellen und zu einer geringeren Schwere führen.

Das Auftreten von Schmelze ist eine Erklärung für die hohe elektrische Leitfähigkeit, die auch die anderen geophysikalischen Beobachtungen ebenfalls durch Schmelze erklären würde. Dabei darf nicht außeracht gelassen werden, daß in dieser Region aktiver Vulkanismus vorgefunden wird.

8.4 Abschätzung der Menge an Schmelze unter der Westkordillere

Mit Hilfe der experimentellen Daten und des MBLM kann eine grobe Abschätzung der Schmelzanteile in der Erdkruste unter der Westkordillere vorgenommen werden.

Abb. 47 zeigt die mit dem Brick-Layer-Modell berechnete Leitfähigkeit als Funktion des Schmelzgehaltes für partiell geschmolzene Gesteine. Um die Spannbreite der Schmelzanteile zu erfassen, wurde mit zwei Extremwerten für die Leitfähigkeit gerechnet. Als höchster Wert wurden 10 S/m und als niedrigster Wert 5 S/m angenommen. Um die beobachteten Leitfähigkeiten zu erklären, müßten nach dieser Abschtäzung 14 bis 27% Schmelze in der unteren Kruste vorhanden sein.

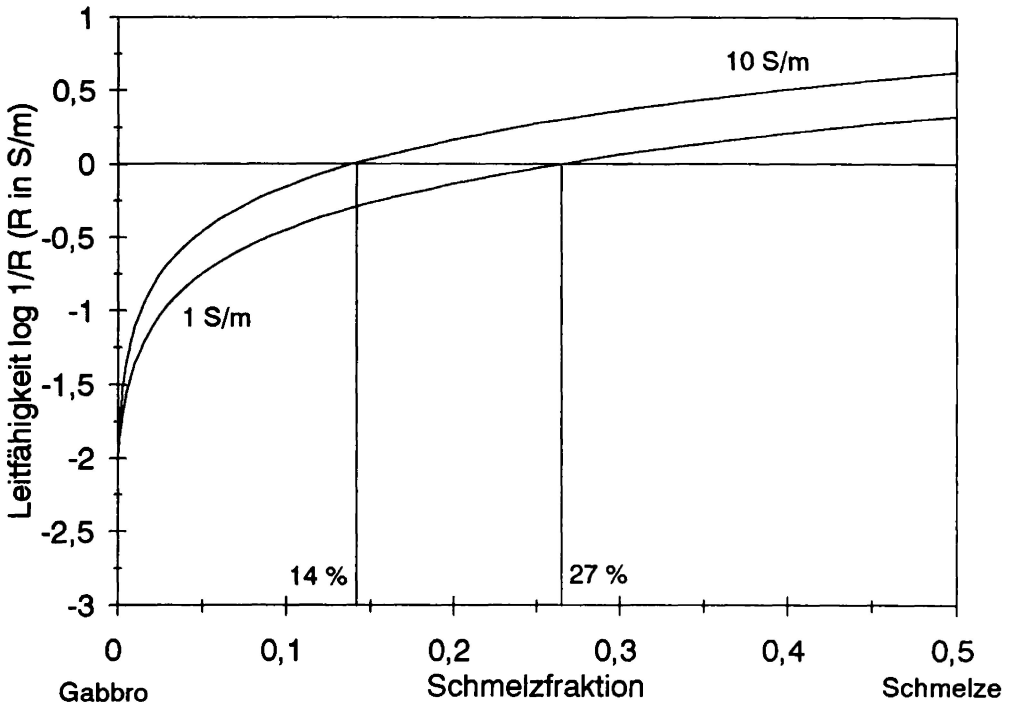

Abb. 47: Mit dem MBLM berechnete Leitfähigkeiten als Funktion des Schmelzgehaltes. Die Leitfähigkeit des festen Gesteins beträgt 0.01 S/m, die Leitfähigkeit der Schmelze 5 bzw. 10 S/m. In der Kruste wurden 0.5 - 2 S/m gemessen. Zur groben Abschätzung des Schmelzanteils wurde eine durchschnittliche Anomalieleitfähigkeit von 1 S/m verwendet und als durchgehende Linie eingezeichnet. Die Schnittpunkte dieser Linie mit den berechneten Kurven geben an, wieviel Prozent Schmelze nötig sind, um eine Leitfähigkeit von 1 S/m in der Kruste zu erzeugen.

Es bleibt zu klären, ob Schmelzanteile von ca. 20% in der Kruste fixiert werden können. Damit eine Schmelze aufsteigen kann, muß ein Dichtekontrast vorhanden sein. Unter Normaldruck haben Gesteinsschmelzen eine wesentlich geringere Dichte als die zugehörigen Gesteine. Schmelzen haben aber wesentlich größere Kompressibilitäten als feste Gesteine. Was dazu führt, daß mit steigender Erdtiefe der Dichtekontrast zwischen Schmelze und Gestein abnimmt. Bei einem Druck von 1 GPa (10 kBar) und 800°C haben gabbroide Gesteine Dichten von ca. 2.9 g/cm^3. Bei diesem Druck und mit einem Wassergehalt von 1 Vol% wird für Schmelzen mit gabbroider Zusammensetzung eine Dichte von ungefähr 2.88 g/cm^3 erwartet (Stolper et al., 1981). Laporte (1994) berechnete die Aufstiegsgeschwindigkeiten für wässrige granitische Systeme. Für Schmelzanteile von unter 30% erhielt er Aufstiegszeiten von 10^5- 10^6 Jahren. Aus diesen Gründen muß weder für basische noch für saure Schmelzen mit einer sofortigen Mobilisierung der Schmelzen gerechnet werden, solange diese nicht stark überhitzt sind.

9. Zusammenfassung

Für das untersuchte Gestein findet sich in den betrachteten Fugazitätsbereichen (Wüstitfeld, Magnetitfeld und Hämatitfeld) vom Beginn des Schmelzens an ein Teil der Schmelze auf Korngrenzen. Der größte Teil der Schmelze befindet sich jedoch bei niedrigen Schmelzanteilen in Schmelztaschen. Ab welchem Prozentsatz an Schmelze eine vollständige Vernetzung vorliegt, kann auf Grund der Kinetik nicht eindeutig entschieden werden. Wegen der extrem langen Zeiten, die erforderlich sind, um ein morphologisches Gleichgewicht zu erhalten, ist es nicht möglich zu entscheiden, welches Mengenverhältnis zwischen Schmelze in Schmelztaschen und Schmelze an Kornkanten und auf Kornflächen stabil ist.

Innerhalb des Hämatitfeldes sind sowohl die Pyroxene als auch die opaken Phasen nicht stabil. Dies führte zu Mineralreaktionen, die die Meßkurve der elektrischen Leitfähigkeit während des partiellen Schmelzens stark beeinträchtigt haben. Dies zeigt, wie wichtig es ist, Experimente im richtigen Fugazitätsbereich durchzuführen.

Wenn die Messungen nicht durch Mineralreaktionen gestört werden, ergibt sich für die elektrische Leitfähigkeit bei hohen Temperaturen bis in den Bereich des partiellen Schmelzens eine charakteristische Kurvenform. Diese wird gekennzeichnet durch den Sprung in der Leitfähigkeit und durch zwei lineare Segmente bei niedrigeren Temperaturen. Bis zum Ende des unteren Segments gibt es keine Schmelze. Es herrscht elektronische Leitfähigkeit entlang der Kornkanten vor. Im zweiten Segment mit einer höheren Steigung beginnt das Schmelzen an Kornecken und die Bildung von Schmelztaschen. Die Schmelze beginnt jedoch sofort Kornkanten und Kornflächen zu benetzen. Bei der Temperatur, bei welcher der sprunghafte Anstieg der Leitfähigkeit beginnt, ist die Schmelze vollständig vernetzt. Es dominiert der für Silikatschmelzen typische ionische Ladungstransport.

Mit einem modifizierten Brick-Layer-Modell und den Ergebnissen aus den Schmelzexperimenten konnten Kurven der elektrischen Leitfähigkeit berechnet werden. Das MBLM gilt für den Fall, daß die Schmelze von Anfang an die Korngrenzen benetzt und daß die gesamte Schmelze als Korngrenzschmelze vorliegt und somit als Leitungsbahn zur Verfügung steht. Aus der Literatur und den eigenen Schmelzexperimenten ist bekannt, daß die Schmelzen zwar von Anfang an die Kornflächen benetzen, der größte Teil an Schmelze sich bei niedrigen Temperaturen jedoch in Schmelztaschen befindet. Werden die ausgezählten Schmelzanteile für die Modellrechnung verwendet, so erhält man für niedrige Schmelzanteile zu hohe Werte für die elektrische Leitfähigkeit.

Es ist bekannt, daß die Einstellung stabiler Zustände im Bereich des partiellen Schmelzens sehr lange dauert. In der zur Einstellung stabiler Zustände benötigten Zeit benetzt ein Teil der Schmelze die Kornflächen. Diese Vernetzung der Schmelze findet im zweiten linearen Segment in der gemessenen Kurve der elektrischen Leitfähigkeit ihren Ausdruck. Dieses Segment kann daher in den berechneten Kurven nicht auftreten. Es kann erwartet werden, daß bei Messungen im Gleichgewicht der Sprung in der elektrischen Leitfähigkeit bei niedrigeren Temperaturen auftritt. Die Gleichgewichtskurve der elektrischen Leitfähigkeit sollte der berechneten Kurve stärker entsprechen. Wahrscheinlich wird im Gleichgewicht der Sprung in der elektrischen Leitfähigkeit bereits mit dem Beginn des zweiten linearen Segments auftreten.

