

**GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM**  
STIFTUNG DES ÖFFENTLICHEN RECHTS

Andreas Müller

**Magnetotellurik  
zur Identifizierung von  
tektonisch verursachten Änderungen  
des elektrischen Widerstandes**

Modellierungen und  
neue Methoden der Auswertung

---

Scientific Technical Report STR97/18

## **Impressum**

GeoForschungsZentrum Potsdam  
Telegrafenberg A17  
D-14473 Potsdam

e-mail: [postmaster@gfz-potsdam.de](mailto:postmaster@gfz-potsdam.de)  
www: <http://www.gfz-potsdam.de>

Gedruckt in Potsdam  
November 1997

1.2.95

Aus der Arbeitsgruppe "Desasterforschung" am GeoForschungsZentrum Potsdam

Andreas Müller

**Magnetotellurik  
zur Identifizierung von  
tektonisch verursachten Änderungen  
des elektrischen Widerstandes**

---

Modellierungen und neue Methoden der Auswertung  
Ein Beitrag zum Deutsch-Türkischen Erdbeben-Forschungsprojekt

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
in der Wissenschaftsdisziplin Geophysik

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Potsdam  
Januar 1997

Scientific Technical Report STR97/18



*Hofstadtersches Gesetz*

*Es braucht immer länger, als man erwartet,  
sogar wenn man das Hofstadtersche Gesetz berücksichtigt*

*(D. E. Hofstadter)*

# Zusammenfassung

Schlußfolgerungen aus Modellen von Untergrundprozessen, zusammen mit Ergebnissen aus Laboruntersuchungen, lassen Änderungen des elektrischen Widerstandes im Zusammenhang mit Erdbeben erwarten.

Tatsächlich gibt es einige Beobachtungen von Widerstandsänderungen, die mit dem Auftreten großer Erdbeben verknüpft wurden. Trotz der Meßbeispiele ist weiterhin umstritten, ob die beobachteten Widerstandsänderungen tatsächlich durch tektonische Prozesse hervorgerufen wurden, und wie stark sich der elektrische Widerstand im Laufe eines Erdbebenprozesses ändert. Dies lag bislang oft an zu kurzen Meßzeiten, offenen Fragen bei der Zuordnung relevanter Beben, aber insbesondere auch an der vorhandenen Ungenauigkeit der Widerstandsbestimmung. Auch konnten die Amplituden der beobachteten Anomalien zumeist nicht befriedigend erklärt werden. Vor allem fehlte oft der Nachweis, daß sich der beobachtete Meßparameter in seismisch ruhigen Zeiten stabil verhält.

Diese Arbeit befaßt sich mit der Beobachtung des elektrischen Widerstandes im Untergrund durch das Meßverfahren Magnetotellurik (MT) mit dem Ziel, Widerstandsänderungen identifizieren zu können, die durch Erdbebenprozesse hervorgerufen werden. Dabei werden zwei offene Fragen verfolgt:

- (1) Wie groß ist der Effekt einer tektonisch bedingten Widerstandsänderung auf MT-Meßparameter?
- (2) Welche Meßgenauigkeit der MT-Meßparameter kann durch Langzeitregistrierungen unter Geländebedingungen erreicht werden?

Es wurden 3-D-Modellierungen von hypothetischen Widerstandsänderungen an einer idealisierten Strike-Slip-Verwerfung (Seitenverschiebung) durchgeführt. Dabei wurden die resultierenden Änderungen von magnetotellurischen Parametern untersucht. Die Laborbefunde führten zu zwei unterschiedlichen Ansätzen für Widerstandsänderungen im Untergrund:

- einer starke Widerstandsänderung in einem begrenzten Volumen (Inklusion),
- einer schwache Widerstandsänderung im regionalen Umfeld der Störung.

In beiden Fällen ergeben sich Änderungen der aus MT-Messungen resultierenden scheinbaren Widerstände maximal im Prozentbereich. Der Effekt ist damit mindestens eine Größenordnung kleiner, als er in vielen Publikationen (z.B. Scholz et al., 1973; Brace 1975; Drury 1979) angenommen wurde.

Im westlichen Teil der nordanatolischen Verwerfungszone (NAFZ) wird seit 1984 im Rahmen des Deutsch-Türkischen Erdbeben-Forschungsprojektes ein dichtes Meßnetz verschiedenster geowissenschaftlicher Parameter betrieben. Im Herbst 1992 wurden speziell zur Erdbebenforschung entwickelte, kontinuierlich registrierende Magnetotellurik-Apparaturen im Untersuchungsgebiet installiert.

Die Ergebnisse aus den Meßreihen einer MT-Station werden hier vorgestellt. Dabei wurde besonderer Wert auf die statistische Reproduzierbarkeit der Ergebnisse gelegt.

Zwei Verfahren zur Steigerung der Meßgenauigkeit wurden entwickelt:

- (1) Als Hauptfehlerquelle für die errechneten scheinbaren Widerstände stellte sich das Meßrauschen der Fluxgate-Magnetometer bei der Bestimmung der magnetischen Variationen im Periodenbereich unter 1500 s heraus. Durch eine speziell entwickelte Biaskorrektur konnte dieser systematische Fehler vermindert werden.
- (2) Der Einfluß einer Widerstandsänderung im Untergrund auf die Meßergebnisse, ist im Allgemeinen frequenzabhängig. Die Modellierung von Widerstandsänderungen ergab einen systematischen Zusammenhang zwischen Widerstandsänderungen in der Tiefe und resultierenden MT-Ergebnissen für Frequenzbänder unterhalb einer Grenzfrequenz. Dieser Zusammenhang wurde ausgenutzt, um die Ergebnisse über verschiedene Periodenbereiche zu mitteln. Hierdurch konnte die Empfindlichkeit für Widerstandsänderungen um den Faktor 3-4 gesteigert werden.

Das Hauptergebnis ist eine im Rahmen der Meßgenauigkeit konstante Zeitreihe. Mit einer Genauigkeit von durchschnittlich 2 % können kurzfristige (Tage) Änderungen des scheinbaren Widerstandes ausgeschlossen werden. Der langfristige Trend war kleiner als 0.25 % pro Jahr. Nach den Angaben von Park et al. (1993) wurde diese Meßgenauigkeit bei MT-Langzeitbeobachtungen in tektonisch aktiven Gebieten bisher noch nicht erreicht.

Meteorologische Veränderungen hatten im Rahmen dieser Meßgenauigkeit keinen Einfluß auf das Meßergebnis. Gleichzeitig fanden in diesem für Beben bis zur Magnitude  $M=7$  bekannten Gebiet keine Beben mit einer Magnitude  $M>4$  statt. Mit diesem Ergebnis ist die Stabilität des Meßverfahrens in einem Zeitraum ohne größere Beben belegt. Damit ist die Voraussetzung geschaffen, im Falle größerer Erdbeben signifikante Widerstandsänderungen nachweisen zu können.

# Summary

Assumptions from model studies on underground processes together with laboratory results suggest that changes of electrical resistivity in connection with earthquakes can be expected.

Some observations are reported connecting resistivity changes with the occurrence of large earthquakes. However, it is still not clear, whether the observed resistivity changes have been caused by tectonic processes, and how the electrical resistivity is changing during the earthquake process. Short time series, open questions of relating the relevant earthquakes and especially an insufficient measuring accuracy are reasons for this lack of certainty. Additionally, the magnitude of observed anomalies could not be explained properly. In many cases there is no proof of the stability of the observed parameter in seismically quiet periods.

This work deals with the observation of the electric resistivity by magnetotelluric (MT) measurements in order to identify resistivity changes connected to earthquakes. Two questions have been pursued:

- How large is the effect of a tectonically caused resistivity change on MT-parameters?
- What is the measurement accuracy on MT-parameters for long-term registrations under field conditions?

Within this work 3-D-models of hypothetical resistivity changes at an idealised strike-slip fault have been calculated. The resulting changes in magnetotelluric parameters have been studied. Laboratory results suggests:

- a strong resistivity change in a limited volume (inclusion),
- a weak resistivity change in the regional surrounding of a fault.

Even with large dimensions the resulting changes reach the percentage range at maximum in both cases. The effect is at least one order of magnitude smaller than has been assumed in many publications (e.g. Scholz et al., 1973; Brace 1975; Drury 1979).

In autumn 1992 two continuously recording MT-instruments, especially constructed for earthquake research purposes, have been installed in the North Anatolian Fault Zone (NAFZ). In the measuring area a dense network is collecting many geo-parameters in the frame of the German-Turkish Earthquake Research Project.

The results from one station are presented. Special emphasis has been given to the statistical reproducibility of the results. Two methods have been developed to increase the accuracy:

- (1) The noise of the fluxgate magnetometer for magnetic variations in the period range below 1500 s has been identified as the main source for the determination of the apparent resistivities. The resulting systematic error could be diminished by a specially developed bias-correction.

- (2) In general, the influence of a resistivity change in the underground on the measured apparent resistivity is dependent on the frequency of the observed electromagnetic fields. From the modeling a systematic relationship has been derived between the resistivity changes and the resulting frequency dependence of the apparent resistivities below a threshold frequency. This relationship has been used to calculate a mean parameter over different periods. Consequently, the sensitivity for resistivity changes could be increased by a factor of 3 to 4.

The main result is a constant time series within the measuring accuracy. With an accuracy of 2 % short term (days) changes of the apparent resistivity could be excluded. The long-term trend was below 0.25 % per year. After Park et al. (1993), this measuring accuracy has not been reached before with magnetotelluric long-term records in tectonically active areas.

Changes of meteorologic parameters have had no influence on the results. At the same time no earthquake with a magnitude  $M > 4$  occurred in the area known for earthquakes up to  $M = 7$ . The results give a proof of the stability of the measuring technique in periods without large earthquakes. This stability will allow the recognition of resistivity changes in case of larger earthquakes in the future.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>i</b>
<b>Verzeichnis der Abbildungen</b>	<b>iv</b>
<b>Verzeichnis der Tabellen</b>	<b>v</b>
<b>Glossar</b>	<b>vi</b>
<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>1 Das Untersuchungsgebiet</b>	<b>4</b>
1.1 Die Nordanatolische Verwerfungszone (NAFZ)	4
1.2 Das Untersuchungsgebiet des Deutsch-Türkischen Erdbeben Forschungsprojektes	5
1.3 Seismizität	7
1.4 Das Mudurnu Beben 1967	8
1.5 Die Station Gökören	9
<b>2 Das Meßverfahren Magnetotellurik (MT)</b>	<b>10</b>
2.1 Die Messung	10
2.2 Theoretische Grundlagen der Magnetotellurik	11
2.2.1 Die Diffusionsgleichungen	11
2.2.2 Der homogene Halbraum	12
2.2.3 Der Impedanztensor	14
2.2.4 Die magnetischen Übertragungsfunktionen	15
2.2.5 2-D-Fall	15
2.2.6 3-D-Fall	17
2.3 Der elektrische Widerstand	20
2.3.1 Gesteinswiderstände und Leitfähigkeitsmechanismen	20
2.3.2 Skalierung und Konnektivität	22

<b>3 Änderungen des elektrischen Widerstandes im Zusammenhang mit Erdbeben - Stand der Forschung</b>	<b>24</b>
3.1 Erdbebenmodelle	24
3.1.1 Das Dilatanz-Diffusionsmodell (DD)	24
3.1.2 Das IPE Modell	27
3.1.3 Vorläufereffekte vor Erdbeben	29
3.2 Erdbeben und der elektrische Widerstand	30
3.2.1 Beobachtungen von Widerstandsänderungen durch mechanische Spannung an Laborproben	30
3.2.2 Modelle über zu erwartende Widerstandsänderungen aufgrund von Labordaten	33
3.2.3 Untersuchungen von Vorläuferphänomenen im elektrischen Widerstand	38
<b>4 Der elektrische Widerstand an der MT-Station Gökören</b>	<b>44</b>
4.1 Die Ergebnisse der Gleichstrom-Geoelektrik	44
4.2 Die Induktionspfeile an der Station Gökören	45
4.3 Die Impedanzen an der Station Gökören	50
4.4 Interpretation der vorgefundenen Widerstände	54
<b>5 Modellierung von Änderungen des scheinbaren elektrischen Widerstandes an der Oberfläche aufgrund von tektonischen Spannungsänderungen</b>	<b>56</b>
5.1 Das Inklusionsmodell	57
5.1.1 Ergebnisse der Modellrechnung	60
5.1.2 Wie ändert sich die Anomalie bei Variation der Parameter?	66
5.1.3 Der ideale Meßort	69
5.2 Modell der regionalen Widerstandsänderung	71
Zusammenfassung Kapitel 5	73
<b>6 Messungen und Verfahren der Auswertung</b>	<b>74</b>
6.1 Die Messungen	74
6.1.1 Das Registriergerät	74
6.1.2 Das Magnetometer	75
6.1.3 Die elektrischen Sonden	75
6.1.4 Eichung, Filter und Stabilitätskontrolle	76
6.1.5 Installation im Meßgebiet	76
6.1.6 Die verwendeten Datensätze	77

6.2	Berechnung der Impedanzen	78
6.2.1	Die klassische Berechnung der Impedanzen	78
6.2.2	Das Kaskadenverfahren	79
6.2.3	Das Datenfenster	80
6.2.4	Ein 'robustes' Stapelverfahren	81
6.3	Bestimmung des statistischen Fehlers	82
<b>7 Neue Methoden zur Berechnung zuverlässiger Parameter aus magnetotellurischen Daten zur Identifizierung von Widerstandsänderungen</b>		<b>84</b>
7.1	Die Biaskorrektur	84
7.1.1	Identifizierung eines systematischen statistischen Fehlers	84
7.1.2	Theoretische Abschätzung des Biaseffekts	88
7.1.3	Abschätzung des Biaseffekts für Gökören	93
7.1.4	Vergleich von verschiedenen bestimmten Impedanzen	97
7.1.5	Korrektur der Impedanzen und Vergleich	99
	Zusammenfassung zur Biaskorrektur	104
7.2	Mittelung über die Frequenzen	105
<b>8 Das zeitliche Verhalten der Übertragungsfunktionen</b>		<b>108</b>
8.1	Langperiodisches Verhalten	108
8.2	Meteorologische Einflüsse	110
8.3	Vergleich mit der Seismizität	113
	Zusammenfassung Kapitel 8	117
<b>9 Ergebnisse und Schlußfolgerungen</b>		<b>120</b>
<b>A Anhang</b>		<b>124</b>
A.1	Die ausgewerteten Datenabschnitte	124
A.2	Der Bias-korrigierte Impedanztensor	128
A.3	Impedanzamplituden der einzelnen Frequenzbänder	129
<b>Literatur</b>		<b>132</b>
<b>Danksagung</b>		<b>141</b>
<b>Lebenslauf</b>		<b>142</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1.1	Die Anatolische Platte im tektonische Umfeld	4
1.2.1	Geologische Aufteilung des Untersuchungsgebietes	5
1.3.1	Geographische Verteilung großer Beben	7
1.5.1	Die MT-Station Gökören	9
2.3.1	Wertebereiche spezifischer elektrischer Widerstände von Gesteinen	20
2.3.2	Elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit vom Porenvolumen	21
2.3.3	Konnektivität in Abhängigkeit von der Zahl der leitenden Verbindungen	23
3.1.1	Zusammenhang zwischen der Vorläuferzeit und Magnitude nach dem Dilatanz-Diffusions(DD) Modell	25
3.1.2	Änderung physikalischer Parameter nach dem DD-Modell	26
3.1.3	Deformationsgeschwindigkeit nach dem IPE-Modells	27
3.1.4	Änderung physikalischer Parameter nach dem IPE-Modell	27
3.2.1	Der Widerstand kristalliner Gesteine in Abhängigkeit von der Spannung	30
3.2.2	Der Widerstand von Sedimentgesteinen in Abhängigkeit von der Spannung	31
3.2.3	Der Widerstand von Granit in Abhängigkeit von der Spannung (normiert)	31
3.2.4	Modell einer Erdbebenzone vor dem Bruch	35
3.2.5	Widerstandsänderungen bei Tangshan	40
3.2.6	Impedanzen gemessen in der Charlevoix-Region	41
4.2.1	Reale Induktionspfeile im Periodenbereich 0.1 s - 1 s	45
4.2.2	Reale Induktionspfeile im Periodenbereich 10 s - 100 s	46
4.2.3	Induktionspfeile an der Station GOK04	47
4.2.4	Induktionspfeile an der Station GOK29	47
4.3.1	MT-Meßgrößen für den Impedanztensor in Gökören	50
4.3.2	Profil von 5 MT-Stationen im Bereich der Station Gökören	53
5.1.1	Geometrie und Ausdehnung des verwendeten Inklusionsmodells	58
5.1.2	Der scheinbare Widerstand $\rho_{yx}$ an der Oberfläche für das Inklusionsmodell	60
5.1.3	Der scheinbare Widerstand $\rho_{xy}$ an der Oberfläche für das Inklusionsmodell	61
5.1.4	Relative Änderung des scheinbaren Widerstandes $\rho_{yx}$	62
5.1.5	Relative Änderung des scheinbaren Widerstandes $\rho_{xy}$	62
5.1.6	Periodenabhängigkeit der relativen Änderung	64
5.1.7	Die relative Änderung von $\rho_{yx}$ in einem Profil senkrecht zur Verwerfung	66
5.1.8	Die relative Änderung von $\rho_{xy}$ in einem Profil senkrecht zur Verwerfung	67
5.1.9	Absolute Änderung des scheinbaren Widerstandes $\rho_{yx}$	69
5.1.10	Absolute Änderung des scheinbaren Widerstandes $\rho_{xy}$	70
5.2.1	Relative Änderung von $\rho_{yx}$ durch die regionale Widerstandsänderung	71
5.2.2	Relative Änderung von $\rho_{xy}$ durch die regionale Widerstandsänderung	72

7.1.1	Vergleich einzelner Terme zur Fehlerrechnung im Bereich 17- 22 cpd	85
7.1.2	Vergleich einzelner Terme zur Fehlerrechnung im Bereich 79-102 cpd	86
7.1.3	Impedanzen $Z_{xy}$ bzw. $Z_{yy}$ aufgetragen gegen Kohärenzterme im Bereich 79-102 cpd	94
7.1.4	Impedanzen $Z_{xy}$ bzw. $Z_{yy}$ aufgetragen gegen Kohärenzterme im Bereich 170-215 cpd	96
7.1.5	Mittlere $Z_{xy}$ bzw. $Z_{yy}$ aus unterschiedlichen Berechnungsmethoden	97
7.1.6	Impedanzen $Z_{xy}$ aus unterschiedlichen Berechnungsmethoden	99
7.1.7	Impedanzen $Z_{yy}$ aus unterschiedlichen Berechnungsmethoden	101
7.1.8	Standartabweichung gegen den halben 95%igen Vertrauensbereich	102
7.1.9	Standartabweichung der 105 Impedanzen	103
7.2.1	Relative Abweichung der Einzeltensoren	107
8.1.1	Relative Impedanzen in Gökören 5/1993 - 8/1995	109
8.2.1	Meteorologische Parameter und relative Widerstände für Zeitraum A	111
8.2.2	Meteorologische Parameter und relative Widerstände für Zeitraum B	112
8.3.1	Erdbeben und relative Widerstände für den Zeitraum A	114
8.3.2	Erdbeben und relative Widerstände für den Zeitraum B	116

## Tabellenverzeichnis

5.1.1	Gitterabstände senkrecht zur Verwerfung für die Modellrechnungen	59
5.1.2	Gitterabstände entlang der Verwerfung für die Modellrechnungen	59
5.1.3	Vertikale Gitterabstände für die Modellrechnungen	59
5.1.4	Die untersuchten Perioden der Modellrechnungen und die Skintiefen	59
5.1.5	Maximaler Effekt der Inklusion	63
6.2.1	Die für die Bestimmung der Impedanzen benutzten Frequenzbänder	80
7.1.1	Vergleich von $B_y B_y$ zu $E_x B_y / Z_{xy}$ bzw. $E_y B_y / Z_{yy}$	93
7.1.2	Die Impedanzen $Z_{xy}$ aus der Regression und der relative magnetische Noiseanteil $\alpha$	95
7.1.3	Die Impedanzen $Z_{yy}$ aus der Regression und der relative magnetische Noiseanteil $\alpha$	95
7.2.1	Mittlere 95%ige Vertrauensbereiche der Impedanzkomponenten	106
8.1.1	Trend der relativen Realteile der Impedanzen	108
8.3.1	Ausgewählte Beben im betrachteten Zeitraum A	115
8.3.2	Ausgewählte Beben im betrachteten Zeitraum B	115

# Bezeichnungen und Einheiten

Bezeichnung	Symbol	Einheit	SI- Einheit
Zeit	t	s	
Periodenlänge	T	s	
Frequenz	f	Hz	1/s
Kreisfrequenz	$\omega$	Hz cpd = 1/86400 Hz	(cycles per day)
Wellenzahl	k	1/m	
Elektrischer Strom	I	A	
Stromdichte	j	A/m <sup>2</sup>	
Elektrische Feldstärke	E	V/m = 10 <sup>6</sup> mV/km	kg m/ (s <sup>3</sup> A)
Dielektrische Verschiebung	D	A s / m <sup>2</sup>	
Magnetische Induktion, Magnetische Flußdichte	B	T = V s/m <sup>2</sup>	kg / (s <sup>2</sup> A)
Magnetische Feldstärke	H	A/m	
Elektrischer Widerstand	R	$\Omega$	kg m <sup>2</sup> /(s <sup>3</sup> A <sup>2</sup> )
Spezifischer el. Widerstand	$\rho$	$\Omega$ m	
Elektrische Leitfähigkeit	$\sigma$	S/m = 1/( $\Omega$ m)	
Dielektrizitätskonstante	$\epsilon_0$	8.8542 10 <sup>-12</sup> A s/(V m)	s <sup>4</sup> A <sup>2</sup> /(kg m <sup>3</sup> )
Relative Dielektrizität	$\epsilon_r$	-	
Induktionskonstante	$\mu_0$	4 $\pi$ 10 <sup>-7</sup> V s /(A m)	
Impedanz	Z	mV/(nT km)	
Magnetische Übertragungs- funktion	T	-	
Skintiefe	$\delta$	m	
Komponente in			
magnetisch Nord	x		
magnetisch Ost	y		
senkrecht nach unten	z		

# Einführung

Eine zuverlässige Vorhersage von Erdbeben, sei es für Stunden, Tage oder Monate, könnte auf vielfältige Weise zur Verminderung der humanitären, sozialen, politischen und nicht zuletzt wirtschaftlichen Folgen einer solchen Katastrophe beitragen. Dabei wird vielfach geglaubt, eine sichere Erdbebenvorhersage wäre heute schon möglich. Dies mag an der Euphorie in den 70er Jahren liegen, als viele Wissenschaftler glaubten, dem Ziel nahe zu sein (Nur, 1972; Scholz et al., 1973). Die Hoffnung stützte sich vor allem auf beobachtete Änderungen verschiedener Meßparameter, sogenannter Vorläufereffekte, vor Erdbeben.

Heute sind viele Beobachtungen umstritten (Wyss, 1991), und über die zugrundeliegenden Mechanismen gibt es ein breites Meinungsspektrum (Mogi, 1984). Vielfach sind nicht genügend Daten vorhanden, um die beobachteten Anomalien in Meßzeitreihen hinreichend zu beurteilen:

- die Zeitreihen sind im Vergleich zum zeitlichen Abstand großer Beben zu kurz,
- die Beobachtungen sind wegen zu geringer Stationsdichte nicht signifikant,
- es fehlt der Nachweis, daß der gemessene Parameter in seismisch ruhigen Zeiten stabil ist. Fehlt dieser Nachweis, können andere Störeinflüsse auf den betrachteten Meßparameter nicht ausgeschlossen werden.

Dabei steht man vor einem methodischen Dilemma. Der beste Weg zur systematischen Untersuchung der Untergrundprozesse wäre ein dichtes, lang registrierendes Meßnetz verschiedenster Meßparameter an einem Ort, an dem nach einer bestimmten Zeit ein großes Erdbeben stattfindet. Dies würde aber voraussetzen, daß man Ort und Zeit eines Bebens schon vorhersagen könnte.

Ein Ansatz zur Lösung dieses Dilemmas ist das Betreiben mehrerer solcher Meßnetze in Gebieten, die aufgrund statistischer Untersuchungen ein großes Beben erwarten lassen. Ein solches Netz wird z. B. in Parkfield/Kalifornien betrieben (Roeloffs und Langbein, 1994).

Ein weiteres Netz wurde 1984 im Rahmen des Deutsch-Türkischen Erdbeben-Forschungsprojektes an einem westlichen Teilstück der Nordanatolischen Verwerfung aufgebaut (Ergünay und Zschau, 1989; Zschau, 1989). Folgende Meßparameter werden dabei quasi-kontinuierlich oder durch Wiederholungsmessungen erfaßt:

- Seismizität,
- Laufzeit seismischer Wellen,
- Krustenverformung (Strain) durch Neigungsmesser, laseroptische Methoden, Global Positioning System (GPS) und Mikrogravimetrie,
- Niederschlag, Luftdruck, Luft- und Bodentemperatur,
- Bodenfeuchte, Radongehalt und chemische Bestandteile in Grund- und Quellwässern,
- Grundwasserspiegel, Wassertemperatur und akustische Emission in Bohrlöchern,
- Totalintensität des Erdmagnetfeldes,
- Elektrische und magnetische Feldvariationen am Boden (Magnetotellurik).

Auch Strukturuntersuchungen wurden zum Verständnis des Aufbaus des Untergrundes durchgeführt. Einige Ergebnisse werden bei der Vorstellung des Untersuchungsgebietes in Kapitel 1 dargestellt.

Das Projekt wird mit der Zielsetzung betrieben, durch den multidisziplinären Ansatz so viele Informationen wie möglich über zeitliche Änderungen im seismogenen Teil der Erdkruste zu erlangen, um schließlich zu Aussagen über die im Untergrund stattfindenden tektonischen Prozesse zu kommen. Bis 1993 gab es in dem Projekt keine Untersuchungen zum zeitlichen Verhalten des elektrischen Widerstandes in der Erdkruste.

Beobachtungen von Änderungen des elektrischen Widerstandes in seismisch aktiven Gebieten, sowie Laboruntersuchungen des elektrischen Widerstandes an Gesteinsproben unter mechanischer Spannung gaben Hinweise, daß die Untersuchung des elektrischen Widerstandes eine wichtige Ergänzung zur Erfassung von tektonischen Untergrundprozessen darstellen könnte.

Die Aufgabenstellung für diese Arbeit bestand deshalb darin, im Rahmen des Deutsch-Türkischen Erdbeben-Forschungsprojektes ein Meßkonzept zu entwickeln, mit dem Änderungen des elektrischen Widerstandes im Zusammenhang mit tektonischen Prozessen untersucht werden können. Hieran knüpften sich folgende Fragen:

- Welche Meßmethode soll verwendet werden?
- Wie groß sind die zu erwartenden Meßeffekte durch tektonisch bedingte Widerstandsänderungen in der Erdkruste?
- Welche Meßgenauigkeit kann erreicht werden?
- Welche Störeinflüsse sind zu beachten?

Die Frage nach der Meßmethode war von Anfang an eingeschränkt durch die zeitlichen, logistischen und finanziellen Rahmenbedingungen. Da der elektrische Widerstand in Tiefen bis zu mehreren Kilometern untersucht werden sollte, schieden aktive Meßmethoden mit eigener Anregungsquelle aus. Auch ein störungsfreier Betrieb langer Meßauslagen, z. B. durch Mitnutzung örtlicher Leitungsnetze, erschien unrealistisch.

Zur Bestimmung des Widerstandes wurde deshalb das Meßverfahren Magnetotellurik (Cagniard, 1953) benutzt. Im Gegensatz zu den aktiven geoelektrischen Verfahren werden bei der Magnetotellurik (MT) die natürlichen elektrischen und magnetischen Variationen in der Ionosphäre und der Magnetosphäre als Anregungssignal benutzt. Die durch die Variationen induzierten elektrischen Ströme in der Kruste und dem oberen Mantel ermöglichen die Untersuchung des Widerstandes in großen Tiefen bei kurzen Meßauslagen. Hierzu wird die Übertragung der magnetischen Variationen auf das elektrische Feld im Boden berechnet. Aus Amplitude und Phase der Übertragung läßt sich der spezifische Widerstand des Untergrundes bestimmen. In Kapitel 2 werden allgemeine Grundlagen des Meßverfahrens Magnetotellurik wiedergegeben. Dabei werden insbesondere offene Fragen angesprochen, die zum Verständnis der vorgefundenen Widerstandsverteilungen an Störungzonen eine große Rolle spielen können.

Zur Abschätzung der zu erwartenden Meßeffekte muß zunächst der vorhandene Wissensstand über Erdbebenmechanismen und deren Auswirkung auf den elektrischen Widerstand betrachtet werden. Im 3. Kapitel wird über den heutigen Stand der Erdbebenforschung zu folgenden Themen berichtet:

- Modellvorstellungen über die Dynamik von Bruchvorgängen und die erwarteten Auswirkungen auf verschiedene (geo)-physikalische Meßparameter, speziell den elektrischen Widerstand der Kruste,
- Befunde aus Laboruntersuchungen über das Verhalten des elektrischen Widerstandes von Gesteinen unter mechanischer Spannung und die Übertragung der Ergebnisse auf geologische Gegebenheiten,
- die bisherigen Ergebnisse aus Meßzeitreihen des elektrischen Widerstandes im Zusammenhang mit seismischer Aktivität.

Um die allgemeinen Vorstellungen über Widerstandsänderungen auf die spezielle Lokation im Untersuchungsgebiet übertragen zu können, müssen alle schon vorhandenen Kenntnisse über die elektrische Widerstandsverteilung herangezogen werden. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse bisher im Untersuchungsgebiet durchgeführter geoelektrischer und magnetotellurischer Messungen diskutiert. Die langperiodischen Übertragungsfunktionen beinhalten dabei einen Teil der Ergebnisse dieser Arbeit, sind aber nicht Schwerpunkt dieser Untersuchung.

Oft werden Ergebnisse aus Laboruntersuchungen mit den erwarteten Effekten in seismisch aktiven Gebieten gleichgesetzt wurden, ohne konkrete Vorstellungen über Geometrie und Ausdehnung der sich ändernden Volumina im Untergrund zu formulieren. Im 5. Kapitel werden die Ergebnisse von eigenen Modellrechnungen dargestellt. Für die vorgestellten Modelle wurden Laborbefunde über Widerstandsänderungen (Kapitel 3) mit Annahmen über deren räumliche Ausdehnung an einer idealisierten Strike-Slip-Verwerfung verknüpft. Die eingesetzten statischen Widerstände lehnen sich an die Ergebnisse aus dem Untersuchungsgebiet an (Kapitel 4). Hieraus wurde eine qualitative Vorstellung entwickelt, welche Änderungen magnetotellurischer Parameter im Zusammenhang mit Erdbebenprozessen erwartet werden können.

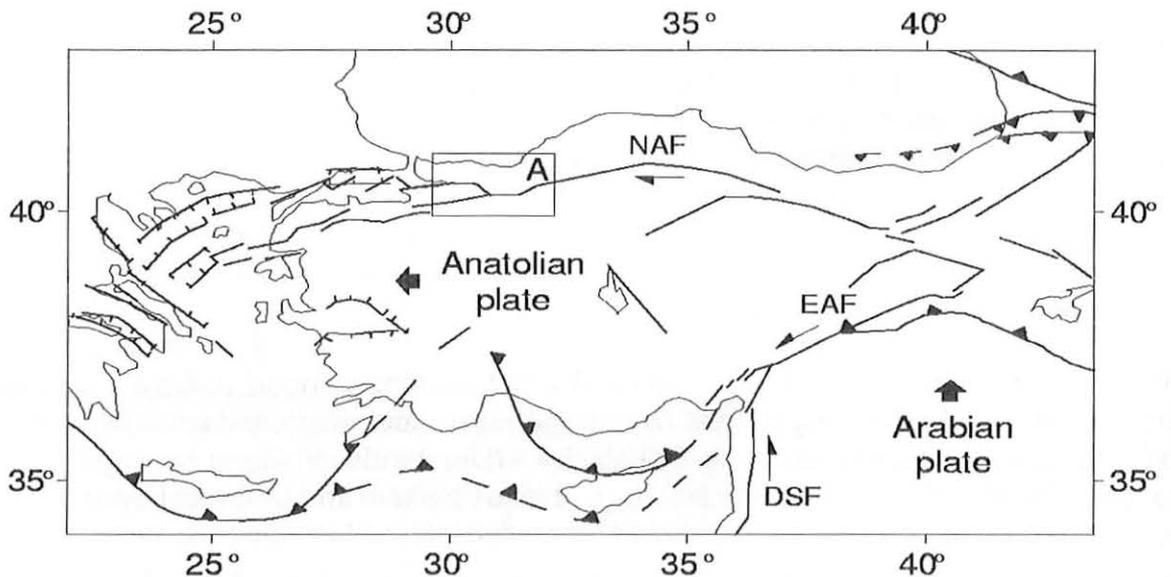
In Kapitel 6 wird der Meßaufbau an der MT-Station Gökören und das benutzte Auswertungsverfahren zur Berechnung magnetotellurischer Impedanzen erläutert. In Kapitel 7 werden die Impedanzen mehrerer Datensätze von dieser Station verglichen. Dabei werden speziell Verbesserungen an der Auswertemethodik dargestellt, die notwendig waren, um eine hohe Genauigkeit der Ergebnisse zu erreichen. In Kapitel 8 werden schließlich die Ergebnisse von 2 Jahren Meßbetrieb als Zeitreihe dargestellt und mit den Ergebnissen meteorologischer wie seismologischer Zeitreihen verglichen.

In einem anderen Zweig elektromagnetischer Untersuchungen in der Erdbebenforschung werden die Änderungen der elektrischen und magnetischen Felder selbst beobachtet (Varotsos und Lazaridou, 1991; Frazer-Smith et al., 1990; Park et al., 1993). Die Untersuchung von Änderungen der elektromagnetischen Felder selbst sind nicht Teil dieser Arbeit.

Die in dieser Arbeit verwendeten Datensätze wurden im Rahmen der EU Projekte EPOC-CT0045 und EV5V-CT94-0449 erstellt.

# 1. Das Untersuchungsgebiet

## 1.1 Die Nordanatolische Verwerfungszone (NAFZ)



**Abb.1.1.1 : Die Anatolische Platte im tektonischen Umfeld. Das Rechteck A kennzeichnet die Lage des Untersuchungsgebietes an der westlichen Aufspaltung der NAF (nach Oral, 1994).**

Die Nordanatolische Verwerfungszone (NAFZ) bildet über 1200 km Länge die ungefähr Ost-West verlaufende Grenze zwischen der Eurasischen Platte im Norden und dem Anatolischen Block im Süden. Nach McKenzie (1972) führte die Kollision der Arabischen mit der Eurasischen Platte im späten Miozän zu einer Westbewegung des Anatolischen Blocks. Seitdem hat die NAF ihren Charakter einer rechtslateralen Strike-Slip-Verwerfung. Die Ostanatolische Verwerfung (EAF) hat entsprechend einen linkslateralen Charakter. Der genaue Beginn der rechtslateralen Bewegung der NAF ist umstritten, wie auch die mittlere Bewegungsrate und der gesamte Versatz. Sengör und Canitez (1992) berichteten von verschiedenen Indizien für einen kumulativen Versatz von 80 - 100 km im Osten der NAF (z.B. nahe der Stadt Erzincan, 39.5°E), und einer Bewegungsrate von 1-2 cm/Jahr. Dagegen fanden Barka und Hancock (1984) einen Versatz von nur 25 km anhand von Sedimenten am Harza-Ladik Basin (35.7° E) und folgerten eine Bewegungsrate von 0.4 cm/Jahr seit dem späten Miozän. Michel (1994) wand ein, daß der Versatz zumindest im Westen zwischen 30° und 31° E über eine Breite von 100 km erfolgt, und deshalb kumulativ weitaus höher liegt. Den Beginn der rechtslateralen Verschiebung datierte er aufgrund einer Störflächenchronologie (Kap.1.2) auf das Pliozän. Mit einem Alter von 5 bis 2 Millionen Jahren und einem Versatz von 30 km kam er auf eine durchschnittliche Bewegungsrate von 0.7 - 1.5 cm/Jahr. Schließlich liefern auch die Ergebnisse neuerer GPS (Global Positioning System)-Messungen Argumente für höhere Bewegungsraten von 1.7±0.3 cm/Jahr (Straub und Kahle, 1995) oder sogar 2.5 cm/Jahr (Altiner und Seeger, 1993). Diese Daten wurden aber bisher aus nur kurzen Zeitabschnitten von 2 bzw. 3 Jahren gewonnen. Kontrovers wird auch die Fortsetzung der Verwerfung im Westen und insbesondere der Übergang zur Abschiebungsbewegung in der Ägäis diskutiert.

## 1.2 Das Untersuchungsgebiet des Deutsch-Türkischen Erdbeben Forschungsprojektes

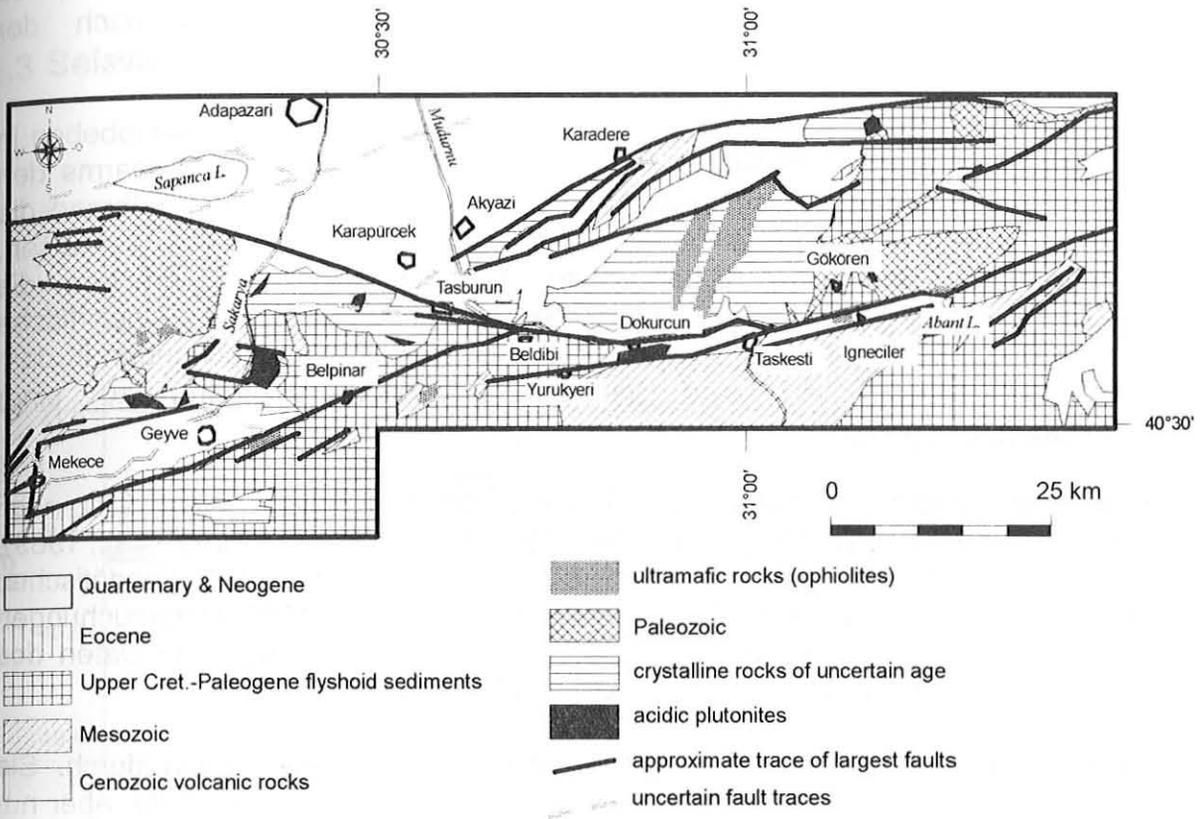


Abb.1.2.1 : Geologische Aufteilung des Untersuchungsgebietes (nach Michel, 1994).

Das Mudurnutal und sein östlicher Ausläufer bis Abant ist seit 1984 Untersuchungsgebiet des Deutsch-Türkischen Erdbeben Forschungsprojektes. Verschiedenste geophysikalische, geodätische, geologische und hydrologische Projekte werden durchgeführt (Zschau, 1989; Berckhemer et. al., 1991). Abb.1.2.1 zeigt die wichtigsten geologischen und tektonischen Strukturen des Gebietes. Die Hauptstörung verläuft zwischen Abant im Osten und Beldibi im Westen durch das Mudurnutal. Sie weist einen wesentlich höheren rezenten Versatz auf als der weiter nördlich gelegene Störungsarm. Weiter westlich teilt diese sich auf, wobei der größte Versatz für die WSW streichende Störung Richtung Geyve angenommen wird (Michel, 1994). Im Bereich des Mudurnutals teilt die Störung den Almacik Block im Norden mit metamorphen Gesteinen - Schiefer, Phyllite und Gneise des Paläozoikums - von einem Sedimentblock im Süden - mesozoische und tertiäre Kalksteine und Flysch (Woith, 1995).

Umstritten ist die tektonische Situation an der Verwerfungszone vor dem Miozän. Michel (1994) führte Altersbestimmungen an Sedimenten aus dem Untersuchungsgebiet durch, betrachtete Störungsrichtungen und Morphologie, und

stellte eine Störfächenchronologie auf. Er unterschied drei präanatolische Phasen seit dem Tertiär, die eher durch duktile als durch Bruchdeformation geprägt sind. Er identifizierte Aufschiebungen, Störungen durch Drucklösungsgleiten und charakteristisches Kristallwachstum, und schloß auf ein großräumig einheitliches Kompressionsregime. Dabei unterschied er die drei Phasen nach der Hauptkompressionsrichtung, die von NE-SW über N-S nach NW-SE rotierte.

Löffler (1992) identifizierte drei Gruppen von Herdmechanismen aus Mikrobeben in der Region. Danach haben Beben im Bereich des nördlichen Störungsarms den Charakter einer reinen rechtslateralen Blattverschiebung (strike-slip), während die Beben im Bereich des südlichen Arms größere Dehnungskomponenten aufweisen. Weiter westlich an der östlichen Seite des Sapanca Sees ergaben die Herdflächenlösungen entweder eine steile Abschiebung, oder eine flache Überschiebung. Dagegen fand Michel (1994) aus Sedimentuntersuchungen in dem Bereich  $29^{\circ}$  -  $32^{\circ}$  E keine Indizien für einen Übergang zu einer Abschiebungsbewegung.

Die rezente Versatzrate beträgt bei Taskesti ( $31.0^{\circ}$  E, siehe Abb.1.2.1) nach Meßergebnissen eines lokalen geodätischen Netzes  $0.6$  cm/Jahr (Franke et al., 1989). Die Hauptkompressionsrichtung wurde aus geologischen (Michel, 1994), geodätischen (Franke et al., 1989) und tektonomagnetischen (Uhrenbacher, 1989) Untersuchungen mit  $N30^{\circ}W$  bestimmt. Die akkumulative Scherverformung betrug nach Daten des geodätischen Netzes  $2 \times 10^{-7}$  (Franke et al., 1989; Westerhaus, 1995).

Milkereit et al. (1989) führten refraktionsseismische Untersuchungen durch. Sie fanden Indizien für eine steil einfallende Störungsfläche bis in  $2$  km Tiefe, aber nur einige geringe Verzögerungszeiten der P-Wellen Einsätze, die auf eine Zone niedrigerer Geschwindigkeiten hinweisen würden. Eine breite Zone mit weichem Material im Störungsbereich wurde deshalb ausgeschlossen.

Lühr<sup>1</sup> (persönliche Mitteilung, 1996) errechnete aus P- und S-Wellengeschwindigkeiten Porositäten zwischen  $11$  und  $23$  % sowohl für die Sedimente als auch für die Metamorphite im Störungsbereich. Diese hohen Porositätswerte sind durch die Messungen bis zur maximale Eindringtiefe der seismischen Wellen von  $2.5$  km belegt.

Woith (1995) untersuchte über  $400$  Wasserquellen im Bereich des Untersuchungsgebietes. Dabei wurde auch der elektrische Widerstand der Proben untersucht. Er fand als Median einen Wert von  $20 \Omega m$ , für Quellen tieferen Ursprungs wie z. B. die Thermalquellen in Kuzulluk (nördlich Tasburun)  $2 \Omega m$ .