Die Modellkurven konnten an die gemessenen Kurven sehr viel besser angepaßt werden, indem für niedrigere Schmelzanteile berücksichtigt wurde, daß der größte Teil der Schmelze in Schmelztaschen vorliegt. Diese ausgezählten Schmelzanteile wurden durch eine geeignete Funktion korrigiert.

Die Untersuchungen sind bei Normaldruck durchgeführt worden. Wie die Schmelzmorphologie bei hohen Drücken aussieht, muß für jedes einzelne System aus Gestein und zugehöriger Schmelze experimentell ermittelt werden. Aus der zu diesem Thema zahlreichen Literatur geht jedoch hervor, daß sich für die meisten Gesteine sehr schnell ein Schmelzfilm ausbildet (z. B. Laporte & Watson, 1995).

Für eine Zone hoher Leitfähigkeit (HCZ) in den zentralen Anden konnte der Schmelzanteil, der nötig ist, um diese Anomalie zu verursachen, auf ca 20% geschätzt werden.

Literatur

Atkins, P.W. (1990): Physikalische Chemie; VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 3. Aufl.

Bargen von, N. & Waff, H.S. (1986): Permeabilities, interfacial areas and curvatures of partially molten systems: Results of numerical computations of equilibrium microstructures. J.G.R., **91**, 9261-9276.

Bargen von, N. (1986): Permeabilities, electrical conductivities and interfacial energies of partially molten systems at textural equilibrium. Univ. of Oregon, Eugene. OR, United States Diss.

Beeré, W. (1975): A unifying theory of the stability of penetrating liquid phases and sintering pores. Acta Metall., **23**, 131-138.

Beeré, W. (1975): The second stage sintering kinetics of powder compacts. Acta Metall., **23**, 139-145.

Boukamp, B.A. (1986): A nonlinear least square fit procedure for analysis of immitance data of electrochemical systems. Solid State Ionics, **20**, 31-42.

Bulau, J.R., Waff, H.S. & Tyburczy, J.A. (1979): Mechanical and thermodynamical constraints on fluid distribution in partial melts. J.G.R., **84**, 6102-6108.

Büsch, W., Schneider, G. & Mehnert, K.R. (1974): Initial melting at grain boundaries 2: Melting in rocks of granodioritic, quarzdioritic and tonalitic composition. Neues Jahrb. Mineral. Monatsh., **8**, 345-370.

Cemič, L., Grammenopulou-Bilal, St. & Langer, K. (1986): A microscopspectrometric method for determining small Fe^{3+} -bearing defects in fayalite. Ber. Bunsenges. Phys. Chem., **90**: 654-661.

Clarke, D.R. (1978): On the equilibrium thickness of intergranular glass phases in ceramic materials. J. Am. Ceram. Soc., **70**, 15-22.

Cooper, R.F. & Kohlstedt, D.L. (1982): Interfacial energies in the olivine basalt system. In: Akimoto, S. & Manghnani, M.H. (Eds.), "High-Pressure Research in Geophysics." Adv. Earth Planet. Sci. vol.**12**, pp.217-228, Center for Academic Publications, Japan, Tokio.

Darken, L.S. & Garry, R.W. (1945): The system iron oxygen, I. the Wüstite field and related equilibria.

Deines, P., Nafziger, R.H., Ulmer, G.C. & Woermann, E. (1974): Temperature-oxygen fugacity tables for selected gas mixtures in in the system C-H-O at one atmosphere total pressure. Bull. Earth Minera. Sci. Exp. Sta., **88,** Pa. State Univ.

Faul, U.H., Douglas, R.T. & Waff, H.S. (1994): Intergranular basaltic melt is distributed in thin, elogated inclusions. Geophys. Res. Let., **21,** 29-32.

Frost, R.B.(1991): Introduction to oxygen fugacity and its petrologic importance. In: Lindsley, D.H. (Ed.), "Oxide Minerals: petrologic and magnetic significance." Rewievs in Mineralogie, **25**, 1-10

Frost, B.R. & Bucher, K. (1994): Is water responsible for geophysical anomalies in the deep continental crust? A petrological perspective. Tectonophysics **231**, 293-309.

Giese, P. (1994): Geothermal structure of the Central Andes crust - implications for heat transport and reology. In: Reutter, K.J., Scheuber, E. & Wigger, P. (Eds.), "Tectonics of the Southern Central Andes." Springer, Berlin, Heidelberg, 23-48.

Götze H.-J., Lahmeyer, B., Schmidt, S. & Strunk, S. (1994): The lithospheric structure of the Central Andes (20-25°) as inferred from quantitative interpretation of regional gravity. In: Reutter, K.J., Scheuber, E. & Wigger, P. (Eds.), "Tectonics of the Southern Central Andes." Springer, Berlin, Heidelberg, 23-48.

Haak, V., Stoll, J. & Wintert, H. (1991): Why is the electrical resistivity around the KTB hole so low?. Physics of the Earth and Planet. Int., **66**, 12-33.

Holness, M.B. (1995): The effect of feldspar on quartz-H_2O-CO_2 dihedral angels at 4 kbar, with cosequences for the behaviour of aqueous fluids in migmatites. Contrib. Mineral. Petrol., **118**, 356-364.

Jin , Z.M., Green, H.W. & Zhou, Y. (1994): Melt topology in partially molten mantle peridotite during ductile deformation. Nature, **372**, 164-167.

Jodicke, H. (1992): Water and graphite in the earth's crust - An approach to interpretation of conductivity models. Surveys in Geophysics, **13**, 381-407.

Jurewitz, S.R., & Watson, E.B. (1984): Distribution of partial melt in a felsig system: The importance of surface energy. Contrib. Mineral. Petrol., **85**, 25-29.

Jurewitz, S.R. & Watson, E.B. (1985): The distribution of partial melt in a granitic system: The applications of liquid phase sintering theory. Geochim. Cosmochim, Acta., **49**, 1109-1121.

Khisina, N.R., Langer, K. & Partzsch, G. (1992): Effect of Fe^{2+} bearing point defects on the UV spectra of two natural olivines. Phys.Chem. Minerals, **18**, 514-516.

Khitarov, N.I., Slutsky, A.B. & Pugin, V.A. (1970): Electrical conductivity of basalts at high T-P and phase transitions under upper mantle conditions. Phys. Earth Planet. Interiors, **3**, 334-342.

Kropáček, V., Laštovičková, M. & Kopf, M. (1989): Petro-electrical properties of granulites and ultrabasites of the saxonian granulite massif. In: Stiller, H. (Ed), "High pressure investigations in geosciences." Akademie-Verlag Berlin.

Krüger, D. (1994): Modellierungen zur Struktur elektrisch leitfähiger Zonen in den südlichen zentralen Anden. Berliner geowiss. Abh. (B), **21**, Berlin.

Laporte, D. (1994): Wetting behaviour of partial melts during crustal anatexis: the distribution of hydrous silicic melts in polycrystalline aggregates of quartz. Contrib. Mineral. Petrol., **116**, 486-499.

Laporte, D. & Watson, E.B. (1995): Experimental and theoretical constraints on melt distribution in crustal sources: the effect of crystalline anisotropy on melt interconnectivity. Chemical Geology, **124**, 161-184.

Lukassen, F. (1992): Geologie, Metamorphosegeschichte und Geochemie neugebildeter basischer Kruste im jurassischen magmatischen Bogen der Küstenkordillere Nordchiles Region Antofagasta 23°25'-24°20'S. Dissertation, Technische Universität Berlin.

Macdonald, J.D. (1987) Impedance spectroscopy: Emphasing solid materials and systems. John Wiley & Sons, New York.

Massow, W. (1994): Magnetotellurik in der Westkordillere Nordchiles, unveröffentlichte Diplomarbeit, Fachrichtung Geophysik, Freie Universität Berlin.

Maxwell, J.C. (1881): A treatise on electricity and magnetism, 2. Auflage, Clarendon Press, Oxford.

McKenzie, D. (1984): The generation and compaction of partially molten rock. J. Petrol., **25**, 713-765.

McKenzie, D. (1985): The extraction of magma from the crust and mantle. Earth Planet. Sci. Lett., **74**, 81-91.

Mehnert, K.R., Büsch, W., & Schneider, G. (1973): Initial melting of grain boundaries of quarz and feldspar in gneisses and granulites. Neues Jahrb. Min. Monatshefte, 165-183.

Murase, T. (1962): Viscosity and related properties of volcanic rocks at 800 to 1400°C. J. Fac. Sci. Hokkaido Univ. ser. 7, **1**, 487-584.

Murase, T. & McBirney, A.R. (1973): Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures. Geol. Soc. America. Bull. **84**, 3563-3592.

Murase, T. Kushiro, I. & Fuji, T. (1977): Electrical conductivity of partially molten peridotite. Carnegie Inst. Wash. Year Book; **76**, 416-419.

Nafziger, R.H., Ulmer, G.C. & Woermann, E. (1971): Gaseous buffering for the control of oxygen fugacity at one atmosphere. In: Ulmer, G.C. (Ed.), "Research techniques for the high pressure and high temperature." 9-41, Springer New York.

Nagata, T. (1937): Some physical properties of the lava of volcanoes Asama and Mihara. Bull. Earthquake Res. Inst., **15**, 663-673.

Nitsan, U. (1974): Stability field of olivine with respect to oxidation and reduction. J.G.R., **79**, 706-711.