Kuhn (1989) führte Widerstandsuntersuchungen an  $28$  Punkten im Untersuchungsgebiet unter Nutzung starker Radiosender als Anregungsquelle durch (VLF-R Methode). Aufgrund der niedrigen Widerstände an der Oberfläche von  $5 - 20 \Omega m$  war die Eindringtiefe der Radiosignale zur Erfassung der Grenze der Verwitterungsschicht oft zu gering. Erkul (1991) fand an  $8$  von  $11$  Lokationen aufgrund von geoelektrischen und seismischen Untersuchungen Bedeckungen der Verwitterungsschicht unter  $50$  m Mächtigkeit. Für die Widerstände der

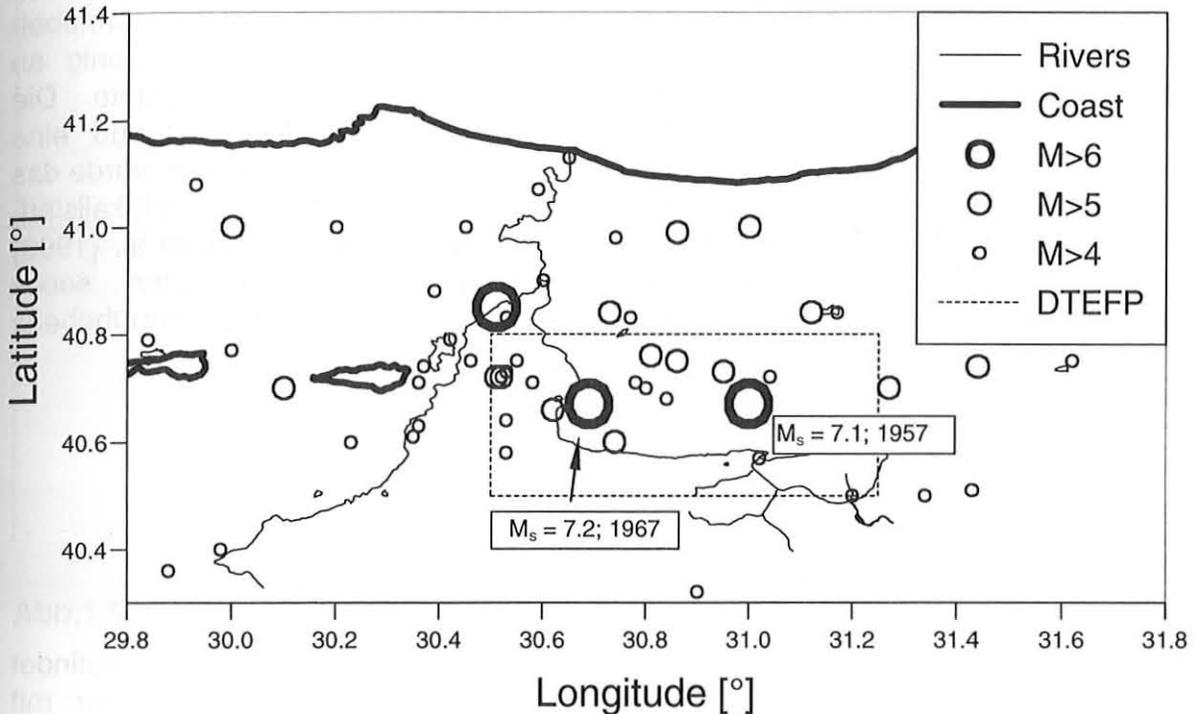
---

<sup>1</sup>Dipl. Geophys. B. Lühr, GFZ Potsdam, ase@gfz-potsdam.de

darunterliegenden Schichten wurden Werte von 150 - 300  $\Omega\text{m}$  gefunden. Allerdings waren die Werte oft nicht mehr genau zu bestimmen, da wegen der begrenzten Auslagenlänge nur ein kleiner Teil des eingespeisten Stromes diese Tiefen erreichte.

### 1.3 Seismizität

Große Erdbeben seit 1900 im westlichen Teil der NAFZ



**Abb.1.3.1 Geographische Verteilung großer Beben im Bereich des Untersuchungsgebietes seit 1900. Die Bebedaten stammen aus einem Katalog des ERI Ankara. Das gestrichelte Rechteck markiert das Untersuchungsgebiet des Deutsch-Türkischen Erdbeben Forschungsprojektes (DTEFP).**

Nehl (1983) berichtete über eine Abfolge von Beben mit  $M > 5.0$  im Bereich  $40.5^\circ - 41^\circ$  N,  $30.0^\circ - 31.5^\circ$  E in einem Abstand von 10 - 21 Jahren. 19 Beben mit  $M > 5.0$  wurden seit 1863 in diesem Bereich registriert. Karakaisis (1994) errechnete eine statistische Wahrscheinlichkeit von 55 % für ein Beben  $M > 6.5$  innerhalb der nächsten 10 Jahre für einen Abschnitt der NAFZ, der in etwa dem Untersuchungsgebiet entspricht. Wyss et al. (1995) beobachteten für den Zeitraum 1984-1988 seismische Ruhephasen vor den beiden größten seismischen Ereignissen 1989 ( $M = 4.0$ ;  $M = 4.3$ ). Westerhaus (1995) zeigte eine neue Ruhephase bis Ende 1993 auf. Ein Beben mit einer Magnitude  $M > 5.0$  gab es seit 1968 nicht mehr.

## 1.4 Das Mudurnu Beben 1967

Die NAFZ ist seismisch hoch aktiv. Dabei wurde insbesondere eine nach Westen wandernde Abfolge von großen Beben beobachtet (McKenzie, 1972), die 1939 bei Erzincan ( $M=8.0$ ) begann, und 1967 im Mudurnutal endete. Das Beben 1967 ( $M_s = 7.2$ ) wurde von Ambraseys et al. (1968) untersucht. Das Beben forderte 86 Tote, 332 Menschen wurden verwundet und über 5000 Häuser zerstört. Frische Bruchflächen wurden an der Oberfläche über eine Gesamtlänge von 80 km festgestellt, wobei der Bruch über 40 km parallel, aber nicht identisch mit dem Bruchverlauf des Abant Bebens 1957 ( $M = 7.1$ ) verlief. Ambrasey et al. beschrieben eine mit 1 - 3 km vergleichsweise breite Scherzone, die sich nur wenig an geologischen, tektonischen oder topographischen Strukturen ausrichtete. Die Bewegung erreichte einen rechtslateralen Versatz bis zu 190 cm, und eine Abschiebung des nördlichen Blocks bis zu 120 cm. Nach Ambraseys et al. wurde das Epizentrum des Hauptbebens am östlichen Ende der Bruchfläche ( $31.7^\circ E$ ) lokalisiert, die Nachbeben fanden hauptsächlich am westlichen Ende statt. Pinar et al. (1996) identifizierten durch Auswertung von teleseismischen Körperwellen sechs Einzelbeben, aus denen sich das komplizierte Wellenmuster des Mudurnubebens zusammensetzte.

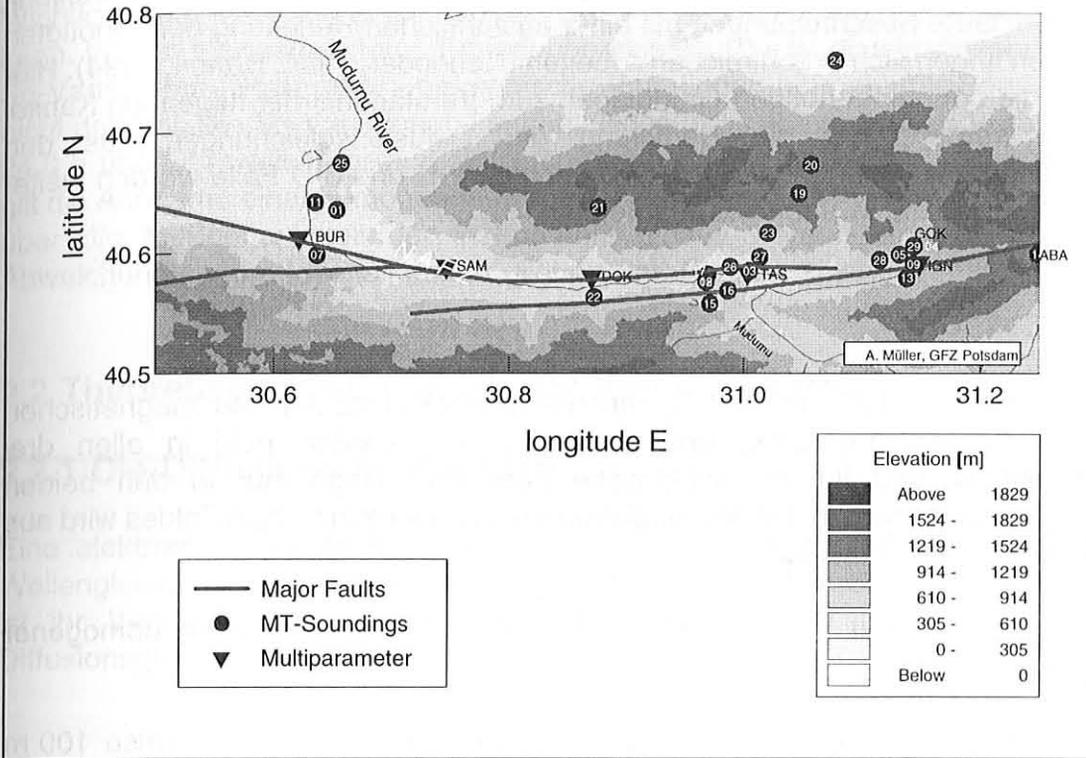
## 1.5 Die Station Gökören

Diese Arbeit befaßt sich mit der MT-Station Gökören (Abb.1.5.1). Gökören befindet sich in der östlichen Verlängerung des Mudurnutals nördlich zweier paralleler, mit  $N81^\circ E$  streichenden Bruchzonen (MT-Station Gökören : Breite =  $40^\circ 36' 22'' N$ ; Länge =  $31^\circ 08' 44'' E$ ). Huss (1992) untersuchte speziell kretazische und jurassische Abfolgen südlich der Hauptstörung im Bereich Taskesti bis Abant. Er interpretierte den Störungsknick von 10 Grad am Abantsee (siehe Abb.1.2.1) als Folge einer "Refraktion" bei der Ribbildung an der Grenze zweier strukturell unterschiedlicher Materialien, und als Ursache für Spannungskonzentrationen am Abantsee bis zur Gegenwart. Darauf aufbauend interpretierte Neugebauer (1995) die entstehenden Falten und Störungen im Süden der Hauptstörung als eine "closing up structure"<sup>1</sup> resultierend aus dem Störungsknick. Diese Struktur führt zu einer  $N110^\circ E$  streichenden Dehnung, die Strike-Slip Störungen parallel zur Hauptstörung  $N81^\circ E$  wie auch in  $N110^\circ E$ -Richtung bewirkt. Eine detaillierte Kartierung des Gebietes der auf dem Nordblock gelegenen Station Gökören ist noch nicht vorhanden. Meteorologische Vergleichsdaten wie Niederschlag, Brunnenspiegelstand und Temperatur werden an sogenannten Multiparameterstationen registriert. Zum Vergleich mit den Ergebnissen der MT-Station Gökören werden in Kapitel 6.6 meteorologische Daten der Stationen Igneçiler und Abant benutzt.

---

<sup>1</sup>Begriffbildung bei Neugebauer (1995). Eine deutsche Bezeichnung ist mir nicht bekannt.

## Location of MT- and Multiparameter-Stations



**Abb.1.5.1** Lokation von MT-Messungen (Kreise) und Multiparameter-Stationen (Dreiecke). Nummer 29 bezeichnet den Ort der am längsten registrierenden MT-Station Gökören. Lokation Nummer 04 befindet sich in diesem Abbildungsmaßstab praktisch am gleichen Ort.

## 2 Das Meßverfahren Magnetotellurik (MT)

In diesem Kapitel werden die Grundlagen des Meßverfahrens Magnetotellurik beschrieben. Gute Beschreibungen mit einer ausführlichen Herleitung der benötigten Gleichungen finden sich in zahlreichen Arbeiten (Neurieder, 1984; Bruton, 1994). Hier sollen nur die unbedingt nötigen Grundlagen zum Verständnis der folgenden Kapitel aufgeführt werden. Auf die Herleitung der Diffusionsgleichungen aus den Maxwell'schen Gleichungen wird daher verzichtet. 2-D und 3-D Fälle werden weiter anhand der Beispiele in Kapitel 5 erläutert.

### 2.1 Die Messung

Gemessen werden die zeitlichen Variationen des elektrischen und magnetischen Feldes an der Erdoberfläche, und zwar das magnetische Feld in allen drei Raumrichtungen, und für das elektrische Feld i. d. Regel nur in den beiden horizontalen Komponenten. Die Vertikalkomponente des elektrischen Feldes wird aus zwei Gründen vernachlässigt:

- sie verschwindet im sogenannten "Normalfall", d.h. bei lateral homogener Schichtung
- da für die elektrischen Messungen eine Auslage von typischerweise 100 m nötig ist, wäre der logistische Aufwand für vertikale Messungen sehr groß.

Die elektrischen Messungen werden so vorgenommen, daß die Potentialdifferenz zwischen zwei Elektroden quasi-kontinuierlich gemessen und registriert wird. Die Elektroden haben den Zweck, einen stabilen elektrischen Kontakt zum Untergrund herzustellen. Da die Spannung sehr hochohmig abgegriffen wird (typischerweise einige Megaohm Eingangswiderstand) hat der Übergangswiderstand der Elektroden zum Untergrund (oft einige 100 Ohm) keinen starken Einfluß auf das Meßergebnis.

Die magnetischen Messungen in drei Komponenten werden zumeist mit Fluxgatemagnetometern (Saturationskernmagnetometer, Frequenzbereich 1 Hz - DC) und Induktionsspulen (Frequenzbereich  $10^4$  Hz ..  $10^{-3}$  Hz) durchgeführt (Kertz, 1969).

Die Meßergebnisse werden auf die Erdoberfläche bezogen. Wegen der Stetigkeit des magnetischen Feldes und der Horizontalkomponenten des elektrischen Feldes ist die genaue Höhe der Sensoren (2 Meter über oder unter der Erde) nicht von Bedeutung.

Die Anregungsquellen befinden sich in der oberen Erdatmosphäre, der Ionosphäre und der Magnetosphäre. Sehr verschiedene Typen werden dabei unterschieden:

- Anregung durch Ionenfluß ausgehend von der Sonne,
- Gezeitenanregung durch die Bewegung freier Ladungsträger,
- Wechselwirkungen der freien Ladungsträger mit dem statischen Erdmagnetfeld.

Die Anregungstypen unterscheiden sich in Energie, Frequenz, Quellfeldgeometrie sowie Regelmäßigkeit und Häufigkeit des Auftretens (Kertz, 1971, Schmucker 1984).

Wichtig für die Auswertung ist, daß das Quellfeld als homogen angenommen werden kann. In dem hier betrachteten Periodenbereich ab 10 s ist dies insbesondere für die Sq-Variationen (Solar quiet - harmonische Variationen bei geringer Sonnenaktivität) nicht der Fall. Die Sq-Variationen können wegen ihres harmonischen Verhaltens ( $T = 24.0$  h und Oberwellen) gezielt gefiltert werden. In den anderen Frequenzbereichen gilt die Annahme einer homogenen Anregungsquelle in 1. Näherung, residuale Fehler über die Meßgenauigkeit der Instrumente hinaus werden aber oft durch diese Abweichungen vom Idealfall erklärt (Egbert und Booker, 1986).

## 2.2 Theoretische Grundlagen der Magnetotellurik

### 2.2.1 Die Diffusionsgleichungen

Eine elektromagnetische Anregung aus der oberen Atmosphäre kann durch eine Wellengleichung beschrieben werden. Für die Interpretation der gemessenen Felder ist ihr Verhalten in der Erdkruste wichtig. Dieses wird durch eine vektorielle Diffusionsgleichung beschrieben:

$$\nabla^2 \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{bmatrix} = k^2 \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{bmatrix} \quad (\text{F2.2.1})$$

mit der Lösung

$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$  dem elektrischen Feld bei einer harmonischen Anregung  
in [V/m =  $10^6$  mV/km],

$\vec{B} = \vec{B}_0 e^{i\omega t}$  der magnetischen Induktion bei einer harmonischen Anregung  
in [T =  $10^9$  nT = Vs/m<sup>2</sup>],

und den Meßgrößen

$k^2 = i \omega \mu_0 \sigma$  komplexe Wellenzahl in [m<sup>-2</sup>],

$\omega$  Kreisfrequenz in [s<sup>-1</sup>],

$\mu_0$  Induktionskonstante  $4 \pi 10^{-7}$  Vs / Am,

$\sigma$  spezifische elektrische Leitfähigkeit in [ $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ ] oder [S/m].

Der Charakter einer Diffusionsgleichung läßt sich erkennen, indem der Faktor  $i\omega$  in  $k^2$  durch die Ableitung der Felder E und B nach der Zeit ersetzt wird.

Das Verhalten der Felder wird also durch ein lineares Gleichungssystem beschrieben, wenn E und B im Frequenzbereich dargestellt werden. Für alle folgenden Gleichungen wird deshalb bei den Größen E und B von der Fouriertransformierten ausgegangen.

Folgende Vereinfachungen zur Herleitung aus den Maxwell'schen Gleichungen sind notwendig:

- (1) Die Erdkruste ist quellenfrei, d. h. die Raumladungsdichte ist Null. Für eine homogene Leitfähigkeitsverteilung zerfällt jede Ladungsinhomogenität in für das Meßverfahren kurzen Zeiten ( $10^{-9}$  s).
- (2) Die Verschiebungsstromdichte kann vernachlässigt werden. Hierfür muß gelten:

$$\omega \epsilon_0 \epsilon_r \ll \sigma \quad (\text{F.2.2.2})$$

mit

$\epsilon_0$  Dielektrizitätskonstante  $8.8542 \cdot 10^{-12}$  As/Vm,

$\epsilon_r$  relative Dielektrizität für Wasser  $\sim 80$ , für Gesteine niedriger.

Für Leitfähigkeiten besser  $10^{-5} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$  gilt dies sicher bis  $10^3$  Hz. Diese Lösung bezeichnet man als quasi-stationär.

- (3) Die relative Permeabilität wird mit eins angenommen. Nur sehr spezielle Vorkommen (z. B. Magnetkies  $\mu_r = 6$ ) weichen signifikant von dieser Annahme ab. Ihr Auftreten spielt einerseits am untersuchten Gesamtvolumen kaum eine Rolle, zum anderen sind die Abweichungen im Vergleich zu den um mehrere Größenordnungen verschiedenen Widerständen in der Erdkruste relativ unbedeutend.

## 2.2.2 Der homogene Halbraum

Um nun von den Diffusionsgleichungen zum Widerstand des homogenen Halbraumes zu kommen, sind weitere Vereinfachungen nötig:

- (1) Die Anregung des elektromagnetischen Feldes erfolgt von einer unendlich entfernten Quelle, d. h. die Wellenfronten verlaufen parallel,
- (2) Die Erdkrümmung kann vernachlässigt werden.

Damit ergibt sich mit Formel (F2.2.1) in einem kartesischen Koordinatensystem mit der x-Richtung nach magnetisch Nord, y nach Osten, und z positiv nach unten:

$$-i\omega B_x = k E_y \quad (\text{F.2.2.3a})$$

$$-i\omega B_y = -k E_x \quad (\text{F.2.2.3b})$$

Mit der komplexen Impedanz  $Z$  (Cagniard, 1953)

$$Z = \frac{E_x}{B_y} = -\frac{E_y}{B_x} = \frac{i\omega}{k} = \sqrt{\frac{i\omega}{\mu\sigma}} \quad (\text{F2.2.4})$$

erhält man den spezifischen<sup>1</sup> Widerstand  $\rho$  des homogenen Halbraumes

$$\rho = 1/\sigma = \frac{\mu}{\omega} |Z|^2 \quad (\text{F2.2.5})$$

$$\frac{\rho}{[\Omega m]} \approx \frac{T/[s]}{5} \frac{|Z|^2}{[mV/(nTkm)]^2} \quad (\text{F.2.2.5b})$$

mit  $T$  die betrachtete Periodenlänge in [s]. Die Phase  $\Phi = \arctan(\text{Im}(Z)/\text{Re}(Z))$  beträgt beim homogenen Halbraum genau  $45^\circ$ .

Der Begriff Impedanz für  $Z$  ist nach den physikalischen Einheiten nicht ganz korrekt. Da er in der Literatur so verwendet wird, wird auch hier nicht davon abgewichen.

Die Skintiefe  $\delta$  ist definiert als die Tiefe, in der die Amplitude des elektrischen Feldes auf  $1/e$  (mit  $e$  der Euler'sche Konstante) abgeklungen ist:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \approx 0.5km \sqrt{\frac{\rho}{[\Omega m]} \frac{T}{[s]}} \quad (\text{F2.2.6})$$

Die Skintiefe wird benutzt, um den Tiefenbereich abzuschätzen, für den der erhaltene Widerstand gilt. Irreführend an diesem Begriff ist, daß die Formel nur für den homogenen Halbraum gilt, eine Tiefenangabe für den erhaltenen Widerstand (F2.2.5) also keinen Sinn macht. Die Skintiefe wird aber auch oft für komplexere Leitfähigkeitsstrukturen berechnet. Deshalb soll ausdrücklich auf zwei weitere aus dem Begriff entstehende Irrtümer hingewiesen werden:

- (1) Die Skintiefe ist kein gut geeignetes Werkzeug zur Inversion von vertikalen Leitfähigkeitskontrasten. Zwar gibt sie gut wieder, bis zu welcher Tiefe die elektromagnetischen Felder eindringen. Wir messen aber an der Oberfläche die resultierenden Felder, die in allen Frequenzbereichen insbesondere von der Oberfläche beeinflusst werden.
- (2) Der Begriff Skintiefe impliziert, daß die Frequenzabhängigkeit der erhaltenen scheinbaren Widerstände nur aus Leitfähigkeitskontrasten verschieden tiefer Schichten resultieren. Die erhaltenen Impedanzen sind aber für eventuelle laterale Leitfähigkeitskontraste im gleichen Maße empfindlich.

<sup>1</sup>Im folgenden Text ist mit 'Widerstand' allgemein der spezifische Widerstand in  $\Omega m$  gemeint. Analog wird statt spezifische Leitfähigkeit  $\sigma$  in  $S/m$  kurz 'Leitfähigkeit' geschrieben.

Schmucker (1970, 1987) definierte eine empirisch bestimmbare Größe, die 'Schwerpunktstiefe', zur Abschätzung des erfaßten Tiefenbereichs

$$z^* = \operatorname{Re} \left( \frac{E}{i\omega B} \right) \quad (\text{F.2.2.7})$$

$z^*$  läßt sich aus den Meßgrößen für E und B direkt bestimmen. Weidelt (1972) wies nach, daß  $z^*$  bei jedem lateral homogen geschichteten Halbraum genau die Schwerpunktstiefe der mit der Anregung in Phase liegenden Ströme ist. Auch bei der Schwerpunktstiefe werden laterale Leitfähigkeitskontraste nicht berücksichtigt.

Wichtig sind die Begriffe Skintiefe und Schwerpunktstiefe, um eine oft wesentliche Unterscheidung zwischen 'lokal' und 'regional' vorzunehmen (siehe Kap.2.2.6). Eine lokale Anomalie ist in Ausdehnung und Entfernung wesentlich kleiner als die Skintiefe bzw. Schwerpunktstiefe, eine regionale Anomalie wesentlich größer. Aus Formel 2.2.6 folgt direkt, daß die Definition der Begriffe 'lokal' und 'regional' abhängig von der betrachteten Frequenz ist.

### 2.2.3 Der Impedanztensor

Abseits vom Idealfall eines homogenen Halbraumes werden Lösungen für Untergrundmodelle mit ansteigender Komplexität angegeben. Allgemein wird der frequenzabhängige Impedanztensor aus der Beziehung zwischen den horizontalen Variationen der elektrischen und magnetischen Felder definiert:

$$E(\omega) = \begin{pmatrix} E_x(\omega) \\ E_y(\omega) \end{pmatrix} = Z(\omega) B(\omega) = \begin{pmatrix} Z_{xx}(\omega) & Z_{xy}(\omega) \\ Z_{yx}(\omega) & Z_{yy}(\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x(\omega) \\ B_y(\omega) \end{pmatrix} \quad (\text{F2.2.8})$$

Analog zu den vier Tensorelementen der Impedanz kann auch der scheinbare Widerstand  $\rho_{xx}$ ,  $\rho_{xy}$ ,  $\rho_{yx}$  und  $\rho_{yy}$  gemäß F.2.2.5 definiert werden.

Zu den Komponenten des Impedanztensors gab Eisel (1995) folgende Übersicht:

Im 1-D-Fall werden Widerstandskontraste in vertikaler Richtung betrachtet, d. h. eine lateral homogene Schichtung wird angenommen, und es gilt:

$$Z_{xy} = -Z_{yx}; \quad Z_{xx} = Z_{yy} = 0; \quad \rho = \rho(z).$$

Im 2-D-Fall variiert der Widerstand nur in einer horizontalen und der vertikalen Richtung. Durch Rotation des Koordinatensystems läßt sich erreichen, daß gilt:

$$Z_{xy} \neq -Z_{yx}; \quad Z_{xx} = Z_{yy} = 0; \quad \rho = \rho(x,z).$$

Im 3-D-Fall gibt es kaum noch Einschränkungen für die Werte des Impedanztensors, und es gilt allgemein:

$$Z_{xy} \neq -Z_{yx}; \quad Z_{xx} \neq Z_{yy} \neq 0; \quad \rho = \rho(x,y,z).$$

## 2.2.4 Die magnetischen Übertragungsfunktionen

Die magnetischen Übertragungsfunktionen beschreiben das Verhältnis zwischen den vertikalen und den horizontalen magnetischen Feldvariationen:

$$B_z = (T_x \quad T_y) \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} \quad (\text{F2.2.9})$$

mit

$T_x, T_y$  dimensionslose Übertragungskoeffizienten.

Im Fall einer reinen Tiefenschichtung verschwinden die magnetischen Übertragungskoeffizienten, sie bilden deshalb ein Maß für die Abweichung der vorhandenen Leitfähigkeitsverteilung vom 1-D-Fall. Neben anderen abzuleitenden Größen wie Tipperschiefe und Tipper-Streichen (Vozoff, 1991) werden die magnetischen Übertragungsfunktionen oft graphisch durch reale und imaginäre Induktionspfeile (IP) dargestellt:

$$\text{Re}\{IP\} = \text{Re}\{T_x\} \hat{x} + \text{Re}\{T_y\} \hat{y} \quad (\text{F2.2.10})$$

mit

$\hat{x}, \hat{y}$  Einheitsvektoren in Richtung magnetisch Nord,Ost,

$\text{Re}(IP)$  Realteil des Induktionspfeils, kurz Realpfeil.

und analog für den Imaginärpfeil. Über die verschiedenen Konventionen für Größe und Richtung der Induktionspfeile gab es viel Verwirrung. In der hier beschriebenen sogenannten "Schmucker"-Konvention weist der Realpfeil vom gut zum schlecht leitenden Gebiet.

## 2.2.5 2-D-Fall

Bei einer reinen 2-D-Leitfähigkeitsverteilung kann der Impedanztensor so gedreht werden, daß die Hauptdiagonalelemente verschwinden. Unterschieden werden die **TM**-(**t**angential **m**agnetische) Mode und die **TE**- (**t**angential **e**lektrische) Mode. Dabei entspricht bei einer Variation der elektrischen Leitfähigkeit in x-Richtung die  $Z_{xy}$ -Komponente der TM-Mode. Das Verhalten der unterschiedlichen Moden an einer lateralen Grenzfläche kann man anhand der Stetigkeitsbedingungen für das elektrische und magnetische Feld bzw. den Stromfluß verstehen. Für die Felder an der Grenze von zwei Viertelräumen (1) und (2) gilt

$$E_{1,\parallel} = E_{2,\parallel} \quad (\text{F2.2.11})$$

$$j_{1,\perp} = j_{2,\perp} \quad (\text{F2.2.12})$$

$$B_{1,\parallel} = B_{2,\parallel} \quad B_{1,\perp} = B_{2,\perp} \quad (\text{F2.2.13})$$

mit

$j$       Stromfluß in  $[\text{A}/\text{m}^2]$ ,  
 $\parallel$      parallel zum Leitfähigkeitskontrast,  
 $\perp$       senkrecht zum Leitfähigkeitskontrast.

Mit dem verallgemeinerten Ohm'schen Gesetz

$$E = \rho j \quad (\text{F2.2.14})$$

folgt

$$E_{1,\perp} = E_{2,\perp} \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (\text{F2.2.15})$$

Mit Formel 2.2.8 gilt dann für die Impedanz der TM-Mode an der Grenzfläche:

$$Z_{1, TM} = \frac{E_{1,\perp}}{B_{1,\parallel}} = Z_{2, TM} \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (\text{F2.2.16})$$

Die Impedanz der TE-Mode ist also wegen F.2.2.11 und F.2.2.13 stetig, während die Impedanz der TM-Mode um den Faktor  $\rho_1/\rho_2$  springt. Nach Swift (1967) kann ein Winkel  $\alpha_{\text{Swift}}$  bestimmt werden, der die Orientierung des Impedanztensors zu einer 2-D Leitfähigkeitsstruktur beschreibt:

$$\tan(4\alpha_{\text{Swift}}) = \frac{-\text{Re}(D_1 S_2^*)}{|S_2|^2 - |D_1|^2} \quad (\text{F2.2.17})$$

mit den Abkürzungen nach Bahr (1988)

$$S_2 = Z_{xy} + Z_{yx} \quad (\text{F2.2.18a})$$

$$D_1 = Z_{xx} - Z_{yy} \quad (\text{F2.2.18b})$$

Der Impedanztensor wird dann rotiert

$$Z' = T_\alpha^T Z T_\alpha \quad (\text{F2.2.19})$$

mit dem Rotationstensor

$$T_{\alpha} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \quad (\text{F2.2.20})$$

Im so rotierten Koordinatensystem werden die Hauptdiagonalelemente des Impedanztensors minimiert, und die Nebendiagonalelemente maximiert. Im reinen 2-D-Fall sind die Hauptdiagonalelemente gleich Null, die beiden Moden sind vollständig entkoppelt. Die Nebendiagonalelemente unterscheiden sich in Amplitude und Phase, und geben den scheinbaren Widerstand der TE- bzw. TM-Mode wieder.

Eine andere Methode zur Bestimmung der Streichrichtung einer 2-D-Leitfähigkeitsstruktur ergibt sich aus den Induktionspfeilen. Im 2-D-Fall sind Real- und Imaginärpfeil kollinear, wobei die Länge der Pfeile über die Hilberttransformation zusammenhängt, d.h. am Maximum des einen Pfeils befindet sich der Nulldurchgang des anderen Pfeils. Durch die Induktionspfeile kann auch entschieden werden, ob sich die Meßstation selbst auf der besser oder schlechter leitenden Seite eines 2-D-Kontrastes befindet. Die Impedanz von einer Station allein genügt nicht, da nicht entschieden werden kann, ob die größere Impedanzkomponente der TM- oder der TE-Mode entspricht. Die erhaltene Streichrichtung kann deshalb auch um 90° gedreht sein.

Der Übergang vom 1-D zum 2-D-Fall zeigt die Notwendigkeit, die Dimensionalität der vorgefundenen Leitfähigkeitsverteilung zu verstehen, um die erhaltenen scheinbaren Widerstände richtig zu interpretieren.

## 2.2.6 3-D-Fall

In der Praxis treten nie Fälle einer idealen 1- oder 2-Dimensionalität auf. Man versucht aber, diese Idealfälle anzunähern, um eine erste Interpretation zu erleichtern. Um die Abweichung vom Idealfall zu quantifizieren, führte Swift (1967) den Begriff der Schiefe ein:

$$\kappa = \frac{|S_1|}{|D_2|} \quad (\text{F2.2.21})$$

mit

$$S_1 = Z_{xx} + Z_{yy} \quad (\text{F2.2.18c})$$

$$D_2 = Z_{xy} - Z_{yx} \quad (\text{F2.2.18d})$$

analog zu F2.2.18a,b. Es ist leicht zu zeigen, daß die Größen  $S_1$  und  $D_2$  unabhängig von der Rotation des Koordinatensystems sind.  $D_2/2$  wird auch als Berdichevsky-Invariante bezeichnet.

Im reinen 2-D Fall sollte  $\kappa$  gleich Null sein. Weicht  $\kappa$  stark von Null ab, kann der Impedanztensor nicht 2-D interpretiert werden. Ein weiteres Indiz für den 3-D-Charakter einer Struktur erhält man aus den Induktionspfeilen, da Real- und Imaginärpfeil i. A. nicht mehr kollinear sind.

Zur Interpretation von Impedanztensoren, die nicht dem idealisierten 1- oder 2-D-Fall entsprechen, wurden erweiterte Dekompositionstechniken entwickelt. Da für 3-D-Strukturen keine Trennung der TE- und TM-Mode möglich ist, wurde dabei insbesondere versucht, die 3-D-Fälle zumindest für begrenzte Frequenzbereiche, und damit Distanzen, auf 1-D oder 2-D-Fälle zurückzuführen (Groom und Bailey, 1989; Bahr 1988, 1991). Bei der Interpretation des Impedanztensors in Gökören wird ein Schema von Bahr (1991) (Kap.4) benutzt, der ein regelrechtes "Kochrezept" (Bahr, 1992) zur Behandlung von Impedanzen angab und dabei insbesondere die Abweichung vom 1-D bzw. 2-D-Fall quantifizierte.

Bahr unterschied zwischen lokalen und regionalen 3-D-Leitfähigkeitskontrasten. "Regional" steht dabei für laterale Entfernungen, die vergleichbar der Eindringtiefe sind, "lokal" steht für wesentlich kleinere Entfernungen. Der Ansatz zur Unterscheidung wird aus dem 3-D-Modell aus Kapitel 5 deutlich werden. Während die durch einen 3-D-Leiter hervorgerufene Phasenverschiebung nur in einem beidseitig begrenzten Periodenbereich auftritt, verschwindet der Effekt in den Amplituden auch zu langen Perioden nicht. Dieser Effekt einer lokalen 3-D-Struktur auf die Impedanz bei langen Perioden wird auch als "static shift" bezeichnet. Bahr untersuchte unter anderem die Existenz einer lokalen 3-D-Struktur über einer regionalen 2-D-Struktur. Dabei nutzt er die Insensitivität der Phasen gegenüber lokalen Inhomogenitäten zu dem Ansatz

$$Z = T_{\alpha}^T A Z_2 T_{\alpha} \quad (\text{F2.2.22})$$

mit der Impedanzmatrix

$$Z_2 = \begin{pmatrix} 0 & Z_{nx'y'} \\ -Z_{ny'x'} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{F2.2.23})$$

und der lokalen Verzerrungsmatrix

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{F2.2.24})$$

A besteht nur aus reellen Koeffizienten und stellt damit einen allgemeinen Ansatz für eine beliebige, aber phasenneutrale Verzerrung dar. T ist die Rotationsmatrix (F2.2.20) um den Winkel  $\alpha$  zur Orientierung des Impedanztensors in die Streichrichtung einer beliebigen regionalen 2-D-Struktur. Gleichung (F2.2.22) enthält 9 Unbekannte: die beiden komplexen Impedanzen, 4 reelle Verzerrungskoeffizienten sowie den Rotationswinkel  $\alpha$ . Mit den 8 Koeffizienten des Impedanztensors können nicht alle Unbekannten bestimmt werden. Durch Multiplikation von  $Z_2$  und A ergibt sich aber, daß die Phasen in einer Spalte gleich sein sollten. Es wird deshalb der Rotationswinkel gesucht, für den diese Bedingung erfüllt ist. Als Lösung ergibt sich

$$\tan(2\alpha_2) = \frac{[S_1, S_2] - [D_1, D_2]}{[S_1, D_1] + [S_2, D_2]} \quad (\text{F2.2.25})$$

mit dem Kommutator

$$[C_1, C_2] = \text{Im}(C_2 C_1^*) = \text{Re}(C_1) \text{Im}(C_2) - \text{Re}(C_2) \text{Im}(C_1) \quad (\text{F2.2.26})$$

Im um  $\alpha$  gedrehten Koordinatensystem können die Winkel

$$\beta_1 = -Z_{x'x'}/Z_{y'y'} = -a_{12}/a_{22} \quad (\text{F2.2.27})$$

$$\beta_2 = Z_{y'y'}/Z_{x'x'} = a_{21}/a_{11} \quad (\text{F2.2.28})$$

berechnet werden. Sie werden interpretiert als die Abweichung tellurischer Vektoren von der Normalrichtung.

Der tatsächliche Umfang der Verzerrung läßt sich nicht bestimmen. Die Abweichung der regionalen Struktur vom 2-D-Fall wird durch eine rotationsinvariante Kenngröße beschrieben, die "regionale Schiefe"

$$\eta = \frac{|[D_1, S_2] - [S_1, D_2]|^{1/2}}{|D_2|} \quad (\text{F2.2.29})$$

In Bahr (1991) werden 7 Verzerrungsklassen mit ansteigender Komplexität unterschieden. Die Einordnung erfolgt nach den Ergebnissen der Kenngrößen nach Swift (1967) und Bahr im Verhältnis zur Bestimmungsgenauigkeit  $\Delta$

$$\Delta = \frac{((\delta Z_{xy})^2 + (\delta Z_{yx})^2)^{1/2}}{|D_2|} \quad (\text{F2.2.30})$$

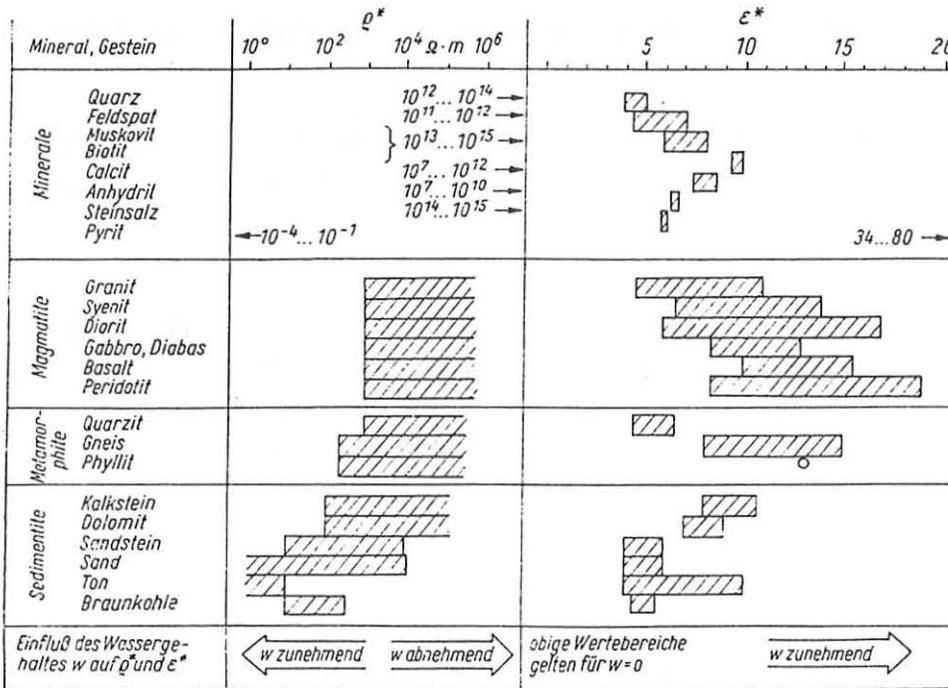
mit den Bestimmungsfehlern der Impedanzkomponenten  $\delta Z_{xy}$  und  $\delta Z_{yx}$ .

In Kapitel 4 wird die Interpretation der verschiedenen Kenngrößen anhand der Ergebnisse für die MT-Station Gökören erläutert.

### 2.3. Der elektrische Widerstand

Der Meßparameter der Magnetotellurik, der elektrische Widerstand, läßt sich nur dann sinnvoll interpretieren, wenn ein Bezug zu den geologischen Bedingungen hergestellt werden kann. **Gesteinswiderstände** sind aus Laboruntersuchungen bekannt, wegen der großen Variation kann ein Gesteinstyp aus dem Widerstand allein kaum bestimmt werden. Um zu verstehen, unter welchen Bedingungen der gleiche Gesteinstyp höhere oder niedrigere Widerstände aufweist, müssen die **Leitfähigkeitsmechanismen** verstanden werden. Laborergebnisse sind nicht leicht auf den Befund von Feldmessungen zu übertragen. Hier spielt das Problem der **Skalierung** eine große Rolle.

#### 2.3.1 Gesteinswiderstände und Leitfähigkeitsmechanismen



**Abb.2.3.1 : Wertebereiche der spezifischen elektrischen Widerstände für einige Minerale und Gesteine nach Militzer et al. (1986).**

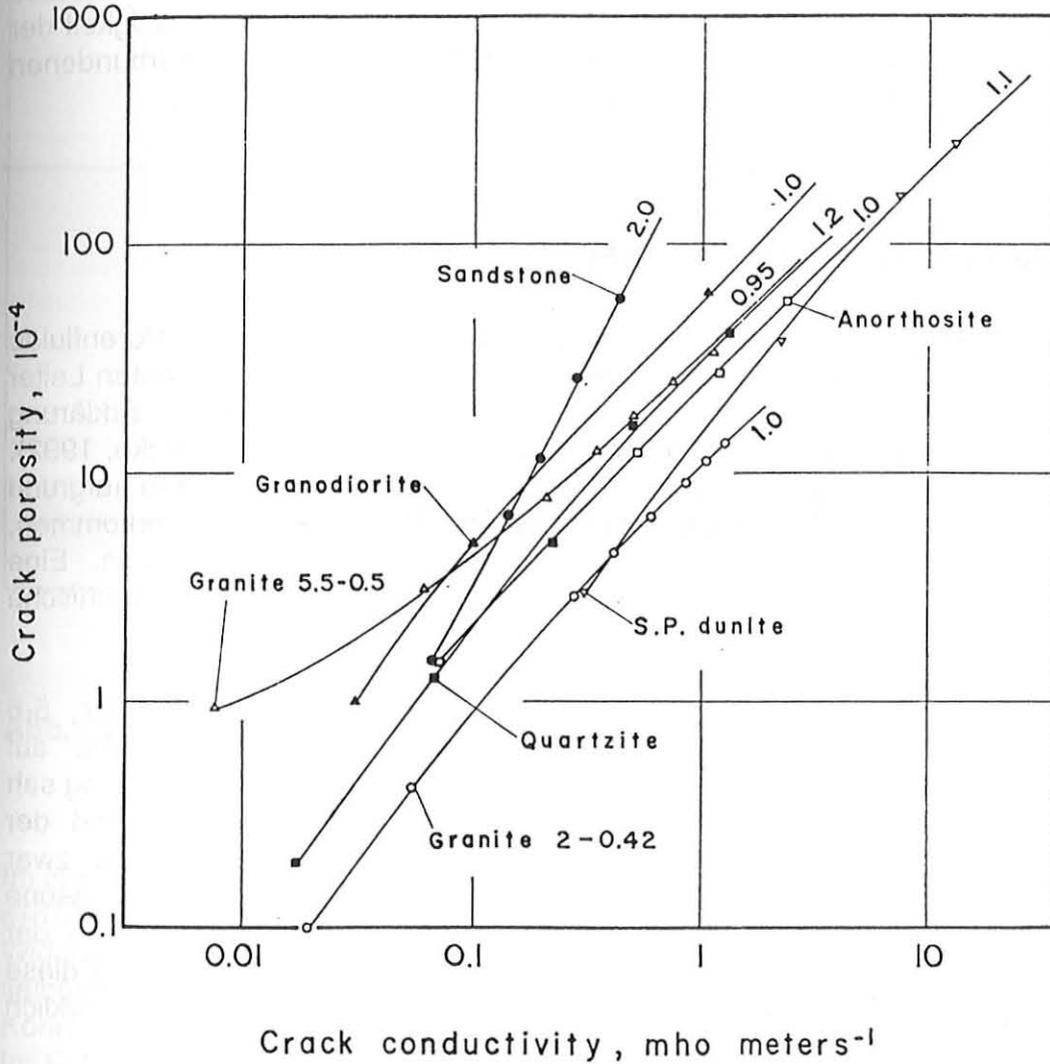
Abb.2.3.1 zeigt den großen Wertebereich des elektrischen Widerstandes für einige Minerale und Gesteine. Der Überlappungsbereich ist sehr groß. In der Tendenz haben Sedimente die niedrigsten elektrischen Widerstände. Metamorphite haben mit  $\rho > 300 \Omega m$  oft kleinere elektrische Widerständen als Magmatite mit  $\rho > 1000 \Omega m$ . Auffällig ist die große Diskrepanz zwischen der Leitfähigkeit von Gesteinen und ihren Hauptgemengteilen, den Mineralien. Die Minerale tragen meist nur in einem geringen Umfang zur Leitfähigkeit bei.

Der wichtigste Leitfähigkeitsmechanismus für den flachen Krustenbereich ist die elektrolytische Leitfähigkeit durch Porenfluide. Wegen des hohen Kontrastes zwischen der Leitfähigkeit der Fluide und anderer Bestandteile kann die Leitfähigkeit in guter Näherung durch die Fluide allein bestimmt werden. Archie (1942) fand eine empirische Formel für tonfreie Sedimente mit Salzwasser als Porenfüllung :

$$\sigma_{\text{Gestein}} = \sigma_{\text{Fluid}} \Phi^m$$

(F.2.3.1)

- $\Phi$  Porosität, d. h. das Verhältnis von Porenraumvolumen zum Gesamtvolumen
- $m$  der gesteinstypische 'Zementationsfaktor' mit einem Wertebereich von 1.0 bis 2.0



**Abb.2.3.2:** Elektrische Leitfähigkeit von verschiedenen Gesteinen aus Druckversuchen (Kap.3.2.1) in Abhängigkeit vom Porenvolumen durch Risse nach Brace und Orange(1968). Die Zahlen am Ende der Kurven geben die Steigung  $m$  an, die zusätzlichen Angaben für Granit beschreiben den Umgebungsdruck bzw. den Porendruck in Kilobar.

Abb. 2.3.2 nach Brace und Orange (1968) zeigt die eindrucksvolle Bestätigung von Archie's Gesetz mit Werten von  $m \sim 1$ , für Sandstein  $m=2.0$ .

Als weitere Ursache für die gute Leitfähigkeit der Gesteine kommen folgende Mechanismen in Frage:

- feste Bestandteile hoher Leitfähigkeit wie z. B. Graphit (Graphitschiefer :  $\sigma = 10^{1.5}$  S/m) oder sulfidischer Erze mit Widerständen bis unter  $\sigma = 10^5$  S/m (Rösler, 1985).
- Oberflächenleitung bzw. Kationenaustauschfähigkeit zwischen Partikeln. Diese Mechanismen sind die Ursache für die verhältnismäßig gute Leitfähigkeit der Tone. Sie spielen nur bei sehr kleinen Partikeln und der damit verbundenen großen Oberfläche pro Volumen eine Rolle.

### 2.3.2 Skalierung und Konnektivität

Während die elektrische Leitfähigkeit im flachen Krustenbereich durch Porenfluide meist gut erklärt werden kann, ist die Ursache für die oft angetroffenen guten Leiter in tieferen Bereichen der Kruste noch umstritten. Dabei konkurrieren als Erklärung saline Fluide (z.B. Gough, 1992) mit Graphiten (Haak et al., 1991; Jödicke, 1992). Gegen beide Erklärungen gibt es starke Argumente : saline Fluide sollten aufgrund der geringen Dichte in großen Tiefen nur mit geringen Volumenanteilen vorkommen, Graphit kann oft keine durchgehende elektrische Verbindung herstellen. Eine Diskussion vieler Meßergebnisse und deren Interpretation in Hinblick auf tektonische Strukturen findet man bei Brown (1994).

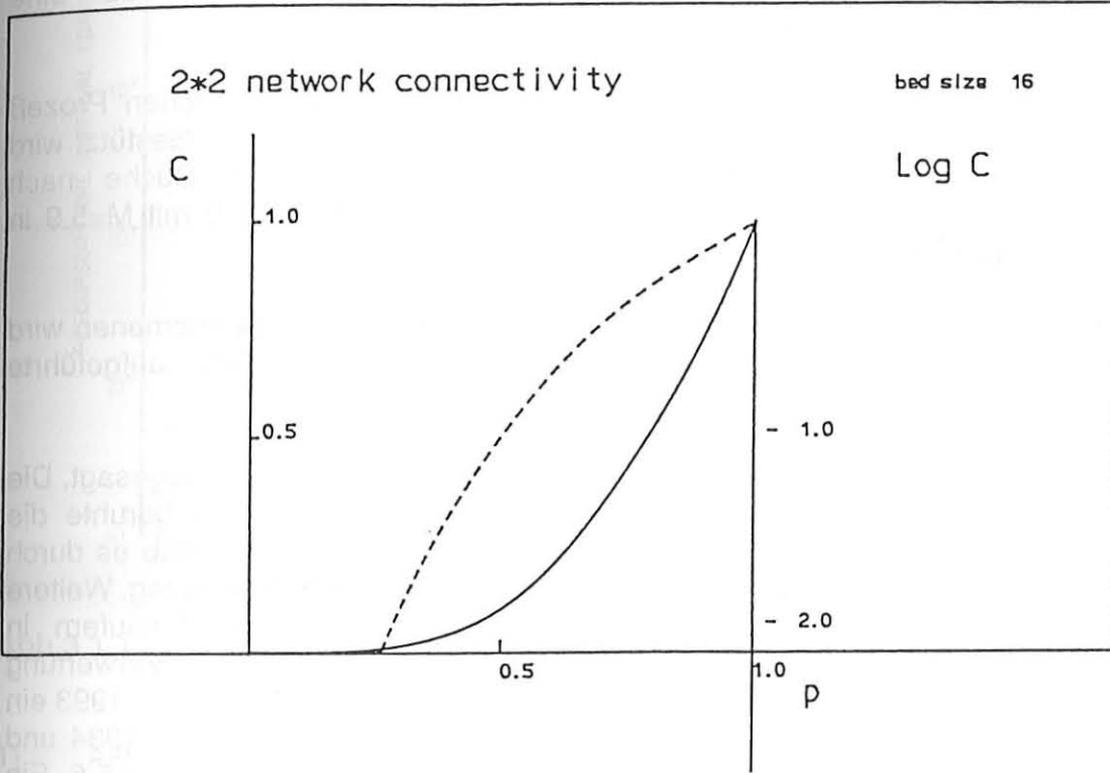
Bahr (1993) befaßte sich mit dem Problem der Übertragung über 5-6 Größenordnungen von Resultaten an Laborproben von Zentimetergröße auf Störzonen mit Ausdehnungen von Kilometern. In einer fehlerhaften Übertragung sah er eine mögliche Ursache der Diskrepanz zwischen MT-Ergebnissen und der Erwartung an Fluid- und Graphitvorkommen. Das Ohm'sche Gesetz sei zwar skaleninvariant, für die durch Gleichstromgeoelektrik oder Magnetotellurik gemessene 'effektive' Leitfähigkeit des heterogenen Mediums ist jedoch die Geometrie der verschiedenen Komponenten wichtig, weshalb Bahr die Frage aufwirft: "Sind diese Materialeigenschaften - elektrische Leitfähigkeit, Viskosität, Bruchspannung - wirklich noch dieselben, wenn der Längenmaßstab so stark vergrößert wird?"

Bahr berechnete die effektive Leitfähigkeit anhand von Widerstandsnetzwerken. Dabei hängt das Ergebnis davon ab, wieviele durchgehende Verbindungen guter Leiter existieren. Als Maß hierfür benutzte Bahr (1993) die Konnektivität  $C$ . Für die effektive Leitfähigkeit in einem Zwei-Komponentensystem mit einem geringen Anteil einer gut leitfähigen Phase fand er

$$\sigma_{eff} \approx 2/3 \beta \sigma_m C(p)$$

(F.2.3.2)

- $\sigma_{eff}$  effektive Leitfähigkeit
- $\sigma_m$  Leitfähigkeit der gut leitfähigen Phase, z. B. Graphit oder Fluide
- C Konnektivität
- p relativer Anteil von verbundenen "Filmbrücken" der gut leitfähigen Phase
- $\beta$  relativer Volumenanteil der gut leitfähigen Phase (analog zu  $\Phi$  in F.2.3.1)



**Abb.2.3.3 : Konnektivität C in Abhängigkeit von p für ein 16-fach eingebettetes Widerstandsnetzwerk (nach Bahr, 1993).**

Im Netzwerk wurde der Anteil der verbundenen Poren p durch die Wahrscheinlichkeit einer Widerstandsverbindung ersetzt. Dabei wurden einzelne Widerstandsverbindungen durch Unternetzwerke ersetzt, um eine skaleninvariante, selbstähnliche Widerstandsverteilung zu erhalten. Abb. 2.3.3 zeigt ein Ergebnis für die Konnektivität C in Abhängigkeit von p. Man erkennt den stark nicht-linearen Verlauf. Im Falle einer Konnektivität nahe 1 geht das Ergebnis in Archies Gesetz F.2.3.1 für  $m=1$  über (Der abweichende Faktor  $2/3$  resultiert aus einer unterschiedlichen Geometrieannahme für den Porenraum). Ist C kleiner 1, dann geht der relative Volumenanteil  $\beta$  und die Geometrie des Materials in p ein, und die effektive Leitfähigkeit kann sehr viel empfindlicher von  $\beta$  abhängen als von dem Exponenten  $m = 1..2$ . Für Gesteinsproben liegen empirische Ergebnisse vor. Der Bezug zu großräumigen, z. B. tektonischen Strukturen ist noch nicht abschließend hergestellt.

# 3 Änderungen des elektrischen Widerstandes im Zusammenhang mit Erdbeben

## - Stand der Forschung

Um eine sinnvolle Abschätzung zu machen, wie stark sich der elektrische Widerstand der Kruste durch einen Erdbebenprozeß ändert, wird zunächst ein Modell von den Vorgängen bei Erdbeben benötigt. Von einer einheitlichen Einschätzung sind die Wissenschaftler weit entfernt. Mogi (1984) beschreibt in Hinblick auf eine Erdbebenvorhersage zwei extreme Standpunkte:

- Er zitiert Hyodo (1977), der den Bruchvorgang als stochastischen Prozeß betrachtet. Damit sei der genaue Zeitpunkt nicht vorhersagbar. Gestützt wird dieser Standpunkt durch negative Ergebnisse bei der Suche nach Vorläufereffekten, z. B. bei dem Coyote Lake Erdbeben 1979 mit  $M=5.9$  in Zentral-Kalifornien, wo ein dichtes Netzwerk registrierte.
- Der optimistische Standpunkt für die Suche nach Vorläuferphänomenen wird z. B. von Scholz et al. (1973) vertreten, die das unten aufgeführte Dilatanz-Diffusions-Modell entwickelten.

1975 wurde das Haicheng-Beben ( $M=7.3$ ) in Nordost-China richtig vorhergesagt. Die richtige Vorhersage schien die Optimisten zu bestätigen. Allerdings beruhte die Vorhersage vor allem auf dem Auftreten von Vorbeben. Schon 1976 gab es durch das unerwartete und verheerende Tangshan-Beben einen ersten Rückschlag. Weitere folgten, bis hin zum großen Experiment zur Entdeckung von Vorläufern in Parkfield/Kalifornien. Für einen 18 km langen Abschnitt der San Andreas Verwerfung bei Parkfield erwarteten Bakun und McEvilly (1984) für den Zeitraum 1983 - 1993 ein Erdbeben vergleichbar vorangegangener Erdbeben in den Jahren 1922, 1934 und 1966. Die mittlere lokale Magnitude der Beben 1934 und 1966 betrug  $M_L = 5.6$ . Ein vergleichbares Ereignis ist bis heute nicht eingetreten.

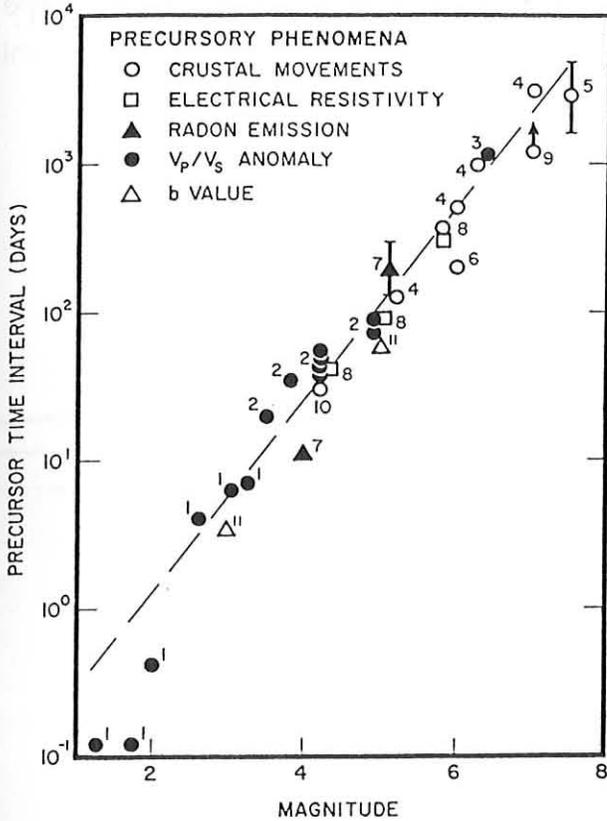
### 3.1 Erdbebenmodelle

#### 3.1.1 Das Dilatanz-Diffusionsmodell (DD)

Das Dilatanz-Diffusionsmodell (Nur, 1972; Scholz et al., 1973) wurde aufgrund von Anomalien in verschiedenen Meßparametern vor Erdbeben, den Vorläuferphänomenen, entwickelt. Besonders Änderungen im Verhältnis der seismischen Geschwindigkeiten  $V_p/V_s$  (Semenov, 1969), eine Uplift-(Aufwärts)bewegung der Kruste vor dem Niigata-Beben ( $M=7.5, 1964$ ), aber auch Änderungen in der Radon-Emission, dem b-Wert und dem elektrischen Widerstand wurden als Argumente für die Theorie herangezogen.

Das Modell stellt einen deutlichen Zusammenhang zwischen der Magnitude des Bebens und der Vorläuferzeit her. Die Vorläuferzeit von Jahren für Beben mit  $M>6$  wurde durch Diffusionsprozesse von Porenfluiden erklärt. Die Diffusion wird durch den im Labor beobachteten Vorgang der Dilatanz, d.h. einer inelastischen

Volumenvergrößerung durch Mikrorisse, ausgelöst. Der gesamte zyklische<sup>1</sup> Prozeß wird in 6 Schritten beschrieben (Abb.3.1.2) :



**Abb.3.1.1 : Zusammenhang zwischen der Vorläuferzeit von Meßanomalien mit der Magnitude des folgenden Bebens (nach Scholz et. al. 1973).**

- 1) Akkumulation von tektonischem Strain führt zu einer langsam ansteigenden Spannung.
- 2) Ab einer bestimmten Grenze (Labor : ca. 50% der Bruchspannung) treten vermehrt Mikrorisse auf, daraus resultiert Dilatanz.
- 3) Der Porendruck in der dilatanten Zone ist aufgrund des vergrößerten Porenraumes erniedrigt, Porenfluide strömen von außen nach.
- 4) Eine mögliche Stufe mit beschleunigter Deformation, die zu kurzfristigen Vorläufern führt, für das Modell aber nicht erforderlich ist.
- 5) Das Beben
- 6) Eine Periode, in der nach erfolgtem Stressabbau die physikalischen Eigenschaften auf ihren alten Wert zurückgehen.

<sup>1</sup>Der Begriff 'Zyklus' im Zusammenhang mit Erdbeben wird sonst von mir vermieden, da er ein periodisches Verhalten impliziert. Dagegen sprechen aber neuere statistische Untersuchungen insbesondere der Chaosforschung. Auch Scholz würde ihn wohl heute nicht so verwenden (Scholz, 1990b; Huang and Turcotte, 1990)

Abb.3.1.2 zeigt erwartete Änderungen für einige Parameter. Der vorhergesagte Abfall des elektrischen Widerstands um 15% wird aus den Ergebnissen von Sadovsky et al. (1972) abgeleitet. Das Dilatanz-Diffusionsmodell wurde jüngst durch Miller et al. (1996) weiterverfolgt. Seine Anwendbarkeit auf Erdbebenprozesse wird nach wie vor kontrovers diskutiert.

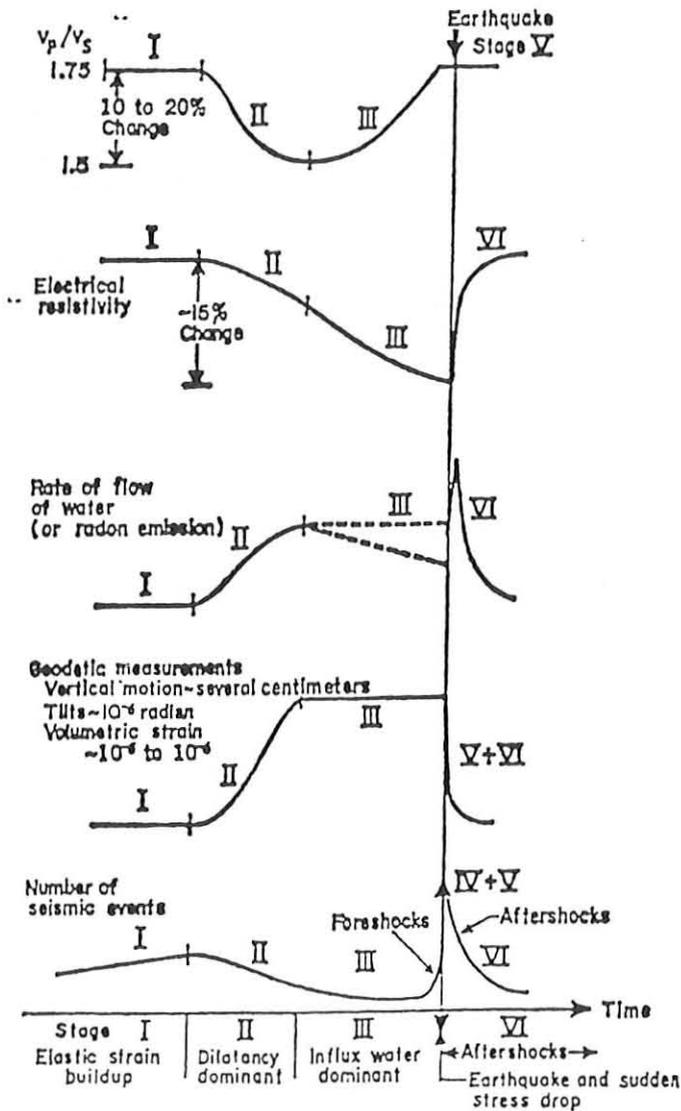


Abb.3.1.2 : Erwartete Änderungen einiger physikalischer Parameter während eines Erdbebenzyklus' nach dem DD-Modell (nach Scholz et al., 1973)

### 3.1.2 Das IPE Modell

Ein alternatives Modell zur Erklärung von Vorläufer-Phänomenen wurde von Mjachkin et al. (1975) diskutiert. Dieses Modell, vor allem von Sowjetischen Wissenschaftlern vom Institute of Physics of the Earth, Moscow (IPE) entwickelt, basiert auf

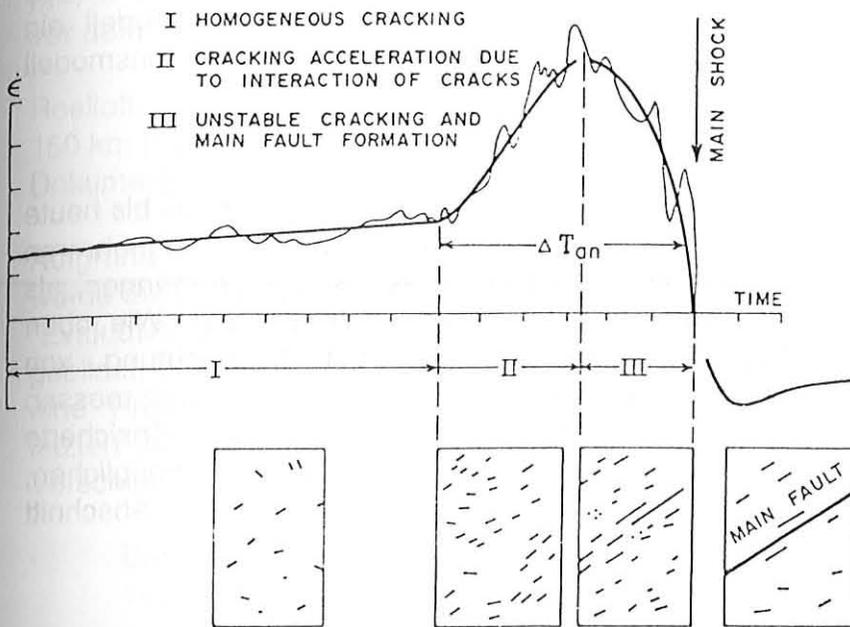


Abb.3.1.3 : Erwartete Änderung der Deformationsgeschwindigkeit während der drei Stufen des IPE-Modells (nach Mjachkin et al., 1975)

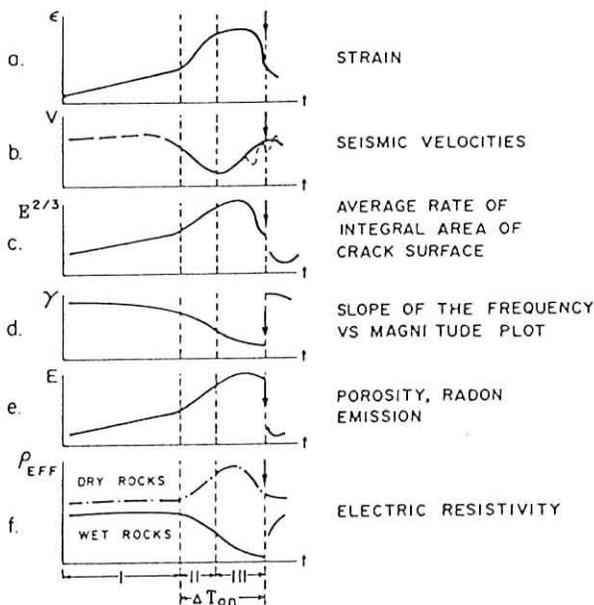


Abb.3.1.4 : Erwartete Änderungen einiger physikalischer Parameter während eines Erdbebenzyklus' nach dem IPE-Modell (nach Mjachkin et al., 1975)

beschleunigtem Anwachsen von sich verbindenden Mikrorissen. Die Diffusion von Fluiden wird für den Mechanismus dieses Modells nicht benötigt (Abb.3.1.3 und Abb.3.1.4).

Unterscheiden lassen sich die beiden Modelle nach Mjachkin et al. (1975) durch ihren zeitlichen Verlauf, der allgemein für Vorläufer nach dem IPE-Modell eine "Bucht"-Form voraussagt im Gegensatz zu schnellen Änderungen nach dem Dilatanz-Diffusionsmodell. Außerdem ist die erwartete Orientierung der Mikrorisse verschieden. Für den elektrischen Widerstand wird nach dem IPE-Modell ein Anisotropieeffekt parallel zur Störung erwartet. Nach dem Dilatanz-Diffusionsmodell weicht die Hauptrichtung des Effekts vom Störungsverlauf ab.

Eine Entscheidung über die Gültigkeit dieser und anderer Modellen gibt es bis heute nicht. Die Frage nach Menge und Einfluß der Fluide im Krustenbereich von mehreren Kilometern Tiefe berührt sowohl das Verständnis von tektonischen Vorgängen, als auch der mit MT gemessene elektrischen Leitfähigkeiten (Kap.2.3.2). Wie oben angedeutet, basieren die Erdbebenmodelle vielfach auf Beobachtung von Vorläufereffekten vor großen Beben. Jedes Erdbebenmodell muß sich daran messen lassen, inwieweit es die in der Natur gemachten Beobachtungen erklärt. Gesicherte Informationen über das Auftreten von Vorläuferphänomenen würden es ermöglichen, die vorhandene Variationsbreite der Modelle einzuschränken. Im nächsten Abschnitt wird dargestellt, warum dies bis heute nicht möglich war.

### 3.1.3 Vorläufereffekte vor Erdbeben

Viele Vorläufer-Beobachtungen, auf die sowohl das DD- wie das IPE- Modell gründen, wurden seit ihrer Entstehung in den 70er Jahren in Frage gestellt. Mogi (1984) fragte, warum analog zu  $V_p/V_s$ -Anomalien nie Anomalien bei Messungen der  $V_p$ -Geschwindigkeit künstlich erzeugter seismischer Wellen beobachtet wurden. Er berichtete von negativen Resultaten aus der Kanto-Tokai Region vor einem Beben  $M=7.0$  1978. Auch relativierte er die Signifikanz einer beobachteten Hebung (Uplift) vor dem 1964 Niigata Beben durch die Vorlage weiterer Daten.

Roeloffs (1988) hinterfragte hydrologische Vorläufer, die in Entfernungen von über 150 km mit Beben korreliert wurden, und betonte die Notwendigkeit einer genaueren Dokumentation.

Aufgrund der Schwierigkeit, die Signifikanz von Vorläufereffekten einzuschätzen, wurde auf der IASPEI-Tagung in Istanbul 1989 eine Subkommission unter dem Titel "Evaluation of Proposed Earthquake Precursors" unter dem Vorsitz von M. Wyss gebildet. Vier Gutachter sollen Beobachtungen und deren Dokumentation prüfen, um eine "Preliminary List of Significant Earthquake Precursors" zu erstellen. Nach dem letzten vorliegenden Arbeitsbericht (Wyss 1991) wurden nur 3 von 28 nominierten Vorschlägen den strengen Kriterien gerecht:

- Beobachtungen von seismischen Ruhephasen (Seismic Quiescence; Matsu'ura 1986) in mehreren Fällen,
- Vorbeben vor dem Haicheng-Beben ( $M=7.3$ , 1975) nach Wu et al. (1978),
- Abfall der Radonkonzentration vor dem Izu-Oshima-Kinkai Beben ( $M=7.0$ , 1978) nach Wakita et al. (1988).

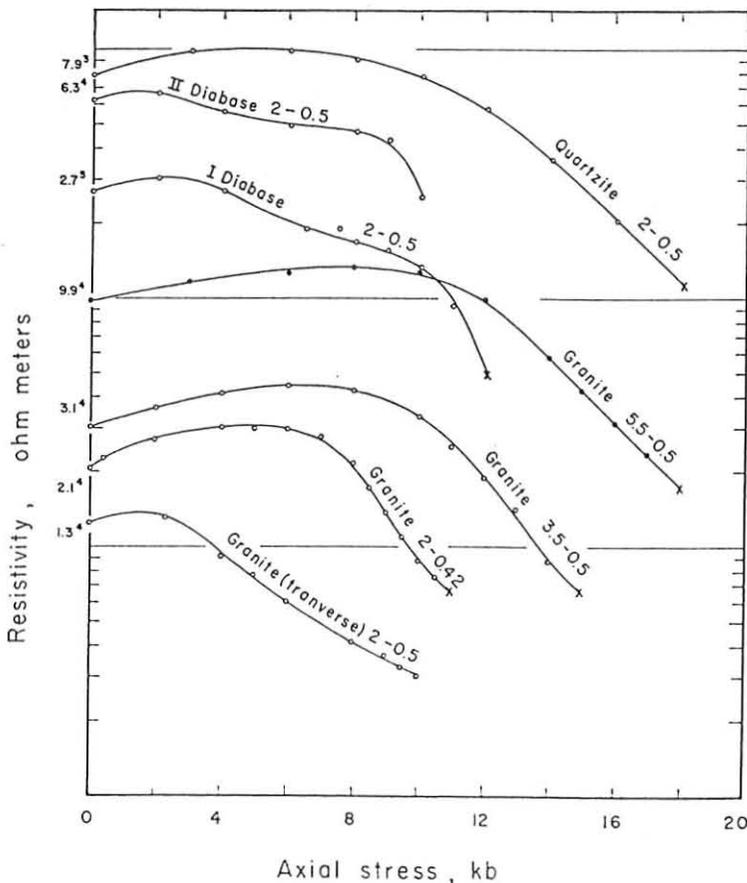
Fünf andere Vorschläge waren noch ohne Entscheidung, alle anderen wurden abgelehnt. Dabei wurde betont, daß eine Ablehnung weder die Berichte noch den Wert des benutzten Meßverfahrens in Frage stellt, sondern daß die Signifikanz des Vorläufers oder die Berücksichtigung eventueller anderer Störeffekte den strengen Kriterien nicht gerecht wurde. Beobachtungen von Widerstandsänderungen konnten die Kriterien bisher nicht erfüllen.

In Kap.3.2.3 werden die Kriterien speziell für Berichte über Anomalien im elektrischen Widerstand formuliert.

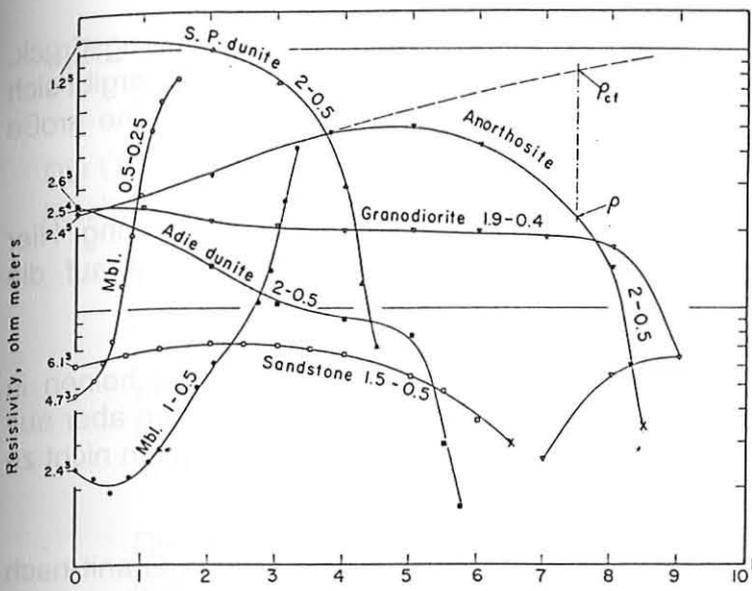
## 3.2 Erdbeben und der elektrische Widerstand

### 3.2.1 Beobachtungen von Widerstandsänderungen durch mechanische Spannung an Laborproben

Brace und Orange (1968) untersuchten Änderungen des elektrischen Widerstandes an wassergesättigten Gesteinen bei Brüchen. Abb.3.2.1 und Abb.3.2.2 zeigen den Widerstand von kristallinen und Sedimentgesteinen in Abhängigkeit von axialer Spannung bei einem Umgebungsdruck von 2 - 5 Kilobar und einem Porendruck von 500 bar. Die Deformationsgeschwindigkeit lag bei  $10^{-4}$ /s. Mit Ausnahme von Marmor, das keine dilatante Volumenvergrößerung zeigte, wurden allgemeine Trends abgeleitet: der Widerstand steigt oder fällt langsam bis etwa zur halben Bruchspannung. Dann fällt der Widerstand, spätestens bei 90% der Bruchspannung, beschleunigt bis auf 20% des Ausgangswertes ab. Durch Messungen der Volumenänderung konnte der Anstieg des Widerstandes mit dem Schließen existierender Poren, der Abfall durch die Bildung neuer Mikrorisse erklärt werden.



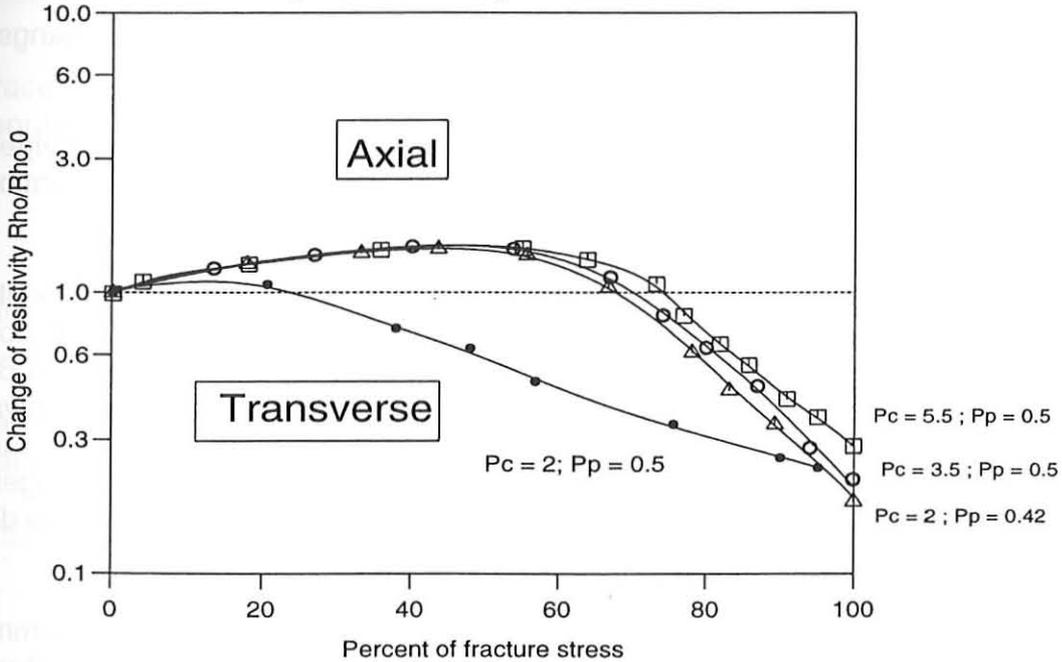
**Abb.3.2.1 :** Laborergebnisse zur Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes kristalliner Gesteine von der Spannung (nach Brace und Orange, 1968). Die Zahlen an den Kurven geben den Umgebungsdruck bzw. den Porendruck in kBar an.



**Abb.3.2.2 :** Laboreergebnisse zur Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes einiger Sedimentgesteine von der Spannung (nach Brace und Orange, 1968). Die Zahlen an den Kurven geben den Umgebungsdruck bzw. den Porendruck in kBar an.

Normalized stress-resistivity curves for granite  
 (after Brace and Orange, JGR,73,1433-1445, 1968)

Pc Confining Pressure Pp - Pore Pressure



**Abb.3.2.3 :** Die normierte Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Westerly-Granit von der normierten Spannung (nach Brace und Orange, 1968). Die Zahlen an den Kurven geben den Umgebungsdruck bzw. den Porendruck in kBar an.

Abb.3.2.3 zeigt 4 Ergebnisse für Granit bei unterschiedlichem Umgebungsdruck. Änderungen des Widerstandes und der Spannung wurden normiert. Dabei ergibt sich für 3 Kurven ein sehr ähnlicher Verlauf, der Umgebungsdruck scheint keine große Rolle zu spielen.

Die 4. Kurve zeigt den Widerstand senkrecht zur Hauptkompressionsrichtung. Hier fällt der Widerstand schon bei niedrigerer Spannung und weist damit auf die anisotrope Ausrichtung der Mikrorisse hin.

Die großen Änderungen des elektrischen Widerstandes vor Brüchen scheinen in Hinblick auf Feldmessungen ermutigend zu sein. Die Ergebnisse stammen aber aus zuvor ungebrochenem Gestein, was für das Material in Störzonen allgemein nicht zu erwarten ist.

Brace und Orange untersuchten auch das Verhalten beim Gleiten von Granit nach einem Bruch. Hier konnten kaum Widerstandsänderungen festgestellt werden.

Wang et al. (1978) führten Messungen des Widerstandes von Westerly-Granit während wiederholtem Gleiten an einer sägezahnförmigen Oberfläche durch. Dabei zeigten sich Widerstandsvariationen der Größenordnung 0.5 - 2% während des Stressaufbaus. Allerdings fanden sie unter gleichen Anfangsbedingungen zwei grundsätzlich verschiedene Verhaltensweisen:

- in einem Fall fällt der Widerstand mit steigender Spannung, um dann beim Gleiten auf den Ausgangswert zurückzugehen,
- im zweiten Fall kehrt der Widerstand beim Gleiten nicht auf den Ausgangswert zurück, sondern fällt weiter.

Außerdem wurde entgegengesetztes Verhalten des Porendrucks bei steigender Scherspannung festgestellt, was mit einer ungleichen Verteilung der Deformation an der Gleitfläche erklärt wurde.

Lockner und Byerlee (1986) untersuchten Änderung und Frequenzabhängigkeit des elektrischen Widerstandes in einem Kriechexperiment an Westerly-Granit über 6 Tage. Dabei bestätigten sie die Volumenabhängigkeit des Widerstandes nach Brace und Orange (1968). Für den Realteil des Widerstandes fanden sie eine schwache Frequenzabhängigkeit von  $\rho \sim \omega^{-0.013}$  zu Beginn des Experiments, und von  $\rho \sim \omega^{-0.009}$  kurz vor dem Bruch. Die relativen Änderungen der Frequenzabhängigkeit betragen die Hälfte bis Dreiviertel der Änderung des Realteils des Widerstands, ändern also die zu erwartenden Resultate für 'in situ'-Bedingungen nicht grundlegend.

Glover et al. (1996) nutzten den komplexen elektrischen Widerstand zur Bestimmung eines Parameters, der Größe und Konnektivität der Mikrorisse beschreibt. Der von ihnen benutzte Darley-Dale Sandstein zeigte qualitativ das gleiche Verhalten, wie die Proben bei Brace und Orange (1968). Der Abfall des Widerstandes kurz vor dem Bruch betrug aber nur bis zu 10 %. Bei Porositäten von 16 % bis 28 % liegt die Ursache für diesen kleinen Effekt sicher darin, daß der Porenraum im Sandstein schon vor dem Bruch zum großen Teil verbunden war.

### 3.2.2 Modelle über zu erwartende Widerstandsänderungen aufgrund von Labordaten

Die Übertragung der Laborergebnisse in zu erwartende Ergebnisse im Gelände macht zahlreiche Schwierigkeiten:

- Die wichtigste Frage ist, wo und in welchem Umfang Gesteine den Spannungsänderungen ausgesetzt sind.
- Insbesondere ungebrochene Granite sind eventuell nicht repräsentativ für die betrachteten Volumina. Wu et al. (1975) vermuteten z. B. die Existenz von Ton-Gänge in der San-Andreas-Störung auch in größeren Tiefen.
- Die kurze Meßzeit der Laboruntersuchungen von Minuten bis Stunden erlaubt keine Rückschlüsse auf das Verhalten der Gesteine über Jahre, z.B. nach dem Dilatanz-Diffusions Modell. Insbesondere Vorgänge, die Diffusionsprozesse beinhalten, wie die sehr lokalen Porendruckvariationen nach Wang et al. (1978), können in der Erdkruste qualitativ ganz anders ablaufen, als die Laborergebnisse erwarten lassen. Außerdem lassen sich eventuelle Heilungseffekte an Störflächen z. B. durch Rekristallisation (Scholz, 1990a) im Labor nicht realistisch nachbilden.
- Wie in Kap.2.3.2 angesprochen, ist die Übertragung über 5-6 Größenordnungen von Resultaten an Laborproben von Zentimetergröße auf Störzonen mit Ausdehnungen von Kilometern problematisch.

Brace (1975) schätzte Widerstandsänderungen durch Dilatanz im Gelände ab. Hierzu benutzte er, abgeleitet aus Archie's Gesetz für  $m=1$  (F.2.3.1):

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \Phi^{-1} \beta \quad (\text{F.3.2.1})$$

mit  
 $\beta$  Volumenstrain  $\Delta V/V$ .

Der Faktor  $\Phi^{-1}$  wird auch als Verstärkungsfaktor bezeichnet, da er angibt, um wieviel stärker sich der Widerstand ändert gegenüber dem Volumenstrain.

Brace (1975) verglich:

- Abschätzungen für die Änderung des Porenvolumens aus einem Dilatanzmodell und daraus zu erwartende Widerstandsänderungen nach Archie's Gesetz,
- Beobachtungen für dilatante Volumenänderungen verknüpft mit Porositätsdaten und daraus zu erwartende Widerstandsänderungen nach Archie's Gesetz,
- Beobachtungen von Widerstandsänderungen.

Die Widerstandsänderungen lagen jeweils in der Größenordnung von 10 %. Er räumte aber eine Unsicherheit um den Faktor 5-10 wegen der Vernachlässigung der zu erwartenden Anisotropie ein. Zum Ort und zur Größe der relevanten Volumina machte er keine Aussage.

Fitterman (1976) schätzte Widerstandsänderungen nach Brace und Orange (1968) ab. Zur Übertragung des Widerstandsverhaltens 'in situ' benutzte er ein Modell für eine Strike-Slip-Verwerfung in Anlehnung an die San Andreas Störungszone. Für die Zone mit einem schon existierenden Versatz von 75 m bzw. 150 m berechnete er die resultierende Spannungs- und daraus die Widerstandsverteilung für einen ursprünglich homogenen Block mit  $\rho = 1000 \Omega\text{m}$ . Dann betrachtete er die Änderungen, die sich aus einem zusätzlichen Versatz von 50 cm ergeben. In Analogie zur San Andreas Zone mit einer Plattengeschwindigkeit von 2.5 cm/Jahr interpretierte er die resultierenden Widerstandsänderungen als das Ergebnis der Bewegung über 20 Jahre. Die resultierenden Änderungen lagen unter 1%, wobei Fitterman dies als optimistische Schätzung ansah.

Er räumte ein, daß sein Modell weder Inhomogenitäten noch nichtlineare Materialeigenschaften, wie etwa großskalige Verbindungen von Brüchen, berücksichtigt, die das Ergebnis nachhaltig ändern könnten. Der Fortschritt in Fittermans Modell liegt in der Berücksichtigung der räumlichen Verteilung des Gesteinsmaterials in einer Störzone. Dadurch kam er zu einer konkreten Aussage über die Größe einer Widerstandsänderung, wie sie an der Oberfläche gemessen werden kann. Dazu machte er eine Angabe, in welchem Zeitraum er den Aufbau einer solchen Anomalie erwartet.

Drury (1979) reinterpretierte die Ergebnisse von Brace und Orange (1968) für die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Volumendilatation des Granit. Aus früheren Ergebnissen von Spannungs-Dilatanz Messungen und der Spannungs-Widerstandsbeziehung nach Brace und Orange (1968) errechnete er ein abweichendes Widerstands-Volumen-Verhalten. Danach sinkt der Widerstand im Bereich 40%-75% der Bruchspannung wesentlich steiler, als es nach Archie's Gesetz zu erwarten wäre. Er erklärt diesen Unterschied durch zwei Mechanismen :

- Den steilen Abfall des elektrischen Widerstandes erklärt er mit einer zusätzlichen Oberflächenleitung bei der Bildung sehr kleiner Mikrorisse (Mikrorißbreite 0.01 .. 1 Mikrometer).
- Im Bereich höherer Spannung entstehen größere Risse, und die Oberflächenleitfähigkeit hat einen geringen Anteil an der gesamten Leitfähigkeit. In diesem Bereich vermutet er die Ursache für das nichtlineare Verhalten des elektrischen Widerstands in einer verbesserten Konnektivität (Kap.2.3.2) existierender Poren.

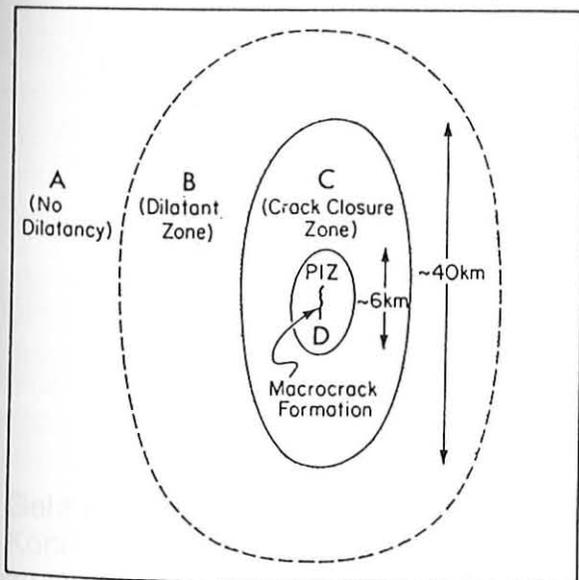
Auf die Diskrepanz seines Ergebnisses zu Brace und Orange (1968) ging Drury (1979) nicht ein. Gleichzeitig fehlen bei Brace und Orange (1968) direkte Angaben der Volumenänderung bei den Messungen an Granit.

Drury diskutierte außerdem qualitativ zu erwartende Widerstandsänderungen nach einem Modell für eine dilatante Zone von Brady (1976). Das Modell baut auf dem IPE-Modell (Kap.3.2.1) auf. Hierbei wird das Gebiet eines zukünftigen Bebens ( $M=6.5$ ) in Zonen unterschiedlichen Verhaltens der Mikrorisse eingeteilt:

- eine große dilatante Zone B als Resultat des großräumigen Spannungsfeldes,
- eine 'primary inclusion zone' (PIZ) mit starker Dilatanz als Resultat des lokalen Spannungsfeldes (Zone D),
- eine die PIZ umschließende Zone, in der sich die Mikrorisse aufgrund des Spannungsaufbaus schließen (Zone C). Diese Zone wird mit dem Gebiet der Nachbeben identifiziert.

Vor dem Bruch entstehen in der PIZ neue Mikrorisse, die sich mit bestehenden Mikrorissen zu einer Bruchzone verbinden. Die umgebenden Risse schließen sich, d.h. die PIZ wird kleiner. Abb.3.2.4 zeigt die Zonen mit Angaben für die Längenausdehnung, es fehlen Angaben zu Breite und Tiefe.