Olhoeft, R.G. (1981a): Electrical properties of rocks. In: Toulukian, Y.S., Judd, W.R. & Roy, R.F. (Eds), "Physical properties of rocks and minerals." 257-329.

Olhoeft, R.G. (1981b): Electrical properties of granite with implications for the lower crust. J. Geophys. Research, **86**, 931-936.

Presnall, D.C., Simmons, C.L. & Porath, H. (1972): Changes in electrical conductivity of a synthetic basalt during melting. J.Geophys Research, **77**, 5665-5672.

Quist, A.S., Marshall, W.L., Franck, E.U. & v. Osten, W. (1970): A reference solution for electrical conductance measurements to 800°C and 1200 bars. Aqueous 0.01 demal potassium chloride. Phys. Chem., **74**, 2241 2243.

Rai, C.S. & Manghnani, M.H. (1977): Electrical conductivity of basalts to 1550°C. In: Dick, H.J.B.(Ed.), Magma Genesis Bull., **96**, 219-237, Oreg. Dep. Geol. Miner. Ind., Portland.

Rai, C.S. & Manghnani, M.H. (1978): Electrical conductivity of ultramafic rocks to 1820 kelvin. Phys. Earth. Planet. Int., **17**, 6-13.

Rave, O., (1981): Erprobung eines Systems für petrologische Hochtemperaturversuche unter kontrollierten Sauerstoffugazitäten. Diplomarbeit am Mineralogischen Institut Tübingen.

Satherley, J. & Smedley, S.I. (1985): The elektrical conductivity of some hydrous and anhydrous molten silicates as a function of temperature and pressure. Geochim. et Cosmochim. Acta, **49**, 769-777.

Sato, H. & Ida, Y. (1984): Low frequency electrical impedance of partially molten gabbro: The effect of melt geometry on electrical properties. Tectonophysics **107**, 105-1034.

Shankland, Th.J. & Ander, M.E. (1983): Electrical conductivity, temperature, and fluids in the lower crust. J. Geophys. Research, **88**, 9475-9484,

Schilling, F. (1991): Transportmechanismen in Festkörpern am Beispiel titandotiertes yttriumstabilisiertes Zirkoniumoxid. Dissertation, Tübingen.

Schilling, F.R., Partzsch, G.M., Brasse, H. & Schwarz, G. (eingereicht in Phys. Earth Planet. Int.): Partial melting below the magmatic arc in the Cantral Andes deduced from geoelectromagnetic field experiments and laboratory data.

Schmitz, M. (1994): A balanced model of the southern Central Andes. Tectonics, **13**, 484-492.

Schmitz, M., Heinsohn, W. & Schilling, F.R. (1997): Seismic gravity and petrological evidence for partial melt beneath the thickened Central Andean crust. Tectonophysics, (accepted).

Schwarz, G., Chong, D.G., Krüger, D., Martinez, M., Rath, V. & Viramonte, J. (1994): Crustal high conductivity zones in the southern Central Andes. In: Reutter, K.J., Scheuber, E., Wigger, P., (Eds.): "Tectonics of the southern central Andes." Springer, Berlin, Heidelberg.

Stolper, E., Walker, D., Bradford, H.H. & Hays, J.F. (1981): Melt segregation from partially molten source regions: the importance of melt density and source region size. J. Geophys. Res., **86**, 6261-6271.

Toramaru, A. & Fuji, N. (1986): Connectivity of melt phase in a partally molten peridotite. J.Geophys. Res., **91**, 9239-9252.

Tyburczy, J.A. & Waff, H.S. (1983): Electrical conductivity of molten basalt and andesite to 25 kilobars pressure: geophysical significance and implications for charge transport and melt structure. J.Geophys. Res. **88**, 2413-2430.

Tyburczy, J.A. & Waff, H.S. (1985): High pressure electrical conductivity in naturally occuring silicate liquids. In: Schock, R.N (Ed.) Point defects in Mineral., Geophys. Monogr. Ser., vol. 31, 78-88; AGU, Washington, D.C..

Vaughan, P.J., Kohlstedt, D.L. & Waff, H.S. (1982): Distribution of the glass phase in hot-pressed, olivine-basalt aggregates: an electron microscopy study. Contrib. Mineral. Petrol., **81**, 253-261.

Vornehm, M. (1976): Elektrische Leitfähigkeit von Plagioklasgläsern in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Dissertation Universität Tübingen.

Waff, H.S. (1974): Theoretical considerations of electrical conductivity in a partially molten mantle and implications for geothermometry. J. Geophys. Res. **79.** 4003-4010.

Waff, H.S. (1976): Electrical conductivity measurements on silicate melts using the loop technique. Rev. Sci. Instrum., **47**, 877-879.

Waff, H.S. & Bulau, J.R. (1979): Equilibrium fluid distribution in an ultramafic partial melt under hydrostatic stress conditions. J. Geophys. Res., **84,** 6109-6114.

Waff, H.S. & Bulau, J.R. (1982): Experimental determination of near equilibrium textures in partially molten silicates at high pressures. In: Akimoto, S. & Manghnani, M.H. (Eds.), High-pressure research in geophysics, Adv. Earth Planet. Sci. **12**, 229-236. Center for Academic Publications Japan, Tokio.

Waff, H.S., & Faul, U.H. (1992): Effects of crystalline anisotropy on fluid distribution in ultramafic partial melts. J. Geophys. Res., **97,** 9003-9014.

Waff, H.S. & Weill, D.F. (1975): Electrical conductivity of magmatic liquids: effects of temperature, oxygen fugacity and composition. Earth Planet. Sci. Lett., **28**, 254-260.

Wagner, K.W. (1914): Explanation of the dielectric fatigue phenomenon on the basis of Maxwell's concept. In: Schering, H. (Ed.), Archiv für Elektrotechnik, Springer Verlag, Berlin.

Watson, E.B. (1982): Immobility of reduced carbon along grain boundaries in dunite. Geophys. Res. Lett. **13**, 525-532.

Anhang

Tab. 11: Versuchsbedingungen der Schmelzexperimente im Magnetitfeld.

Versuch Nr.	Temperatur Probe [°C]	Stabilitäts bereich	-Log(fo_2)	Temperatur ZrO_2Zelle [°C]	Dauer [d]	Anteil an Schmelze [Vol%]
M1040	1040	Magnetitfeld	8.5	1000	5	1.7
M1048	1048	Magnetitfeld	8.4	1008	2	2.3
M1056	1056	Magnetitfeld	8.3	1015	5	6.2
M1067	1067	Magnetitfeld	8.1	1027	2	7.2
M1073a	1073	Magnetitfeld	8.0	1031	4	10.3
M1073b	1073	Magnetitfeld	8.0	1031	4	7.4
M1073c	1073	Magnetitfeld	8.0	1031	4	9.9
M1073d	1073	Magnetitfeld	8.0	1031	4	7.6
M1073e	1073	Magnetitfeld	8.0	1031	4	10.7
M1076	1076	Magnetitfeld	8.0	1036	3	4.5
M1085	1085	Magnetitfeld	7.8	1046	3	16.0
M1091	1091	Magnetitfeld	7.7	1051	6	22.0
M1108	1108	Magnetitfeld	7.5	1067	2	28.0
M1113	1113	Magnetitfeld	7.4	1073	2	29.0
M1115	1115	Magnetitfeld	7.4	1074	2	28.0
M1117	1117	Magnetitfeld	7.3	1077	2	38.0
M1122	1122	Magnetitfeld	7.2	1081	2	32.0
M1128	1128	Magnetitfeld	7.1	1088	2	40.0
M1130	1130	Magnetitfeld	7.1	1092	2	44.0
M1134a	1134	Magnetitfeld	7	1094	2	42.0
M1134b	1134	Magnetitfeld	7.1	1094	2	41.0
M1140	1140	Magnetitfeld	6.9	1100	2	43.0

Tab. 12: Versuchsbedingungen der Schmelzexperimente im Wüstitfeld.

Versuch Nr.	Temperatur der Probe [°C]	Stabilitäts-bereich	-Log(fo_2)	Temperatur ZrO_2Zelle [°C]	Dauer [d]	Anteil an Schmelze [Vol%]
W1073	1073	Wüstitfeld	12.1	1032	4	4.0
W1085	1085	Wüstitfeld	12.0	1047	4	6.6
W1092	1092	Wüstitfeld	12.0	1053	2	13.4
W1107	1107	Wüstitfeld	11.8	1067	1	14.0
W1117	1117	Wüstitfeld	11.7	1079	1	23.7
W1121	1121	Wüstitfeld	11.6	1080	1	17.2
W1125	1125	Wüstitfeld	11.6	1084	1	25.0
W1133	1133	Wüstitfeld	11.5	1092	1	27.0

Tab. 13: Versuchsbedingungen der Schmelzexperimente im Hämatitfeld.

Versuch Nr.	Temperatur Probe [°C]	Stabilitäts-bereich	-Log(fo_2)	Temperatur ZrO_2Zelle [°C]	Dauer [d]	Anteil an Schmelze [Vol%]
H1093	1093	Hämatitfeld	2.5	1052	1	3.4
H1096	1096	Hämatitfeld	2.5	1056	4	3.4
H1103	1103	Hämatitfeld	2.5	1063	1	11.0
H1116	1116	Hämatitfeld	2.4	1077	1	16.7
H1122	1122	Hämatitfeld	2.3	1082	1	37.9
H1138	1138	Hämatitfeld	2.2	1096	1	42.5

Tab 14: Versuchsbedingungen der Leitfähigkeitsexperimente.