Ausgehend von einer Fluidsättigung, nahm Drury für die Zonen B und D einen Widerstandsabfall in Richtung des Bruches und einen Anstieg senkrecht dazu an. In Zone C steigt der Widerstand parallel zu den sich schließenden Mikrorissen. Qualitativ wird das elektrische Feld in Zone B und D also linear polarisiert. In Zone C würde die Polarisation abnehmen, da sich die (anisotropen) Mikrorisse schließen, und damit einen geringeren Beitrag zur gesamten Leitfähigkeit leisten. Über die Größe der Effekte wagt er keine Aussage, setzt seine Vorstellungen aber ins Verhältnis zu Beobachtungen in der Charlevoix-Region (Buchbinder et al., 1988), wo zu dieser Zeit eine Widerstandsänderung von 14%/Jahr beobachtet wurde.



**Abb.3.2.4 : Modell einer Erdbebenzone vor dem Bruch. Danach verhalten sich die Zonen B und D dilatant, während in Zone C die Mikrorisse geschlossen werden (nach Drury, 1979).**

Madden et al. (1993) modellierten eine Widerstandsänderung von 1% - 2% über 4 Jahre durch ein 2-D-Modell. Plausibel erschien ihnen ein Abfall des Widerstandes der Unterkruste (10 - 35 km) um den Faktor 2 - 3. Aufgrund hoher Werte für den elektrischen Widerstand ( $\rho = 30.000..80.000 \Omega\text{m}$ ) schlossen sie auf eine geringe Porosität und damit auf eine hohe Empfindlichkeit des Widerstandes für den Volumenstrain (F.3.2.1). Sie errechneten einen geringen erzeugenden Volumenstrain von  $4 \times 10^{-6}$ . Um die gleiche Widerstandsänderung durch Vorgänge in der Oberkruste zu erklären, hätte der Volumenstrain  $6 \times 10^{-4}$  betragen müssen. Dieser Strain hätte durch die geodätische Messungen identifiziert werden können, wurde aber dort nicht beobachtet.

# Zusammenfassung der Modellvorstellungen von Widerstandsänderungen durch Erdbebenprozesse

Abschätzungen von Widerstandsänderungen bei Erdbeben kommen bisher nicht zu konkreten Aussagen. Einige Abschätzungen, z. B. von Scholz (1973), Brace (1975) und Drury (1979), lassen Widerstandsänderungen im 10 % Bereich erwarten. Dabei wurden in der Regel keine Abschätzungen über die Ausdehnung des relevanten Volumens gemacht. Dies ist aber für den resultierenden Effekt für Beobachtungen an der Oberfläche wichtig (Kap.5).

Darüber hinaus bestehen unterschiedliche Auffassungen bezüglich:

- der Bedeutung einzelner Parameter für die elektrische Leitfähigkeit wie Oberflächenleitung, Fluidleitung nach Archie, und der Konnektivität,
- der Ausdehnung der Zonen, in denen Widerstandsänderungen stattfinden, deren Gesteinseigenschaften, insbesondere Brüchigkeit, Porosität und Fluidsättigung,
- den Zeiten, in denen sich die relevanten tektonischen Prozesse abspielen.

Immer wieder stellt sich die Frage nach der Struktur des Untergrundes und der Rolle der Fluide. Geht man von zerbrochenem Gesteinsmaterial aus, dann

- besteht die prinzipielle Möglichkeit eines Eindringens von meteorischen Wässern durch offene Leitungskanäle in große Tiefen,
- ist von einem verbundenen Porenraum auszugehen, d. h. von einer Konnektivität nahe 1,
- befinden sich die Fluide unter hydrostatischen Druckverhältnissen. Daraus folgt, daß die Laborergebnisse anzuwenden sind, bei denen der Versuchsaufbau eine Entwässerung der Proben zuläßt (drained condition),
- ist wegen der Konnektivität nahe 1 keine sehr große Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit durch Dilatanz zu erwarten,
- ist der Anstieg des elektrischen Widerstandes im Bereich bis 50% der Bruchspannung größer, da sich die Porenräume besser schließen, wenn das Fluid entweichen kann.

Geht man umgekehrt von verheilten Störfächen aus, ist wegen des Anstieges der Konnektivität eine große Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit kurz vor dem Bruch zu erwarten.

Die wenigen quantitativen Aussagen widersprechen sich stark und spiegeln damit die allgemeine Unkenntnis der Prozesse bei Erdbeben wider.

### 3.2.3 Untersuchungen von Vorläuferphänomenen im elektrischen Widerstand

Es gibt viele Veröffentlichungen, in denen von Widerstandsänderungen vor Erdbeben berichtet wird. Die Zahl ist sicher kleiner als die Beobachtungen seismologischer Anomalien. Dies läßt sich aber leicht dadurch erklären, daß Zeitreihen des elektrischen Widerstands seltener gemessen werden. Allerdings muß die Signifikanz der beobachteten Effekte analog zu den von Wyss (1991) aufgestellten Kriterien genau untersucht werden. Deshalb hier eine Liste von Kriterien zur Beurteilung von Vorläuferphänomenen im elektrischen Widerstand:

#### Meßaufbau

- Art der verwendeten Sonden mit Driftuntersuchungen
- Angaben zu Verstärker und Registriergerät : Grundrauschen, Verstärkung, Potentialtrennung, Bitauflösung, Zeitgenauigkeit.
- Periodische Überprüfung der Stabilität des Meßsystems
- Angaben zum Stationsort : Untergrundverhältnisse, insbesondere Ankopplung und Übergangswiderstand, eventuelle Noisequellen.

#### Daten

- Die gezeigten Zeitreihen müssen genügend lang sein. Die Länge sollte ein Vielfaches sowohl der Wellenlänge der beobachteten Anomalie als auch eines eventuellen zeitlichen Abstandes der Anomalie und des damit identifizierten Erdbebens betragen. Eventuelle Lücken müssen erklärt werden.
- Insbesondere muß der Nachweis erbracht werden, daß sich der Meßparameter in seismisch ruhigen Zeiten stabil verhält. Gibt es andere Störeinflüsse auf die Zeitreihen, müssen objektive Unterscheidungsmerkmale angegeben werden, um daraus resultierende Anomalien von Anomalien durch Erdbebenprozesse zu unterscheiden.
- Parallele Meßreihen sollten gezeigt werden, um andere Einflüsse auf die Widerstandsmessung auszuschließen. Für Widerstandsmessungen gehören dazu mindestens  
Meteorologische Parameter : Regen, Temperatur  
Hydrologische Parameter : Grundwasserspiegel
- Alle für Zeitraum und Region relevanten Beben müssen mit Angabe der Entfernung zur Meßstation gezeigt werden. Eventuell vorhandene Hauptbeben vor diesem Zeitraum sind auch anzugeben, wenn daraus folgende Nachbeben in der Zeitreihe nicht auszuschließen sind.

- Beschreibung der Daten : Abtaste, Bitauflösung, Dynamik, alle Schritte des vorgenommenen Daten-Prozessings, z.B. Filter, Mittelungen.
- Gibt es die gezeigten Anomalien an mehreren Stationen und dort in allen Komponenten?
- Gibt es Beben vergleichbarer Größe ohne Anomalien? Koseismische Effekte?
- Quantitative Gesichtspunkte zur Identifizierung von Anomalien.

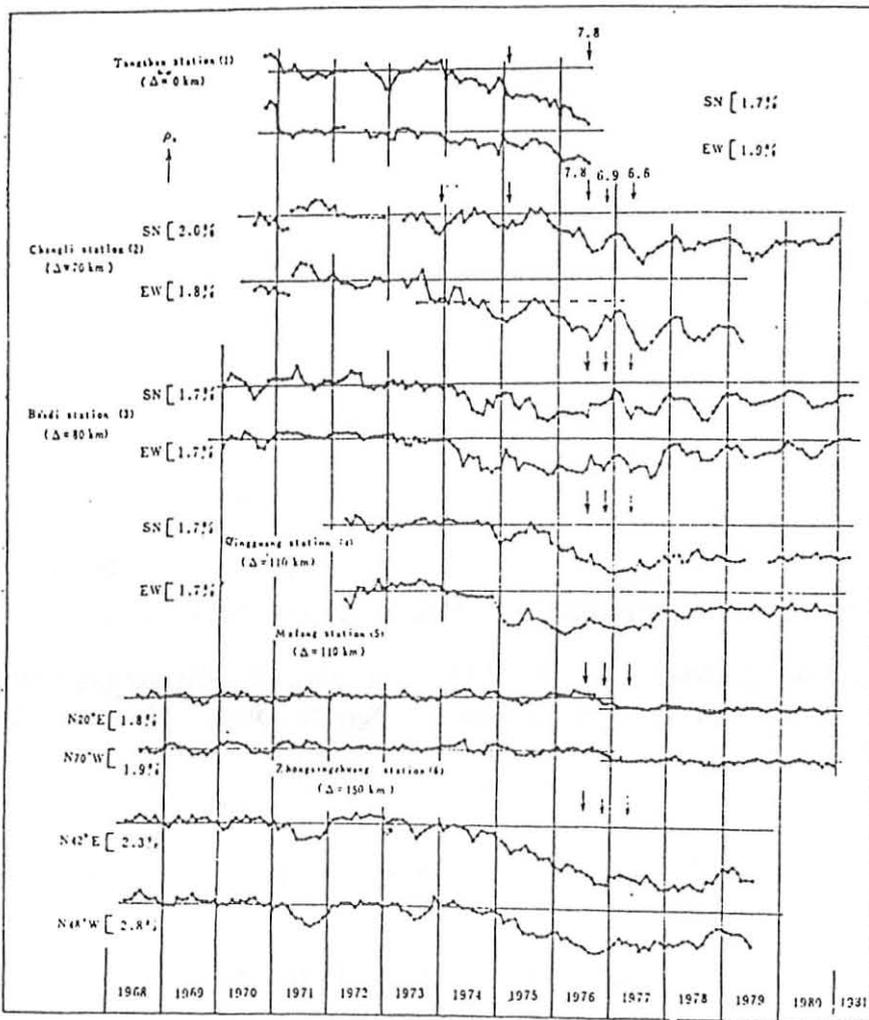
Unter den oben genannten Gesichtspunkten sollen nun einige Beobachtungen von Widerstandsanomalien aus der Literatur diskutiert werden. Dabei wird kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben, da viele Veröffentlichungen nur einige der oben genannten Kriterien erfüllen, so daß deren Beurteilung nicht möglich ist.

In der Veröffentlichung von Sadovsky et al. (1972) werden die Ergebnisse von Widerstandsmessungen und Beben für ein Gebiet der Garmregion 1967 bis 1970 gezeigt. Allerdings wird nicht gesagt, auf welches Gebiet einer in 6 Abschnitte unterteilten Region sich die Zeitreihe bezieht. Außerdem fehlen folgende Angaben : eine Beschreibung der Meßapparatur, die benutzte Abtaste, die erzielte Meßgenauigkeit, Bebenentfernungen, Erklärung der Datenlücken und die Zahl der Meßstationen.

All diesen offensichtlichen Schwierigkeiten zum Trotz wurde diese Veröffentlichung von vielen Forschern als Referenz dafür genommen, daß es Widerstandsänderungen bis zu 28% vor Erdbeben gibt. Sie bildet die einzige zitierte Grundlage für das Widerstandsverhalten beim Dilatanz-Diffusionsmodell aus Abb.3.1.2 nach Scholz et al.(1973).

Qian et al. (1983) berichteten von Widerstandsänderungen vor dem Tangshan-Erdbeben ( $M=7.8$ ; Tangshan/China; 1976). An 11 Stationen wurden 6 - 12 Messungen pro Tag mit einer Wennaerauslage von 1 - 3 km Auslage durchgeführt. Die Eindringtiefe betrug damit einige 100 Meter, die Standardabweichung der Einzelmessungen betrug meist 0.5%. Abb.3.2.5 zeigt die gemittelten Monatswerte von 6 Stationen für den Zeitraum 1968-1981. Qian et al. (1983) interpretierten die Beobachtungen als Widerstandsänderungen von 5-6% an Stationen nahe des Epizentrums (Tangshan und Changli), und von 2-3% in größerer Entfernung. Die Daten der 5 anderen Stationen wurden wegen Unterbrechungen nicht gezeigt.

Die gezeigten Daten sind durch ihre zeitliche Länge und die Zahl der Stationen eine positive Ausnahme. Die beobachtete Widerstandsänderung ab dem Jahr 1974 ist an vier der sechs Stationen mit gleichem Vorzeichen und in beiden Komponenten deutlich zu erkennen. Allerdings gibt es auch kurzfristige Schwankungen vergleichbarer Amplitude, die nicht weiter erklärt werden. Und der Forderung nach einer hinreichenden zeitlichen Länge entsprechen bestenfalls die Stationen#5 und #6. Auch wurden periodische Änderungen gefiltert, es wurde aber nicht gesagt, welche Dämpfung bei welcher Frequenz angewendet wurde. Die Station#2 (Changli) scheint ab 1976 einen deutlichen Jahresgang zu haben, davor aber nicht.

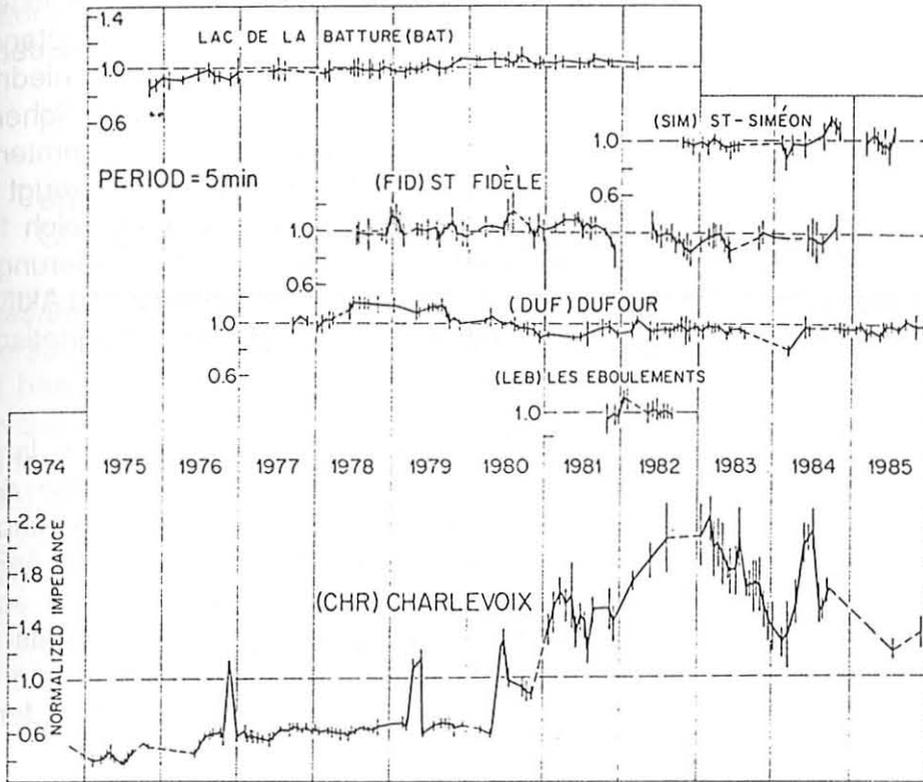


**Abb.3.2.5 : Monatsmittelwerte des elektrischen Widerstandes an 6 Stationen in der Umgebung von Tangshan/China (nach Qian et al., 1983).**

Sobolev (1995) berichtete von Widerstandsmessungen in einer Region um Bischkek/Kirgisien. Über einen Dipol von 4.2 km Länge wird dort alle 72 Stunden ein Rechtecksignal mit einer Frequenz von 0.1 Hz eingespeist und an 32 Empfängerstationen in bis zu 60 km Entfernung gemessen. Über einen Zeitraum von 2 Monaten im Februar und März 1989 nahm der Widerstand an mehreren Stationen kontinuierlich bis zu 10 % ab, um dann wieder auf den ursprünglichen Wert anzusteigen. Zum Zeitpunkt des Minimums ereignete sich ein Beben der Magnitude  $M = 4.7$  in 6 km Tiefe. Besonders bemerkenswert ist, daß auf kürzeren Auslagen keine Anomalien beobachtet wurden und damit eine Widerstandsänderung im flachen Krustenbereich als Ursache für die Anomalie ausgeschlossen werden konnte.

Spitzer (1987) führte Untersuchungen zur Zeitabhängigkeit der Impedanz in der MT an zwei Stationen im Rheingraben bzw. im Odenwald durch. Zeitweise wurden tägliche geoelektrische Gleichstrommessungen zur Kontrolle durchgeführt. Zur Auswertung verwendete er ein Kohärenzkriterium zur Aussortierung von Meßintervallen geringer Güte. Damit erzielte er Genauigkeiten im Prozentbereich im Periodenbereich 20-200 s für Tagesmittelwerte.

Leider war der Meßzeitraum mit 45 bzw. 36 Tagen sehr kurz. Zudem ist die seismische Aktivität im Rheingraben vergleichsweise gering. Es konnte deshalb nicht überraschen, daß im betrachteten Zeitraum keine größeren seismischen Ereignisse für einen Vergleich stattfanden. Prinzipiell wurde aber eine hohe Stabilität der Impedanzen gegenüber statistischen Schwankungen dokumentiert.



**Abb.3.2.6 :** Normierte Impedanzen der jeweils größten Komponente in der Charlevoix-Region/Kanada (nach Buchbinder et al., 1988). Die betrachtete Frequenz betrug 288 cpd, die Fehlerbalken entsprechen der zweifachen Standardabweichung aus Datensätzen von 7,5 Tagen.

Buchbinder et al. (1988) präsentierten Ergebnisse von MT-Langzeitregistrierungen in der seismisch aktiven Charlevoix-Region/Kanada nahe dem St. Lawrenz-Strom. Die größte Komponente der Impedanz konnte dabei zumeist mit einer Genauigkeit von 5 - 10 % bestimmt werden. Die längste Zeitreihe reicht von 1974-1985, und zeigt mit einem Anstieg von 300 % in 3 Jahren die größte Veränderung. Als Ursache wurde eine Widerstandsveränderung in einem Volumen von einigen Metern Ausdehnung direkt unter der Station angenommen, die nicht mit seismischen Ereignissen verknüpft wurde. Dieselbe Station zeigte einen deutlichen Jahrgang von 10 %, der mit Unterschieden in der Wassersättigung des Untergrundes erklärt wurde. An den anderen Stationen konnte kein Jahrgang festgestellt werden.

Seit 1988 wird ein tellurisches Netz bei Parkfield, Kalifornien, zur Beobachtung von Widerstandsänderungen betrieben (Park, 1991). In diesem Experiment werden lange Dipole von 5 - 18 km Länge benutzt, berechnet werden Übertragungskoeffizienten zwischen tellurischen Variationen im Zeitbereich. Die Frequenz wird auf Periodenlängen von 300-7200 s begrenzt unter der Annahme, daß die Übertragung in diesem Bereich in etwa konstant ist. Es konnte eine Stabilität der Tagesmittel von unter 1 % erreicht werden. Park und Fitterman (1990) untersuchten die Leitfähigkeitsstruktur durch flache Schlumbergersondierungen, und tiefer reichende Dipol-Dipol-Messungen. Sie fanden Widerstände unter  $10 \Omega\text{m}$  bis in mindestens 10 km Tiefe südwestlich der San-Andreas Verwerfungszone (SAFZ). Diese niedrigen Widerstände wurden mit der Brekzisierung des Untergrundes durch Scherung während der Plattenbewegung erklärt. Aus dem Leitfähigkeitsmodell bestimmten sie eine maximale Empfindlichkeit von 1:1 (1% Widerstandsänderung erzeugt 1% Änderung in den Übertragungskoeffizienten des Netzes) für den Tiefenbereich 1.5-6 km. Einige Anomalien wurden identifiziert, in einem Fall korreliert die Änderung mit einer Strain-Anomalie. Verglichen wurden die Zeitreihen mit der seismischen Aktivität, Grundwasserspiegelschwankungen, Strain-Messungen und der magnetischen Aktivität.

Die erzielte Genauigkeit ist sehr gut. Dazu trägt sicher die Verwendung von langen Dipolen bei. Bedenklich erscheint die Auswertung im Zeitbereich und die damit verknüpfte Annahme einer konstanten Übertragung, da sich Übertragungsfunktionen über einen Periodenbereich von fast eineinhalb Größenordnungen deutlich ändern können, was Park (1991) auch einräumt. Eine Anomalie könnte deshalb schon dadurch erzeugt werden, daß die spektrale Verteilung des Anregungssignals sich verändert. Die daraus erzeugte Anomalie könnte maximal der Änderung der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich entsprechen, die Größe dieser Änderung wird aber von Park (1991) nicht genannt.

Madden et al. (1993) berichteten von Meßergebnissen eines weiteren tellurischen Netzes im Bereich Palmdale bei Los Angeles. Übertragungskoeffizienten für die Zeit 1980 - 1989 wurden gezeigt. Dabei betrug die statistische Schwankung zumeist unter 1 %, für eine Komponente lag sie sogar im Bereich 0.1 %. Seit 1985 konnte ein systematischer Anstieg von insgesamt 1-2 % beobachtet werden. Als plausibelste Erklärung für diesen Anstieg sahen Madden et al. einen Strain von  $4 \times 10^{-6}$  in der unteren Kruste an.

Leider mußten diese Messungen abgebrochen werden, da durch die zunehmende Umstellung von analoger auf digitale Übertragung die für die langen Auslagen notwendigen Telefonkabel nicht mehr mitbenutzt werden konnten. Dies ist umso bedauerlicher, als sich das Meßnetz genau über dem Bereich befand, in dem nach Wald et al. (1996) die größten Bodenbewegungen im Zusammenhang mit dem Northridge-Beben (10.07.1994,  $M_w = 6.7$ ) stattfanden.

## Zusammenfassung der beobachteten Vorläuferphänomene im elektrischen Widerstand

Es gibt noch viel zu wenig gut dokumentierte Berichte über signifikante Widerstandsänderungen im Zusammenhang mit Erdbeben, um klare Aussagen über die Bedeutung dieses Meßparameters im Rahmen der Erdbebenforschung zu machen. Dabei berührt die Frage nach Leitfähigkeitsveränderungen wichtige Grundfragen, insbesondere nach Umfang und Dynamik der Fluide bei einem Erdbebenprozeß. Oft fehlen Daten vom richtigen Ort zur richtigen Zeit:

- Messungen werden zu früh abgebrochen, wie bei Madden et al. (1993),
- erwartete Erdbeben finden nicht statt, wie in Parkfield (Park, 1991) und der Charlevoix-Region (Buchbinder, 1988).

Insgesamt scheint die Zahl der laufenden Experimente zur Messung von Widerstandsveränderungen zu klein, als daß eine Chance besteht, die offenen Fragen bald beantworten zu können. Dabei wird diese Zahl sicher auch vom logistischen Aufwand der Messungen abhängen. Die Benutzung langer Auslagen (Park, 1991, Madden et al., 1993) ist zweifellos ein Vorteil, oft aber nicht aufrechtzuerhalten. Park (1993) berichtete, daß die erforderliche Genauigkeit von 1 % von MT-Messungen für Langzeitregistrierungen noch nicht erreicht wurde. Hierfür gibt es aber keinen prinzipiellen Grund, wie er an gleicher Stelle einräumte.

## 4 Der elektrische Widerstand an der MT-Station Gökören

Im Rahmen des EU-Projektes EPOC-CT0045 wurden seit 1992 unter anderem Widerstandsmessungen im Mudurnutal durchgeführt. Folgende Daten liegen bisher über den Widerstand an der Station Gökören und der Umgebung vor:

- Die Ergebnisse von Widerstandsmessungen mittels der Gleichstromgeoelektrik, die durch Mitarbeiter des GFZ Potsdam (E. Erkul, B. Lühr und A. Müller) und dem Institut für Geophysik in Kiel (M. Gräber) durchgeführt wurden (Hagrey, 1994).
- MT-Widerstandssondierungen durchgeführt von der französischen Fa. GEOREX (Cormy, 1992, 1995) unter Mithilfe von E. Erkul (GFZ-Potsdam) an insgesamt 29 Lokationen im Untersuchungsgebiet. Die Abtastfrequenzen betragen 2 Hz, 20 Hz und 200 Hz.
- Eine ca. einmonatige MT-Registrierung im November 1994 durch die Fa. GEOREX (Cormy, 1995) an der Station Gökören mit einer Abtastfrequenz von 2 Hz.
- Daten der MT-Langzeitregistrierung an der Station Gökören für den Zeitraum Mai 1993 - August 1995. Die Messungen wurden von E. Erkul (GFZ-Potsdam) durchgeführt (Erkul et al., 1994). Die magnetischen Variationen wurden mit Fluxgate-Magnetometern gemessen. Ausgewertet wurden Minutenmittelwerte.

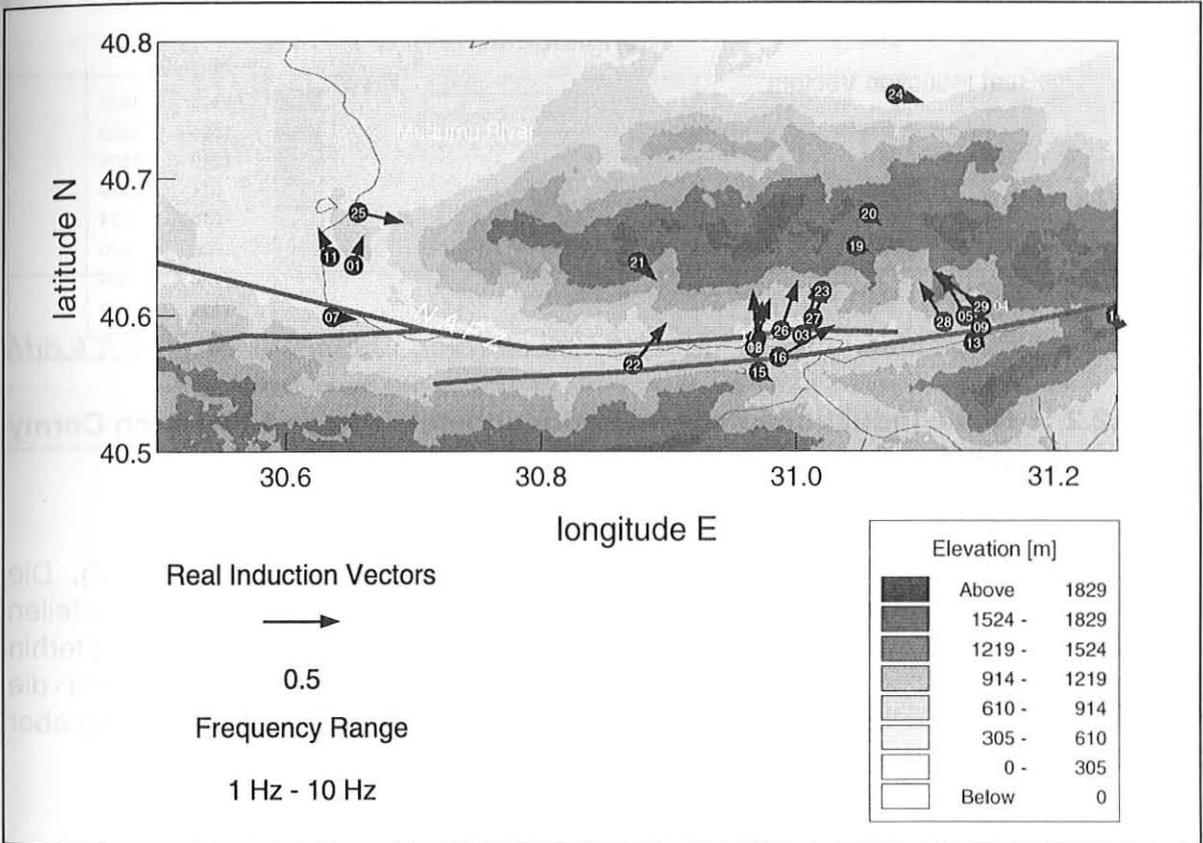
### 4.1 Die Ergebnisse der Gleichstrom-Geoelektrik

Im September 1994 wurden an 4 Stationen im Mudurnutal Messungen mit dem Verfahren der Gleichstrom-Geoelektrik durchgeführt. Dabei wurden auch zwei Profile von 240 m bzw. 88 m Länge parallel zu den elektrischen Auslagen der MT-Messungen in Gökören gelegt. Als Meßapparatur stand ein computergesteuertes Multi-Elektrodensystem (ECS-960, Gräber et al., 1993) zur Verfügung. Die Messungen erfolgten automatisch in der  $\alpha$ -Wenner-Anordnung (Quellelektrode-Sonde-Sonde-Quellelektrode im gleichen Abstand). Das Meßpunktintervall betrug 2 m, der maximale Elektrodenabstand 70 m. Für das 240 m lange Profil wurden 2345 Meßwerte bestimmt, was durch die Automatisierung in ca. 3 Stunden durchgeführt werden konnte.

Bei der Registrierung ging es in erster Linie darum, laterale Inhomogenitäten und eventuelle Anisotropieeffekte in Hinblick auf die Auswertung der MT-Ergebnisse zu suchen. Es ergaben sich aber nur geringe Unterschiede des scheinbaren Widerstands von 20  $\Omega$ m - 40  $\Omega$ m bei Anisotropieeffekten kleiner 1.2 (Hagrey, 1994). Hagrey (1994) identifizierte 14 leicht unterschiedliche Abschnitte, und berechnete 1-D Inversionsmodelle. In zwei Fällen wurden Widerstände über 100  $\Omega$ m in Tiefen von 30 m bzw. 35 m gefunden. Die anderen Tiefenprofile erreichten nicht diese Eindringtiefe.

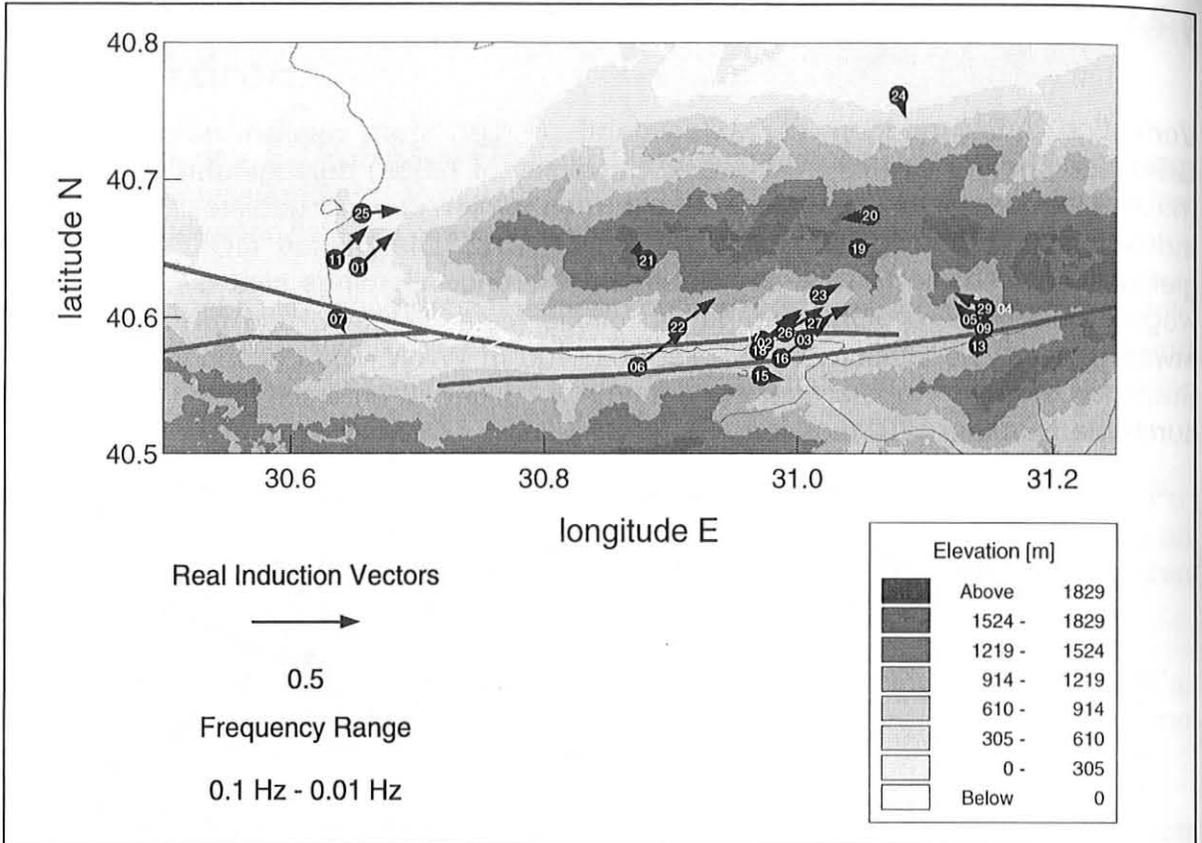
## 4.2 Die Induktionspfeile an der Station Gökören

Vorläufige Auswertungen der Widerstandssondierungen wurden durch die Fa. GEOREX und A. Tzanis (NKUA.GG, University of Athen) durchgeführt. Abb. 4.2.1 (nach Cormy, 1995) zeigt eine Karte des Untersuchungsgebietes mit realen Induktionspfeile im Frequenzbereich 10 Hz - 1Hz. Die Station GOK04, liegt am gleichen Ort wie die Station der Dauerregistrierung, allerdings sind die Elektroden wegen einer anderen Orientierung um einige Meter versetzt, und die Auslage ist etwas kleiner. Die Station GOK29 liegt ca. 400 m WNW. Die Lokationen aller drei Stationen sind im Maßstab der Abbildung 4.2.1 nicht zu unterscheiden und werden durch die Nummer "29" markiert.



**Abb.4.2.1 : Reale Induktionspfeile im Periodenbereich 0.1 s - 1 s nach Cormy (1995)**

Man erkennt eine allgemeine Nordausrichtung der Induktionspfeile an der Nordseite des Störungsarms mit Amplituden in der Größenordnung 0.2 - 0.3, wobei die Induktionspfeile in der Umgebung von Gökören eine zusätzliche Westkomponente, die Induktionspfeile im Knickbereich der Störung sowie westlich davon eine zusätzliche Ostkomponente aufweisen. Die Richtungsänderung entspricht grob der Änderung des Störzonenverlaufs. Die Induktionspfeile an der Station Gökören selbst weisen noch stärker nach Westen als die Induktionspfeile der umliegenden Stationen.



**Abb.4.2.2 : Reale Induktionspfeile im Periodenbereich 10 s - 100 s nach Cormy (1995)**

Bei den längeren Perioden ergibt sich ein etwas anderes Bild (Abb.4.2.2). Die Tendenzen und die Gemeinsamkeiten der beiden Gruppen von Induktionspfeilen bleiben jedoch erhalten. Die Induktionspfeile der westlichen Stationen haben weiterhin Amplituden um 0.2 - 0.3, und eine zunehmende Ostausrichtung, während die Amplituden für die östliche Gruppe auf Werte um 0.1 abfallen, die Pfeilrichtung aber ungefähr beibehalten.

Abb.4.2.3 zeigt die Induktionspfeile an der Station GOK04 als Funktion der Periode im Bereich 0.008 s - 10000 s. Vier Abschnitte dominieren das Bild. Im kurzperiodischen Bereich 0.008 s - 0.2 s weisen die Realpfeile nahezu nach Süden und erreichen ein Maximum von 0.35 bei 0.012 s. Im Bereich 0.2 s bis 3 s weisen die Realpfeile ungefähr nach -45°, und erreichen ein Maximum von 0.25 bei T = 1 s, während die Imaginärpfeile ihre Richtung umkehren. Der Bereich 2 s - 100 s wirkt diffus mit Winkeln zwischen -20° und -80° für die Realpfeile. Bei etwa 700 s erreicht der nach -170° weisende Realpfeil ein Maximum von 0.1, während der Imaginärpfeil verschwindet. Im Rahmen der Meßgenauigkeit sind Real- und Imaginärpfeile im Bereich 200 s - 2000 s kollinear, was die Voraussetzung für eine 2-D-Interpretation ist. Da in der hier gewählten Konvention im 2-D-Fall die Induktionspfeile senkrecht von einem guten Leiter weg weisen (Kap.2.2.4), kann ihre Ausrichtung durch einen ungefähr Ost-West streichendem Leiter im Norden erklärt werden.

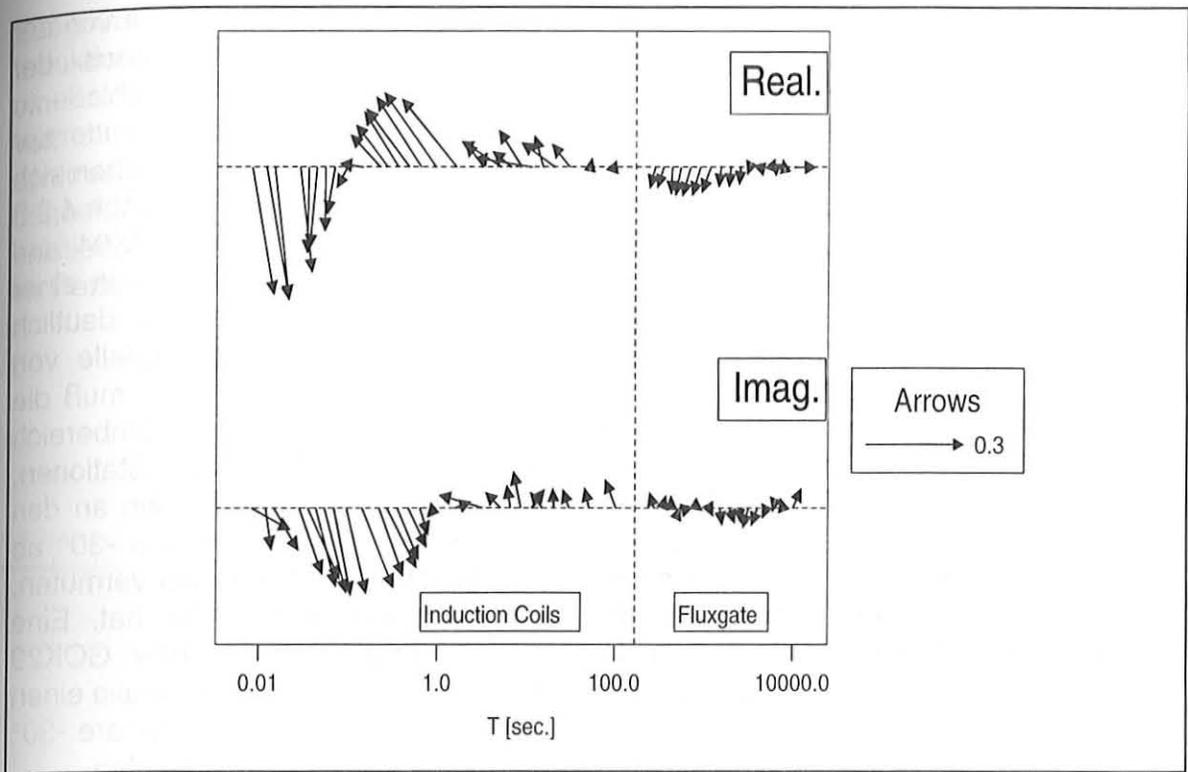


Abb.4.2.3 : Reale Induktionspfeile im Periodenbereich 0.008 s - 10000 s an der Station GOK04

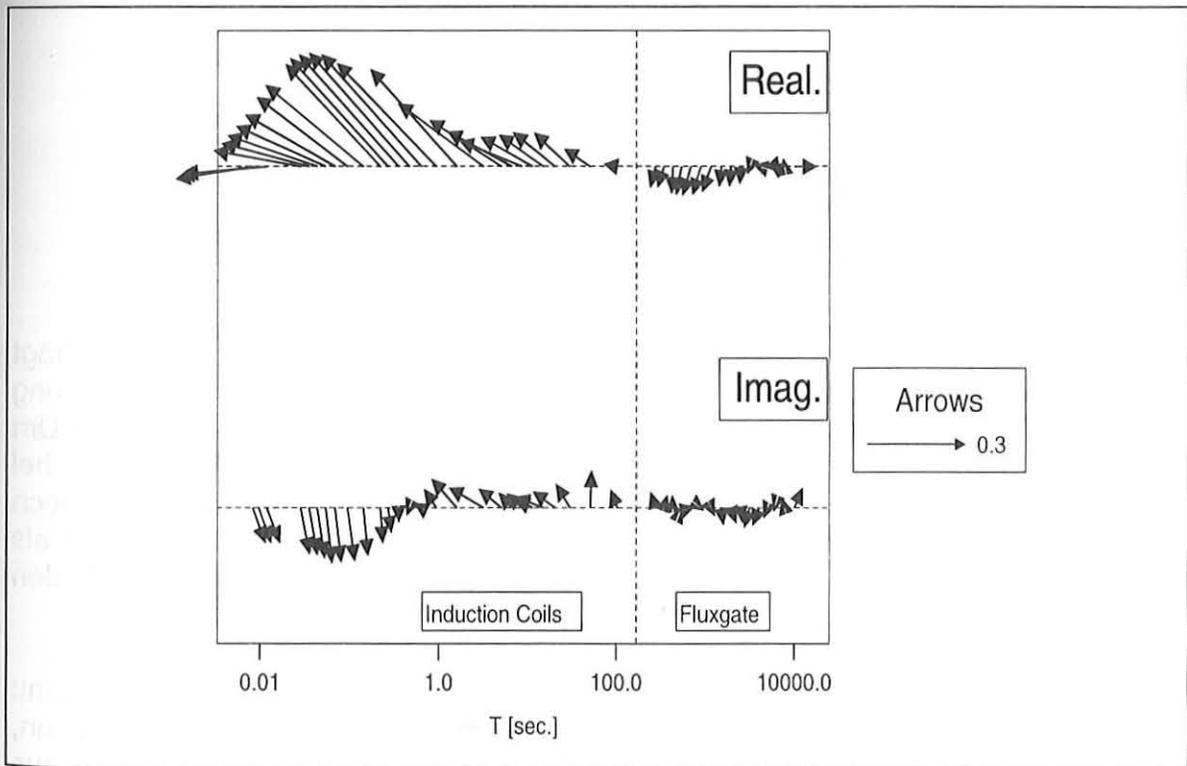


Abb.4.2.4 : Induktionspfeile im Periodenbereich 0.008 s - 100 s an der Station GOK29. Die Induktionspfeile aus der Langzeitregistrierung für 300 s - 10000 s wurden ergänzt.

Abb.4.2.4 zeigt die Induktionspfeile für den Periodenbereich 0.008 s - 100 s von der ca. 400 m NW gelegenen Station GOK29. Die Induktionspfeile aus der Langzeitregistrierung für 300 s - 10000 s wurden ergänzt. Deutliche Unterschiede zu GOK04 ergeben sich im Periodenbereich unterhalb  $T = 1$  s. Die Amplitude der Realpfeile ist mit 0.4 gegenüber 0.25 deutlich größer, unterhalb von 0.2 s drehen sich die Realpfeile in Richtung Westen ( $-90^\circ$ ), während die Imaginärpfeile wie in Abb.4.2.3 in Richtung  $170^\circ$  weisen. Aus der Abweichung der Ergebnisse von GOK04 und GOK29 kann man ersehen, daß die Induktionspfeile unterhalb von 1 s von einer lokalen Anomalie beeinflußt werden, die auf 400 m Meßpunktabstand deutlich unterschiedliche Induktionseffekte bewirkt. Da die Real- und Imaginärpfeile von GOK29 nicht kollinear sind, sondern sogar senkrecht aufeinander stehen, muß die verursachende Struktur einen 3-D-Charakter haben (Kap.2.2.5). Im Periodenbereich 3 s - 100 s gibt es keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Stationen, die Realpfeile weisen in Richtung  $-60^\circ$ . Damit weichen sie etwas von den an den benachbarten Stationen DER05 und ABD28 bestimmten Richtungen von  $-30^\circ$  ab (Abb.4.2.1). Da sich die Richtungen nicht stark unterscheiden, kann man vermuten, daß die Hauptrichtung aller 4 Stationen eine gemeinsame Ursache hat. Eine zusätzliche Anomalie könnte dann den Unterschied zwischen GOK04 bzw. GOK29 einerseits, und DER05 bzw. ABD28 andererseits bewirken. Ob diese Anomalie einen Einfluß auf beide Stationspaare hat, oder ob eine der beiden Richtungs-paare  $-30^\circ$  bzw.  $-60^\circ$  eher die regionale Struktur beschreiben, läßt sich nicht entscheiden.

Als Ursache für die Induktionspfeile im langperiodischen Bereich um 700 s wird das gut leitende Schwarze Meer im Norden vermutet. Nach Dietrich et al. (1975) gelten für die physikalischen Eigenschaften im Schwarzen Meer in etwa:

Salzgehalt	$S = 20-22 \text{ ‰}$	ab 100 m Tiefe
Temperatur	$T = 8-9.5 \text{ °C}$	ab 100 m Tiefe

Der elektrische Widerstand ergibt sich daraus zu

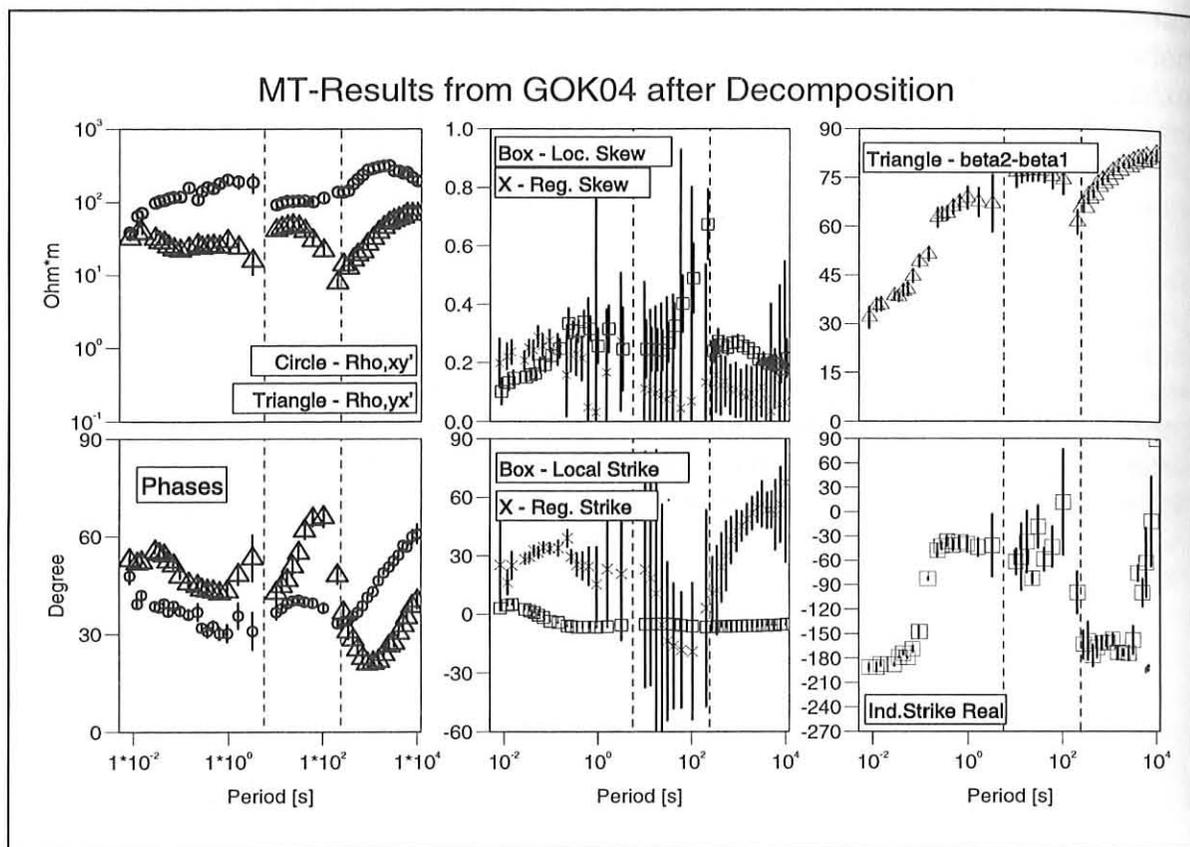
$$\rho = 0.4 - 0.5 \text{ } \Omega\text{m}$$

Die Entfernung der Station Gökören zur Küstenlinie des Schwarzen Meers beträgt 55 km in NNE-Richtung, zur 1500m Tiefenlinie 65 km. Eine 2-D Vorwärtsmodellierung für einen Leiter von 1.5 km Tiefe in 60 km Entfernung, einem Widerstand von  $0.4 \text{ } \Omega\text{m}$  und einem Umgebungsmaterial von  $100 \text{ } \Omega\text{m}$  ergibt tatsächlich einen Wert um 0.1 bei etwa 700 s. Bei längeren Perioden wird der erwartete Induktionseffekt allerdings noch größer. Das Abklingen der Induktionspfeile zu noch längeren Perioden wird als zunehmender Einfluß des noch tieferen und besser leitenden Mittelmeers im Süden und Westen interpretiert.

Nur eine Größe war bei der Modellierung des Schwarzen Meers nicht genau bekannt: der Widerstand des Umgebungsmaterials. Nimmt man einen höheren Widerstand an, würde dies zu höheren Induktionseffekten durch das Schwarze Meer führen. Daraus folgt, daß aufgrund der Meßergebnisse ein höherer Widerstand des Umgebungsmaterials ausgeschlossen werden kann. Allerdings sind die in diesem Periodenbereich vorgestellten Induktionspfeile nur durch eine einzige Meßstation belegt.

Zusammenfassend kann man sagen, daß über die Station Gökören anhand der Induktionspfeile ein sehr strukturreiches Bild entsteht. Zu kurzen Perioden dominiert ein deutlicher 3-D-Effekt. Ein Einfluß der NAFZ für Perioden 0.3 s - 100 s kann nur vermutet werden, da die gefundenen Richtungen der Induktionspfeile nur grob senkrecht auf der Streichrichtung der Störungszone stehen. Aus dem Vergleich mit benachbarten Stationen ergibt sich, daß mindestens eine zusätzliche lokale Struktur existiert, die die Richtungen verzerrt. Plausibel ist der Einfluß des Schwarzen Meeres im Periodenbereich um 700 s.

### 4.3 Die Impedanzen an der Station Gökören



**Abb. 4.3.1** MT-Meßgrößen für den Impedanztensor in Gökören. Die gestrichelten Linien markieren die Grenzen der verschiedenen Meßbereiche:

- |                   |   |  |
|-------------------|---|--|
| kurze Perioden    | - | Sondierungen bei GOK04 T = 0.008 - 3 s                               |
| mittlere Perioden | - | Sondierungen bei GOK29 T = 10 - 200 s                                |
| lange Perioden    | - | Langzeitregistrierungen mit Fluxgate Magnetometern T = 300 - 10000 s |

Die Meßparameter:

- |              |   |   |
|--------------|---|---|
| oben links   | - | Scheinbare Widerstände                      |
| unten links  | - | Phasen                                      |
| oben Mitte   | - | Schiefe nach Swift (F.2.2.21)               |
|              | - | Schiefe nach Bahr (F.2.2.29)                |
| unten Mitte  | - | Streichrichtung nach Swift (F.2.2.17)       |
|              | - | Streichrichtung nach Bahr (F.2.2.25)        |
| oben rechts  | - | $\beta_2 - \beta_1$ (F.2.2.27 und F.2.2.28) |
| unten rechts | - | Streichrichtung der Realpfeile              |

Abb. 4.3.1 zeigt die Ergebnisse einiger MT-Meßgrößen (Kap.2.2) für den Impedanztensor aus den Messungen in Gökören. Dabei wurden für den Periodenbereich bis 3 s die Ergebnisse der MT-Sondierung 1992 an der Lokation GOK04 benutzt, für die Perioden 3 s - 100 s die genauer bestimmten Werte der einmonatigen Messung im November 1994 an der Lokation GOK29. Durch die vertikale gestrichelte Linie ist der Meßbereich der Induktionsspulen vom Meßbereich des Fluxgate-Magnetometers getrennt. Die 'lokale Schiefe'  $K$  nach Swift (F.2.2.21; Quadrate in Abb 4.3.1 Mitte oben) liegt zumeist im Bereich 0.2..0.3, was nach Eisel (1995) einer nahezu 2-D-Struktur entsprechen kann, aber nicht muß. Im Bereich um 100 s steigt sie steil an, im Bereich der Fluxgate-Registrierungen hat sie wieder ihr niedriges Niveau. Die Schiefe ist größer als die Ungenauigkeit  $\Delta$  (F.2.2.30), die allgemein bei etwa 5% liegt. Allerdings beinhaltet das hier berechnete  $\Delta$  nur die statistische Unsicherheit und nicht die eventuell zusätzlich auftretenden systematischen Fehler (siehe Kap.6.5). Eine Biasverzerrung mag die Ursache für die ungewöhnlich hohen Werte der lokalen Schiefe im Bereich 100 s - 300 s sein, da die Induktionsspulen in diesem Periodenbereich nicht mehr genau registrieren, und somit das Meßergebnis systematisch verzerrt ist.

Die rotationsinvariante 'regionale Schiefe'  $\eta$  (F.2.2.29) ist ab Perioden von 1 s nicht signifikant von Null verschieden, da die Bestimmungsgenauigkeit nicht hoch ist. Die Ursache hierfür ist an der Größe  $\beta_2 - \beta_1$  (F.2.2.27 und F.2.2.28; Abb.4.3.1 rechts oben) zu erkennen. Sie liegt in diesem Meßbereich zwischen  $60^\circ$  und nahezu  $90^\circ$ , was dem Fall(6) nach Bahr(1991) entspricht, der bei einer extremen Kanalisierung der Ströme und damit einer starken Polarisierung der elektrischen Felder in eine Richtung auftritt. Die Phasenunterschiede in den Spalten des Impedanztensors sind dann fast rotationsunabhängig, und die Lösungen für die 'regionale Schiefe'  $\eta$  sowie den so bestimmten Rotationswinkel werden instabil. Bahr empfiehlt in diesem Fall, die Streichrichtung aus anderen Informationen, z. B. den Induktionspfeilen, zu bestimmen. Abb.4.3.1 rechts unten zeigt noch einmal die Streichrichtungen des realen Induktionspfeils mit drei unterschiedlichen Plateaus von ungefähr  $-190^\circ$ ,  $-45^\circ$  und  $-170^\circ$ . Für die ersten beiden Richtungen waren Real- und Imaginärpfeile nicht kollinear, weshalb eine 2-D-Struktur ausgeschlossen werden konnte. Wegen der uneinheitlichen Richtungen und dem angezeigten 3-D-Charakter ist eine Rotation der Impedanzen in Richtung der Induktionspfeile hier nicht sinnvoll.

Bemerkenswert ist die fast konstante Richtung des Swift-Winkels (F.2.2.17; Abb.4.3.1 Mitte unten) im Periodenbereich  $T = 10^{-1}$  s bis  $10^4$  s. Die Ursache der hohen Stabilität liegt hier ebenfalls in der starken Polarisierung des elektrischen Feldes. Der Winkel beträgt  $-5^\circ \pm 1^\circ$  bezogen auf das geomagnetische Koordinatensystem. Im geographischen Koordinatensystem entspricht das bei einer magnetischen Mißweisung von  $4^\circ$  der Richtung  $-1^\circ \pm 1^\circ$ . Diese Vorzugsrichtung stimmt ungefähr mit der Erwartung für den Einfluß der mit  $85^\circ$  streichenden NAFZ überein, und findet sich ebenso in den Induktionspfeilen der umliegenden Meßstationen wieder. Die scheinbaren Widerstände und Phasen in Abb.4.3.1 (links) sind deshalb um den Swiftwinkel gedreht worden.

Die Ergebnisse für die scheinbaren Widerstände bzw. Phasen aus den Fluxgateregistrierungen passen gut mit den Ergebnissen aus den Spulenregistrierungen zusammen (gestrichelte Linie). Bei den Spulenregistrierungen scheint es aber eine Verschiebung im Bereich  $T = 5$  s zu geben, wobei die angrenzenden Meßwerte aus kürzeren Perioden ungenauer bestimmt sind. Dies ist

der Übergang zwischen den kürzerperiodischen Ergebnissen von GOK04 aus den Messungen 1992, und den Messungen im November 1994 am 400 m entfernten Ort GOK29. Da schon die Induktionspfeile in diesem Periodenbereich Unterschiede zeigten, kann diese (leichte) Verschiebung nicht überraschen.

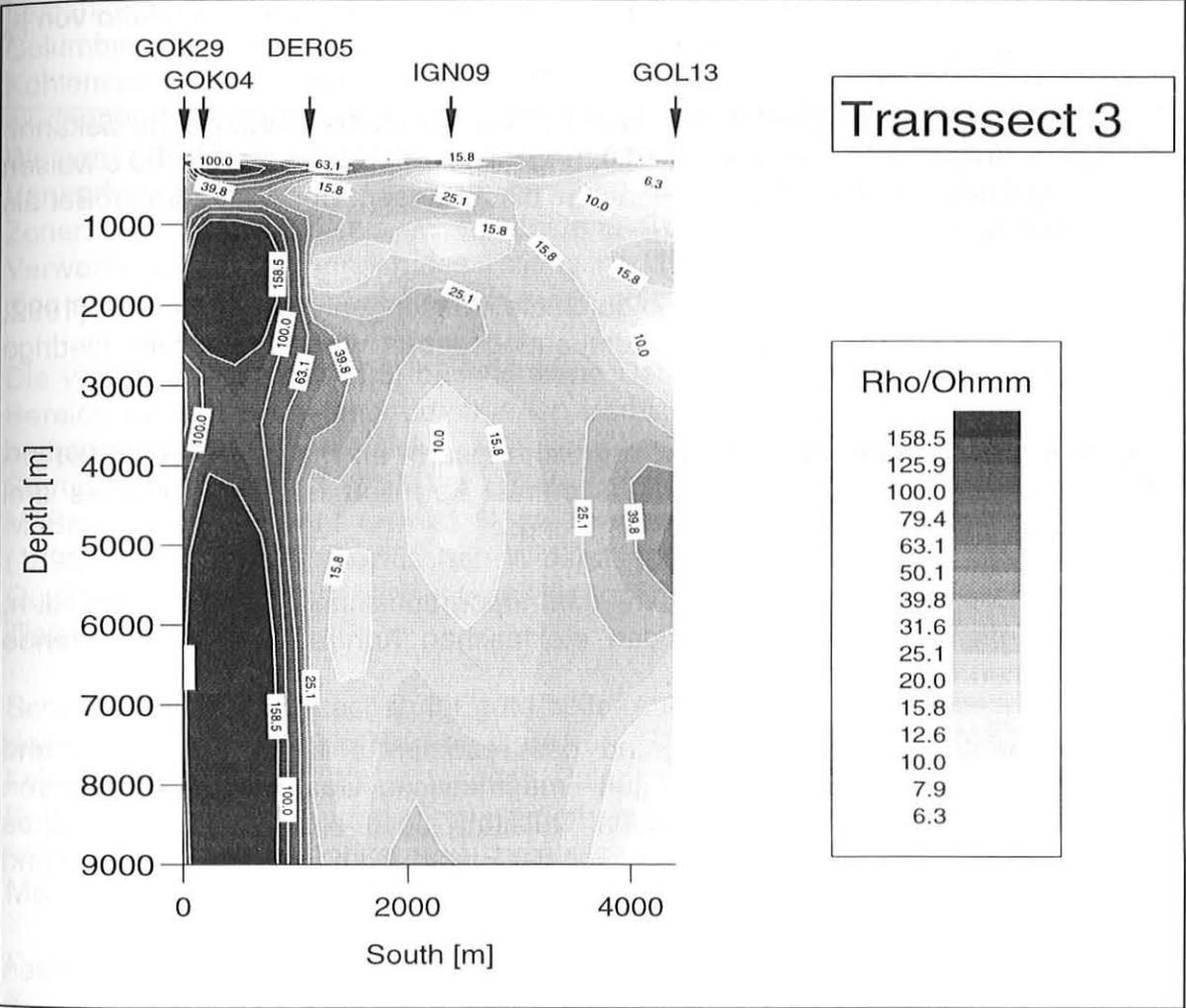
Man erkennt das Aufspalten der scheinbaren Widerstände ab  $10^{-2}$  s und ein Zusammenlaufen zu langen Perioden, wie man es in einem 2-D-Fall erwarten würde. Die Aufspaltung über einen 6 Größenordnungen umfassenden Periodenbereich spiegelt aber mit Sicherheit nicht den Einfluß einer einzelnen Struktur wieder. Alle durch die Induktionspfeile identifizierten Strukturen, die unbekannte lokale Struktur für den Periodenbereich  $T = 10^{-2}$  s bis  $10^0$  s, die NAFZ für den Bereich  $T = 10^{-1}$  s bis  $10^2$  s sowie das Schwarze Meer für  $T = 10^2$  s bis  $10^3$  s bewirken eine Vergrößerung von  $\rho_{xy}$  gegenüber  $\rho_{yx}$ , wenn die Station Gökören auf dem höherohmigen Untergrund steht. Der scheinbare Einbruch von  $\rho_{yx}$  im Bereich um 300 s kann ein Artefakt sein. Die lokale Schiefe für die Ergebnisse der Induktionsspulen weist auf eine systematische Verzerrung hin. Wie man sehen wird, sind die Ergebnisse der Fluxgaterregistrierungen in diesem Periodenbereich ebenfalls nicht zuverlässig (Kap.6.5). Die moderaten Abweichungen vom 2-D-Fall (lokale Schiefe K, Induktionspfeile) erklären sich aus der Nicht-Übereinstimmung der verschiedenen Streichrichtungen. Das Niveau der  $\rho_a$ -Kurven mit einem scheinbaren Widerstand von 30  $\Omega\text{m}$  für den flachen Bereich stimmt gut mit den Ergebnissen der Gleichstrom-Geoelektrik überein. Somit gibt es keine Hinweise auf eine größere Versetzung der Kurven durch 'static-shift' - Effekte (Kap.2.2.6).

Tzanis analysierte die Ergebnisse der MT-Messungen durch eine "Rotationsanalyse der minimalen und maximalen Antwortfunktion" und kam zu ähnlichen Ergebnissen. Auch nach seinen Ergebnissen ist die Leitfähigkeit an der Station GOK04 geprägt von einer flachen, mehrdimensionalen Struktur mit starkem Einfluß bis zu Perioden von 1 s.

Er führte eine 1-D-Occam-Inversion (Constable et al., 1987) der Berdichevsky-Invarianten (F.2.2.18c) durch. Zusammen mit dem Ergebnis von drei anderen Stationen errechnete er ein Profil für diesen Störungsbereich bei Gökören.

Abb. 4.3.2 zeigt das Ergebnis dieser Berechnungen. Das Profil liegt in Nord-Süd-Richtung, wobei die Stationen aber nicht genau auf einer Linie liegen (Abb.1.5.1). Die Station #13 im liegt schon deutlich südlich der Hauptverwerfung. Allerdings verlaufen auch nördlich und südlich des Profils noch Nebenstörungen. Das Profil erstreckt sich also nicht über die gesamte Breite des Störungsarms. Das Bild wird dominiert von einem großen, sehr niederohmigen Bereich von 10  $\Omega\text{m}$  - 30  $\Omega\text{m}$  bis 9 km Tiefe, und einem etwas höherohmigen Bereich bis zu 150  $\Omega\text{m}$  unter den Stationen GOK04 und GOK29. Dies entspricht der Modellvorstellung eines schlechter leitfähigen Nordblocks mit metamorphen Gesteinen und einem besser leitfähigen Sedimentblock im Süden. Wegen der Nebenstörungen darf jedoch nicht von intakten Gesteinsblöcken ausgegangen werden. Die vorgefundenen Leitfähigkeiten sind hoch. Ein spezifischer Widerstand unter 30  $\Omega\text{m}$  bis zu 9 km Tiefe muß eine besondere Ursache haben, da zum einen der spezifische Widerstand der meisten Gesteine höher ist (Kap.2.3), zum anderen wegen des Umgebungsdruckes in 9 km Tiefe kein großer Volumenanteil an Fluiden zu erwarten ist, der die Leitfähigkeit bewirken könnte.

Ein weiterer Kritikpunkt ist, daß hier 1-D-Inversionen verwendet wurden, um dann eine offensichtlich stark 2-D-geprägte Struktur zu erhalten. Tzanis begründete sein Vorgehen damit, daß der Datenfit sehr gut ist, die Berdichevsky-Invariante also höherdimensionale Effekte gut wegmittelt. Da aber der laterale Kontrast nur durch den Stationsort Gökören belegt wird, gerade diese Station aber einen 3-D-Effekt zu kurzen Perioden aufweist, muß dieses Ergebnis in Frage gestellt werden. Für seine Interpretation spricht, daß die Induktionspfeile sowie zwei weiter östlich gelegene Profile senkrecht zur Störzone ebenfalls auf die Existenz eines solchen lateralen Kontrastes hinweisen.



**Abb.4.3.2 : Profil von 5 MT-Stationen im Bereich der Station Gökören (nach Cormy, 1995).**

## 4.4 Interpretation der vorgefundenen Widerstände

Verglichen mit den Widerständen von Festgestein ( $10^3 \Omega\text{m}$  bis  $10^6 \Omega\text{m}$ ) sind die hier vorgefundenen scheinbaren Widerstände von  $10^1 \Omega\text{m}$  bis  $10^2 \Omega\text{m}$  bis zu Perioden von 100 s sehr niedrig. Eine einfache statische Verschiebung der Kurve für Gökören kommt aus mehreren Gründen als Ursache hierfür nicht in Frage:

- die vorgefundenen Parameter der Impedanzen passen plausibel zu der Erwartung an eine Untergrundstruktur mit lateralen Leitern verschiedener Streichrichtungen. Insbesondere werden die kurzperiodischen Widerstände durch die Ergebnisse der Gleichstromgeoelektrik bestätigt. Allerdings reichen die Ergebnisse der Geoelektrik nur bis in Tiefen von etwa 30 m, die geringste Skintiefe für die MT-Messungen bei  $T = 0.008$  s und einem Widerstand von  $\rho_a$  ungefähr  $30 \Omega\text{m}$  liegt bei 250 m.
- Die elektrischen Eigenschaften des Schwarzen Meeres sind genau bekannt. Die Induktionspfeile aus dieser Richtung mit einem Maximum bei 700 s weisen darauf hin, daß der mittlere Widerstand bis zu diesem Bereich kaum größer als  $100 \Omega\text{m}$  sein kann.
- Die vorgefundenen Widerstände durch die Messungen von Cormy et al. (1992, 1995) aus 30 Stationen im Untersuchungsgebiet weisen ebenfalls niedrige Widerstände auf.

Insgesamt gibt es viele Indizien, daß der Störungsarm im Periodenbereich 0.1 s - 100 s mit einem deutlichen Widerstandskontrast korreliert ist. Dabei gibt es drei mögliche Ursachen für den Einfluß der Störung:

- der Störungsverlauf deckt sich mit dem topographischen Unterschieden, d. h. eine eventuelle Ursache für den elektrischen Kontrast ist die gutleitende Sedimentbedeckung des Tals.
- der Störungsarm trennt aufgrund des rezenten seitlichen Versatzes und eventuell älterer Überschiebungen magmatische Gesteine im Norden von sedimentären Gesteinen im Süden. Qualitativ deckt sich das Ergebnis eines größeren Widerstandes im Norden mit der Erwartung an das magmatische und damit voraussichtlich höherohmige Gestein.
- Schließlich besteht die Möglichkeit, daß der Störungsarm selbst einen guten Leiter darstellt. Daran knüpfen sich sofort offene Fragen nach der elektrisch wirksamen Breite des Störungsarms und dem zugrundeliegenden leitfähigen Material.

Erkul (1991) fand an 8 von 11 Lokationen im Untersuchungsgebiet aufgrund von geoelektrischen und seismischen Untersuchungen die Grenze der Verwitterungsschicht in weniger als 50 m Tiefe. Für die Widerstände der darunterliegenden Schichten wurden Werte von 150 - 300  $\Omega\text{m}$  gefunden. Allerdings waren die Werte oft nicht mehr genau zu bestimmen, da wegen der begrenzten Auslagenlänge nur ein kleiner Teil des eingespeisten Stromes diese Tiefen erreichte.

Die Impedanzen aus den MT-Sondierungen weisen aber auf eine gute Leitfähigkeit bis in Kilometertiefe hin. Der Gesteinskontrast zwischen Nord- und Südblock erklärt die Tendenz der Leitfähigkeitsunterschiede, aber nicht die gute Leitfähigkeit. Damit stellt sich die Frage nach der Ursache für die niedrigen Widerstände bis zu Tiefen von 10 km. Wie in Kapitel 2.3 angeführt, ist die Ursache niedriger Widerstände in mehreren Kilometern Tiefe in vielen Meßgebieten noch umstritten. Für die Modellierung benötigt man entweder sehr mächtige Leiter, oder dünne Leiter von extrem hoher Leitfähigkeit, wie z. B. Graphit. Einzelne Vorkommen von Graphitschiefer sind im Untersuchungsgebiet aufgeschlossen, es gibt aber noch kaum Anhaltspunkte über Umfang und Mächtigkeit. Außerdem gibt es hydrothermale Aktivitäten (Woith, 1995), weswegen einzelne mineralisierte Leiter nicht ausgeschlossen sind. Jones et al. (1992) fanden eine senkrechte Struktur hoher Leitfähigkeit an der Fraser River Strike-Slip-Verwerfung im Südwesten von British Columbia. Niedrige  $\delta^{13}\text{C}$  Werte scheinen dort auf die Existenz organischen Kohlenstoffs hinzuweisen. Gleichzeitig bilde die Störung ein Leitungssystem für tief eindringende meteorische Fluide. Dies deckt sich mit der Sicht von Meissner und Weaver (1992), die von zirkulierenden meteorologischen Fluiden an Strike-Slip Verwerfungen bis in 15 km Tiefe berichteten. Park und Fitterman (1990) fanden Zonen unter 10  $\Omega\text{m}$  bis in mindestens 10 km Tiefe an der San Andreas Verwerfungszone im Bereich des Tellurischen Netzes in Parkfield. Sie interpretierten dies als einen brekzisierten Bereich aufgrund von intensiven Scherbewegungen.

Die von Neugebauer (1995) beschriebene Dehnungsstruktur könnte mindestens im Bereich Abant bis Taşkesti durch einen Bereich erhöhter Porosität zur Leitfähigkeit beitragen. Lühr<sup>1</sup> (persönliche Mitteilung, 1996) schätzte die Porositäten im Störungsbereich bis 2.5 km Tiefe aufgrund von Refraktionsseismischen Meßergebnissen mit 11 und 23 % ab. Zusammen mit dem niedrigsten von Woith (1995) beobachteten spezifischen Widerstand von Wasserproben aus einer tiefen Quelle von 2  $\Omega\text{m}$  könnte der niedrige Widerstand von 30  $\Omega\text{m}$  zumindest bis zu 2.5 km Tiefe erklärt werden.

Schließlich können Ursachen für gute Leiter auch aus den Kompressionsphasen vor dem rezenten Strike-Slip Regime stammen. Brown (1994) berichtete von geneigten Leitungszonen unter 10  $\Omega\text{m}$  unter Paläosuturzonen in Irland, den westlichen Kordillieren der USA und den Karpathen. Wieder kamen als Ursache Fluide, metamorphisierte Graphite und zusätzlich ein serpentinitisierter Inselbogen mit Magnetitmineralien (Irland) in Frage.

Diese Fragen lassen sich durch die Meßdaten nicht entscheiden. Ein mögliches Kriterium zur Unterscheidung von festen und flüssigen Leitern als Ursache für magnetotellurische Anomalien könnte das zeitlichen Verhalten des Widerstandes bei Erdbebenprozessen liefern. Mit einer Abschätzung des möglicherweise zu erwartenden Effekts befaßt sich das nächste Kapitel.

---

<sup>1</sup>Dipl. Geophys. B. Lühr, GFZ Potsdam, ase@gfz-potsdam.de

## 5 Modellierung von Änderungen des scheinbaren elektrischen Widerstandes an der Oberfläche aufgrund von tektonischen Spannungsänderungen

Wie im 3. Kapitel beschrieben, gibt es noch sehr ungenaue Vorstellungen, in welchem Umfang, und nach welchem Mechanismus ein Erdbebenprozeß eine Veränderung des elektrischen Widerstandes im Untergrund hervorruft. Im 4. Kapitel wurde die existierende Leitfähigkeitsanomalie im Untersuchungsgebiet beschrieben. Betrachtet man ihre Entstehung als das Resultat von nur zwei Millionen Jahren horizontalen Versatzes, dann wird deutlich, welche geringe Änderung des Widerstandes in einem für Langzeitregistrierungen zumutbaren Zeitraum von z. B. 10 Jahren zu erwarten ist.

Größere Meßeffekte sind dann zu erwarten, wenn man statt einer irreversiblen Widerstandsänderung einen reversiblen Prozeß unterstellt. Zwei Möglichkeiten sollen hier betrachtet werden:

- 1) Ein räumlich begrenztes Gebiet im Untergrund erfährt eine zunächst irreversible dilatante Widerstandsabnahme aufgrund sich aufbauender tektonischer Spannung. Nach dem Bruch steigt der Widerstand wieder durch Rekristallisation und Neomineralisierung (Scholz, 1990a) des gestörten Gesteinsgefüges, und ist damit doch reversibel. Der gesuchte Effekt betrifft die Laborbefunde von Brace und Orange (Kap.3.2.1), die in den letzten 10 % des Spannungsaufbaus vor dem Bruch stattfinden (Abb.3.2.3).
- 2) Ein räumlich ausgedehntes Gebiet unterliegt dem Einfluß eines regionalen Spannungsaufbaus. Dabei ändert sich der Widerstand in einem großen Volumen reversibel. Da kein nichtlinearer Verstärkungseffekt auftritt, z. B. durch Dilatanz und damit Erhöhung der Konnektivität, sind nur Änderungen im Prozentbereich zu erwarten. Das Gebiet ist am direkten Bruchprozeß nicht beteiligt. Die Änderung wird nach einem Beben aufgrund der regionalen Spannungsentlastung zurückgeführt. Dieser Prozeß bezieht sich auf den Bereich bis 50 % der Bruchspannung aus Abb.3.2.3.

Zur Abschätzung der zu erwartenden Effekte wurde für beide Ansätze ein Programm zur Vorwärtsmodellierung von Mackie und Madden (Mackie et al., 1993; Mackie et al., 1994) benutzt. Es beruht auf einem Finite-Differenzen-Algorithmus und basiert auf der Integral-Form der Maxwell'schen Gleichungen. Die Randbedingungen für das 3-D-Modell werden für das magnetische Feld bestimmt, indem für vertikale Schnitte die Lösung im 2-D-Fall berechnet wird. Ein wichtiger Vorteil dieses Rechenverfahrens beruht darauf, daß die Gitterabstände zur Modellierung starke Kontraste aufweisen dürfen. Nach Mackie et al. (1993) erhält man eine Genauigkeit besser 1 %, wenn sich benachbarte Intervalle in horizontaler Richtung nicht mehr als um den Faktor 3, in vertikaler Richtung nicht mehr als um den Faktor 2 unterscheiden. Für die Berechnung wurde als kleinster Gitterabstand 5 Meter benutzt, die laterale Ausdehnung betrug 250 km. Durch die geringe Einschränkung für die Gitterabstände ließ sich ein Gitter mit relativ wenigen Knotenlinien erstellen. Dadurch lassen sich die magnetotellurischen Parameter für einfache 3-D-Strukturen sehr schnell bestimmen.

Folgender Ansatz wurde für die Berechnungen gewählt:

Betrachtet wird der relative Unterschied magnetotellurischer Parameter zwischen zwei statischen Lösungen. Das Referenzmodell entspricht einer idealisierten Strike-Slip Verwerfung. Diese wird durch ein 2-D-Modell dargestellt. An einer senkrechten Störungsfläche wird ein Widerstandscontrast von  $10 \Omega\text{m}$  zu  $100 \Omega\text{m}$  angenommen. Die Größenordnung dieser Widerstände lehnt sich an vorläufige Ergebnisse in der Nähe der MT-Station Gökören ( Kap.4 ) an. Ab einer bestimmten Tiefe (hier :  $12 \text{ km}$ ) verschwindet der Contrast. Wahlweise wurde eine hochleitfähige ( $0.1 \Omega\text{m}$ ) und eine schlechter leitende ( $100 \Omega\text{m}$ ) Unterkruste modelliert.

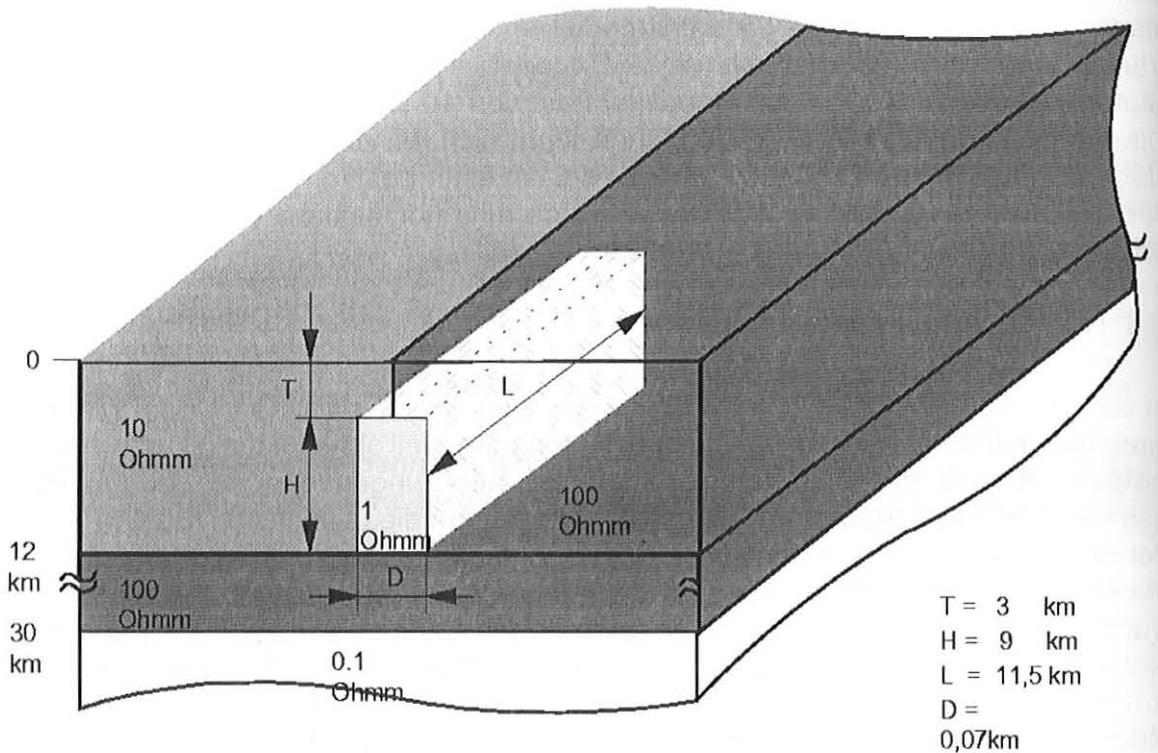
## 5.1 Das Inklusionsmodell

In diesem Abschnitt wird der resultierende Unterschied zwischen einem Modell mit einer hochleitfähigen Inklusion und dem Referenzmodell ohne Inklusion untersucht. Es werden die aus der Inklusion resultierenden Änderungen von an der Oberfläche gemessenen MT-Parametern betrachtet. Dabei steht diese Inklusion für eine Zone, in der sich im Laufe eines tektonischen Spannungsaufbaus Mikrorisse bilden und analog die elektrische Leitfähigkeit kurz vor dem Bruch drastisch ansteigt. Für die Inklusion wurde ein Quader gewählt, da er im rechtwinkligen Netz des Programms am einfachsten zu modellieren ist. Seine Länge beträgt  $11.5 \text{ km}$ . Dies entspricht einem Bruchteil der von Ambraseys et al. (1968) beobachteten Bruchlänge des Mudurnubebens 1967 (Kap.1.4). Die genaue Länge ist willkürlich. Der genaue Wert ergab sich durch das gewählte Gitter. Für die Höhe des Blocks werden zwei Randbedingungen benötigt. Als Anhaltspunkt wird hierfür die beobachtete Tiefe der Mikrobeben benutzt. Die Inklusion wird damit auf einen Tiefenbereich  $3\text{-}12 \text{ km}$  festgelegt. Der Widerstand wird über diesem Tiefenbereich im gleichen Maße verändert. Dies ist durch das ähnliche Verhalten der Laborproben unter verschiedenem Umgebungsdruck bei gleicher relativer Scherbelastung (Abb.3.2.3) gut begründet. Da die Oberfläche spannungsfrei ist, sind dort keine großen Widerstandsänderungen zu erwarten.

Der spezifische Widerstand der Inklusion wurde auf  $1 \Omega\text{m}$  festgesetzt. Auf der niederohmigen Seite ist er damit um den Faktor 10 kleiner als der Widerstand des Umgebungsmaterials. Dieser Contrast entspricht damit einer großzügigen Auslegung der Befunde der Laborergebnisse (Kap.3.2.1).

Waren die bisherigen Festlegungen schon sehr willkürlich, bereitet die Angabe einer Breite für die Inklusion die meisten Schwierigkeiten. Befürworter des Dilatanzmodells wie Scholz (1990a) machen hier keinerlei Angaben. Der Spielraum für Annahmen liegt zwischen der Breite eines Bruches zwischen zwei Blöcken (  $\text{mm} - \text{cm}$  ) bis zur Breite von Störungssystemen ( NAFZ ca.  $30 \text{ km}$  ). Beide Extremabschätzungen möchte ich verwerfen. Um das Ergebnis von Brace und Orange übertragen zu können, muß die Frage gestellt werden, wie breit der Bereich ist, der bis an die Bruchgrenze ( $>90\%$ ) gespannt wird. Es geht also nicht um die Breite des Bruches selbst, da sich der Laborbefund auf die ganze Probe bezieht, und der Widerstandsabfall deutlich vor dem Bruch stattfindet. Im vorliegenden Fall wurde eine Breite von  $70 \text{ m}$  gewählt. Im Vergleich zu den anderen Dimensionen ist dies sehr gering. Die Ergebnisse für andere Breiten lassen sich linear umrechnen. Bei einer ähnlichen Abschätzung benutzen Eberhart-Phillips et al. (1996) eine Breite von  $200 \text{ m}$ .

Modell " Dilatante Zone an einer Strike - Slip - Verwerfung "



**Abb.5.1.1 Geometrie und Ausdehnung des verwendeten Inklusionsmodells. Das Referenzmodell ist bis auf den Einschluß von 1  $\Omega\text{m}$  identisch.**

Abb.5.1.1 zeigt die Geometrie und die verwendeten Modellparameter für das Inklusionsmodell. Das Referenzmodell ist bis auf den Einschluß von 1  $\Omega\text{m}$  identisch. Für die Modellrechnung wurde eine Ost-West streichende Störzone angenommen. Analog zu den Ergebnissen aus Kapitel 4 befindet sich der höherohmige Untergrund im Norden. Die Tabellen 5.1.1 bis 5.1.3 geben die verwendeten Gitterabstände an, Tab. 5.1.4 die berechneten Perioden und die entsprechenden Skintiefen.

x[km]	0.01	0.02	0.035	0.06	0.11	0.19	0.34	0.64	1.15	2.15
dx[km]	0.01	0.01	0.015	0.025	0.05	0.08	0.15	0.30	0.51	1.00

x[km]	4.15	8.15	16.15	31.15	59.92	109.92	209.92	409.92
dx[km]	2.00	4.00	8.00	15.00	28.77	50.00	100.00	200.00

**Tab.5.1.1 Gitterabstände senkrecht zur Verwerfung. Entfernungen relativ zur Verwerfungsgrenze. Die doppellinigen Unterteilungen markieren die Grenze der Inklusion bzw. des 3-D-modellierten Bereiches.**

y [km]	0.5	1.5	3.0	4.5	6.0	8.0	11.0	16.0	25.0	40.0	60.0
dy [km]	1.0	1.0	1.5	1.5	1.5	2.0	3.0	5.0	9.0	15.0	20.0

**Tab.5.1.2 Gitterabstände entlang der Verwerfung. Entfernungen relativ zur Mitte der Inklusion. Die doppellinige Unterteilung markiert die Grenze der Inklusion.**

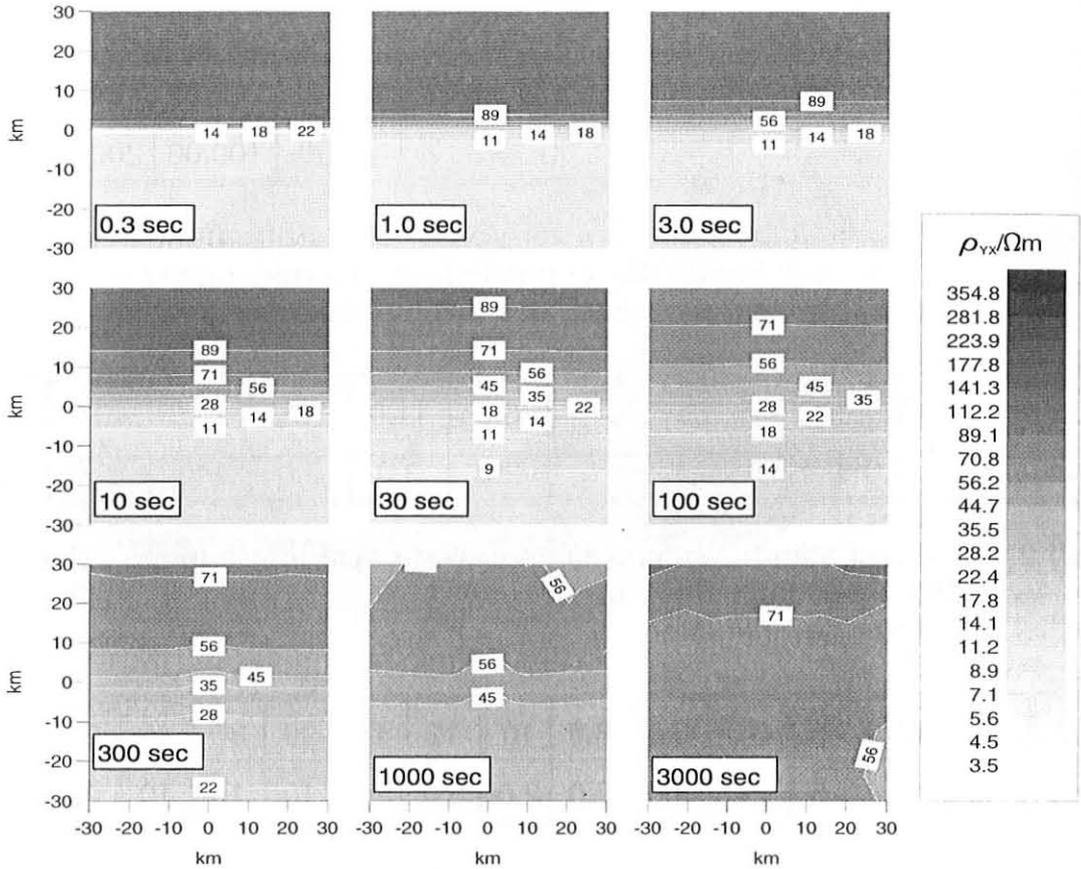
z[km]	0	0.5	1.5	3.0	5.0	8.0	10	12	15	20	30	40	60	100
dz[km]	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	2.0	2.0	3.0	5.0	10	10	10	20	40

**Tab.5.1.3 Vertikale Gitterabstände. Entfernungen relativ zur Oberfläche. Die doppellinigen Unterteilungen markieren die obere bzw. untere Grenze der Inklusion.**

Periode [s]	s(10 $\Omega$ m)[km]	s(100 $\Omega$ m)[km]
0.10	0.50	1.58
0.30	0.87	2.74
1.00	1.58	5.00
3.00	2.74	8.66
10.0	5.00	15.8
30.0	8.66	27.4
100	15.8	50.0
300	27.4	86.6
1000	50.0	158
3000	86.6	274

**Tab.5.1.4 Die berechneten Perioden und die Skintiefen über dem nieder- bzw. höherohmigen Untergrund gemäß Formel 2.2.6.**

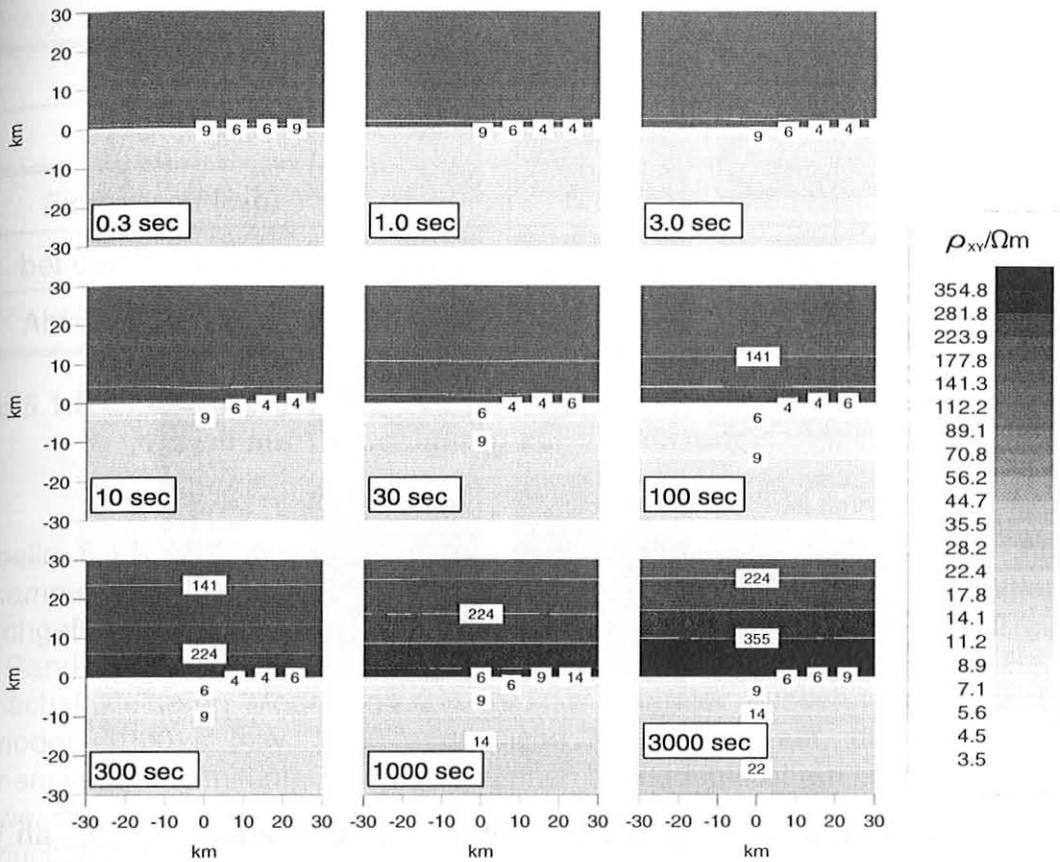
## 5.1.1 Ergebnisse der Modellrechnung



**Abb.5.1.2** Der scheinbare Widerstand  $\rho_{yx}$  an der Oberfläche für das Inklusionsmodell mit einem Widerstand der Unterkruste von  $100 \Omega m$  als Aufsicht für verschiedene Perioden.