Versuchs Nr	Temperatur [°C]	Gasmischung	-Log fo_2	Stabilitätsfeld	Bemerkung
CBHÄM941	798 - 1214	100% CO_2 8l/h	2.1-3.2	Hämatitfeld	Jan. 94
CBMAG941	867 - 1239	90% CO_2 10% Formier (5% H_2) 8l/h	16.0-5.6	Magnetitfeld	März 94 Aussetzer
CBMAG942	761 - 1103	6l/h 2%Formier	16.5-7.0	Magnetitfeld	Sep 94 Hysteresys.
CBMAG952	859 - 1148	8l/h 5%Formier	14.5-7.2	Magnetitfeld	Juli 95
CBWÜST941	731 - 1210	100% Formier (10% H_2)	18.8-9.1	Wüstitfeld	Mai 94

Tab 15: Elektrische Leitfähigkeit von Gesteinschmelzen

Autor	Gestein	Leitfähigkeit [S/m]	Temperatur/ Druck	Versuchs-bedingungen
Khitarow et al. (1970)	Olivin Tholeiit Quarz Tholeiit Aluminium Tholeiit	7 10 5	Olivin Tholeiit bei 1400°C; sonst 1450°C 28kbar	trocken; fo_2 nicht kontroliert 1-10kHz
Presnall et al. (1972)	synthetischer Basalt	8	1300°C Normaldruck trocken	1000Hz in Luft
Murase & McBirney (1973)	Tholeiit (CRB) Alkali-Olivin-Basalt (GOB) Andesit (MHA) Rhyolit-Obsidian (NRO)	2 4 & 6 2 3	1300°C Normaldruck trocken	60 & 1000Hz in Luft?

Waff & Weill (1975)	Tholeiit (70-15)	6	1300°C Normaldruck	2000Hz als Funktion von f_{O2} hat bei 1400°C wenig Einfluß
	Tholeiit (PG16)	4	trocken	
	Alkali-Olivin-Basalt (BCR2)	4		
	Latit (V31)	3		
	Andesit (HA)	3		
	Andesit (HA) 6.18% Na_2O	6		
	Andesit (HA) 7.18% Na_2O	9		
	Andesit (HA) 7.83% (FeO)	3		
	Andesit (HA) 10.4% FeO	4		
	Andesit (HA) 13.7% FeO	4		

Rai & Manghnani (1977)	Tholeiit.Olivin Basalt (C-50) Olivine Tholeiit (C-214) Tholeiit (C-8) Hawaiit (C-42) AOB (C-222) AOB (C-70) Mugearit (C-210) Trachyt (C-128) Nephelinit (C-195) Basanit (C-90)	10 6 6 7 7 6 5 8 18 13	1300°C Normaldruck trocken	500Hz Im Stabilitätsfeld von Fo-90 am MW-Puffer 300°C/h 15min Haltezeit
Rai & Manghnani (1978)	Gt-Peridotit (GP-11858) Gt-Peridotit (PHN-1611) Gt-Lherzolith (66-SAL-1) Sp-Lherzolith (Z-3) Eclogit Gt-Websterit	16 22 35 13 24 24	1500°C Normaldruck trocken	500Hz Im Stabilitätsfeld von FO-90 Nahe am MW-Puffer 300°C/h 15min Haltezeit
Tyburczy & Waff (1983)	Hawai-Tholeiit (HT-1) Andesit (VC-40)	4 (0); 3 (4.3); 3 (8.5); 3 (12.8) 3 (0); 2 (4.3); 1 (8.5); 0.7 (17); 0.7 (21.3)	1300°C Als Funktion des Druckes trocken	2000HZ unkontrolliert 1h

Tyburczy & Waff (1983)	Obsidian (YRO) Rhyodacit (HR-1)	4 (0), 3 (4.3), 2 (8.5), 2 (13), 1.5 (17), 1 (21), 1 (25.5); 4 (0), 3 (4.3), 2 (8.5), 1.5 (13), 1 (17), 1 (21), 1 (25.5)	1300°C Als Funktion des Druckes trocken	2000HZ unkontrolliert 1h
Satherley & Smedley (1985)	Mt. Erebus Lava trocken Mt. Erebus Lava gesättigt	ca. 1 p unabhängig 1 (0.45); 1 (1.3)	1000°C bis 1.3 kbar trocken und H_2O gesättigt	1592Hz unkontrolliert
	SiO2-Na2O 60-40 65-35 75-25 27-22	 110 100 35 25	1000°C trocken Normaldruck	

Analysen

Die Analysen wurden mit einer Elektronenstrahlmikrosonde (SEMQ 56, Fa.: ARL) mit 20 kV und 30 nA Messing aufgenommen. Es wurden Korrekturen nach Bence-Albee durchgeführt.

M1040

Phase	Plagioklas	Opx	Opx	Opx	Opx	Cpx	Olivin	Schmelze
SiO_2	53.0	53.0	53.3	52.2	52.7	51.7	36.8	48.2
Al_2O_3	29.8	0.6	0.9	0.9	0.7	1.4	-	12.1
FeO	0.2	22.4	23.3	23.1	23.1	9.3	30.8	15.1
MgO	-	23.4	21.2	22.2	22.1	13.5	31.5	3.8
CaO	12.0	0.8	0.8	0.8	0.7	22.9	0.5	11.6
Na_2O	4.7	-	-	-	-	0.4	-	2.4
K_2O	0.3	-	-	-	-	-	-	1.6
TiO_2	-	0.1	0.1	0.2	0.1	0.4	-	3.8
MnO	-	0.6	0.6	0.6	0.5	0.2	0.5	0.3
Σ	100.0	100.9	100.2	100.0	99.9	99.8	100.1	98.9

M1048

Phase	Plagioklas	Plagioklas	Opx	Opx	Opx	Cpx
SiO_2	53.4	53.0	51.6	52.2	52.0	51.3
Al_2O_3	29.1	29.6	0.8	0.9	0.9	1.8
FeO	0.9	0.2	24.0	23.4	23.5	9.0
MgO	0.2	-	22.1	22.0	21.7	12.3
CaO	11.8	12.1	0.7	0.8	0.8	24.2
Na_2O	5.0	4.8	-	-	-	0.5
K_2O	0.5	0.4	-	-	-	-
TiO_2	-	-	0.1	0.1	0.2	0.3
MnO	-	-	0.6	0.6	0.6	0.3
Σ	100.9	100.1	99.9	100.0	99.7	99.7

M1056

Phase	Cpx	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	51.6	52.3	52.3	52.2
Al_2O_3	1.6	12.9	13.2	12.6
FeO	8.4	13.4	13.4	12.1
MgO	12.5	4.8	4.9	4.5
CaO	24.7	9.3	9.3	9.4
Na_2O	0.4	3.1	2.7	2.6
K_2O	-	2.5	2.6	2.8
TiO_2	0.5	1.3	1.4	3.6
MnO	0.3	0.3	0.3	0.3
Σ	99.6	99.9	100.1	100.1

M1067

Phase	Plagioklas	Opx	Opx	Cpx	Cpx	Olivin	Olivin	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	52.9	52.4	52.2	51.3	52.0	36.3	36.7	54.0	51.6	52.6	52.2
Al_2O_3	29.6	1.9	1.17	1.7	1.4	-	-	11.2	12.0	12.7	12.1
FeO	0.3	19.1	23.9	9.2	8.2	30.5	31.2	15.3	15.5	15.1	14.6
MgO	-	22.4	24.4	13.3	13.6	32.2	31.1	4.6	4.9	3.4	4.4
CaO	11.9	2.2	0.7	23.4	24.1	0.4	0.4	8.6	9.7	9.8	10.5
Na_2O	4.6	0.4	-	0.4	0.3	-	-	2.2	2.0	2.3	1.9
K_2O	0.4	0.3	-	-	-	-	-	1.1	1.1	1.0	1.3
TiO_2	-	0.7	0.1	0.4	0.3	-	-	2.5	3.4	2.7	2.8
MnO	-	0.5	0.6	0.3	0.3	0.5	0.5	0.2	0.3	0.3	0.2
Σ	99.7	99.9	103.1	100.0	100.2	99.9	99.9	99.7	100.5	99.9	100.0

M1073a

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	51.1	51.1	50.8	52.1	52.2
Al_2O_3	11.9	12.1	12.2	12.0	12.0
FeO	16.3	16.2	15.7	15.6	15.6
MgO	4.6	4.3	4.9	4.1	4.2
CaO	9.8	9.9	10.3	10.1	10.0
Na_2O	2.5	2.4	2.0	2.4	2.4
K_2O	0.9	1.0	1.0	1.0	0.9
TiO_2	2.8	2.8	2.4	2.4	2.3
MnO	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
Σ	100.2	100.1	99.6	100.0	99.9

M1073b

Phase	Plagio-klas	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze
SiO_2	53.1	52.7	52.5	52.5	52.5	52.4	52.0	52.2	52.1	51.9	51.8	52.2
Al_2O_3	30.1	12.5	12.5	12.3	11.8	11.9	11.7	12.1	10.8	11.5	12.5	11.9
FeO	0.2	14.9	15.1	15.3	15.2	15.4	14.9	15.7	16.1	16.8	15.5	15.4
MgO	-	4.0	5.1	4.6	4.3	4.7	4,7	4.7	5.1	4.9	2.7	4.0
CaO	11.6	10.2	9.9	9.3	9.8	9.6	9.6	9.7	10.4	10.1	10.6	9.9
Na_2O	5.2	2.4	2.4	2.3	2.4	2.3	2.2	2.2	0.9	1.0	2.5	2.3
K_2O	0.4	1.1	1.2	1.2	1.0	1.1	0.9	0.8	1.1	1.2	1.2	1.0
TiO_2	-	1.9	2.0	2.3	2.6	2.5	3.6	2.4	3.0	2.4	2.9	3.0
MnO	-	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2	0.3
Σ	100.6	100.0	101.0	100.1	99.9	100.2	99.9	100.1	99.8	100.1	99.9	100.0