Abb.5.1.2 zeigt die Verteilung des scheinbaren Widerstandes  $\rho_{yx}$  für das Modell mit Inklusion als Aufsicht für verschiedene Perioden. Die scheinbaren Widerstände sind logarithmisch in Graustufen aufgetragen. Das Ergebnis entspricht dem bekannten Ergebnis für die TE-Mode im 2-D-Fall (Kap.2.2.5). Das E-Feld ist parallel zum Leitfähigkeitskontrast. Aufgrund der Stetigkeitsbedingungen ändert sich der scheinbare Widerstand kontinuierlich an der Grenzfläche. Abseits der Grenzfläche gibt der scheinbare Widerstand bei kurzen Perioden den wahren Widerstand  $10 \Omega m$  bzw.  $100 \Omega m$  wieder.

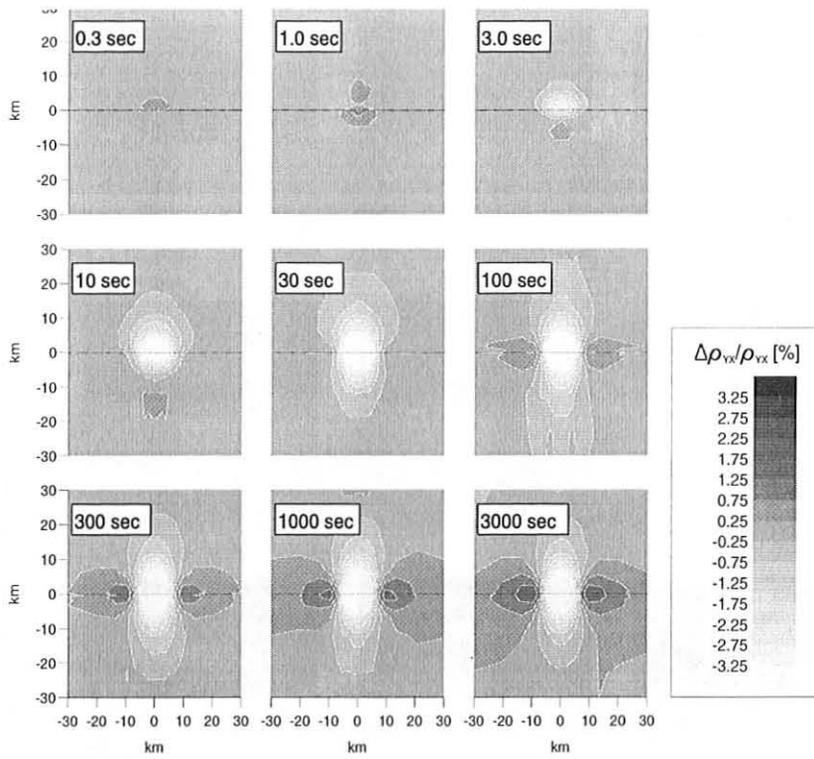
Zu längeren Perioden hin wird der Bereich des Übergangs breiter, die langen Perioden "sehen" die Grenzfläche weiter als die kurzen Perioden. In Anlehnung an die Skintiefe (Formel 2.2.6) spricht man auch von der "lateralen Skintiefe".



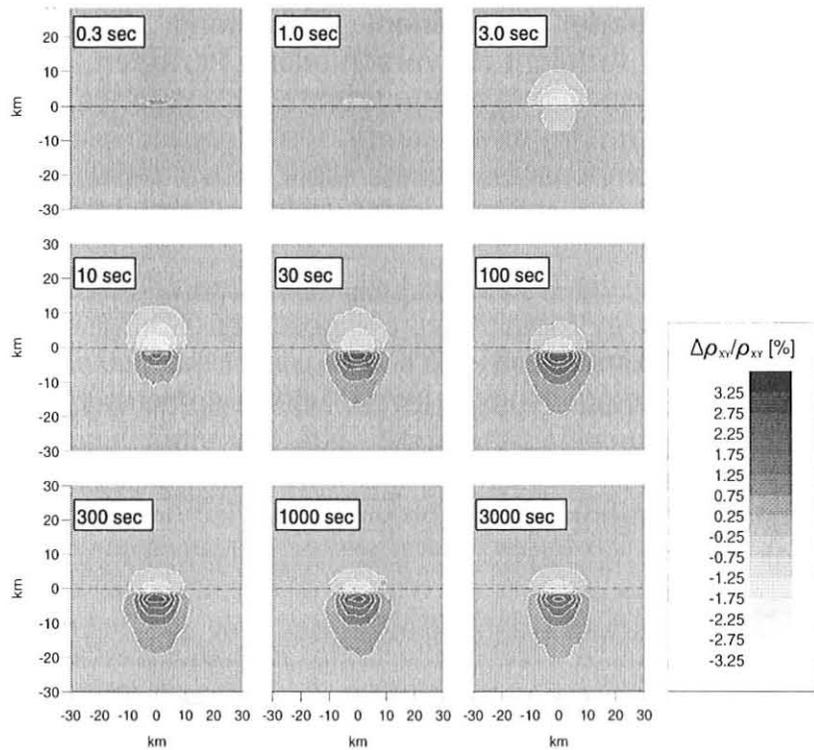
**Abb.5.1.3** Der scheinbare Widerstand  $\rho_{xy}$  an der Oberfläche für das Inklusionsmodell mit einem Widerstand der Unterkruste von 100  $\Omega\text{m}$  als Aufsicht für verschiedene Perioden.

Abb. 5.1.3 zeigt die  $\rho_{xy}$ -Komponente. Diese entspricht im 2-D-Fall der TM-Mode. Der Übergang an der Grenzfläche ist wie erwartet unstetig (Formel 2.2.15).

In beiden Fällen läßt sich der Effekt der Inklusion kaum erkennen. Abb. 5.1.4 und 5.1.5 zeigen das Ergebnis im Verhältnis zum ungestörten 2-D-Fall ohne Inklusion. Die Anomalie erreicht ein Maximum von -6.7 % für  $\rho_{yx}$  im Mittelpunkt über der Anomalie. Die Anomalie in der  $\rho_{xy}$ -Komponente ist kleiner und asymmetrisch zur Inklusion.



**Abb.5.1.4** Relative Änderung des scheinbaren Widerstandes  $\Delta\rho_{yx}/\rho_{yx}$  an der Oberfläche bedingt durch die Inklusion als Aufsicht für verschiedene Perioden.



**Abb.5.1.5** Relative Änderung des scheinbaren Widerstandes  $\Delta\rho_{xy}/\rho_{xy}$  an der Oberfläche bedingt durch die Inklusion als Aufsicht für verschiedene Perioden.

	$\Delta\rho_{yx}/\rho_{yx}$		$\Delta\rho_{xy}/\rho_{xy}$	
	100 $\Omega\text{m}$	10 $\Omega\text{m}$	100 $\Omega\text{m}$	10 $\Omega\text{m}$
Extremwert [%]	-6.66	-6.66	-1.8	+2.7
bei der Periode [s]	>100	>100	3	>100
Abfall auf 1/e [km]	7.5	7.5	3.4	3.9

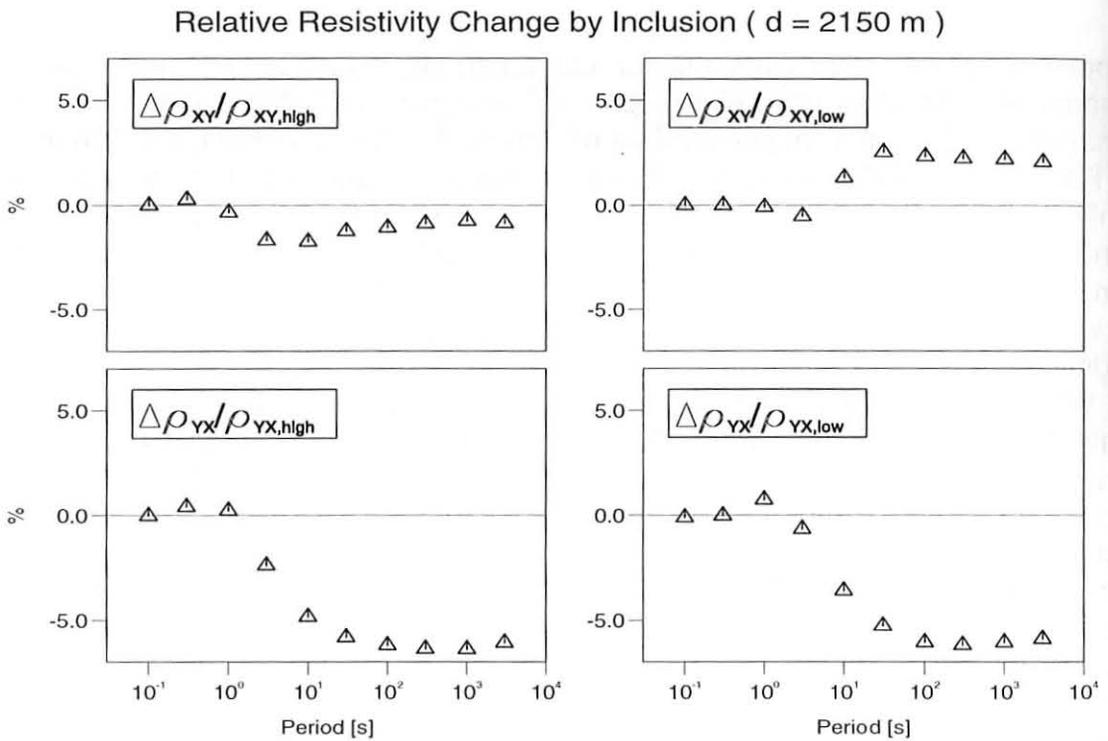
**Tab.5.1.5 Maximaler Effekt der Inklusion. Amplitude, Periodenbereich und Abfall auf 1/e senkrecht zur Verwerfung.**

Tabelle 5.1.5 faßt das Ergebnis für die durch die Inklusion erzeugte Anomalie zusammen. Dabei wurde eine Spline-Interpolation zwischen den Gitterwerten durchgeführt. Es soll nicht verschwiegen werden, daß die hier erhaltenen Ergebnisse im Randbereich nicht genau der theoretischen Erwartung entsprechen. Bei einem zunächst kleineren Modell mit 2 x 200 km lateraler Ausdehnung traten bei den Perioden 1000 s bzw. 3000 s deutliche Randeffekte auf, die auch bei dieser Dimensionierung mitunter noch zu erkennen sind. Identifizieren lassen sie sich durch Abweichungen, die man erhält, wenn man die Randbedingungen einmal in Nord-Südrichtung, und ein anderes Mal in Ost-Westrichtung festlegt. Außerdem weichen die Widerstände an den Rändern bei kurzen Perioden bis zu 10 % vom erwarteten Ergebnis ab, was auf die Rechenungenauigkeit durch zu geringe Diskretisierung hinweist. Nach Rath<sup>1</sup> (persönliche Mitteilung, 1996) kommen als Fehlerquellen prinzipielle Probleme des Randwertproblems (die Randwerte können nur für eine Richtung festgelegt werden), eine ungenügende vertikale Diskretisierung, und die Berücksichtigung von nur 7 Luftschichten oberhalb der Erdoberfläche (Vorgabe durch das Programm) in Frage. Er beobachtete korrekte Ergebnisse für die Oberfläche, aber Fehler im tieferen Bereich bis zu 20 %. Die hier gemachten Zahlenangaben sind deshalb nicht als genau anzusehen, darauf kommt es aber bei dieser prinzipielle Abschätzung auch nicht an.

Interessant ist die Abhängigkeit der Anomalie von der betrachteten Periode. Abb.5.1.6 zeigt die Periodenabhängigkeit der Widerstandsänderungen. Für beide Moden erreicht die Anomalie ab einer Periode von 100 s ihr volles Ausmaß. Zu längeren Perioden bleibt die relative Änderung quasi konstant.

<sup>1</sup>Dipl. Geophys. V. Rath, TU Berlin, volk1638@w413zrz.bg.TU-berlin.de

Bei der üblicherweise logarithmischen Darstellung des Widerstandes entspricht dies einem vertikalen Versatz der Kurven, weshalb man auch von einem 'static shift' Effekt spricht (Kap.2.2.6). Oft wird der Effekt auch als Gleichstromverzerrung durch eine lokale Ladungsakkumulation beschrieben. Dies ist insofern irreführend, als ein anregendes frequenzabhängiges Feld benötigt wird. Im Gleichstromfall dagegen ist die Impedanz und damit auch der Versatz gleich Null (Bruton, 1994). Nützlich ist diese Beschreibung insofern, als daß für den Grenzfall der Frequenz Null der relative Effekt auf elektrostatische Lösungen zurückgeführt werden kann. Analog zum Konzept der Spiegelladungen (z. B. Greiner, 1986) ist die Wirkung eines gut leitenden Einschlusses die eines Dipols, die Fernwirkung muß also mit der dritten Potenz des Radius abfallen.



**Abb.5.1.6** Die relative Änderung des scheinbaren Widerstandes  $\Delta\rho/\rho$  bedingt durch die Inklusion in Abhängigkeit von der Periode . Dargestellt wird das Ergebnis für die höher- bzw. niederohmige Seite im Abstand von 2150 m von der Verwerfungslinie.

Es wurden auch die Änderungen anderer MT-Parameter wie der Phasen oder der Induktionspfeile berechnet. Es stellte sich jedoch heraus, daß die deutlichsten Meßeffekte in den Impedanzen zu beobachten sind. Dies kann wie folgt verstanden werden. Nach Park (1985) gibt es drei Effekte eines 3-D begrenzten Leiters:

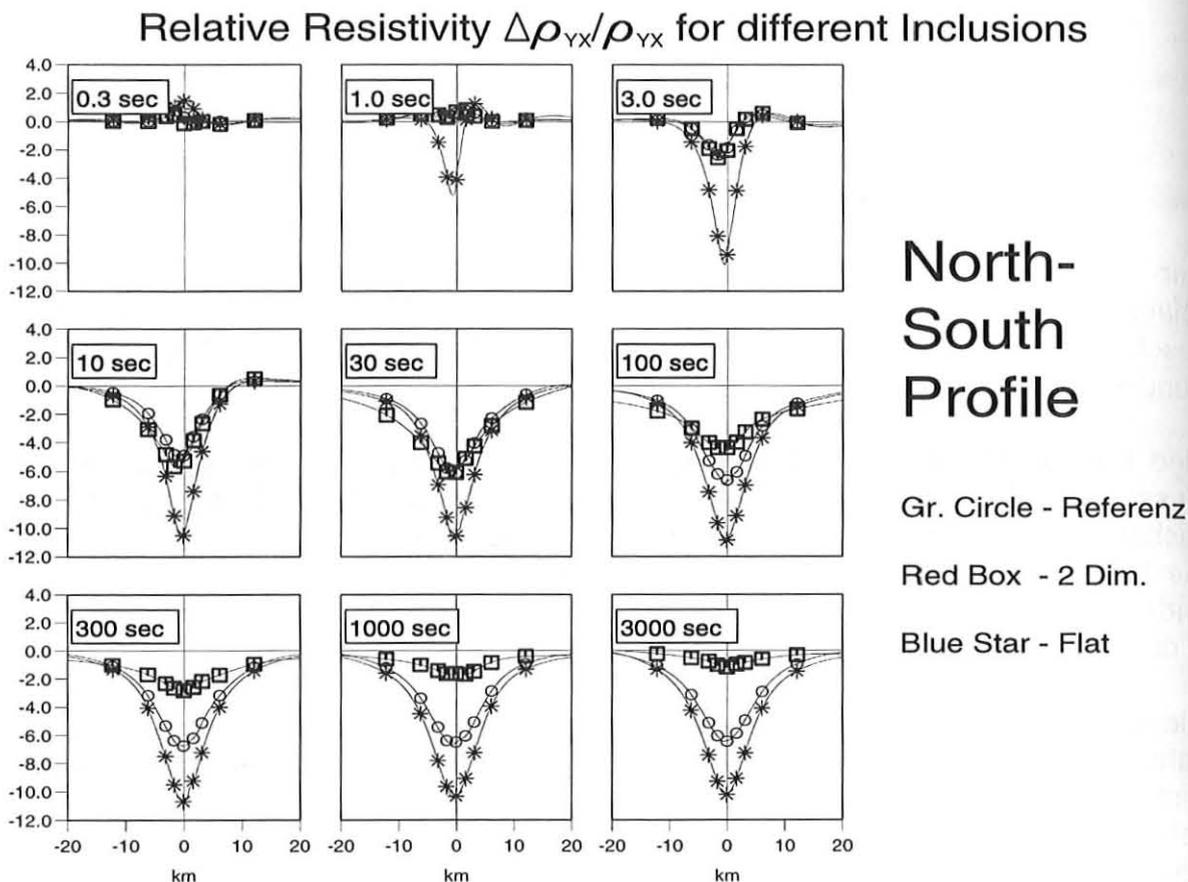
- einer horizontalen Strombündelung,
- einer vertikalen Strombündelung,
- dem induktiven Effekt im Leiter.

Nur durch den induktiven Effekt werden auch sekundäre Magnetfelder, Phasenverschiebungen und die magnetischen Induktionspfeile hervorgerufen. Dies geschieht in einem begrenztem Periodenbereich, hier um 10-300 s. Nur die Bündelungseffekte bleiben auch zu langen Perioden hin erhalten.

Eine Periodenlänge von 300 s ist gleichzeitig die untere Grenze, bis zu der die Messungen der MT-Station Gökören ausgewertet werden können (Kap. 6). Es ist deshalb zu erwarten, daß hier nur die Bündelungseffekte beobachtet werden können. Die Bündelungseffekte eines 3-D begrenzten Leiters sind am deutlichsten in der Änderung der induzierten elektrischen Felder und damit in der Impedanz zu erkennen. In den Phasen oder den Induktionspfeilen sind keine deutlichen Effekte zu erwarten.

Alle weiteren, aus den Impedanzen abgeleiteten MT-Parameter, wie z.B. Swifts oder Bahrs Winkel oder die Schiefe (Kap. 2.2.5 und 2.2.6) lassen sich nicht genauer bestimmen als die Impedanzen selbst. Ihre Fehler müssen nach der Fehlerfortpflanzungsentwicklung behandelt werden. Es ist deshalb nicht zu erwarten, daß die Inklusion in diesen Parametern im Vergleich zur Meßgenauigkeit deutlicher in Erscheinung tritt.

## 5.1.2 Wie ändert sich die Anomalie bei Variation der Parameter?



**Abb.5.1.7** Die relative Änderung des scheinbaren elektrischen Widerstandes  $\Delta\rho_{yx}/\rho_{yx}$  in einem Profil senkrecht zur Verwerfung. Die linke Seite entspricht dem höherohmigen Bereich. Kreise markieren den Effekt der Inklusion, Quadrate den Effekt einer in Nord-Südrichtung unendlich ausgedehnten Inklusion, und Sterne den Effekt einer nur 1.5 km statt 3.0 km tiefen Inklusion.

Abb. 5.1.7 und 5.1.8 zeigen ein Profil der Abb. 5.1.4 und 5.1.5 über die Mitte der Inklusion senkrecht zur Störung. Zusätzlich wird das Ergebnis für

- eine in Nord-Südrichtung unendlich lange Inklusion,
- eine statt 3.0 km nur 1.5 km tiefe Inklusion

gezeigt. Es ergibt sich:

- In einem analogen Rechenbeispiel mit einer in Nord-Süd-Richtung unendlich ausgedehnten Inklusion ändert sich an Amplitude und Halbwertsbreite der Anomalie wenig. Bei langen Perioden verschwindet allerdings für die  $\rho_{yx}$ -Komponente der Effekt der Inklusion wieder. Dieser Unterschied liefert ein

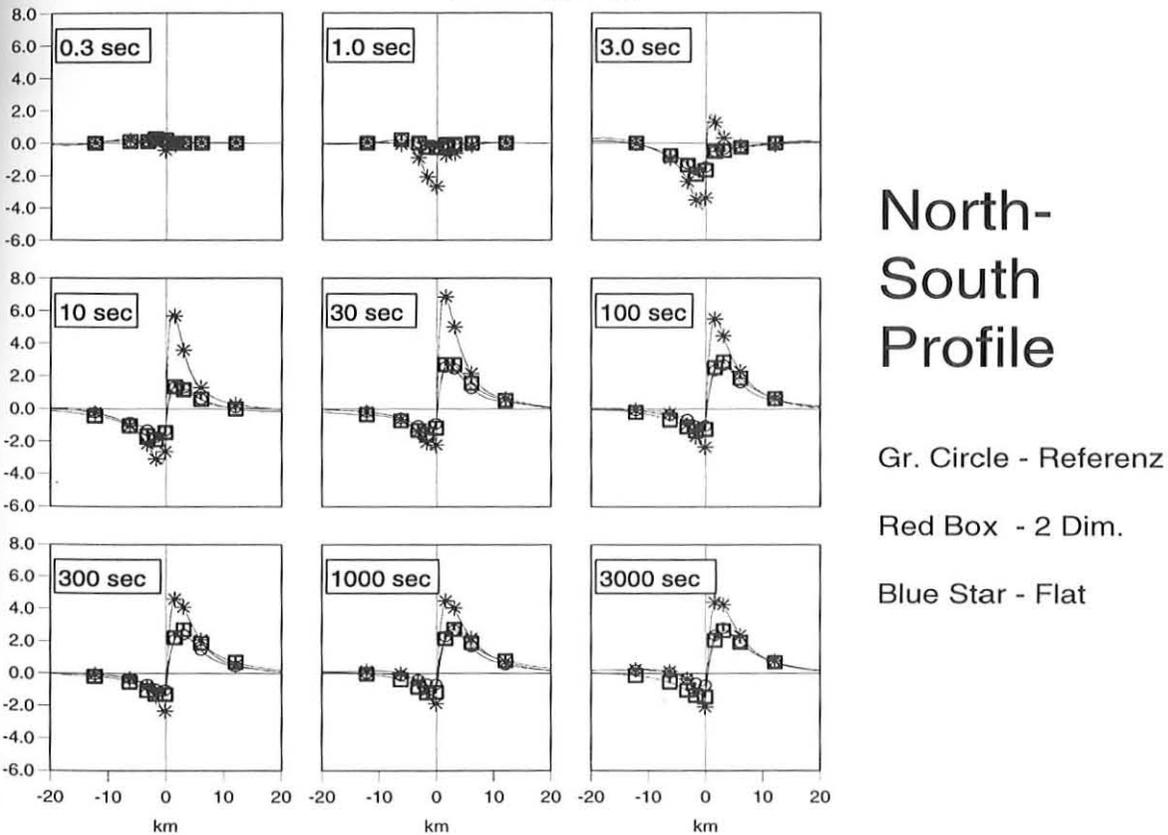
wichtiges Kriterium zur Unterscheidung von 2-D und 3-D-Effekten. Da eine 3-D-Begrenzung einer Inklusion realistisch ist, ist unter geologischen Gegebenheiten ein Meßeffect auch zu langen Perioden in der  $\rho_{yx}$ -Komponente zu erwarten. Dieses qualitativ andere Ergebnis zur 2-D-Modellierung rechtfertigt den rechnerischen Aufwand der 3-D-Modellierung.

Die Inklusion in nur 1.5 km Tiefe erzeugt eine fast doppelt so große Anomalie, wie die tiefere Inklusion. Qualitative Unterschiede im Verlauf der Kurven ergeben sich am deutlichsten im Periodenbereich 1-10 s. Bei 3 s erreicht die Anomalie der flachen Inklusion für die  $\rho_{yx}$ -Komponente schon nahezu ihr Minimum, auf der niederohmigen Seite ist die Anomalie für die  $\rho_{xy}$ -Komponente schon positiv, bei der tieferen Inklusion noch negativ. Dies zeigt, daß eine Überdeckung dieses Periodenbereichs sehr wünschenswert wäre, um Effekte zu unterscheiden, die in verschiedenen Tiefen hervorgerufen werden.

Wie sich in einer weiteren Berechnung zeigte, ändert sich die Amplitude der Anomalie nahezu linear mit der Breite der Inklusion.

Eine Berechnung mit einer hochleitfähigen Unterkruste (0.1  $\Omega$ m) in 30 km Tiefe ergab keine signifikant anderen Resultate.

### Relative Resistivity $\Delta\rho_{xy}/\rho_{xy}$ for different Inclusions



### North-South Profile

Gr. Circle - Referenz

Red Box - 2 Dim.

Blue Star - Flat

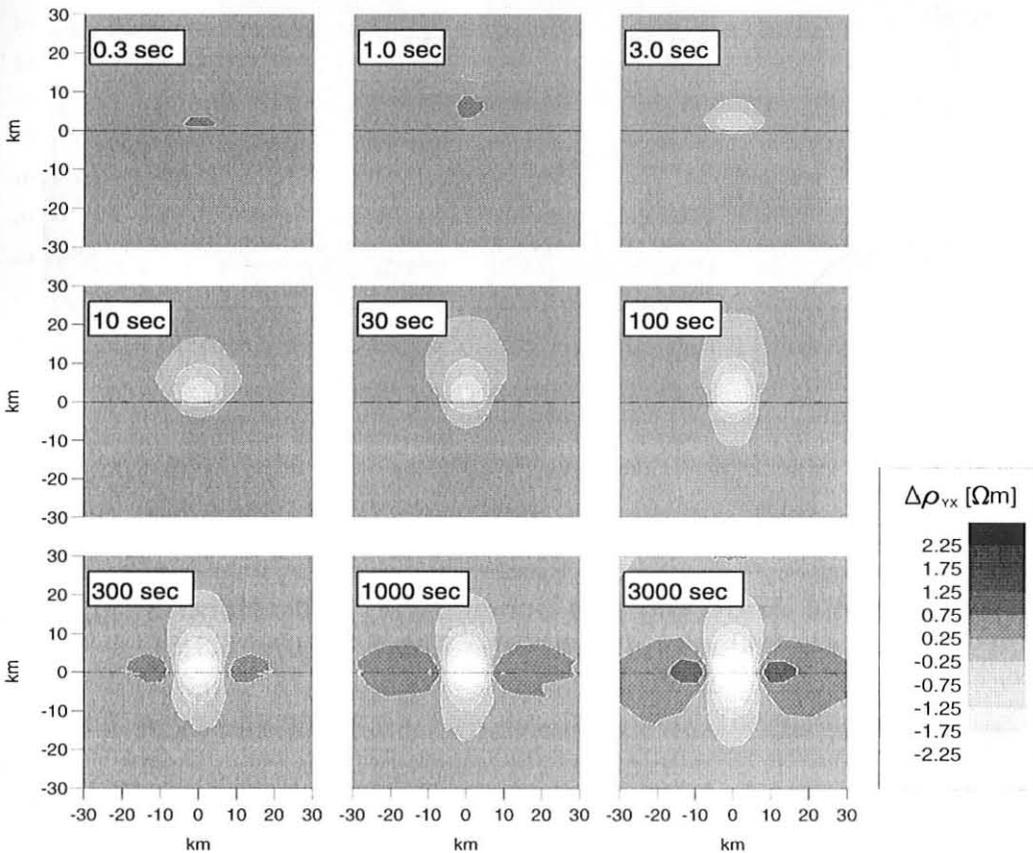
**Abb.5.1.8** Die relative Änderung des scheinbaren elektrischen Widerstandes  $\Delta\rho_{xy}/\rho_{xy}$  in einem Profil senkrecht zur Verwerfung. Die linke Seite entspricht dem höherohmigen Bereich. Symbole wie in Abb.5.1.7.

Alle Periodenangaben beziehen sich auf die hier angenommenen niedrigen Widerstände des Umgebungsmaterials von 100  $\Omega\text{m}$  bzw. 10  $\Omega\text{m}$ . Werden die Widerstandswerte um einen Faktor erhöht, dann verschiebt sich auch die Frequenzcharakteristik der Effekte um den gleichen Faktor zu niedrigeren Perioden (F.2.2.6).

Interessant ist auch, daß die relative Amplitude der Anomalie für  $\rho_{yx}$  nahezu symmetrisch ist. Dabei beträgt das Leitfähigkeitsverhältnis der Inklusion zum Umgebungsmaterial auf der niederohmigen Seite 10:1, auf der höherohmigen Seite aber 100:1. Tatsächlich ist die Inklusion zu beiden Umgebungsmaterialien sehr gut leitend, ihr Effekt wird allein aus der integrierten Leitfähigkeit bestimmt.

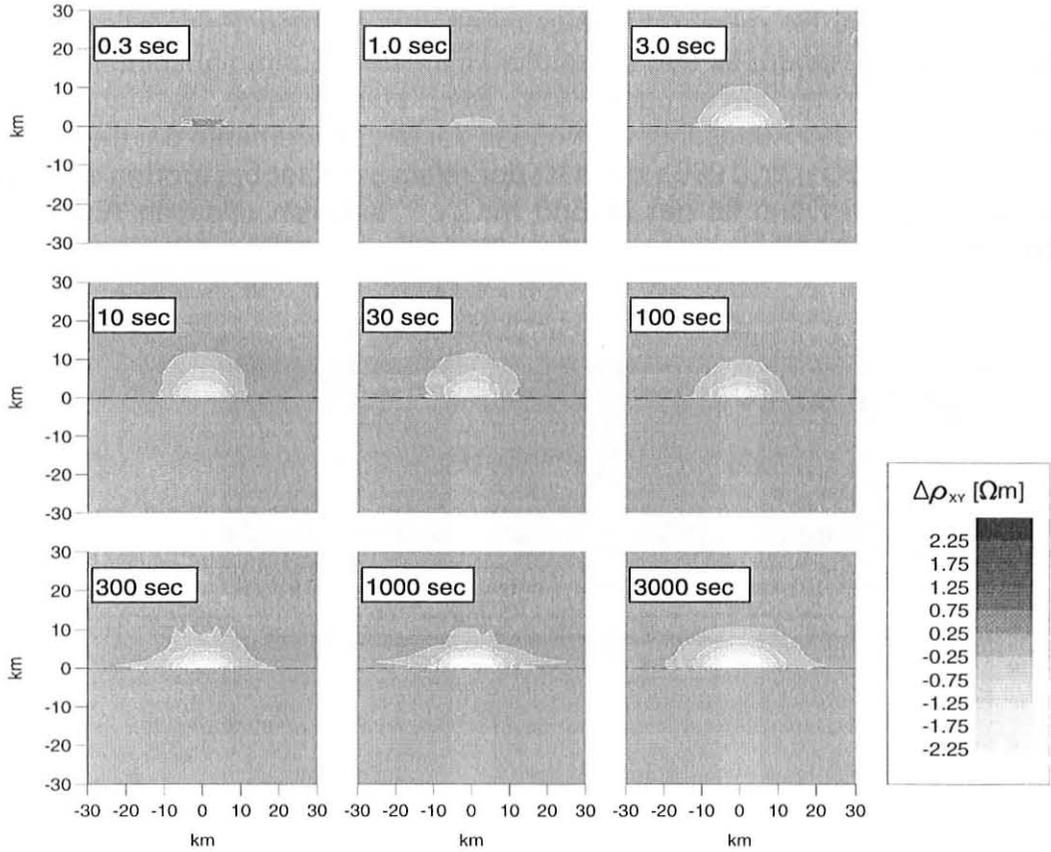
### 5.1.3 Der ideale Meßort

Welches ist nun der bevorzugte Meßort zur Registrierung einer Widerstandsänderung? Der Ort des Auftretens einer Widerstandserniedrigung kann sicher nur vermutet werden. Grundsätzlich hat man aber die Wahl, auf dem höher- oder dem niederohmigeren Untergrund zu messen. Was zu bevorzugen ist, hängt davon ab, ob die Messungen durch die relative oder absolute Genauigkeit begrenzt werden. Intuitiv erwartet man, daß Messungen von starken Feldern eine höhere relative Genauigkeit haben, so daß Lokationen mit einer höheren absoluten Anomalie durch die Inklusion zu bevorzugen sind. Sind aber Effekte der inhomogenen Quellenregung statt des Auflösungsvermögens der Meßinstrumente der begrenzende Faktor (Egbert und Booker, 1986), dann ist der relative Fehler bei großen wie kleinen Feldern gleich groß. Dann ist der Meßort mit der stärkeren relativen Anomalie zu bevorzugen.



**Abb.5.1.9 Absolute Änderung des scheinbaren Widerstandes  $\Delta\rho_{yx}$  bedingt durch die Inklusion (Vergleiche Abb.5.1.2 und 5.1.4).**

Abb.5.1.9 und 5.1.10 zeigen die absoluten Änderungen des scheinbaren Widerstandes analog zur relativen Änderung in Abb.5.1.4 und 5.1.5. Dabei sieht bei langen Perioden das Ergebnis für die  $\rho_{yx}$ -Komponente wegen des stetigen Übergangs an der Grenzfläche dem Ergebnis von 5.1.4 sehr ähnlich. Für die  $\rho_{xy}$ -Komponente ergibt sich ein starker Unterschied. Während der relative Effekt für die höherohmige Seite niedriger ausfällt, ist der absolute Effekt der Inklusion dort höher<sup>2</sup>.



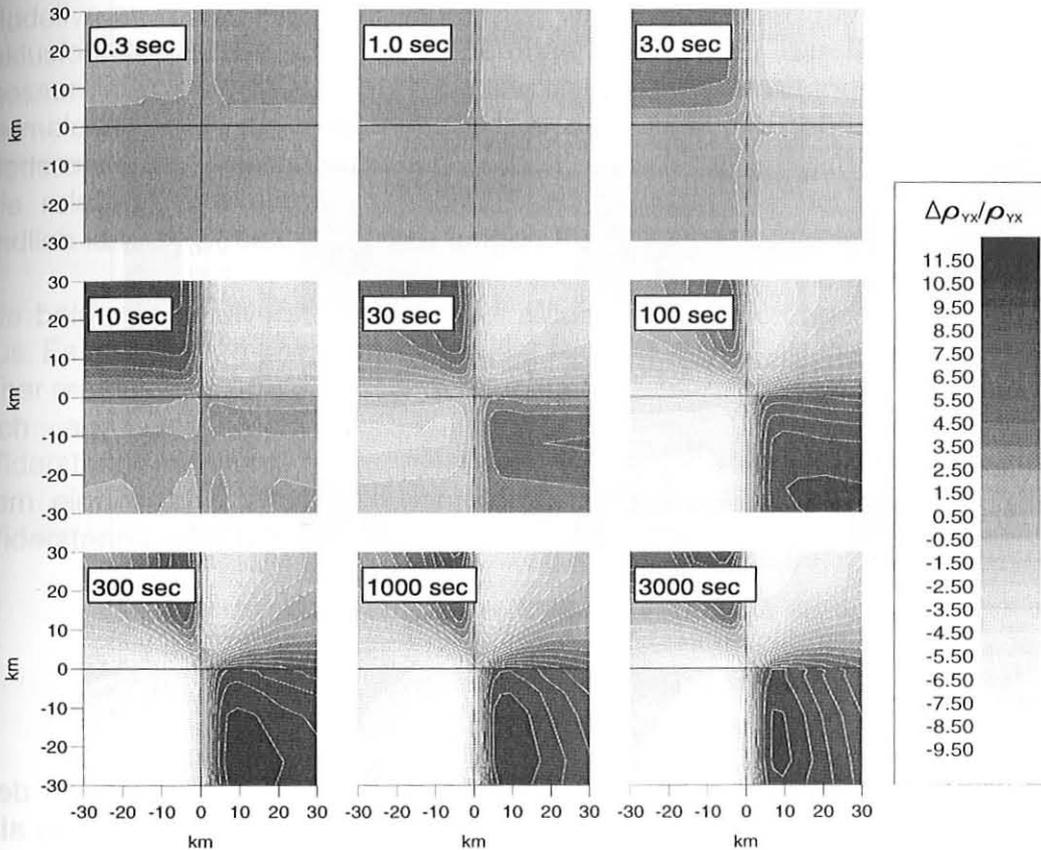
**Abb.5.1.10 Absolute Änderung des scheinbaren Widerstandes  $\Delta\rho_{xy}$  bedingt durch die Inklusion (Vergleiche Abb.5.1.3 und 5.1.5).**

Was ist nun wünschenswert? Wenn sich nur eine Komponente ändert, liefert dieser Umstand eine Information zur Ortung der Inklusion. Andererseits ist das Vertrauen in die Änderung nur einer Komponente notwendigerweise gering, wenn nicht alle anderen Ursachen (z.B. apparativer Natur) ausgeschlossen werden können. Um überhaupt erst einmal einen Nachweis für eine Leitfähigkeitsänderung zu erhalten, sollte man die höherohmige Seite bevorzugen, da dort der maximale absolute Effekt (in der  $\rho_{xy}$ -Komponente) am größten, der maximale relative Effekt (in der  $\rho_{yx}$ -Komponente) auf beiden Seiten aber gleich groß ist.

<sup>2</sup>Die Unregelmäßigkeiten für  $\rho_{xy}$  bei den Perioden 300..3000 s haben eventuell numerische Ursachen.

## 5.2 Modell der regionalen Widerstandsänderung

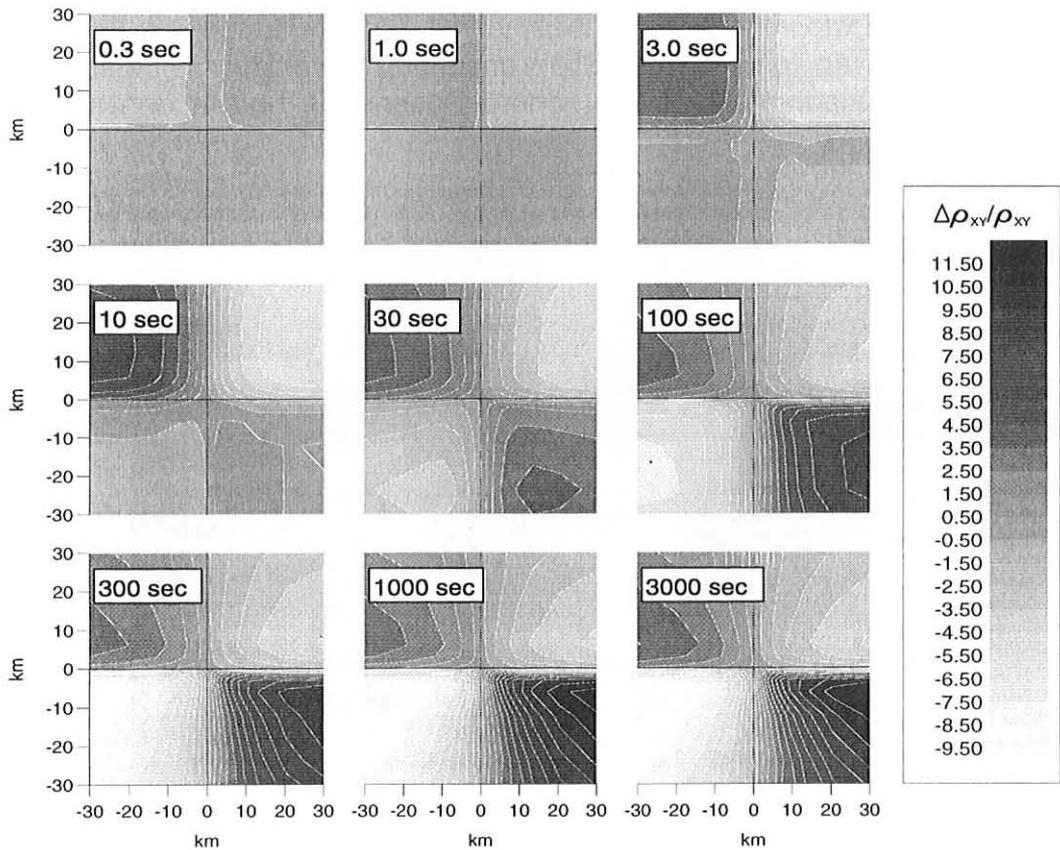
Im zweiten Modell wird der Widerstand regional bis in 60 km Entfernung von einem angenommenen Epizentrum verändert. Die relative Änderung beträgt 10 % zum 2-D-Fall, die Tiefe wird wie im vorherigen Beispiel auf 3-12 km festgelegt. Analog zu der Stress-Verteilung an einer Strike-Slip-Verwerfung wird der Widerstand in gegenüberliegenden Quadranten erhöht (höhere Spannung), und in den anderen gesenkt.



**Abb.5.2.1** Relative Änderung des scheinbaren Widerstandes  $\Delta\rho_{yx}/\rho_{yx}$  an der Oberfläche bedingt durch die regionale Widerstandsänderung als Aufsicht für verschiedene Perioden.

Abb. 5.2.1 und 5.1.2 zeigen das Ergebnis für die beiden unterschiedlichen Moden. Wie erwartet tritt der Effekt erst ab einer bestimmten Periodenlänge auf, die resultierende relative Änderung ist auf der niederohmigen Seite höher. Gebiete genau auf den Knotenlinien erscheinen als Meßort nicht ideal, hier können die Änderungen des scheinbaren Widerstandes nahe Null sein. Dafür ist der Bereich, in dem eine Anomalie gemessen werden könnte, wegen der lateralen Ausdehnung der Widerstandsänderung erwartungsgemäß größer. Wieder scheint aber der Effekt auch in den langen Perioden konstant zu sein. Nur in der  $\rho_{yx}$ -Komponente bei  $T = 3000$  s auf der höherohmigen Seite scheint er abzunehmen. Die Abnahme hängt vermutlich von der willkürlichen lateralen Ausdehnung der Anomalie ab, da bei einer unendlichen

Ausdehnung und einem großen Abstand von den Knotenlinien die Änderung in die bei langen Perioden konstante Lösung des 1-D-Falles übergehen sollte. Eine Angabe über die Entfernungsabhängigkeit des Effekts zum Ort des Bebens wäre willkürlich.



**Abb.5.2.2** Relative Änderung des scheinbaren Widerstandes  $\Delta\rho_{xy}/\rho_{xy}$  an der Oberfläche bedingt durch die regionale Widerstandsänderung als Aufsicht für verschiedene Perioden.

Bei diesem Modell scheint der Meßeffect auf der niederohmigen Seite besser zu identifizieren zu sein. Die Unterschiede in den Befunden zwischen Brace und Orange (1968) und Glover et al. (1996) sowie die Abschätzung F.3.2.1 nach Brace (1975) weisen aber darauf hin, daß die relative Änderung des Widerstandes im höherohmigen Untergrund eventuell höher ist.

## Zusammenfassung Kapitel 5

Zusammenfassend kann man sagen, daß die zu erwartenden Änderungen im scheinbaren Widerstand sehr klein sind. Bei einer Kartierung wäre solch eine Anomalie angesichts vieler anderer Störeffekte wohl kaum zu identifizieren. Für eine Zeitreihe sollten lang andauernde Anomalien im Prozentbereich allerdings aufzulösen sein, aber bei allen Unsicherheiten für die Annahmen kann niemand sicher ausschließen, daß die Anomalien eine Größenordnung kleiner sind. Die Frage nach dem idealen Stationsort läßt sich weder im Hinblick auf den oberflächennahen Widerstand noch auf die Position zur Störzone eindeutig beantworten. Zwei alternative Modellvorstellungen führen hier zu völlig verschiedenen Ergebnissen. Während beim Inklusionsmodell die größten Änderungen dicht über der Mitte der Inklusion zu messen sind, ist dieser Ort bei der regionalen Widerstandsänderung gerade zu vermeiden. Auch die Frage, ob besser auf einem hochohmigen- oder auf einem niederohmigen Untergrund zu messen ist, kann nicht eindeutig entschieden werden. Die relative Änderung des scheinbaren Widerstandes bei einer (realistischeren) endlich langen Struktur bleibt zu langen Perioden hin bestehen.

Die beiden Modellvorstellungen über Widerstandsänderungen schließen sich nicht aus. Es ist sogar zu erwarten, daß in der Realität eine Überlagerung einer lokalen und einer regionalen Widerstandsänderung stattfindet. Welcher Effekt dann dominiert, läßt sich aus den Modellen nicht entscheiden. Die Chance, eine regionale Widerstandsänderung zu messen erscheint aber größer, da das Gebiet größer ist, in dem eine solche Widerstandsänderung noch signifikante Effekte im scheinbaren Widerstand hervorruft.

# 6. Messungen und Verfahren der Auswertung

## 6.1 Die Messungen

Die Entwicklung des Registriergerätes sowie die Installation und Betreuung der Meßstation im Gelände wurde unter der wissenschaftlichen Leitung von E. Erkul ( bis 1993 : Institut für Geophysik Kiel; seitdem GFZ Potsdam ) vorgenommen. Einen ausführlichen Bericht enthält der EU-Report EPOC-CT0045 (Zschau, 1992), eine Beschreibung einiger Kenndaten findet sich in Erkul et al. (1994). Es sollen hier deshalb nur kurz die für diese Arbeit relevanten Fakten aufgeführt werden.

### 6.1.1 Das Registriergerät

Im Rahmen des Projektes EPOC-CT0045 wurden unter anderem Registriergeräte beantragt, um Langzeitmessungen von elektrischen und magnetischen Feldvariationen im Rahmen des Deutsch-Türkischen Projektes zur Erdbebenforschung durchführen zu können. Dabei ging es nicht nur um Geräte zur Bestimmung von MT-Übertragungsfunktionen, sondern auch zur Identifizierung der von Varotsos und Lazaridou (1991) beobachteten Anomalien im Zeitbereich im Zusammenhang mit Erdbeben.

Die Geräte mußten folgenden Anforderungen genügen:

- eine Registrierdauer bei 2 Hz Abtastrate von mindestens einem Monat ohne Betreuung und die daraus folgenden Anforderungen für Massenspeicher und Stromaufnahme,
- eine galvanische Trennung der Eingangskanäle zur störungsfreien Registrierung der elektrischen Feldvariationen,
- 7 Kanäle, davon drei für die magnetischen Feldkomponenten, und 2 x 2 Kanäle zur zweifachen Registrierung der beiden Horizontalkomponenten des elektrischen Feldes,
- eine hohe dynamische Auflösung, um sowohl die gestellte Aufgabe im Zeitbereich als auch die Bestimmung von MT-Transferfunktionen in einem möglichst weiten Frequenzbereich zu ermöglichen,
- eine genaue Zeithaltung.

Es stellte sich heraus, daß ein solches Gerät zu dem Zeitpunkt nicht zu erwerben war. Deshalb wurde im Rahmen des EU-Programms EPOC-CT0045 1992 ein Gerät entwickelt, das die Anforderungen erfüllt. Die Entwicklung wurde unter der wissenschaftlichen Betreuung von E. Erkul zusammen mit der Firma Heslab GmbH durchgeführt.

Das entstandene Registriergerät Heslog 08/20 erfüllte die Forderung insbesondere durch folgende Eigenschaften:

- einer Leistungsaufnahme von 8 Watt bei 2 Hz Abtastrate und einem Massenspeicher von 120 MByte,
- 7 Kanäle, galvanisch getrennt durch Optokoppler,
- einer Auflösung der AD-Wandler von 20 Bit durch Oversampling (Überabtastung und Mittelwertbildung),
- einer Zeitreferenz mittels des DCF-Zeitsignals.

## 6.1.2 Das Magnetometer

Um Variationen im Zeitbereich bis zum Gleichstromfall erfassen zu können, kam von Anfang an nur ein Fluxgate-Magnetometer (Kertz, 1969) zur komponentenweisen Erfassung des magnetischen Feldes in Frage. Dr. Beblo (Geomagnetisches Observatorium Fürstfeldbruck) führte einen Vergleichstest zwischen einem Fluxgate-Magnetometer von Dr. Förster (FoeSo) und der Fa. Bartington, Großbritannien (MAG-03MC) durch. Die Entscheidung fiel für das MAG-03 aufgrund seiner geringeren Temperaturempfindlichkeit, der 3-4 mal geringeren Stromaufnahme (50 mA bei 12 V) und dem niedrigeren Preis.

## 6.1.3 Die elektrischen Sonden

Seit vielen Jahren wird diskutiert, welche Sonden am Besten zur Langzeitregistrierung elektrischer Variationen geeignet sind. Der Kontakt zum Bodenfluid wird meist über ein Metall in einer Salzlösung hergestellt. Damit wird ein direkter Kontakt eines Metalls mit chemisch aggressiven Bodensubstanzen vermieden, der zu Oxidationsprozessen und damit zu elektrischen Ladungsakkumulationen (Polarisierung) führen könnte. Hempfling (1977) favorisierte Silber-Silberchlorid Sonden in einer Natriumchloridlösung. Der Bodenkontakt wird über drei Kammern mit nach außen abnehmender Lösungskonzentration hergestellt. Petiau und Dupis (1980) kamen zu dem Schluß, daß Bleichloridsonden in Bleichloridpaste das geringste Rauschen hätten. Beide Sondentypen wurden unter den im Untersuchungsgebiet vorherrschenden Bedingungen getestet. Es stellte sich heraus, daß sie nicht lange ohne Wartung betrieben werden konnten. Die Silber-Silberchlorid Sonden verloren innerhalb weniger Wochen die gesamte Flüssigkeit, während sich der innere Widerstand der Bleichloridsonden aufgrund eines unbekanntes Alterungsprozesses auf bis zu 10 M $\Omega$  erhöhte. Es wurden deshalb am Institut für Geophysik Kiel einfache Kupfer-Kupfersulfat-Sonden hergestellt (Müller, 1991). Seitdem werden diese Sonden im Meßgebiet eingesetzt. Oft kommt es selbst nach einem Jahr nur zu geringfügigen Flüssigkeitsverlusten. Der besondere Vorteil ist die einfache Handhabung im Falle eines Flüssigkeitsverlustes, so daß zwar nicht die rauschärmste Registrierung, dafür aber eine Registrierung mit wenigen Datenlücken ermöglicht wird. Die Diskussion um die besten Sondentypen hält bis heute an, und wurde jüngst durch einen Vergleichstest in Garchy/Frankreich (Clerc et al., 1996a, 1996b) erneut belebt.

## 6.1.4 Eichung, Filter und Stabilitätskontrolle

Alle Komponenten inklusive des Registriergerätes wurden am Geomagnetischen Observatorium Fürstfeldbruck kalibriert. Wegen der sichergestellten gleichen Behandlung der Datenkanäle durch digitale Filterung des überabgetasteten Signals müssen zur Berechnung von Übertragungsfunktionen keinerlei Übertragungscharakteristiken der Komponenten berücksichtigt werden. Auch das Magnetometer wird weder hochpaßgefiltert noch kompensiert, sondern das ganze Magnetfeld mit der vollen Amplitude von ca. 47.000 nT wird registriert. Dies erschien unumgänglich, um

- keine zusätzlichen Komponenten wie z. B. einen elektronischen Hochpaß einzubauen, die das Langzeitverhalten der Meßapparatur verändern könnten (z. B. Alterungsprozesse elektronischer Bauteile), und
- durch das hohe Eingangssignal in der magnetischen Nord-Süd-Komponente eine Stabilitätskontrolle für das Meßsystem zu haben. So würde z. B. eine Änderung der Eingangsverstärkung um ein Prozent den Meßwert für die Nord-Süd-Komponente des Magnetfeldes um ca. 250 nT ( $B_x$  ca. 25.000 nT) ändern, was in den Daten leicht erkannt werden könnte, da solch eine Änderungen im natürlichen Magnetfeld nur in seltenen Fällen, und dann nur sehr kurzzeitig vorkommt.

Der Nachteil besteht in einer schlechten Auflösung bei der Digitalisierung des Signals, was zu zusätzlichem (Bit-) Rauschen führt. Zur Kontrolle der elektrischen Registrierungen wurde die Messung auf zwei Auslagen vorgenommen, um im Falle einer Widerstandsänderung eine unabhängige Kontrollmessung zu haben.

## 6.1.5 Installation im Meßgebiet

Das Magnetometer wurde in einer Plastik-Thermobox in 70 cm Tiefe installiert, um Temperatureffekte zu minimieren. Die elektrischen Sonden wurden in Plastikrohre in 1-2 m Tiefe in einem mit Bentonit angereicherten Untergrund gesteckt. Über allen Sonden wurden verschließbare Holzkisten einbetoniert. Die Signalleitungen aus längswasser-geschützten Telefonkabeln laufen in 40-70 cm Tiefe in einer Holzhütte zusammen. Die Hütte enthält Registriergerät und Solaranlage, die Solarpaneele sind auf dem Dach montiert.

Wegen des begrenzten Meßareals wurden die orthogonalen elektrischen Linien von 85 m bzw. 100 m um  $-30^\circ$  gegen magnetisch Nord gedreht ausgelegt. Bei den weiteren Betrachtungen sind Drehung sowie Auslagenlänge bereits berücksichtigt. Die magnetische Mißweisung beträgt  $+4^\circ$ . Die Impedanzen werden im magnetischen Referenzsystem angegeben.

## 6.1.6 Die verwendeten Datensätze

Als Grundlage der Untersuchung von zeitabhängigen Übertragungsfunktionen wurden Daten der MT-Station Gökören aus dem Zeitraum Mai 1993 bis August 1995 benutzt. 105 etwa gleichlange Datenabschnitte wurden ausgewählt. Die Länge der Datensätze beträgt mindestens 4096 Werte für jede Komponente, die Abtastrate beträgt eine Minute. Ein Datensatz beinhaltet also mindestens die Messungen von 2 Tagen und 20 Stunden. Die Überlappung betrug bis auf 5 Ausnahmen unter 10%. Damit können die Ergebnisse in guter Näherung als statistisch unabhängig betrachtet werden. Die einzelnen Datensätze werden dann getrennt ausgewertet, und die resultierenden Impedanzen als Zeitreihe dargestellt, um Abhängigkeit der Ergebnisse von der Zeit untersuchen zu können. Tab.A.1 im Anhang zeigt die benutzten Zeitabschnitte für die Auswertung. In den anderen Zeiten lagen aufgrund von Datenausfällen keine genügend langen Abschnitte vor. Eine besonders lange Datenlücke von Juni 1994 bis Februar 1995 entstand durch Probleme der Abschirmung gegenüber elektromagnetischen Einstreueffekten, die vielfältige Störungen bei der Registrierung der elektrischen Variationen hervorriefen.

Bis auf diese Ausnahme wurden gezielt **alle** genügend langen Datensätze zur Auswertung herangezogen, um jede Subjektivität für die resultierenden Zeitreihen durch eine eventuelle Vorauswahl der Datensätze auszuschließen. Dabei gibt es auch in den verwendeten Datenabschnitten Anomalien, die auf meßtechnische Probleme zurückgeführt werden können. Eine Beschreibung der Daten im Zeitbereich findet sich bei Erkul et al.(1994).

## 6.2 Berechnung der Impedanzen

Die Berechnung der Impedanzen wurde mit einem Programm von Egbert und Booker durchgeführt. Der Algorithmus wird bei Egbert und Booker (1986) dargestellt. Deshalb folgt hier nur eine kurze Beschreibung mit der Angabe der hier verwendeten Parameter.

### 6.2.1 Die Klassische Berechnung der Impedanzen

Das gestellte Problem, die Bestimmung von Übertragungsfunktionen zweier Eingangsparameter und einem Ausgangsparameter, wird durch eine bivariate Ausgleichsrechnung im Frequenzbereich gelöst. Sims et al. (1971) leiteten 6 verschiedene Bestimmungsformeln für die Berechnung der Impedanzen nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate her. Diese 6 Formeln ergeben sich aus den verschiedenen Kombinationen von jeweils 2 aus 4 Minimierungsbedingungen. Minimiert wird jeweils der Meßfehler (Rauschen, Noise) in einer der beiden elektrischen oder magnetischen Komponenten nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Besonders interessant sind hier die Lösungen, in denen nur das magnetische Rauschen oder nur das elektrische Rauschen minimiert wird:

Minimierung des elektrischen Rauschens :

$$\overline{Z}_{xy} = \frac{(\overline{B_x B_x^*}) (\overline{E_x B_y^*}) - (\overline{B_x B_y^*}) (\overline{E_x B_x^*})}{(\overline{B_x B_x^*}) (\overline{B_y B_y^*}) - (\overline{B_x B_y^*}) (\overline{B_y B_x^*})} \quad (\text{F. 6.2.1})$$

Minimierung des magnetischen Rauschens :

$$\overline{Z}_{xy} = \frac{(\overline{B_x E_x^*}) (\overline{E_x E_y^*}) - (\overline{B_x E_y^*}) (\overline{E_x E_x^*})}{(\overline{B_x E_x^*}) (\overline{B_y E_y^*}) - (\overline{B_x E_y^*}) (\overline{B_y E_x^*})} \quad (\text{F. 6.2.2})$$

- B     Fourierkoeffizienten der Magnetfeldvariationen
- E     Fourierkoeffizienten der elektrischen Feldvariationen
- Z     Impedanzen
- \*     konjugiert komplex
- Mittelung über mehrere Koeffizienten in einem Frequenzband bzw.  
über Koeffizienten aus verschiedenen Datenabschnitten
- x,y   magnetisch Nord, Ost

In der Praxis sind natürlich beide Meßparameter, der elektrische wie der magnetische, fehlerbehaftet. Meist dominiert jedoch der Meßfehler der elektrischen Komponenten wegen Ankopplungsproblemen und der daraus resultierenden Drift, während die berührungslose magnetische Messung für zuverlässiger gehalten wird. Deshalb wird oft die erste Formel zur Impedanzbestimmung benutzt.

Der Grund für die notwendige Annahme fehlerfreier Meßkomponenten besteht in den vorhandenen Autokorrelationstermen. Während sich Noise-Effekte in den Kreuzkorrelationstermen herausmitteln, wenn der Noise zwischen den Komponenten unkorreliert ist, erzeugen sie in den Autokorrelationstermen einen systematischen Fehler, den Bias (Goubau et al., 1978). Dieser Effekt, und seine Korrektur wird in den Kapiteln 6.4 und 6.5 behandelt. Zunächst werden die Impedanzen nach der (Formel 6.2.1) berechnet.

Zusätzlich zu dieser klassischen Form der Impedanzberechnung enthält das Programm von Egbert und Booker noch spezielle Techniken zur Fehlerminimierung

- (1) das Kaskadenverfahren,
- (2) das Datenfenster,
- (3) ein 'robustes' Stapelverfahren.

## 6.2.2 Das Kaskadenverfahren

Bei dem Kaskadenverfahren (Wight und Bostick, 1980; Ritter und Dawes, 1992) wird zur Erhöhung der Rechengeschwindigkeit ausgenutzt, daß zur Analyse tieferer Frequenzen aus einem hochfrequenten Signal die Zahl der Daten dezimiert werden kann. Die Daten werden getrennt in verschiedenen Frequenzstufen analysiert, wodurch eine große Frequenzdynamik bei kurzen Analyseabschnitten erzielt wird. Bei der hier durchgeführten Analyse wurden jeweils Datenabschnitte von 128 Werten analysiert. Auf der untersten Stufe 1 erfolgt dies direkt. Auf der nächst höheren Stufe werden 512 Werte tiefpaßgefiltert, um dann aus jedem vierten Wert (Dezimierungsfaktor 4) einen neuen Datensatz von 128 Werten mit der vierfachen Abtastperiode zu bilden und zu analysieren. Auf diese Weise müssen keine langen Fouriertransformationen durchgeführt werden. Gleichzeitig erhält man für alle Frequenzbereiche Ergebnisse aus kurzen Datensätzen. Mehrere Ergebnisse aus kurzen Datenabschnitten sind die Voraussetzung für die Anwendung des 'robusten' Stapelverfahrens (Kap.6.2.4).

Die Formeln 6.2.1 und 6.2.2 sind für einzelne Fourierkoeffizienten unterbestimmt. Deshalb wird in Frequenzbändern das Ergebnis mehrerer Koeffizienten gemeinsam analysiert unter der Annahme, daß die Impedanz innerhalb eines Frequenzbandes konstant ist. Tabelle 6.2.1 zeigt die Frequenzbänder, für die jeweils die Impedanzen bestimmt wurden. Frequenzbänder mit nur einem Koeffizienten können nur gemeinsam mit Ergebnissen aus anderen Datensätzen ausgewertet werden. Die Abtastung erfolgte mit  $\Delta T = 59.67$  s. Auf der nächsthöheren Dezimierungsstufe wird die vierfachen Abtastperiode benutzt.

Band	Level	Fourierkoeff.		Periode [s]	Frequenz [cpd]		
#	Stufe	von	bis	Mittel	von	bis	Mittel
1	1	25	30	284	271	339	305
2	1	20	24	356	215	271	243
3	1	16	19	450	170	215	192
4	1	13	15	565	136	170	153
5	1	10	12	726	102	136	119
6	1	8	9	960	79	102	90
7	1	6	7	1271	57	79	68
8	1	5	5	1694	45	57	51
9	2	14	17	2057	37	48	42
10	2	11	13	2658	28	37	32.5
11	2	9	10	3388	22.6	28	25.5
12	2	7	8	4364	17.0	22.6	19.8
13	2	6	6	5538	14.1	17.0	15.6
14	2	5	5	6803	11.3	14.1	12.7
15	3	14	17	8151	9.2	12.0	10.6
16	3	11	13	10667	7.1	9.2	8.1

**Tab.6.2.1 :** Die benutzten Frequenzbänder, Stufe der Dezimierung, Indizes der benutzten Fourierkoeffizienten, die mittlere Periode in Sekunden und die Frequenz in Zyklen pro Tag (cycles per day) . Bei Datensätzen von 128 Werten ergeben sich 64 komplexe Fourierkoeffizienten. Ein Frequenzband enthält oft mehrere Koeffizienten, über die in der Auswertung gemittelt wird. Auf der untersten Dezimierungsstufe beträgt die Abtastperiode 59.67 Sekunden, die höchste analysierbare Frequenz beträgt 724 cpd, und der Frequenzabstand zweier Fourierkoeffizienten beträgt 11.31 cpd. Die Erhöhung der Dezimierung um eine Stufe entspricht der Auswertung von Daten der vierfachen Abtastperiode.

### 6.2.3 Das Datenfenster

Die zur Frequenzanalyse durchgeführte Fouriertransformation liefert theoretisch nur dann ein fehlerfreies Ergebnis, wenn der ausgewertete Datenabschnitt unendlich lang ist. In einer endlichen Zeit kann die Frequenz einer harmonischen Anregung nur endlich genau bestimmt werden, die Frequenzbestimmung ist 'unscharf'. In der Praxis hat eine Datenreihe immer Anfang und Ende, man 'sieht' die Zeitreihe durch ein

Fenster. Führt man eine Fourieranalyse über einen weiter nicht behandelten Datensatz durch, spricht man von einem Rechteckfenster. Jede Fensterfunktion hat Seitenbänder im Frequenzbereich. Diese 'verschmieren' die Frequenzinformation. Selbst harmonische Variationen werden nach der Fouriertransformation fälschlich durch Werte in mehreren Frequenzen dargestellt. Dieser systematische Fehler wird 'Leakage' genannt. Es gibt eine umfangreiche Literatur über die Minimierung von Leakage-Effekten durch Datenfenster. Bei dem oben erwähnten Kaskaden-Verfahren erkaufte man sich den Vorteil von Ergebnissen über kurze Datenabschnitte mit dem Nachteil, daß besonders kurze Datenfenster einen großen Leakage-Effekt erzeugen. Egbert und Booker (1986) benutzten eine sogenannte 'π-prolate spheroidal windowfunction' nach Thompson (1982) zur Minimierung des Leakage-Effekts.

## 6.2.4 Ein 'robustes' Stapelverfahren

Bei der statistischen Frequenzanalyse werden mehrere Fourierkoeffizienten zur Bestimmung der Impedanzen benutzt, um ein überbestimmtes Gleichungssystem zu erhalten. Dabei wird in der Regel die Methode der kleinsten Fehlerquadrate zur Lösung des überbestimmten Gleichungssystems benutzt, da sie die beste Lösung für Gauss-verteiltetes Rauschen (Noise) liefert. Diese Methode führt zu den Formeln 6.2.1 und 6.2.1. Bei Rauschen in den elektrischen und magnetischen Feldvariationen beobachtet man sowohl im Zeit- wie auch im Frequenzbereich aber oft eine Abweichung von der Gauss-Verteilung. Die meisten Koeffizienten im Frequenzbereich entsprechen dieser Verteilung, aber ein zu großer Anteil extremer Werte liegt außerhalb der zweifachen Standardabweichung. Egbert und Booker (1986) berücksichtigen dies, indem sie iterativ Impedanzen berechnen, um 'Ausreißer' zu identifizieren und ihren Einfluß auf die Lösung durch kleinere Gewichte zu verringern. Die Residuen  $r_{j0}$  ergeben sich aus

$$R_{i0} = E_i - Z_0 B_i \quad (\text{F. 6.2.3})$$

und der Normierung durch die Standardabweichung

$$r_{j0} = R_{j0} / \sigma(R_{i0}) \quad (\text{F. 6.2.3b})$$

wobei  $i, j$  die Indices für die verwendeten Fourierkoeffizienten sind und  $Z_0$  die iterativ bestimmte Impedanz. Die Gewichte sind dann

$$w(r_i) = \begin{cases} 1 & |r_i| \leq r_0 \\ r_0 / |r_i| & |r_i| > r_0 \end{cases} \quad (\text{F. 6.2.4})$$

mit  $r_0 = 1.5$ .

In den jeweils letzten zwei Iterationsschritten wird mit einer nicht monotonen Funktion gewichtet

$$w(r_i) = \exp(-\exp[r_0(|r_i| - r_0)]) \quad (\text{F. 6.2.5})$$

mit  $r_0 = 2.8$ .

### 6.3 Bestimmung des statistischen Fehlers

Bei der bivariaten Ausgleichsrechnung wird ein überbestimmtes Gleichungssystem gelöst. Aus dem Datenfit läßt sich ein statistischer Vertrauensbereich errechnen. Dieser ergibt sich nach Pedersen (1982) zu :

$$(\Delta Z_{i,j})^2 = k \frac{F(1, 2N-4, \delta = 0.05)}{(2N-4)} \frac{(1 - Coh_m^2(E_i; B_x, B_y)) \overline{E_i E_i^*}}{(1 - Coh^2(B_x, B_y)) \overline{B_j B_j^*}} \quad (\mathbf{F.6.3.1})$$

- $\delta = 0.05$                       Signifikanzniveau. Es werden 5% über den Vertrauensbereich hinaus abweichende Werte zugelassen, d. h. es wird der 95% Vertrauensbereich bestimmt.
- $N$                                       Anzahl Fourierkoeffizienten in einem Frequenzband
- $Coh^2(B_x, B_y)$                       Kohärenz zwischen magnetischen Komponenten
- $Coh^2(E_i; B_x, B_y)$                   Multiple quadratische Kohärenz
- $2N-4$                                   Anzahl der Freiheitsgrade
- $F(m,n,\delta)$                           Faktor aus der F-Verteilung, z. B. Bronstein und Semendjajew (1981, S. 24)
- $i,j$                                       aus  $\{x,y\}$
- $E_i E_j; B_i B_j$                       Kreuz- ( $i < j$ ) und Auto- ( $i = j$ ) Spektren der elektrischen bzw. magnetischen Variationen im Frequenzbereich.

mit der magnetischen Kohärenz

$$Coh^2(B_x, B_y) = \frac{|\overline{B_x B_y^*}|^2}{(\overline{B_x B_x^*}) (\overline{B_y B_y^*})} \quad (\mathbf{F.6.3.2})$$

und der multiplen quadratischen Kohärenz

$$Coh_m^2(E_i; B_x, B_y) = \frac{Z_{ix} \overline{(B_x E_i^*)} + Z_{iy} \overline{(B_y E_i^*)}}{\overline{(E_i E_i^*)}} \quad (\mathbf{F.6.3.3})$$

für  $Z_{ij}$  bestimmt nach (Formel 6.2.1).

Widersprüchliche Auffassungen gibt es zu dem Faktor **k**. So verwendet Schmucker **k=4** (Schmucker, 1978), Pedersen dagegen **k=1** (Pedersen, 1982). Laut Dittus (1986) erhält man den maximalen Fehler für eine Komponente aus **k=1**, weshalb dieser Wert hier verwendet wurde.

Durch das Datenfenster und dem daraus folgenden Leakage-Effekt können die Fourierkoeffizienten benachbarter Frequenzen nicht als vollständig unkorreliert betrachtet werden. Egbert und Booker (1986) führen einen Korrekturterm ein, um den Effekt des Datenfensters zu berücksichtigen:

$$(\Delta Z_{ij})^2 = (\Delta Z_{ij})^{2'} \left(1 + \frac{2(N-1)}{N} |e|^2\right) \quad (\text{F.6.3.4})$$

mit  $|e|^2 = 0.17$ . Dieser Wert wurde für das  $\pi$ -prolate Fenster numerisch errechnet.

Durch das robuste Auswerteverfahren wird Fourierkoeffizienten mit einem hohen Noiseanteil ein Gewicht kleiner Eins zugeordnet (Formeln 6.2.4 und 6.2.5). Da diese Koeffizienten nur noch einen geringen Einfluß auf das Endergebnis haben, dürfen sie bei der Bestimmung der Freiheitsgrade nicht gleichwertig mitgezählt werden. In dem Programm wird deshalb die Zahl der effektiven Freiheitsgrade bestimmt, indem den Koeffizienten zugeordnete Werte  $\Psi(r_i)$  summiert werden. Für die monotone Gewichtung nach (Formel 6.2.4) gilt:

$$\psi^*(r_i) = \begin{cases} 1 & |r_i| \leq r_0 \\ 0 & |r_i| > r_0 \end{cases} \quad (\text{F.6.3.5})$$

Für die nicht monotone Gewichtung nach (Formel 6.2.5) gilt:

$$\psi^*(r_i) = \begin{cases} 0 & (t(r_i) + 1) < 10^{-20} \\ w(r_i) (1 + t(r_i)) & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{F.6.3.6})$$

mit:

$$t(r_i) = r_i r_0 (-\exp[r_0(|r_i| - r_0)])$$

# 7 Neue Methoden zur Berechnung zuverlässiger Parameter aus magnetotellurischen Daten zur Identifizierung von Widerstandsänderungen

Die Aufgabenstellung, Widerstandsvariationen in der Erdkruste durch die Änderung von MT-Impedanzen zu identifizieren, stellt besondere Anforderungen an die Zuverlässigkeit der Impedanzbestimmung und deren Fehlerabschätzung. Bei der Bestimmung von Impedanzen aus fehlerbehafteten Daten mittels der statistischen Frequenzanalyse wird eine systematische Verzerrung (Bias-Effekt) identifiziert und ein Verfahren zur Korrektur entwickelt. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird eine neue Methode entwickelt, um Informationen aus den Impedanzen mehrerer Frequenzbänder zusammenzufassen. Dies führt zu einem Parameter, der genauer zu bestimmen ist als die einzelnen Impedanzen und somit besser zur Identifizierung von Widerstandsänderungen geeignet ist.

## 7.1 Die Biaskorrektur

### 7.1.1 Identifizierung eines systematischen Fehlers

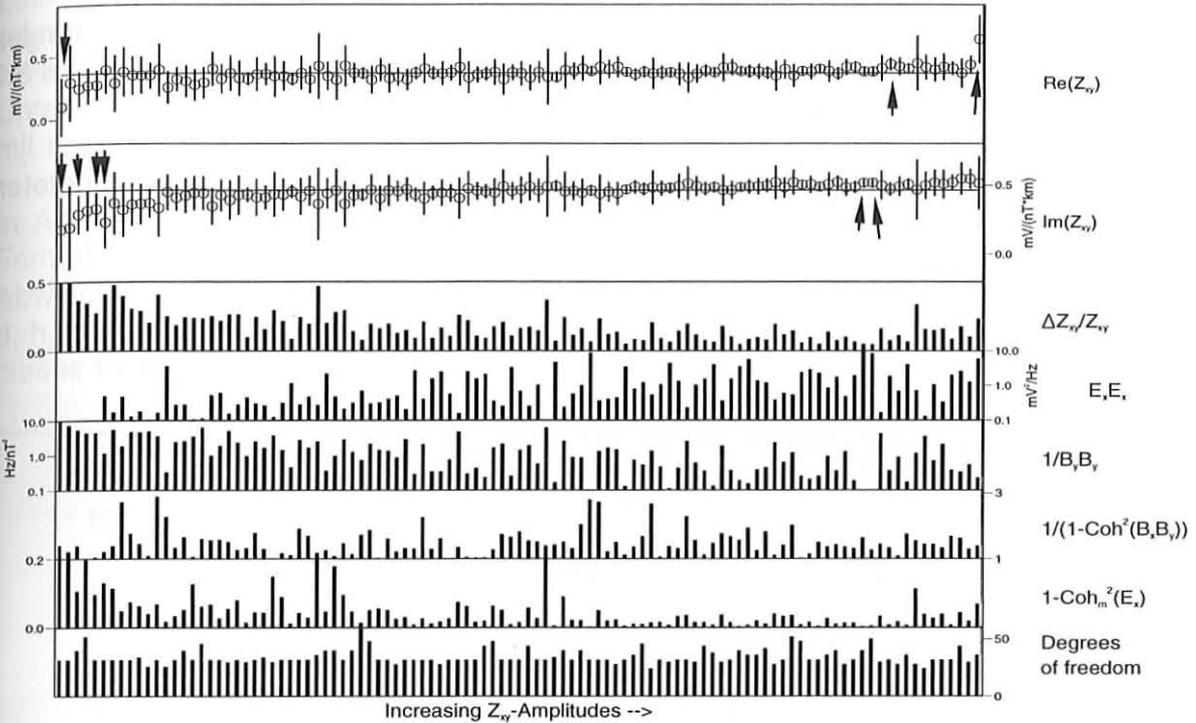
In diesem Abschnitt werden die berechneten statistischen Fehler mit der Streuung von 105 aus verschiedenen Datensätzen von der Station Gökören bestimmten Impedanzensoren verglichen (Kap.6.1.6). Dabei soll zunächst die Zuverlässigkeit der Fehlerabschätzung untersucht werden. Ein Problem besteht darin, daß Impedanzänderungen mit der Zeit und daraus resultierende Differenzen in den 105 bestimmten Impedanzensoren nicht ausgeschlossen werden sollen. Es wird sich jedoch zeigen, daß die Annahme einer zeitlich konstanten Impedanz gut bestätigt wird.

Abb.7.1.1 zeigt die Impedanzen aus 105 etwa gleichlangen Datensätzen für die  $Z_{xy}$ -Komponente im Frequenzbereich 17.0 - 22.6 cpd. Die Werte sind nach der Größe der  $Z_{xy}$ -Amplitude sortiert. Die ersten beiden Graphen zeigen den Real- bzw. den Imaginärteil von  $Z_{xy}$  mit Fehlerbalken nach Formel 6.3.1. Die hier eingezeichnete Referenzlinie ergibt sich durch Berechnung der Impedanz aus den gestapelten Spektren aller 105 Datensätze. Im dritten Graph wird der statistische Fehler geteilt durch die  $Z_{xy}$ -Amplitude aufgetragen. Die weiteren Graphen in Abb.7.1.1 zeigen einzelne Terme aus Formel 6.3.1 :

- die Energie der elektrischen Feldvariationen in x-Richtung ( $E_x E_x$ ),
- der Kehrwert der Energie der magnetischen Feldvariationen in y-Richtung ( $1/B_y B_y$ ),
- den Bruchterm  $1/(1 - \text{Coh}^2(B_x B_y))$ ,
- die Abweichung der multiplen quadratischen Kohärenz von Eins ( $1 - \text{Coh}_m^2(E_x; B_x, B_y)$ ) zwischen 0 und 0.2,
- die Zahl der Freiheitsgrade  $2N-4$ , wobei N die Zahl der verwendeten Fourierkoeffizienten im betrachteten Frequenzband ist.

## Comparison of $Z_{xy}$ with Error-Components

$f = 17 - 22.6 \text{ cpd}$



**Abb.7.1.1 : Vergleich einzelner Terme zur Abschätzung des statistischen Vertrauensbereichs für die  $Z_{xy}$ -Komponente im Bereich 17- 22 cpd. Die Werte sind nach ansteigender  $Z_{xy}$ - Amplitude sortiert. Weitere Erläuterungen siehe Text.**

Die Pfeile in den ersten beiden Graphen markieren die Werte, die über den 95%igen Vertrauensbereich hinaus vom Referenzwert abweichen. Da dies statistisch bei ca. 5 von 105 Werten (5%) vorkommt, entspricht die Zahl der Abweichungen von 3 für den Realteil und 6 für den Imaginärteil den Erwartungen. Dies weist darauf hin, daß die Fehlerabschätzung korrekt ist.

Das Ergebnis für die Impedanzen sollte unabhängig von der Energie der Variationen sein. Eine schwache Abhängigkeit zwischen ansteigenden Impedanzen und ansteigender Energie  $E_x E_x$  der elektrischen Variationen bzw. der Energie  $B_y B_y$  der magnetischen Variationen scheint dennoch zu bestehen. Allerdings ändern sich die Energien um zwei Größenordnungen, während die Impedanzen nicht signifikant vom mittleren Wert abweichen.

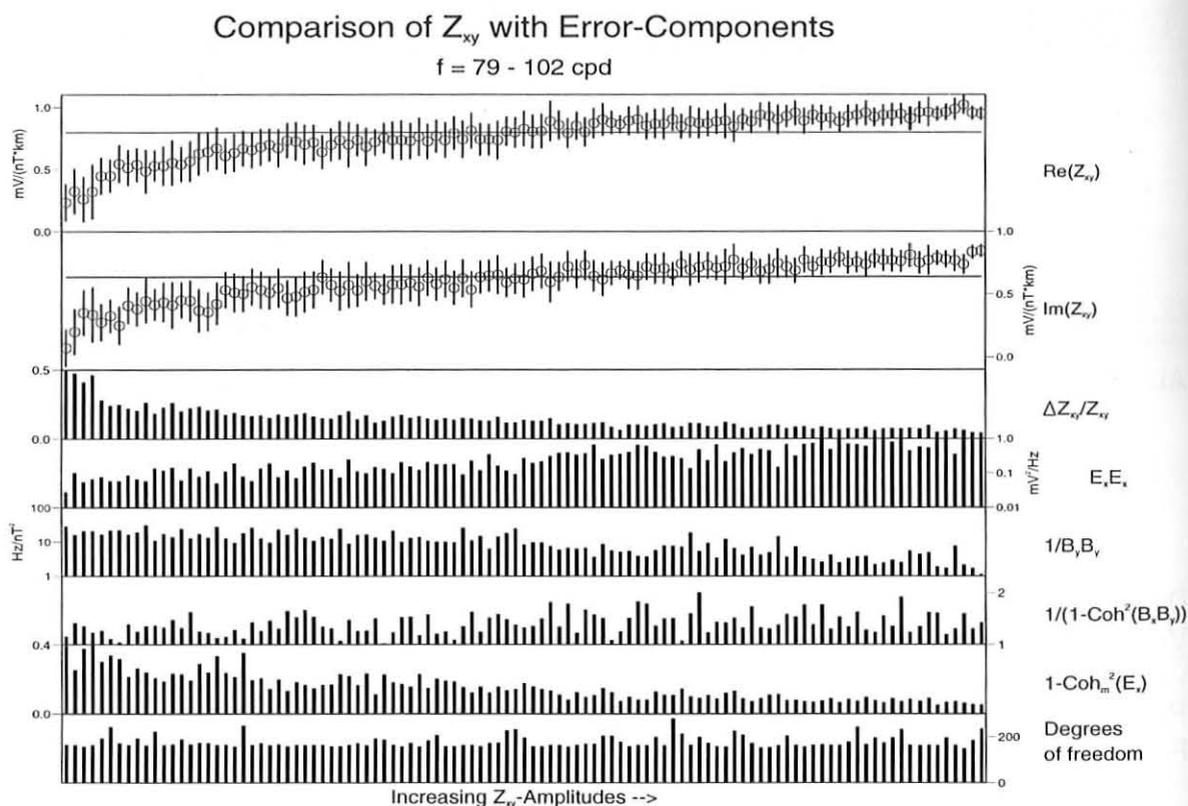
Der Term  $1/(1 - \text{Coh}^2(B_x B_y))$  beträgt maximal 3, damit ist die Kohärenz  $\text{Coh}^2(B_x B_y) \leq 66\%$ . Zwischen diesem Term und der Größe der Impedanzen bzw. der errechneten Fehler ist kein deutlicher Zusammenhang zu erkennen.

Die Abweichung der multiple quadratische Kohärenz  $\text{Coh}_m^2(E_x; B_x, B_y)$  von Eins beträgt bis auf vier Ausnahmen unter 0.2. Dabei sind die Kohärenzen bei kleineren Impedanzen ebenfalls etwas kleiner. Deutlich korrelieren große Werte für die

Abweichung der Kohärenz von Eins mit großen Fehlerbalken für die Impedanzen. Die Hauptursache für schlecht bestimmte Impedanzen ist also eine niedrige multiple quadratische Kohärenz.

Die Zahl der Freiheitsgrade schwankt aufgrund der unterschiedlich langen Datenabschnitte sowie der Reduzierung der Freiheitsgrade nach den Formeln 6.3.5 und 6.3.6.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Impedanzen im betrachteten Frequenzband stabil und die statistischen Fehler gut bestimmt sind.



**Abb.7.1.2 : Vergleich einzelner Terme zur Abschätzung des statistischen Vertrauensbereichs für die  $Z_{xy}$ -Komponente im Bereich 79-102 cpd.**

Abb. 7.1.2 zeigt die Ergebnisse analog zu Abb.7.1.1 für 79 - 102 cpd als ein Beispiel für den höheren hier ausgewerteten Frequenzbereich. Hier sind deutliche Unterschiede zu Abb.7.1.1 zu erkennen. Bei den Realteilen von  $Z_{xy}$  weichen 36, bei den Imaginärteilen 34 Werte über die Vertrauensbereiche hinaus vom Referenzwert ab. Dies zeigt entweder existierende Schwankungen der Impedanz bei höheren Frequenzen an oder weist auf eine falsche Fehlerabschätzung hin.

Auffällig ist der deutliche systematische Zusammenhang zwischen der Impedanz einerseits und der Energie der elektrischen und magnetischen Feldvariationen sowie der multiplen quadratischen Kohärenz andererseits. Impedanzen, die aus Zeitabschnitten niedriger Anregungsenergie bestimmt werden, sind kleiner. Der relative Anteil des Rauschens, der sich aus  $1 - \text{Coh}^2_m(E_x, B_x, B_y)$  ergibt, ist höher. Dies weist auf einen systematischen Fehler bei der Impedanzbestimmung hin. Nach Untersuchung der Ergebnisse aus allen Frequenzbänder zeigt sich, daß dieser Fehler mit ansteigender Frequenz größer wird.

In Abschnitt 6.2 wurde schon auf ein Problem bei der Impedanzbestimmung nach Formel 6.2.1 hingewiesen: die Annahme fehlerfreier Magnetfeldmessungen. Bei Abweichungen von dieser Annahme kommt es zu einem Verzerrungseffekt (Bias), d. h. die so bestimmten Impedanzen sind systematisch verzerrt. Zur Behandlung dieses Problems gibt es folgende Ansätze:

- Kann man von einem geringen Meßfehler in den elektrische Variationen ausgehen, so werden die Impedanzen durch Minimierung des magnetischen Rauschens (Formel 6.2.2) berechnet. Brasse (1993) erhielt so zuverlässiger bestimmte Impedanzen bei Frequenzen um 150 Hz bei Radar-gestörten Magnetfelddaten. Oft besteht allerdings das Problem, daß Rauschen in beiden Meßparametern vorhanden ist. Die Berechnung von Impedanzen nach Formel 6.2.1 und 6.2.2 ist dennoch nützlich, da eine starke Abweichung zwischen beiden Ergebnissen ein Indiz für Biaseffekte ist.
- Stehen Daten einer zusätzlichen Magnetikstation zur Verfügung, kann das Remote-Referenz-Verfahren angewendet werden (Gamble et al., 1979). Dies war bei den hier vorliegenden Messungen nicht der Fall.
- Spitzer (1987) verwendete nur Impedanzwerte ab einer bestimmten multiplen quadratischen Kohärenz. Ist die Kohärenz hoch, dann ist nur ein geringer Rauschlevel und damit ein vernachlässigbarer Biaseffekt zu erwarten. Dabei geht allerdings die verbleibende Information aus den schlechter bestimmten Impedanzen verloren. Für eine Zeitreihenbetrachtung der Impedanzen entstehen Lücken, die die Interpretation erschweren.
- Pedersen (1982) entwickelte ein Verfahren, um den maximalen Bias-Fehler abzuschätzen. Dies ist ein wichtiger Schritt, um den Biaseffekt bei der Fehlerbestimmung zu berücksichtigen, führt aber nicht zu genaueren Ergebnissen.

Im Folgenden wird aufbauend auf Pedersens Abschätzung ein Verfahren entwickelt, um den Bias-Effekt unter bestimmten Voraussetzungen zu korrigieren. Zwei Grundgedanken werden dabei verfolgt:

- Der Einfluß einer Feldkomponente auf den Bias kann bei einzelnen Komponenten des Impedanzensors unter bestimmten Voraussetzung vernachlässigt werden.
- Das Verhältnis zwischen elektrischem und magnetischem Rauschen wird in einem Frequenzbereich als konstant angenommen. Diese Voraussetzung ist sicher nicht allgemein gültig für MT-Datensätze. Es soll jedoch nachgewiesen werden, daß diese Annahme bei den vorliegenden Daten gut erfüllt war.

## 7.1.2 Theoretische Abschätzung des Biaseffekts

Allgemein gibt es keine Lösung des Bias-Problems ohne zusätzliche Messungen, da das Rauschen in allen Meßkomponenten genauso viele Freiheitsgrade hat, wie das Meßsignal selbst. Es müssen deshalb zusätzliche Annahmen gemacht werden, um den Einfluß des Bias abzuschätzen.