M1073c

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	51.8	52.1	51.9	52.0	52.5	52.1	51.7	50.6
Al_2O_3	11.8	11.7	11.8	11.6	12.4	11.5	11.4	11.9
FeO	15.3	15.4	15.6	15.2	14.0	15.2	16.4	16.2
MgO	4.5	4.4	5.0	5.3	5.1	5.2	5.1	5.2
CaO	10.2	10.1	9.9	9.8	9.9	9.8	9.8	10.2
Na_2O	2.7	2.5	2.5	2.4	2.5	2.6	2.2	2.5
K_2O	0.9	0.9	0.8	0.9	1.1	0.9	0.9	0.8
TiO_2	2.8	2.6	2.4	2.5	2.3	2.6	2.3	2.5
MnO	0.3	0.2	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
Σ	100.3	99.9	100.2	100.0	100.1	100.2	100.1	100.2

M1073d

Phase	Plagioklas	Opx	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.1	53.1	52.7	52.2	51.0	50.9	50.7	52.6	52.2
Al_2O_3	29.8	1.0	12.0	11.8	11.7	11.4	11.3	11.4	11.6
FeO	0.3	23.1	16.0	14.9	15.3	15.8	15.3	14.1	14.3
MgO	-	21,3	4.8	5.0	5.6	5.5	5.7	5.1	5.2
CaO	11.8	0.8	9.2	9.7	9.5	10.3	10.5	10.2	10.6
Na_2O	4.8	-	2.3	2.6	2.2	1.9	2.0	2.4	2.4
K_2O	0.3	-	1.0	0.8	0.7	0.7	0.7	0.9	1.1
TiO_2	-	0.2	2.3	2.6	4.1	3.9	4.8	3.1	2.5
MnO	-	0.6	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
Σ	100.1	100.1	100.6	99.9	100.4	100.7	101.3	100.1	100.6

M1073e

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	51.3	49.7	49.6	50.4	50.8	52.7	51.4	52.8	52.0
Al_2O_3	11.4	11.6	12.1	12.4	12.1	12.8	12.7	12.2	13.0
FeO	15.7	16.1	15.5	16.4	15.6	14.6	14.7	14.3	13.1
MgO	4.8	5.2	5.3	3.8	4.7	4.3	4.8	4.4	4.0
CaO	10.1	10.3	10.5	10.6	10.3	9.6	10.2	9.9	10.6
Na_2O	2.7	2.4	2.5	2.2	2.6	2.6	2.6	2.5	4.3
K_2O	0.9	0.8	0.9	1.0	1.1	1.3	1.1	1.1	0.5
TiO_2	2.9	3.6	3.4	2.9	2.7	1.8	2.2	2.7	2.2
MnO	0.3	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2
Σ	100.1	100.1	100.1	100.0	100.2	100.0	100.0	100.2	99.9

M1085

Phase	Opx	Opx	Opx	Opx	Opx	Olivin	Olivin
SiO_2	52.9	53.0	53.0	52.4	52.8	37.7	37.9
Al_2O_3	0.6	1.0	0.9	0.7	0.9	-	-
FeO	22.3	19.5	21.3	22.3	22.3	26.4	25.2
MgO	23.1	24.8	23.4	23.4	22.6	35.0	36.0
CaO	0.5	1.0	0.6	0.6	0.7	0.5	0.4
Na_2O	-	-	-	-	-	-	-
K_2O	-	-	-	-	-	-	-
TiO_2	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	-	-
MnO	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.4	0.4
Σ	100.0	99.9	99.8	100.0	99.9	100.0	99.5

M1085

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	52.6	53.3	52.3	53,6	52.8	53.3	53.0
Al_2O_3	12.4	12.8	12.9	13.1	12.9	12.2	12.0
FeO	14.3	12.8	14.0	13.6	13.8	13.4	14.4
MgO	3.6	5.5	4.8	3.8	4.5	4.8	4.6
CaO	12.0	11.3	10.9	11.1	11.0	10.8	11.2
Na_2O	1.9	1.6	2.2	2.2	2.0	2.3	1.9
K_2O	0.6	0.7	0.7	0.7	0.7	0.8	0.8
TiO_2	2.2	1.7	1.7	1.8	1.8	2.1	1.8
MnO	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Σ	99.8	99.9	99.7	100.1	99.7	99.9	99.9

M1091

Phase	Olivin	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	38.3	54.2	54.3	54.1	53.8	53.3	54.5	53.7	54.1	54.1
Al_2O_3	-	12.9	12.8	13.1	13.0	13.2	13.7	12.8	13.3	13.5
FeO	23.2	12.6	12.8	12.7	12.8	13.0	12.4	12.9	12.9	12.5
MgO	37.6	5.1	4.9	4.7	5.2	4.5	4.2	5.2	4.8	4.9
CaO	0.4	10.1	10.0	10.1	9.8	10.6	9.7	9.6	9.6	9.4
Na_2O	-	2.1	2.2	2.2	2.2	2.1	2.1	2.0	2.1	2.0
K_2O	-	1.2	1.1	1.1	1.2	1.2	1.5	1.4	1.4	1.5
TiO_2	-	1.5	1.8	1.7	1.9	1.7	1.7	2.1	1.3	1.8
MnO	0.4	0.3	0.2	0.2	0.3	0.2	0.3	0.3	0.3	0.3
Σ	99.9	100.0	100.1	99.9	100.2	99.7	100.1	100.0	99.8	100.0

M1108

Phase	Plagioklas	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.0	53.2	53.2	52.8	52.4	52.2	51.8	52.4	51.8
Al_2O_3	29.0	14.9	14.8	14.7	14.7	14.8	14.9	14.8	15.4
FeO	0.2	12.8	12.7	12.8	12.9	13.0	12.2	13.3	13.6
MgO	-	6.1	5.5	5.9	5.5	6.1	5.9	5.8	5.5
CaO	10.6	9.9	10.0	9.7	10.0	10.0	9.8	10.1	9.9
Na_2O	4.1	2.6	2.6	2.6	2.7	2.5	2.7	2.7	2.0
K_2O	0.2	0.6	0.6	0.7	0.7	0.6	0.7	0.7	0.7
TiO_2	-	1.6	1.5	1.5	1.5	1.6	1.7	1.9	1.7
MnO	-	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Σ	97.1	101.9	101.1	100.9	100.6	101.0	99.9	101.9	100.8

M1113

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	52.3	52.6	52.3	51.8	52.9	51.8	52.5	52.5	52.8	52.6
Al_2O_3	14.8	15.5	15.6	15.4	15.5	14.9	15.3	14.3	15.2	15.5
FeO	12.8	12.0	12.4	12.7	12.6	12.8	12.7	13.2	12.0	12.4
MgO	6.4	6.6	6.2	6.7	6.4	5.8	5.7	4.6	6.2	6.1
CaO	10.0	10.1	10.4	10.1	9.9	10.1	10.1	10.9	9.4	9.4
Na_2O	2.9	2.9	2.8	2.8	2.9	2.7	2.9	2.6	2.8	2.9
K_2O	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.7	0.8	0.7
TiO_2	1.4	1.7	1.5	1.3	1.3	1.4	1.4	1.5	1.6	1.7
MnO	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Σ	101.3	101.6	102.0	101.6	102.3	100.3	101.4	100.5	101.0	101.5

M1115

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	51.8	51.6	50.6	56.7	56.5	59.7	56.9	54.3	52.6	53.0	53.0	56.1
Al_2O_3	14.8	14.3	13.8	15.0	15.4	15.7	15.5	15,1	14.2	13.8	14.0	14.7
FeO	12.5	13.0	13.6	9.9	9.7	8.6	9.5	10.9	12.4	12.8	12.8	11.1
MgO	4.4	4.8	5.1	4.7	4.7	4.0	4.5	5.0	5.7	5.2	5.3	4.4
CaO	10.5	10.5	11.0	8.5	8.5	7.7	8.3	9.3	9.7	9.6	9.7	8.5
Na_2O	2.4	2.4	2.4	2.1	2.2	1.3	2.1	2.3	2.1	2.3	2.2	2.1
K_2O	1.7	1.5	1.4	2.1	2.0	2.3	2.1	1.7	1.6	1.6	1.6	2.0
TiO_2	1.7	1.5	1.8	0.9	0.9	0.6	0.8	1.1	1.4	1.3	1.3	0.8
MnO	0.2	0.2	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.2	0.2	0.2
Σ	100.0	99.8	100.0	99.2	100.8	100.1	99.9	99.9	100.0	99.8	100.1	99.9

M1117

Phase	Schmelze
SiO_2	51.3
Al_2O_3	15.2
FeO	13.0
MgO	5.8
CaO	9.9
Na_2O	2.6
K_2O	0.6
TiO_2	1.7
MnO	n.g.
Σ	100.1

M1134a

Phase	Schmelze
SiO_2	50.9
Al_2O_3	14.7
FeO	10.9
MgO	7.6
CaO	9.9
Na_2O	2.7
K_2O	0.5
TiO_2	1.7
MnO	n.g.
Σ	98.9

M1122

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.5	54.1	53.2	53.5	53.1	53.0	52.4	53.0	54.5	54.7
Al_2O_3	13.6	14.7	14.2	14.0	14.7	14.2	14.5	14.5	14.4	14.2
FeO	10.9	10.6	11.7	11.4	11.4	11.6	11.4	10.5	10.3	10.2
MgO	6.2	5.1	4.7	5.6	5.3	5.4	6.6	5.4	5.3	5.3
CaO	9.5	9.9	10.4	9.9	9.7	10.3	8.6	9.8	9.8	9.7
Na_2O	2.9	2.6	2.5	2.4	2.4	2.5	2.6	2.4	2.4	2.4
K_2O	1.7	2.0	1.6	1.5	1.7	1.5	1.6	1.8	1.8	1.9
TiO_2	1.5	1.2	1.5	1.4	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.9
MnO	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2
Σ	100.0	100.4	100.0	99.9	99.8	100.1	99.2	99.0	100.1	100.5

M1128

Phase	Plagioklas	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.1	51.7	50.9	53.5	53.9
Al_2O_3	30.0	13.8	14.0	14.8	14.7
FeO	0.2	12.8	12.5	10.0	10.7
MgO	-	6.2	6.5	6.4	3.9
CaO	12.0	10.9	10.5	9.4	11.2
Na_2O	4.4	2.3	3.0	3.3	3.0
K_2O	0.3	0.6	0.7	0.7	0.7
TiO_2	-	1.3	1.5	1.4	1.6
MnO	-	0.2	0.3	0.3	0.2
Σ	100.0	99.8	99.9	99.8	99.9

M1130

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.4	53.5	53.2	51.8	52.9	53.6	52.3	53.6
Al_2O_3	13.6	13.4	13.2	13.5	13.9	14.2	14.8	14.6
FeO	10.3	10.9	10.6	11.1	11.0	10.4	10.0	10.3
MgO	6.9	6.7	6.5	6.7	6.6	5.8	5.7	4.5
CaO	10.6	10.3	10.5	11.9	10.6	11.5	11.3	11.9
Na_2O	2.8	2.9	2.8	2.2	2.4	2.7	2.8	2.6
K_2O	0.6	0.7	0.5	0.6	0.6	0.6	0.6	0.7
TiO_2	1.5	1.6	2.5	2.4	2.3	1.5	1.5	1.7
MnO	0.3	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.3	0.3
Σ	100.0	100.2	100.0	100.4	100.6	100.6	99.3	100.2

M1134b

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	52.0	53.8	53.5	55.5	55.0	54.0
Al_2O_3	15.4	16.1	15.6	16.3	15.0	16.2
FeO	12.0	10.9	11.0	9.1	10.0	9.7
MgO	6.9	6.4	6.8	5.1	7.2	6.6
CaO	10.2	9.9	9.8	9.8	8.7	9.3
Na_2O	2.8	2.9	3.0	3.4	3.0	3.0
K_2O	0.6	0.6	0.6	0.6	0.8	0.6
TiO_2	1.4	1.2	1.3	1.5	1.6	1.6
MnO	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Σ	101.5	102.0	101.8	101.5	101.5	101.2

M1140

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	52.4	52.2	52.3	51.7	51.2	51.0
Al_2O_3	16.3	16.5	16.8	16.5	16.2	16.2
FeO	11.0	11.1	10.7	11.3	11.6	11.2
MgO	7.8	7.2	7.6	7.9	8.3	8.4
CaO	9.7	10.0	9.7	10.0	10.1	10.2
Na_2O	3.2	3.2	3.1	3.0	2.9	2.9
K_2O	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
TiO_2	1.5	1.4	1.5	1.5	1.6	1.6
MnO	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Σ	102.6	102.3	102.4	102.6	102.6	102.2

W1073

Phase	Olivin	Schmelze	Schmelze
SiO_2	36.9	53.4	52.2
Al_2O_3	-	5.5	7.8
FeO	30.8	9.8	11.0
MgO	31.3	12.1	9.8
CaO	0.6	16.9	16.1
Na_2O	-	0.4	1.2
K_2O	-	0.7	0.4
TiO_2	-	0.9	1.1
MnO	0.5	0.2	0.3
Σ	100.1	99.9	99.9

W1085

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	55.0	55.0	55.9	56.5
Al_2O_3	12.9	12.9	13.0	13.2
FeO	13.6	12.9	12.6	11.3
MgO	2.7	3.4	3.3	3.1
CaO	7.6	8.0	8.2	7.6
Na_2O	2.5	2.4	1.6	2.0
K_2O	2.8	2.5	2.5	2.6
TiO_2	2.2	2.4	2.4	2.7
MnO	0.3	0.3	0.3	0.3
Σ	99.6	99.8	99.8	99.3

W1092

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	57.2	56.7	56.8
Al_2O_3	14.1	13.4	14.1
FeO	10.0	11.2	10.4
MgO	4.1	3.7	4.3
CaO	8.8	8.9	8.5
Na_2O	2.0	2.0	1.9
K_2O	2.0	2.0	2.3
TiO_2	1.4	1.6	1.4
MnO	0.3	0.2	0.3
Σ	99.9	99.7	100.0

W1107

Phase	Cpx	Cpx	Cpx	Cpx	Cpx	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	51.4	50.9	50.4	50.1	50.0	51.8	50.4	54.7	54.3	54.2
Al_2O_3	1.4	1.6	1.6	1.6	1.3	12.8	13.5	14.1	14.1	13.9
FeO	9.7	9.7	9.9	9.8	10.0	15.1	15.7	13.3	13.2	13.4
MgO	15.0	14.8	14.3	15.0	15.3	3.9	2.8	3.9	4.1	4.1
CaO	21.3	21.8	21.6	22.6	22.5	10.9	11.0	8.3	8.4	8.9
Na_2O	0.4	0.7	1.0	0.4	0.4	2.3	2.5	2.2	2.3	2.2
K_2O	-	-	-	-	-	1.0	0.8	1.4	1.4	1.4
TiO_2	0.3	0.5	0.7	0.3	0.3	1.9	2.4	1.9	2.0	1.8
MnO	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.1	0.2	0.2
Σ	99.8	100.2	99.7	99.6	100.0	99.9	99.3	99.9	100.0	100.1

W1117

Phase	Plagioklas	Opx	Opx	Cpx	Cpx	Cpx	Cpx	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.8	53.1	53.4	51.3	51.3	52.4	51.5	53.4	53.6	51.3
Al_2O_3	29.8	0.9	0.8	1.3	1.8	1.6	1.7	12.4	12.5	12.8
FeO	0.3	22.5	22.7	9.4	9.4	9.7	9.7	14.1	14.5	16.5
MgO	-	22.1	22.0	15.3	14.8	13.8	14.8	7.6	2.8	3.8
CaO	10.3	0.7	0.6	21.9	21.9	21.6	21.3	6.9	11.0	10.5
Na_2O	5.5	-	-	0.4	0.3	0.4	0.4	2.1	3.0	2.6
K_2O	0.2	-	-	-	-	-	-	1.0	0.7	0.7
TiO_2	-	0.1	0.1	0.2	0.3	0.4	0.4	1.8	2.6	1.6
MnO	-	0.5	0.5	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.3
Σ	99.9	99.9	100.1	100.0	100.0	99.7	100.0	99.6	101.0	100.1

W1121

Phase	Plagioklas	Opx	Opx	Opx	Opx	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	55.5	54.5	54.6	54.7	54.9	55.2	53.2	53.6
Al_2O_3	27.3	1.0	0.7	0.9	0.9	10.1	7.7	13.0
FeO	0.4	19.3	19.0	19.4	19.1	13.4	15.6	12.4
MgO	-	23.9	24.2	23.7	24.0	3.2	4.5	2.9
CaO	11.6	0.7	0.6	0.7	0.6	11.8	12.8	12.8
Na_2O	5.0	-	-	-	-	1.7	2.2	2.4
K_2O	0.2	-	-	-	-	1.2	0.5	0.5
TiO_2	-	0.1	0.1	0.1	0.1	3.0	2.9	2.2
MnO	-	0.5	0.5	0.5	0.5	0.2	0.3	0.2
Σ	100.0	100.0	99.7	100.0	100.1	99.8	99.7	100.0

W1125

Phase	Plagioklas	Plagioklas	Opx	Cpx	Cpx	Cpx	Cpx	Cpx
SiO_2	55.6	55.0	53.2	51.7	51.7	51.9	51.2	51.6
Al_2O_3	27.7	29.0	0.6	1.0	1.4	1.2	1.6	1.1
FeO	0.2	0.2	19.3	8.7	9.1	8.9	9.6	9.1
MgO	-	-	24.1	15.1	14.8	15.1	14.6	15.2
CaO	10.8	10.4	2.3	22.7	22.3	22.0	22.1	21.9
Na_2O	5.4	5.1	-	0.3	0.4	0.4	0.4	0.4
K_2O	0.2	0.2	-	-	-	-	-	-
TiO_2	-	-	0.2	0.1	0.2	0.2	0.3	0.2
MnO	-	-	0.4	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Σ	99.9	99.9	100.1	99.8	100.1	99.9	100.0	99.7

W1125

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.4	56.0	51.1	51.1	51.4
Al_2O_3	15.9	14.1	9.2	13.9	10.3
FeO	10.9	10.3	13.1	14.8	18.8
MgO	3.1	3.7	11.2	5.8	6.2
CaO	9.8	10.9	12.8	8.2	8.4
Na_2O	3.9	2.8	0.6	3.4	2.2
K_2O	0.5	0.9	0.4	0.5	0.8
TiO_2	1.0	0.9	1.1	1.0	1.5
MnO	0.2	0.2	0.3	0.3	0.3
Σ	98.7	99.8	99.8	99.0	99.9

W1133

Phase	Opx	Opx	Olivin	Olivin	Olivin	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze	Schmel-ze
SiO_2	53.4	53.7	37.6	37.5	37.6	53.9	53.9	53.0	51.4	53.5	53.5
Al_2O_3	0.8	0.9	0.2	0.3	-	14.3	18.6	14.0	13.1	15.3	11.4
FeO	22.1	22.1	25.1	24.9	25.2	9.6	8.9	14.1	13.1	12.4	13.1
MgO	21.6	21.9	35.2	36.4	36.3	6.2	3.0	7.1	5.8	5.1	2.6
CaO	0.7	0.7	0.5	0.4	0.4	10.6	9.6	7.2	11.4	7.8	13.4
Na_2O	-	-	-	-	-	2.8	4.0	3.0	2.3	3.2	2.4
K_2O	-	-	-	-	-	0.7	0.4	0.6	0.5	0.6	0.7
TiO_2	0.1	0.1	-	-	-	1.5	1.2	1.3	2.0	1.6	2.5
MnO	0.5	0.5	0.4	0.4	0.4	0.2	0.1	0.3	0.2	0.2	0.3
Σ	99.2	99.9	99.0	99.9	99.9	99.8	99.7	100.6	99.8	99.7	99.9

H1093

Phase	Plagioklas	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelz-e	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	52.8	54.1	59.4	53.1	58.8	52.6	55.6	52.4
Al_2O_3	29.8	4.6	8.1	11.6	10.9	3.6	7.9	3.2
FeO	0.2	6.0	5.6	8.0	8.2	6.7	5.7	6.7
MgO	-	15.8	16.0	11.8	7.3	17.1	11.3	16.9
CaO	12.0	17.5	6.6	8.4	9.2	19.6	15.4	19.1
Na_2O	5.0	0.6	1.0	1.5	1.9	0.4	0.9	0.4
K_2O	0.2	0.6	2.5	2.5	2.5	0.2	1.7	0.2
TiO_2	-	0.3	0.5	0.9	1.1	0.3	1.1	0.9
MnO	-	0.4	0.4	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
Σ	100.0	99.9	100.1	98.0	100.2	100.9	100.1	100.4

H1096

Phase	Plagioklas	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.0	60.5	60.4	60.3
Al_2O_3	29.2	15.7	15.5	14.0
FeO	0.4	6.4	6.5	8.0
MgO	-	3.9	4.0	4.9
CaO	11.9	6.9	6.9	5.7
Na_2O	4.8	1.5	1.5	2.0
K_2O	0.7	3.4	3.4	3.7
TiO_2	-	1.4	1.5	1.1
MnO	-	0.2	0.2	0.2
Σ	100.0	99.9	99.9	99.9

H1103

Phase	Plagioklas	Opx	Opx	Opx	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	52.9	55.5	55.6	55.2	53.4	55.2	54.0	56.0	53.9	53.5
Al_2O_3	29.9	1.6	1.4	1.4	14.3	12.8	14.2	15.0	14.3	14.3
FeO	0.3	10.1	10.0	9.8	10.1	14.5	10.2	9.7	10.1	9.9
MgO	-	29.9	29.7	29.9	4.9	5.2	6.0	4.6	6.3	6.1
CaO	12.1	2.3	2.7	2.5	10.9	9.2	10.1	9.8	10.2	10.1
Na_2O	4.6	-	-	-	2.3	2.6	2.4	1.9	2.5	2.4
K_2O	0.3	-	-	-	1.0	1.2	1.1	1.4	1.0	1.1
TiO_2	-	0.2	0.3	0.2	3.0	1.8	1.7	2.4	1.7	1.8
MnO	-	0.4	0.4	0.4	0.2	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2
Σ	100.1	100.0	100.1	99.4	100.1	102.8	100.0	101.0	100.2	99.4

H1116

Phase	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	56.0	56.7	57.1	57.3	57.2	55.2
Al_2O_3	12.7	12.1	12.4	11.6	16.4	12.4
FeO	9.5	9.5	9.3	8.9	6.2	9.3
MgO	5.8	5.7	5.5	6.3	3.4	6.5
CaO	10.1	10.3	10.0	10.1	10.7	10.2
Na_2O	2.5	2.4	2.5	2.5	4.3	2.4
K_2O	1.3	1.4	1.6	1.4	0.8	1.7
TiO_2	1.7	1.8	1.1	1.7	0.9	2.0
MnO	0.3	0.3	0.3	0.3	0.1	0.3
Σ	99.9	100.2	99.8	100.1	100.0	100.0

H1125

Phase	Plagioklas	Opx	Opx	Cpx	Cpx	Cpx	Cpx	Cpx	Cpx
SiO_2	52.9	56.2	56.0	50.3	50.4	50.8	50.6	51.9	51.1
Al_2O_3	29.9	1.3	1.4	1.6	1.7	1.6	1.4	2.3	3.7
FeO	0.3	11.5	11.7	10.2	9.4	9.0	9.3	8.7	10.1
MgO	-	28.6	29.5	14.1	13.3	13.5	13.5	15.2	12.4
CaO	11.8	1.8	1.8	23.1	24.2	24.2	24.3	21.2	21.4
Na_2O	4.8	-	-	0.3	0.4	0.4	0.4	0.3	0.4
K_2O	0.3	-	-	-	-	-	-	-	-
TiO_2	-	0.2	0.2	0.4	0.4	0.3	0.2	0.2	0.5
MnO	-	0.5	0.4	0.3	0.3	0.2	0.2	0.3	0.2
Σ	100.0	100.1	101.0	100.3	100.3	100.0	99.5	100.1	99.8

H1138

Phase	Plagioklas	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze	Schmelze
SiO_2	53.0	52.4	52.4	56.5	54.2	54.7
Al_2O_3	29.9	14.9	15.7	17.4	14.0	14.2
FeO	0.2	8.4	8.4	7.5	9.5	9.9
MgO	-	8.0	6.5	5.1	6.9	5.1
CaO	12.0	10.8	12.2	10.0	11.6	11.6
Na_2O	4.7	4.0	3.2	3.4	2.1	2.9
K_2O	0.3	0.4	0.4	0.3	0.4	0.5
TiO_2	-	1.0	1.0	0.8	1.1	1.2
MnO	-	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3
Σ	99.9	100.1	100.0	101.2	100.0	100.4

Danksagung

Vielen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. Arndt für die Bereitstellung des Themas, seine bewährte Unterstützung und Diskussionsbereitschaft sowie für das in mich gesetzte Vertrauen.

Herrn Prof. Dr. Büsch danke ich für Hilfe bei der Bearbeitung der Dünnschliffe und die Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. Schilling danke ich für zahlreiche Hilfen bei technischen Problemen sowie für seine anhaltende Gesprächsbereitschaft und seine Geduld.

Den Mitgliedern des Instituts für Mineralogie danke ich für die stetige Unterstützung und Hilfen bei den täglich auftretenden Problemen. Insbesondere danke ich Frau Behr für die oft mühsame Präparation der Proben, Frau Siegmann für die Anfertigung der Elektronenstrahlmikrosondenanalysen und den Mitarbeitern der Werkstatt für die Herstellung der Probenhalterungen und die Überlassung großer Mengen an Hylomar.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Gewährung von Personal- und Sachmitteln.

Mein besonderer Dank gilt außerdem meiner Frau Margit für interessante Diskussionen, für ihrVerständnis und ihre verläßliche Hilfe.

BERLINER GEOWISSENSCHAFTLICHE ABHANDLUNGEN
Freie Universität Berlin · Technische Universität Berlin · Technische Fachhochschule Berlin

Noch erhältlich sind:

Reihe A: Geologie und Paläontologie

Band 177* / Eckart Schrank & Mohamed I. A. Ibrahim: Cretaceous (Aptian-Maastrichtian) palynology of foraminifera-dated wells (KRM-1, AG-18) in northwestern Egypt. 44 pp., 10 text-figs., 3 tabs., 9 pls., 1995. DM 42,–.

Band 178* / Mumin Mohamud God: Climatic conditions deduced from Late Pleistocene deposits at Karin gap (NE-Somalia). 145 pp., 47 text-figs., 20 tabs., 1995. DM 53,–.

Band 179 / Sun Yong Bin: Radiogene Isotopengeochemie des Troodos-Ophioliths. Untersuchungen (Haupt- und Spurenelemente sowie Sr-, Nd- und Pb-Isotope) der zyprischen Ozeankruste. IX + 137 S., 44 Abb., 23 Tab., 1995. DM 54,–.

Band 180 / Sabine Dietrich: Strukturierung Eisen-Mangan-haltiger Schlämme durch komplexe dynamische Prozesse. Ein Beitrag zur frühdiagenetischen Bildung von Mineralgefügen durch Selbstorganisation. 86 S., 25 Abb., 5 Tab., 1996. DM 52,–.

Band 181 / Gabriel González López:** Evolución Tectónica de la Cordillera de la Costa de Antofagasta (Chile): Con especial referencia a las deformaciones sinmagmáticas del Jurásico-Cretácico Inferior. IX + 111 pp., 47 figs., 12 tabs., 1996. DM 53,–.

Band 182 / Stephan Hannappel: Die Beschaffenheit des Grundwassers in den hydrogeologischen Strukturen der neuen Bundesländer. 151 S., 93 Abb., 29 Tab., 1996. DM 54,–.

Band 183 / Jörg Hettler, Bernd Lehmann & Luis LeMarie Ch.: Environmental Problems of Petroleum Production in the Amazon Lowland of Ecuador. 71 pp., 39 figs., 12 tabs., appendices 1–3, 1996. DM 32,–.

Band 184 / Christian-Peter Kisten: Mineralogische und geochemische Untersuchungen zur Beständigkeit tonmineralischer Dichtmassen. Fallbeispiele: Geschiebemergel/hochplastische Tone. VIII + 81 S., 48 Abb., 24 Tab., 1996. DM 49,–.

Band 185 / Jürgen Adam: Kinematik und Dynamik des neogenen Falten- und Deckengürtels in Sizilien. Quantifizierung neotektonischer Deformationsprozesse in der zentralmediterranen Afro-Europäischen Konvergenzzone. 171 S., 56 Abb., 6 Tab., 3 Taf., 1996. DM 62,–.

Band 186* / Petr Vrbka: Hydrogeologische und isotopenhydrologische Untersuchungen zu regionalen Problemen der GW-Neubildung, der GW-Zirkulation und des Wasserhaushaltes im Nordsudan. 158 S., zahlr. Abb. und Tab., 1996. DM 57,–.

Band 187 / Julia-Francisca Schüle: Untersuchungen an deutschen und spanischen Böden zu Sorptions- und Abbauprozessen der Pflanzenschutzmittel Terbuthylazin und Parathion-Ethyl. XI + 77 S., 28 Abb., 31 Tab., 1996. DM 43,–.

Band 188 / Harm Schultz: Analyse der variszisch-apenninischen Deformationsgeschichte des paläozoischen Basements der Apuaner Alpen (Toskana, Italien). 108 S., 50 Abb., 10 Taf., Anhang A–F, 1996. DM 66,–.

Band 189 / Mathias Dörr:** Der Arcas-Fächer und sein Erosionsgebiet in Nordchile: Bilanz einer exogenen Massenverlagerung. 121 S., 35 Abb., 12 Tab., 5 Taf., 1996. DM 66,–.

Band 190 / Andreas Uhlig: Untersuchung der finiten und progressiven Gesteinsdeformation in den nördlichen Apuaner Alpen (Nord-Toskana/Italien). VIII + 104 S., 40 Abb., 34 Tab., 5 Taf. DM 75,–.

Band 191 / Christian Götz Hirschberg: Die Gerölle von Werra und Weser – ihre strukturelle und kompositionelle Reifung in der Natur und im Experiment. VIII + 114 S., 23 Abb., 31 + 13 Tab., 1997. DM 51,–.

Band 192 / Ernst Kiefer: Provenance und Ausbreitung von Silt am aktiven Plattenrand Kalabriens: Anwendung der Diffusions-Theorie auf Petrographie und Transport terrigener Partikel. 237 S., 49 Abb., 6 Tab., 1997. DM 89,–.

Band 193 / Raphael Wittenbrink:** Zeitliche Variationen der Magmengenese miozäner bis quartärer Vulkanite im südlichen Bereich der Zentralen Vulkanischen Zone der Anden (CVZ, 25°–26°S, 67°–69°W). VII + 135 S., 38 Abb., 5 Tab., 1997. DM 68,–.

Band 194 / Jamal Rhrib: Die Störungszonen des Mittleren Atlas (Zentralmarokko) – Strukturelle Entwicklung in einem intrakontinentalen Gebirge. Les zones des failles dans le Moyen Atlas (Maroc) leurs évolutions structurales dans une chaine intracontinentale. 221 S., 94 Abb., 3 Phototafeln, 1997. DM 78,–.

Band 195 / Sabine Thom: Numerische Strömungsmodellierung zur Wasserbilanzierung im Süden und Südosten Berlins sowie angrenzenden Teilen Brandenburgs. VII + 122 S., 55 Abb., 16 Tab., Anlagen 1–3, 1997. DM 51,–.

* Beiträge aus dem Sonderforschungsbereich 69: Geowissenschaftl. Probleme in ariden Gebieten
** Beiträge aus dem Sonderforschungsbereich 267: Deformationsprozesse in den Anden

BERLINER GEOWISSENSCHAFTLICHE ABHANDLUNGEN
Freie Universität Berlin · Technische Universität Berlin · Technische Fachhochschule Berlin

Noch erhältlich sind:

Reihe B: Geophysik

Band 2 / Peter Giese: Versuche einer Gliederung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, in den Ostalpen und in Teilen der Westalpen mit Hilfe charakteristischer Refraktions-Laufzeit-Kurven sowie eine geologische Deutung. 218 S., 83 Abb., 1965. DM 40,–.

Band 3 / Joachim Meyer: Zur Modulation der erdmagnetischen Aktivität. 72 S., 26 Abb., 1973. DM 18,–.

Band 5 / Detlef Damaske: Der Weltzeitgang der erdmagnetischen Aktivität als magnetosphärischer Modulationseffekt. 75 S., 33 Abb., 1976. DM 20,–.

Band 6 / Michael Leppin: Modellversuche zur erdmagnetischen und magnetotellurischen Tiefensondierung mit Hilfe eines elektrolytischen Troges. 68 S., 39 Abb., 1977. DM 19,–.

Band 7 / Hussein El-Ali: Geothermische Modelle für ein Profil zwischen Südadria und Thyrrhenis. 51 S., 20 Abb., 1978. DM 18,–.

Band 8 / Gerhard Schwarz: Die elektrische Leitfähigkeit in der Toskana und ein daraus abgeleitetes geothermisches Modell – insbesondere für die Anomalie von Travale. 95 S., 52 Abb., 1 Tab., 1984. DM 29,–.

Band 9 / Peter J. Wigger: Die Krustenstruktur des Nordappennins und angrenzender Gebiete mit besonderer Berücksichtigung der geothermischen Anomalie der Toskana. 87 S., 69 Abb., 1984. DM 29,–.

Band 10 / Mohammed Mehdi Mostaanpour: Einheitliche Auswertung krustenseismischer Daten in Westeuropa. Darstellung von Krustenparametern und Laufzeitanomalien. 96 S., 21 Abb., 7 Tab., 1984. DM 45,–.

Band 11 / Nikolaus Klever: Stationäre Konvektion in porösen Medien – numerische Untersuchungen an unterschiedlichen Fragestellungen aus der Hydrothermik und der Schneemetamorphose. 114 S., 78 Abb., 7 Tab., 1984. DM 31,–.

Band 12 / Horst Letz: Seismizität in Irian Jaya (West-Neuguinea), Indonesien, und ihre tektonische Bedeutung. 108 S., 39 Abb., 12 Tab., 2 Kart., 1985. DM 44,–.

Band 13 / Gerhard Jentzsch: Auflastgezeiten in Fennoskandien. 184 S., 77 Abb., 36 Tab., 1986. DM 66,–.

Band 14 / Hans-Peter Plag: A Regional Study of Norwegian Coastal Long-Period Sea-Level Variations and Their Causes. 175 pp., 76 figs., 57 tbls., 1988. DM 69,–.

Band 15 / Günter Asch: Die Registrierung langperiodischer Signale mit geophysikalischen Sensoren hoher Dynamik. 87 S., 81 Abb., 8 Tab., 1988. DM 52,–.

Band 16 / Thomas Jahr: Gezeitengravimetrie in Dänemark. 137 S., 56 Abb., 30 Tab., 1989. DM 39,–.

Band 18 / Hermann Buness: Krustale Kollisionsstrukturen an den Rändern der nordwestlichen Adriaplatte. 221 S., 194 Abb., 5 Tab., 1992. DM 78,–.

Band 19/Mathias Delleske: Zur Schwerefeldseparation mittels 3D-Modellrechnungen im Hochgebirge. 74 S., 43 Abb., 17 Tab., 1993. DM 76,–.

Band 21/Detlef Krüger: Modellierungen zur Struktur elektrisch leitfähiger Zonen in den südlichen zentralen Anden. 91 S., 60 Abb., 1994. DM 67,–.

Band 22/Christian Klesper: Die rechnergestützte Modellierung eines 3D-Flächenverbandes der Erftscholle (Niederrheinische Bucht). 117 S., 51 Abb., 1994. DM 69,–.

Band 23 / Pedro R. Kress: Tectonic Inversion of the Subandean Foreland – a Combined Geophysical and Geological Approach. 127 pp., 52 figs., 5 tabs., 1995. DM 63,–.

Band 24 / Angelika-Maria Wulff: Absorptionsmechanismen bei Ultraschallwellen in fluidhaltigen Sandsteinen unter verschiedenen Druckbedingungen. 172 S., 59 Abb., 3 Tab., 1995. DM 69,–.

Band 25 / Andreas Kirchner:** 3D-Dichtemodellierung zur Anpassung des Schwere- und des Schwerepotentialfeldes der zentralen Anden. 98 S., 57 Abb., 1997. DM 57,–.

Band 26 / Georg M. Partzsch:** Elektrische Leitfähigkeit partiell geschmolzener Gesteine: Experimentelle Untersuchungen, Modellrechnungen und Interpretation einer elektrisch leitfähigen Zone in den zentralen Anden. 117 S., 47 Abb., 15 Tab., 7 Photos, Anhang, 1998. DM 63,–.

** Beiträge aus dem Sonderforschungsbereich 267: Deformationsprozesse in den Anden

Das vollständige Verzeichnis der lieferbaren Titel der Reihen A, B, C, D und E ist erhältlich bei:

Selbstverlag Fachbereich Geowissenschaften, FU Berlin
Malteserstraße 74–100 • D-12249 Berlin
Tel.: (0) 30-779 23 60 • Fax: (0) 30-776 20 34