Pedersen (1982) nahm für seine obere Abschätzung des Bias-Fehlers an, daß das Rauschen der einzelnen Feldkomponenten nicht untereinander korreliert ist. Damit können die Kreuzspektren als unverzerrt betrachtet werden. In Formel 6.2.1 kommen nur Autospektren der Magnetfeldkomponenten vor. Pedersen machte den Fehleransatz

$$(B_i B_i)^b = (B_i B_i)^0 + \Delta (B_i B_i) \quad i = x, y \quad (\text{F.7.1.1})$$

$(B_i B_i)^0$  nicht systematisch gestörtes Autospektrum (fehlerfrei)  
 $(B_i B_i)^b$  biasgestörtes Autospektrum  
 $\Delta(B_i B_i)$  Bias-Anteil

Außerdem definierte er folgende Ausdrücke für die Impedanzen:

$Z_{xy}^0$  die unverzerrte Impedanz

$Z_{xy}^b$  die verzerrte Impedanz

In der folgenden Überlegung verhalten sich Real- und Imaginärteil gleichermaßen, weshalb auf Kennzeichnung der komplex konjugierten Größen durch '\*' verzichtet wird. Ebenso wird die Kennzeichnung der Mittelung über die Frequenzbänder aus F.6.2.1 nicht mitgeschrieben. Der Index b zeigt eine verzerrte Komponente, der Index 0 eine unverzerrte Komponente an. Nach Formel 6.2.1 ergibt sich für den Erwartungswert der biasgestörten Impedanz  $Z_{xy}^b$

$$Z_{xy}^b = \frac{(B_y E_x) ((B_x B_x)^0 + \Delta (B_x B_x)) - (B_x E_x) (B_x B_y)}{(B_x B_x)^b (B_y B_y)^b - |B_x B_y|^2} \quad (\text{F.7.1.2})$$

Pedersen (1982) entwickelte nun die Impedanz  $Z_{xy}^b$  nach dem Rauschanteilen  $\Delta(B_i B_i)$ . Im Gegensatz dazu werden im Folgenden nur Umformung durchgeführt:

$$Z_{xy}^b = Z_{xy}^0 \frac{(B_x B_x)^0 (B_y B_y)^0 - |B_x B_y|^2}{(B_x B_x)^b (B_y B_y)^b - |B_x B_y|^2} + \frac{(B_y E_x) \Delta (B_x B_x)}{(B_x B_x)^b (B_y B_y)^b - |B_x B_y|^2} \quad (\text{F.7.1.3})$$

$$Z_{xy}^b = Z_{xy}^0 \left( 1 - \frac{(B_x B_x)^b \Delta (B_y B_y) + [(B_y B_y)^0 - (B_y E_x) / Z_{xy}^0] \Delta (B_x B_x)}{(B_x B_x)^b (B_y B_y)^b - |B_x B_y|^2} \right) \quad (\text{F.7.1.4})$$

Wie bei Pedersen wird folgende Näherung gemacht, die im lateral homogenen Fall exakt stimmt:

$$(B_y B_y)^0 Z_{xy}^0 \approx (B_y E_x) \quad (\text{F.7.1.5})$$

Hiermit erhält man mit F.7.1.4

$$Z_{xy}^b \approx Z_{xy}^0 \left( 1 - \frac{(B_x B_x)^b \Delta(B_y B_y)}{(B_x B_x)^b (B_y B_y)^b - |B_x B_y|^2} \right) \quad (\text{F.7.1.6})$$

und mit der biasgestörten magnetischen Kohärenz  $\text{Coh}_b^2(B_x, B_y)$  nach Formel 6.3.2

$$Z_{xy}^b \approx Z_{xy}^0 \left( 1 - \frac{\Delta(B_y B_y) / (B_y B_y)^b}{1 - \text{Coh}_b^2(B_x, B_y)} \right) \quad (\text{F.7.1.7})$$

Die beiden Terme  $(B_x B_x)^b \Delta(B_y B_y)$  und  $(B_y B_y)^0 \Delta(B_x B_x)$  sind ungefähr gleich groß, wenn der relative Rauschanteil in beiden Magnetfeldkomponenten etwa gleich groß ist. Die Vernachlässigung des 2. Zählerterms in Formel 7.1.4 ist deshalb auch dann gerechtfertigt, wenn die Anregung in  $B_y$  wesentlich größer ist als in  $B_x$ . Die Vernachlässigung des Rauschens in der  $B_x$ -Komponente ist in dem Maße gerechtfertigt, in dem F.7.1.5 erfüllt ist.

Man erkennt, daß durch die Näherung F.7.1.5 nur noch das Rauschen einer Magnetfeldkomponente in die Verzerrung eingeht. Das analoge Ergebnis nach Pedersen lautet

$$Z_{xy}^b \approx Z_{xy}^0 \left( 1 - \frac{\Delta(B_y B_y) / (B_y B_y)^0}{1 - \text{Coh}_0^2(B_x, B_y)} \right) \quad (\text{F.7.1.8})$$

Die Abweichung ergibt sich allein daraus, daß Pedersen (1982) nur Größen erster Ordnung berücksichtigte. Der Vorteil in der Verwendung von F.7.1.7 liegt darin, daß die empirisch bestimmbare verzerrte Größe  $\text{Coh}_b^2(B_x, B_y)$  vorkommt anstatt der unverzerrten, aber eben auch unbekanntem Größe  $\text{Coh}_0^2(B_x, B_y)$ .

Somit bleibt noch das Problem bestehen, daß die Größe des Rauschens in der  $B_y$ -Komponente unbekannt ist. Eine Information über den relativen Rauschanteil erhält man aus der Abweichung der multiplen quadratischen Kohärenz  $\text{Coh}_b^2(E_x; B_x, B_y)$  von Eins. Allerdings enthält der Ausdruck  $(1 - \text{Coh}_b^2(E_x; B_x, B_y))$  Beiträge des Rauschens aus mehreren Komponenten.

Wir betrachten die multiple quadratische Kohärenz  $\text{Coh}_b^2(B_y; E_x, E_y)$  für die Komponente  $B_y$ . Diese ergibt sich analog zu Formel 6.3.3

$$\text{Coh}_b^2(B_y; E_x, E_y) = \frac{A_{yx}(E_x B_y) + A_{yy}(E_y B_y)}{(B_y B_y)^b} \quad (\text{F.7.1.9})$$

Darin sind

$$A_{yx} = \frac{(E_y E_y)(B_y E_x) - (E_y E_x)(B_y E_y)}{(E_x E_x)(E_y E_y) - |E_x E_y|^2} \quad (\text{F.7.1.10})$$

$$A_{yy} = \frac{(E_x E_x)(B_y E_y) - (E_x E_y)(B_y E_x)}{(E_x E_x)(E_y E_y) - |E_x E_y|^2} \quad (\text{F.7.1.11})$$

die Admittanzen, welche man analog zu F.6.2.1 erhält, wenn Eingangs- und Ausgangssignal vertauscht werden.

Die Admittanzen können ebenfalls verzerrt sein. Diesmal kommen nur Autokorrelationsterme der elektrischen Variationen vor. Wir machen den Ansatz

$$A_{ij}^b = A_{ij}^0 - \Delta A_{ij}(\Delta(E_x E_x), \Delta(E_y E_y)) \quad (\text{F.7.1.12})$$

mit  $i, j$  aus  $\{x, y\}$

Der Erwartungswert für den Zähler des Kohärenzterms (F.7.1.9) mit ungestörten Admittanzen beträgt  $(B_y B_y)^0$ . Mit der Abkürzung

$$\Delta N(\Delta(E_x E_x), \Delta(E_y E_y)) := \Delta A_{yx}(E_x B_y) + \Delta A_{yy}(E_y B_y) \quad (\text{F.7.1.13})$$

ergibt sich für die Kohärenz

$$\text{Coh}_b^2(B_y; E_x, E_y) = \frac{(B_y B_y)^0 - \Delta N(\Delta(E_x E_x), \Delta(E_y E_y))}{(B_y B_y)^b} \quad (\text{F.7.1.14})$$

und schließlich

$$1 - \text{Coh}_b^2(B_y; E_x, E_y) = \frac{\Delta(B_y B_y)}{(B_y B_y)^b} + \frac{\Delta N(\Delta(E_x E_x), \Delta(E_y E_y))}{(B_y B_y)^b} \quad (\text{F.7.1.15})$$

Die Abweichung der multiplen quadratischen Kohärenz setzt sich also zusammen aus dem gesuchten Rauschanteil der  $B_y$ -Komponente und einem Störungsterm, der von den Autokorrelationstermen des Rauschens  $\Delta(E_x E_x)$  und  $\Delta(E_y E_y)$ , aber auch von  $\Delta(B_y B_y)$  abhängt.

Wir führen jetzt einen neuen empirischen Parameter  $\alpha$  ein, der den Anteil des Rauschens in der Komponente  $B_y$  am Gesamtrauschen in Formel 7.1.15 ausdrückt:

$$\alpha := \frac{\Delta(B_y B_y)}{\Delta(B_y B_y) + \Delta N(\Delta(E_x E_x), \Delta(E_y E_y))} \quad (\text{F.7.1.16})$$

Mit dieser Definition und F.7.1.15 folgt direkt:

$$\frac{\Delta(B_y B_y)}{(B_y B_y)^b} = \alpha (1 - \text{Coh}_b^2(B_y; E_x, E_y)) \quad (\text{F.7.1.17})$$

Was bedeutet die neue Größe  $\alpha$ ?

Pedersen erhielt für die multiple quadratische Kohärenz durch Taylor-Entwicklung nach der ersten Ordnung die Näherung

$$1 - \text{Coh}_m^2(B_y; E_x, E_y) \approx \frac{\Delta(B_y B_y)}{(B_y B_y)} + \frac{\Delta(E_x E_x)}{(E_x E_x)} \quad (\text{F.7.1.18})$$

unter der Voraussetzung

$$A_{yx} \gg A_{yy}$$

Durch die Entwicklung nach der ersten Ordnung entfallen die Bias-Anteile in den Autospektren im Nenner, weshalb F.7.1.15 und F.7.1.18 nicht genau vergleichbar sind. Man kann  $\alpha$  aber ungefähr identifizieren mit

$$\alpha \approx \frac{\frac{\Delta(B_y B_y)}{B_y B_y}}{\frac{\Delta(B_y B_y)}{(B_y B_y)} + \frac{\Delta(E_x E_x)}{(E_x E_x)}} \quad \text{mit } 0 < \alpha < 1 \quad (\text{F.7.1.20})$$

Nach Pedersens Näherung wäre  $\alpha$  also das Verhältnis zwischen dem relativen Rauschanteil der  $B_y$ -Komponente und der Summen aus dem relativen Rauschen in  $B_y$  und  $E_x$ . In diesem Fall gilt sicher  $0 < \alpha < 1$ . Dies folgt nicht aus der Definition F.7.1.16, da der Term  $\Delta N$  auch negative Werte annehmen kann.

Eingesetzt in die Abschätzung des verzerrten Impedanztensors nach F.7.1.8 ergibt sich schließlich:

$$Z_{xy}^b \approx Z_{xy}^0 - Z_{xy}^0 \alpha_{xy} \left( \frac{1 - \text{Coh}_b^2(B_y; E_x, E_y)}{1 - \text{Coh}_b^2(B_x, B_y)} \right) \quad (\text{F.7.1.21})$$

Bei Vergleichen der 105 Werte für die anderen Impedanzkomponenten analog zu Abb.7.1.1 und 7.1.2 wurden starke Verzerrungseffekte in der  $Z_{yy}$ -Komponente festgestellt. Die beiden anderen Komponenten  $Z_{xx}$  und  $Z_{yx}$  haben generell so kleine Werte, daß eine systematische Verzerrung aufgrund der statistischen Streuung nicht zu identifizieren war. Der Impedanztensor der Station Gökören ist ungewöhnlich, da ein Diagonalelement des Impedanztensors (hier :  $Z_{yy}$ ) größer ist als eine Element der Nebendiagonale (hier :  $Z_{yx}$ ). Die Ursache liegt in einer starken Polarisation der elektrischen Felder in die y-Richtung.

Wegen des starken Verzerrungseffektes in der  $Z_{yy}$ -Komponente wird analog zu F.7.1.6 für den Ansatz

$$Z_{yy}^b \approx Z_{yy}^0 - Z_{yy}^0 \alpha_{yy} \left( \frac{1 - \text{Coh}_b^2(B_y; E_x, E_y)}{1 - \text{Coh}_b^2(B_x, B_y)} \right) \quad (\text{F.7.1.22})$$

die noch zu testende, nicht allgemein gültige Näherung

$$(B_y B_y)^0 Z_{yy}^0 \approx (B_y E_y) \quad (\text{F.7.1.23})$$

untersucht.

Die Gleichungen F.7.1.21 und F.7.1.22 kann man als Geradengleichung mit jeweils zwei Unbekannten interpretieren:

- $Z_{xy}^0$  bzw.  $Z_{yy}^0$  für den Ordinatenabschnitt der Geraden,
- $\alpha_{xy} Z_{xy}^0$  bzw.  $\alpha_{yy} Z_{yy}^0$  für die Steigung der Geraden.

Die Kombination der Kohärenzterme  $(1 - \text{Coh}_b^2(B_y; E_x, E_y)) / (1 - \text{Coh}_b^2(B_x, B_y))$  sowie die verzerrten Impedanzen  $Z_{xy}^b$  bzw.  $Z_{yy}^b$  können nun für verschiedene Datensätze berechnet werden, um die beiden unbekannt Parameter durch eine Regressionsanalyse zu bestimmen. Ob der Parameter  $\alpha$  eine brauchbare Größe zur Beschreibung der Verzerrungseffekte ist, muß sich dann anhand der Daten erweisen.

### 7.1.3 Abschätzung des Biaseffekts für Gökören

Der Biaseffekt für die Station Gökören tritt deutlich in den Komponenten  $Z_{xy}$  und  $Z_{yy}$  auf. Dies sind gleichzeitig die größten Komponenten des Impedanzensors. Um F.7.1.21 und den analogen Ansatz für  $Z_{yy}$  benutzen zu können, soll untersucht werden, ob die Näherung F.7.1.5 bzw. F.7.1.23 erfüllt ist. Um die unverzerrten Terme in den Näherungen zu bestimmen, wurden nur ausgewählte Datensätze mit hohen Kohärenzen berücksichtigt.

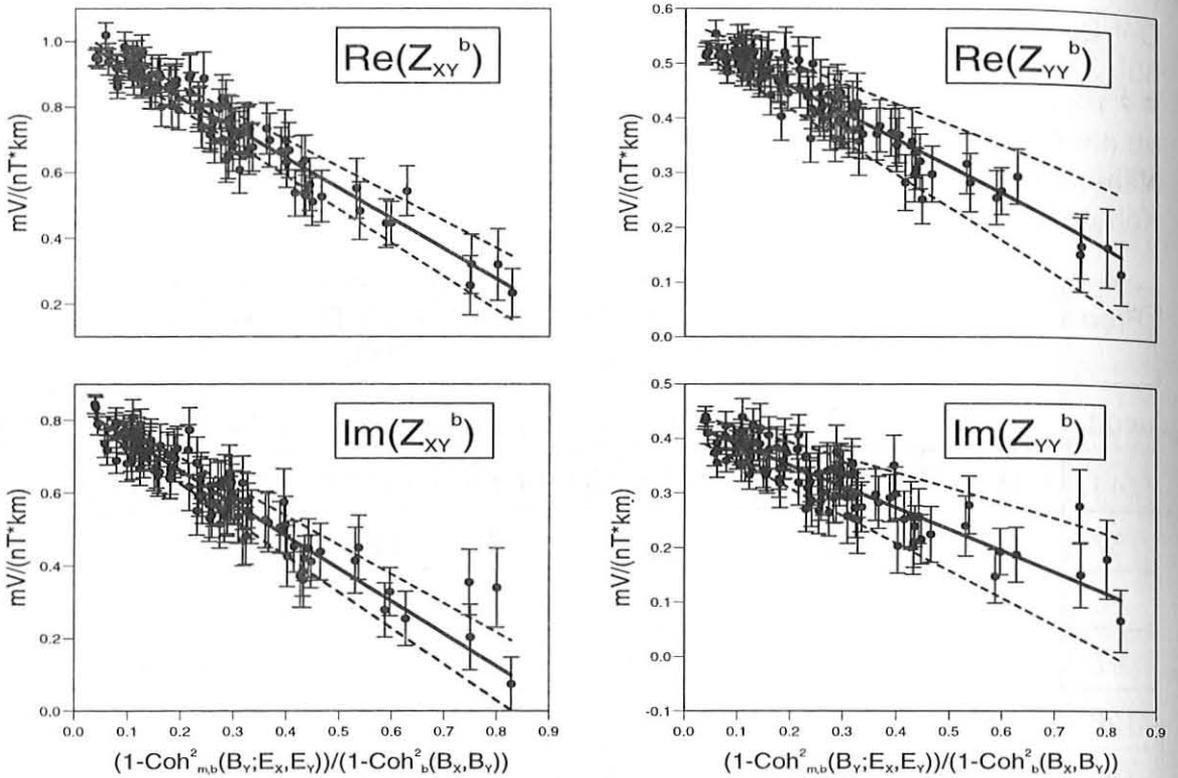
Freq	$B_y B_y$	$\text{Re}(E_x B_y) / \text{Re}(Z_{xy})$	Diff.	$\text{Im}(E_x B_y) / \text{Im}(Z_{xy})$	Diff.	$\text{Re}(E_y B_y) / \text{Re}(Z_{yy})$	Diff.	$\text{Im}(E_y B_y) / \text{Im}(Z_{yy})$	Diff.
cpd	$nT^2$	$nT^2$	%	$nT^2$	%	$nT^2$	%	$nT^2$	%
44	1417	1564.27	10	1756.95	24	1477.84	4	2030.88	43
57	876.7	1016.76	16	1048.23	20	994.64	13	1253.29	43
74	1167	1345.84	15	1334.30	14	1353.27	16	1609.91	38
97	524.54	606.52	16	569.99	9	630.04	20	701.74	34
126	522.76	592.51	13	556.85	7	626.78	20	682.22	31
160	350.26	399.30	14	372.01	6	435.37	24	467.42	33
200	277.30	308.08	11	289.19	4	339.42	22	363.33	31
252	99.02	110.20	11	102.52	4	123.48	25	132.88	34
315	105.43	114.83	9	116.69	11	125.59	19	160.75	52

**Tab.7.1.1 : Vergleich von  $B_y B_y$  zu  $E_x B_y / Z_{xy}$  bzw.  $E_y B_y / Z_{yy}$**

Tabelle 7.1.1 zeigt, daß  $E_x B_y / Z_{xy}$  und  $\text{Re}(E_y B_y) / \text{Re}(Z_{yy})$  weniger als 25 % von  $B_y B_y$  abweicht. Die Abweichung für  $\text{Im}(E_y B_y) / \text{Im}(Z_{yy})$  von  $\text{Im}(B_y B_y)$  beträgt 31% - 52 %. Eine genauere Übereinstimmung war für den Ansatz F.7.1.23 auch nicht zu erwarten, da im lateral homogenen Fall die  $Z_{yy}$ -Komponente Null betragen sollte, und Ansatz F.7.1.22 nicht anwendbar wäre. Die weitere Untersuchung wird zeigen, daß in diesem Spezialfall auch die Werte für die  $Z_{yy}$ -Komponente nach F.7.1.22 korrigiert werden können, und daß die Abweichungen nicht sehr stark ins Gewicht fallen.

Die Bestimmung des relativen magnetischen Rauschanteils  $\alpha$  und der unverzerrten Impedanzen  $Z_{xy}^0$  bzw.  $Z_{yy}^0$  erfolgt nun durch eine Regressionsanalyse. Abb.7.1.3 zeigt die berechneten Werte  $Z_{xy}^b$  und  $Z_{yy}^b$  aufgetragen gegen den Term aus den beiden Kohärenzen (F.7.1.21 und F.7.1.22) für den Frequenzbereich 79 - 102 cpd (siehe auch Abb.7.1.2). Es wurde eine aus den statistischen Fehlern gewichtete Regressionsgerade berechnet. Der Ordinatenabschnitt an der Stelle Null liefert die Schätzwerte für die ungestörten Impedanzen  $Z_{xy}^0$  und  $Z_{yy}^0$ . Aus diesen und der Steigung ergibt sich der Anteil des magnetischen Rauschens  $\alpha$ .

Biased Impedances  $Z_{XY}^b, Z_{YY}^b$  in Relation to Coherency Terms  
 $f = 79 - 102$  cpd



**Abb.7.1.3** Real- und Imaginärteil von  $Z_{xy}$  (aus Abb.7.1.2) bzw.  $Z_{yy}$  aus 105 Datensätzen aufgetragen gegen  $(1-Coh^2(B_y;E_x,E_y))/(1-Coh^2(B_x,B_y))$  für den Frequenzbereich 79 - 102 cpd.

Die Tabellen 7.1.2 und 7.1.3 zeigen die Ergebnisse für Frequenzen oberhalb 42 cpd. Ein  $\chi^2$ -Test für die Regressionsparameter ergab im schlechtesten Fall einen Wert von 0.983, die Hypothese eines linearen Zusammenhangs wäre erst ab einem Testwert kleiner 0.1 zu verwerfen gewesen (Press et al., 1989).

Der relative magnetische Rauschanteil steigt mit der Frequenz an. Ab ca. 100 cpd ergeben sich Werte von nahezu 1. Einige Werte liegen über 1, aber nicht signifikant, da der Wert 1 innerhalb des Vertrauensbereiches liegt. Die Fehler für die  $Z_{yy}$ -Komponente sind i. A. etwas größer. Dies ist zu erwarten, da

- (1) diese Komponente kleinere Werte mit größeren relativen Fehlern aufweist, und
- (2) die in Formel 7.1.23 gemachte Näherung stärker von den Meßergebnissen abweicht.

	Realteil				Imaginärteil			
Freq. [cpd]	$Z_{xy}$ mV/(nT km)	$\Delta Z_{xy}$	$\alpha$	$\Delta\alpha$	$Z_{xy}$ mV/(nT km)	$\Delta Z_{xy}$	$\alpha$	$\Delta\alpha$
42	0.631	0.017	0.40	0.31	0.667	0.017	0.71	0.29
51	0.737	0.018	0.70	0.24	0.729	0.018	0.94	0.24
68	0.865	0.016	0.83	0.16	0.767	0.016	0.95	0.18
90	1.002	0.020	0.85	0.14	0.843	0.020	1.10	0.16
119	1.146	0.021	1.02	0.10	0.894	0.021	1.09	0.13
153	1.282	0.025	1.06	0.09	0.921	0.025	1.05	0.13
192	1.356	0.024	1.05	0.08	0.982	0.024	1.03	0.11
243	1.471	0.025	1.04	0.06	0.988	0.025	1.03	0.10
305	1.563	0.029	0.98	0.06	1.077	0.029	0.94	0.09

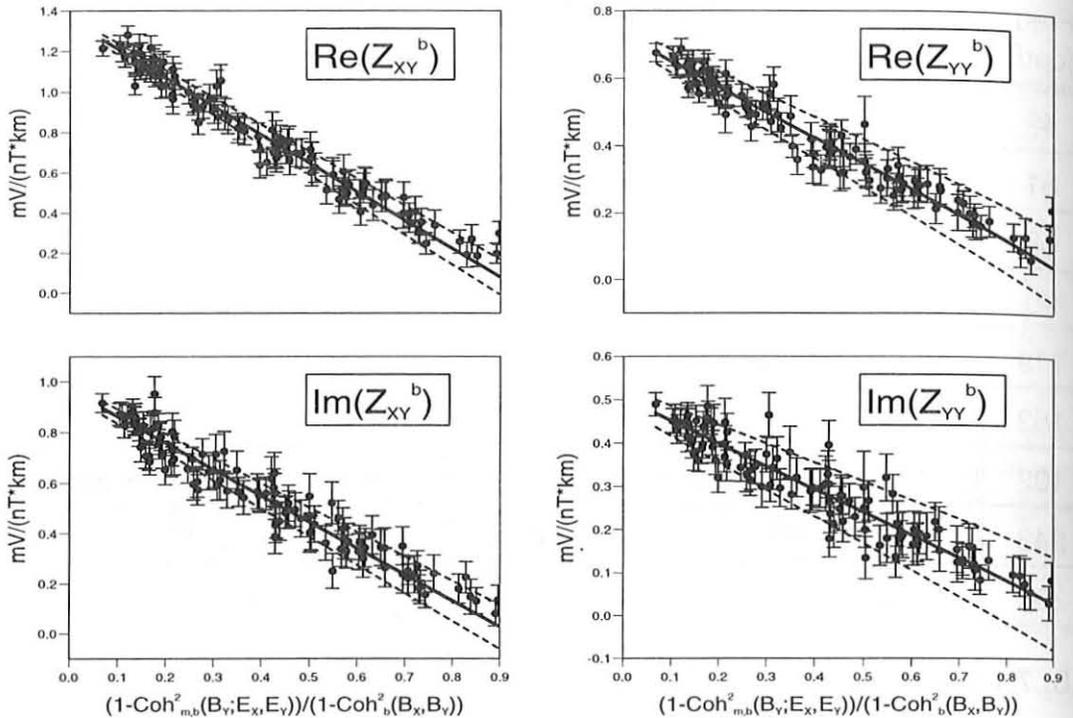
**Tab. 7.1.2 :** Die aus der Regressionsanalyse nach Formel 7.1.22 bestimmten Impedanzen  $Z_{xy}$  und der relative magnetische Rauschanteil  $\alpha$

	Realteil				Imaginärteil			
Freq. [cpd]	$Z_{yy}$ mV/(nT km)	$\Delta Z_{yy}$	$\alpha$	$\Delta\alpha$	$Z_{yy}$ mV/(nT km)	$\Delta Z_{yy}$	$\alpha$	$\Delta\alpha$
42	0.359	0.019	0.34	0.51	0.355	0.019	0.41	0.51
51	0.421	0.021	0.69	0.49	0.378	0.021	0.77	0.55
68	0.481	0.019	0.69	0.33	0.400	0.019	0.88	0.40
90	0.549	0.023	0.78	0.29	0.429	0.023	0.92	0.37
119	0.624	0.024	0.99	0.22	0.463	0.024	1.01	0.30
153	0.692	0.030	1.05	0.21	0.481	0.030	0.98	0.30
192	0.728	0.030	1.03	0.18	0.513	0.030	1.05	0.26
243	0.791	0.031	1.03	0.15	0.511	0.031	0.93	0.23
305	0.803	0.038	0.94	0.16	0.589	0.038	0.99	0.21

**Tab. 7.1.3:** Die aus der Regressionsanalyse nach Formel 7.1.22 bestimmten Impedanzen  $Z_{yy}$  und der relative magnetische Rauschanteil  $\alpha$

## Biased Impedances $Z_{XY}^b, Z_{YY}^b$ in Relation to Coherency Terms

$f = 170 - 215 \text{ cpd}$



**Abb.7.1.4 Real- und Imaginärteil von  $Z_{xy}$  bzw.  $Z_{yy}$  aus 105 Datensätzen aufgetragen gegen  $(1-\text{Coh}^2(B_y; E_x, E_y))/(1-\text{Coh}^2(B_x, B_y))$  für den Frequenzbereich 170 - 215 cpd.**

Abb.7.1.4 zeigt eine analoge Darstellung zu Abb.7.1.3 im höheren Frequenzbereich 170 - 215 cpd. Selbst für hohe Werte des Kohärenzterms  $(1-\text{Coh}^2(B_y; E_x, E_y))/(1-\text{Coh}^2(B_x, B_y))$  und damit einem hohen Rauschanteil folgen die errechneten verzerrten Impedanzen der linearen Näherung. Zwar wurden bei den Abschätzungen F.7.1.21 und F.7.1.22 Terme höherer Ordnung vernachlässigt, aber keiner dieser Störungsterme enthielt den Rauschanteil  $\Delta(B_y, B_y)$ . Deshalb wird die Abhängigkeit der Verzerrung von dieser Komponente selbst bei niedrigen multiplen Kohärenzen richtig beschrieben.

Wie ist dieser erstaunlich gut belegte Zusammenhang zu interpretieren? Warum sollte der Rauschanteil zwischen elektrischen und magnetischen Feldvariationen konstant sein? Wie in Kap.6.1.4 angeführt, hat die hier verwendeten Meßkonfiguration neben wichtigen Vorteile für die Stabilitätskontrolle den Nachteil eines hohen Rauschanteils aufgrund der Digitalisierung. Der absolute Rauschlevel ist konstant, da die Bitauflösung bei gleicher Dynamik konstant ist. Der relative Rauschanteil ist folglich abhängig von der Anregungsenergie der Feldvariationen. Dies wird durch den Zusammenhang zwischen den Energien und  $(1-\text{Coh}_m(E_y; E_x, B_y))$  in Abb.7.1.2 belegt. Da aber das Verhältnis zwischen der elektrischen und der magnetischen Feldvariationen in einem Frequenzbereich konstant ist (Voraussetzung für die Definition der Impedanz), muß dies auch für das Verhältnis  $\alpha$  der relativen Rauschanteile gelten. Da die Energie in den elektrischen Variationen im Verhältnis zu der Energie der magnetischen Variationen mit steigender Frequenz zunimmt, muß der relative Rauschanteil in den elektrischen Variationen abnehmen. Diese Abhängigkeit von der Frequenz wird durch die Ergebnisse in Tab. 7.1.2 und 7.1.3 bestätigt.

## 7.1.4 Vergleich von verschiedenen bestimmten Impedanzen

Um das Ergebnis der Regression zu überprüfen, werden die Tensorcomponenten mit Ergebnissen aus anderen Berechnungsverfahren verglichen. Hierbei wurden zwei Wege beschriftet:

der hohe relative Rauschanteil in den magnetischen Variationen legt die Berechnung der Impedanzen nach Formel 6.2.2 nahe, bei der nur das magnetische Signal als gestört angenommen wird,

um zu einem zuverlässigen Ergebnis für die ungestörte Impedanz zu gelangen, werden nur Datenabschnitte mit einer hohen Kohärenz ausgewertet. Für die kürzesten Perioden standen allerdings keine Datensätze mit einer Kohärenz größer 70 % zur Verfügung.

### Comparison of Impedances

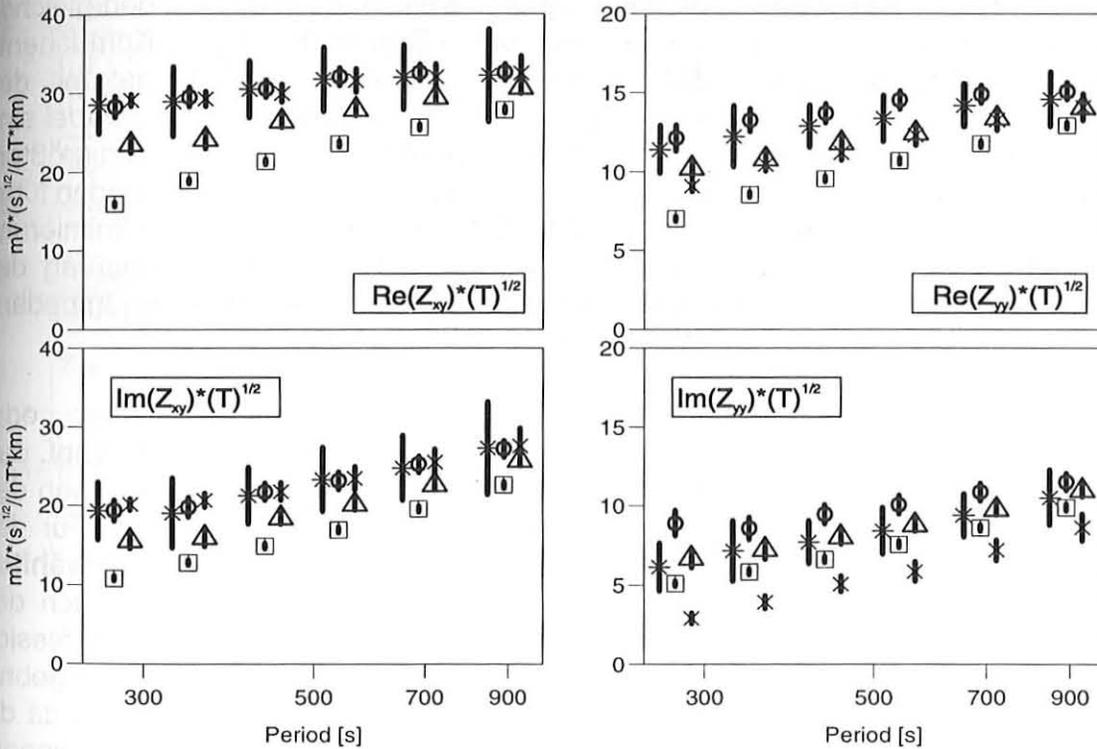


Abb.7.1.5 : Ergebnisse für  $(Z_{xy} T^{1/2})$  bzw.  $(Z_{yy} T^{1/2})$  in Gökören durch verschiedene Berechnungsmethoden. Die Symbole bedeuten:

- Impedanzen aus der Regression nach Tab. 7.1.2 und 7.1.3,
- Ergebnis aus allen Datensätzen durch Minimierung des elektrischen Rauschens,
- X Ergebnis aus allen Datensätzen durch Minimierung des magnetischen Rauschens,
- △ Ergebnis aus ausgewählten Datensätzen durch Minimierung des elektrischen Rauschens,
- \* Ergebnis aus ausgewählten Datensätzen durch Minimierung des magnetischen Rauschens.

Abbildung 7.1.5 zeigt die verschiedenen Ergebnisse für Real- bzw. Imaginärteil der  $Z_{xy}$ - bzw.  $Z_{yy}$ -Komponenten. Zur besseren Skalierung wurden die Impedanzen mit der Wurzel der Periodenlänge multipliziert.

Die Impedanzen, die durch Minimierung des **magnetischen** Rauschens bestimmt wurden, zeigen größere statistische Unsicherheiten (Fehlerbalken). Die Ursache liegt in der starken Polarisierung der elektrischen Felder. Dadurch wird die Kohärenz der elektrischen Eingangssignale und damit auch der Fehlerterm für Impedanzen nach Formel 6.3.1 sehr groß.

Für die  $Z_{xy}$ -Komponente und den Realteil der  $Z_{yy}$ -Komponente zeigen die Quadrate die größte Abweichung von allen anderen Ergebnissen. Für die  $Z_{xy}$ -Komponente gilt nach Formel 7.1.7, daß die Berechnung durch Minimierung des **elektrischen** Rauschens zu einer systematisch kleineren Impedanz führt. Analog führt die Minimierung des **magnetischen** Rauschens zu einer überschätzten Impedanz. Die 'wahre' Impedanz liegt also dazwischen. Die Abweichung der Ergebnisse durch Minimierung des **elektrischen** und des **magnetischen** Rauschens aus den gleichen Datensätzen zeigt den systematischen Fehler durch Bias an. Für die  $Z_{xy}$ -Komponente stimmen die Ergebnisse aus der Regression nach Formel 7.1.21 gut mit den Ergebnissen durch Minimierung des **magnetischen** Rauschens überein. Dabei sind die Fehlerbalken für die Ergebnisse aus den **ausgewählten** Datensätzen am größten, da die Reduzierung der Datensätze zu einer geringeren Zahl an Freiheitsgraden führt. Die Tatsache, daß das Ergebnis aus **ausgewählten** Datensätzen durch Minimierung des **elektrischen** Rauschens näher an den Ergebnissen durch Minimierung des **magnetischen** Rauschens liegt, ist ein deutlicher Hinweis, daß die wahre Impedanz tatsächlich eher diesen oberen Werten entspricht.

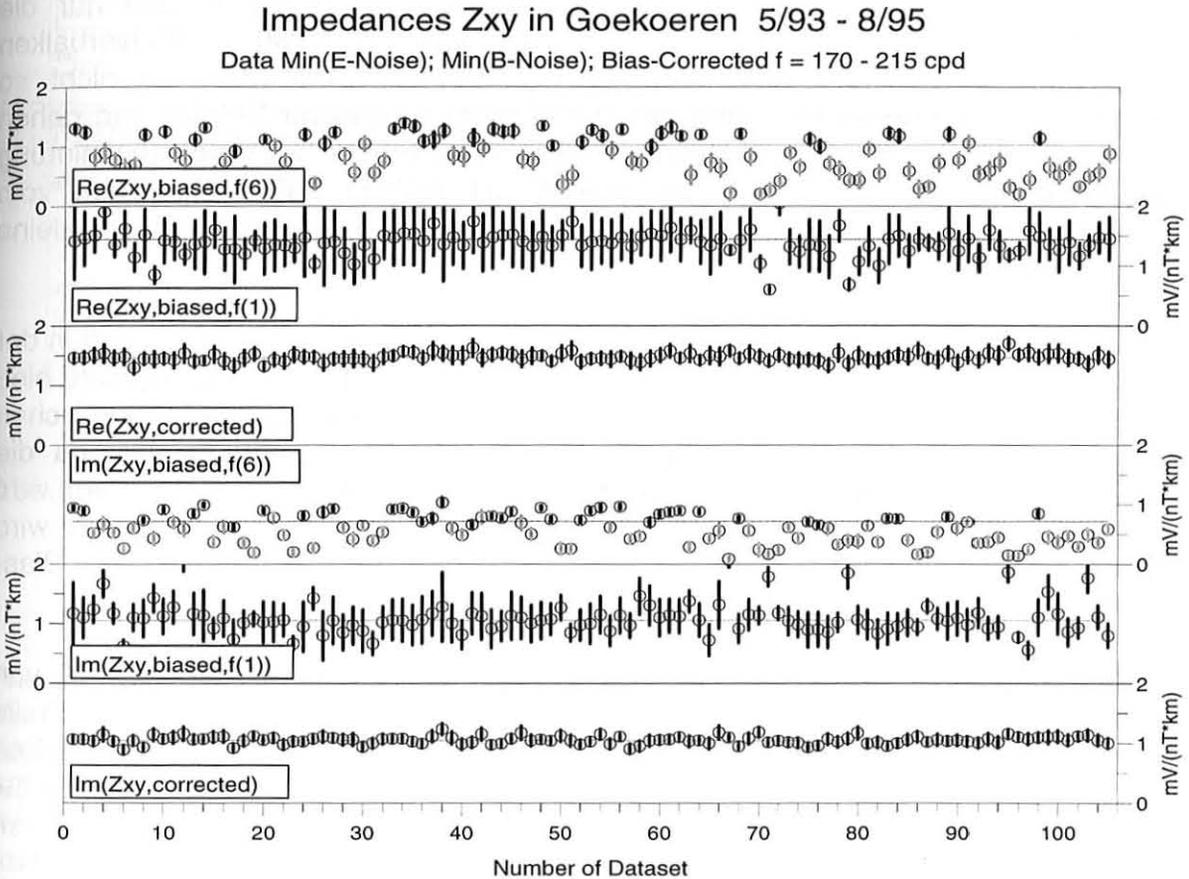
Allgemein gibt es für die  $Z_{yy}$ -Komponente keine systematisch Über- oder Unterschätzung durch elektrisches oder magnetisches Rauschen. Man erkennt, daß die genaueren Ergebnisse aus den **ausgewählten** Datensätzen nicht zwischen den Ergebnissen aus **allen** Datensätzen liegen, sondern deutlich höher sind. Für den Imaginärteil der  $Z_{yy}$ -Komponente stimmen die Ergebnisse aus den **ausgewählten** Datensätzen sowohl bei Minimierung des **elektrischen** Rauschens als auch des **magnetischen** Rauschens gut überein, während die Impedanzen aus der Regression deutlich höher sind. In diesem Fall ist schwer zu entscheiden, welches Ergebnis richtig ist. Die Regression nach Formel 7.1.22 muß hier nicht mehr stimmen, da die Annahme F.7.1.23 nicht genau erfüllt ist. Andererseits ergibt sich der lineare Zusammenhang nach F.7.1.22 auch hier deutlich.

## 7.1.5 Korrektur der Impedanzen und Vergleich

Die Korrektur der einzelnen Impedanzen erfolgt durch die Anwendung der Werte  $\alpha(f)$  und  $Z_{xy}(f)$  bzw.  $Z_{yy}(f)$  nach Tab.7.1.2 und 7.1.3 auf die Ergebnisse der einzelnen Abschnitte  $Z_i^b$ :

$$Z_i^c = Z_i^b + \hat{Z}^0 \alpha \left( \frac{1 - \text{Coh}_{b,i}^2(B_y; E_x, E_y)}{1 - \text{Coh}_{b,i}^2(B_x, B_y)} \right) \quad (\text{F.7.1.24})$$

Man erhält so korrigierte Impedanzen  $Z_i^c$ .



**Abb.7.1.6 :** Impedanzkomponenten  $Z_{xy}$  für den Frequenzbereich 170-215 cpd aus drei verschiedenen Berechnungsmethoden.

- (1) Minimierung des elektrischen Rauschens nach F.6.2.1 ('f(6)'). Für die Werte mit den grauen Fehlerbalken wurden multiple quadratische Kohärenzen unter 80 % berechnet.
- (2) Minimierung des magnetischen Rauschens nach F.6.2.2 ('f(1)')
- (3) Biaskorrektur gemäß F.7.1.21 ('corrected')

Abb.7.1.6 zeigt  $Z_{xy}$  für den Frequenzbereich 170-215 cpd bestimmt durch

- (1) Minimierung des **elektrischen** Rauschens nach Formel 6.2.1,
- (2) Minimierung des **magnetischen** Rauschens nach Formel 6.2.2,
- (3) Minimierung des **elektrischen** Rauschens, und Anwendung der Biaskorrektur gemäß Formel 7.1.21 und den Koeffizienten aus Tabelle 7.1.2 und 7.1.3.

Die Referenzlinien ergeben sich nach Stapeln der Spektren, und anschließender Berechnung einer mittleren Impedanz gemäß Formel 6.2.1 bzw. 6.2.2. Die Ergebnisse durch Minimierung des **elektrischen** Rauschens zeigen viele Abweichungen vom Mittelwert über die statistische Signifikanz hinaus. Berücksichtigt man nur die Impedanzen mit multiplen quadratischen Kohärenzen über 80 % (Fehlerbalken schwarz) nach dem Kriterium von Spitzer (1987), ist die Streuung nicht so ausgeprägt. Bei Vernachlässigung der Impedanzen niedrigerer Kohärenzen gehen aber Informationen über viele Zeiträume verloren. Die Ergebnisse durch Minimierung des **magnetischen** Rauschens weichen in nur einigen Fällen signifikant vom Mittelwert ab, aber ausgerechnet diese abweichenden Impedanzen haben kleine Fehlerbalken.

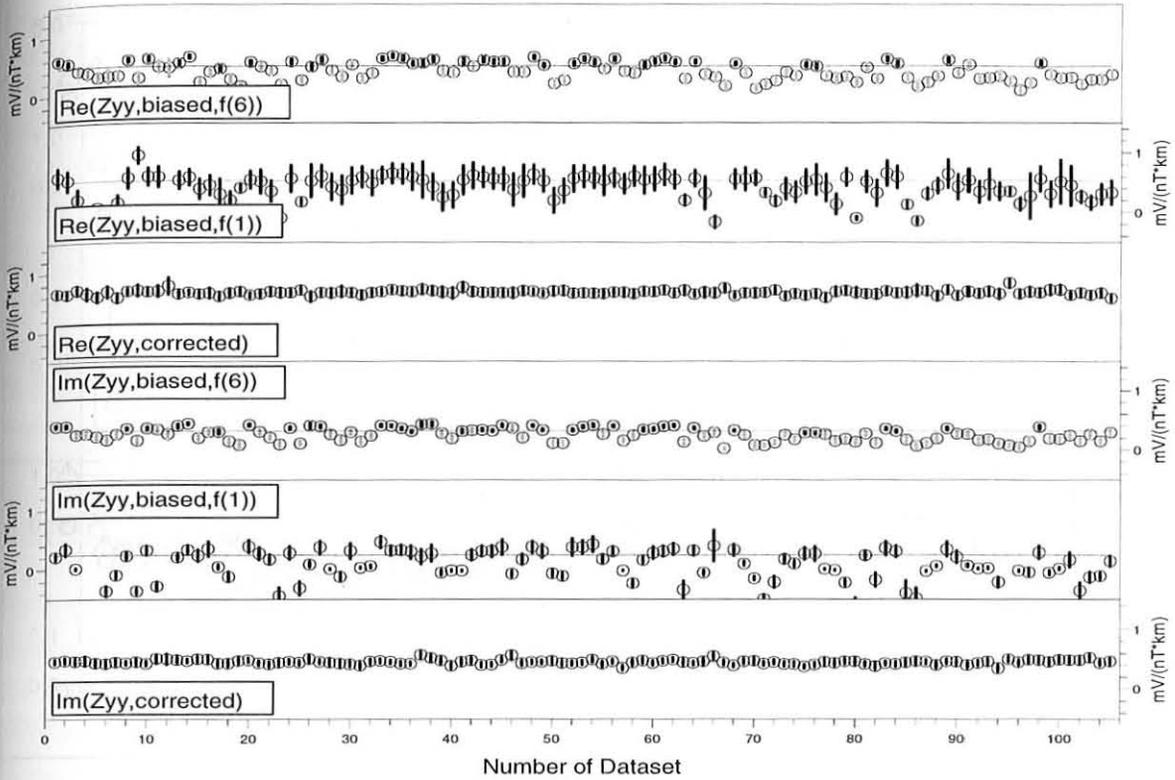
Die Ursache für dieses scheinbar paradoxe Ergebnis der Fehlerrechnung liegt in der starken Polarisierung des elektrischen Eingangssignals. Zur Fehlerrechnung wird eine Fehlerformel analog zu F.6.3.1 benutzt, wobei die elektrischen und magnetischen Felder vertauscht werden. Der Kohärenzterm im Nenner ist nahe Null, da die Kohärenz des jetzt elektrischen Eingangssignals nahe Eins ist, und der Fehlerterm wird groß. Bei Rauschen im elektrischen Signal sinkt die Kohärenz, der Nennerterm wird größer, und damit der Fehler kleiner. Wegen des gleichzeitig auftretenden Bias-Effekts wird der Fehler nicht korrekt bestimmt.

Es handelt sich hier also nicht um Änderungen der Impedanzen aufgrund von zeitlichen Leitfähigkeitsänderungen im Untergrund. Dies wird insbesondere durch die Ergebnisse der Bias-korrigierten Impedanzen bestätigt. Nur 2 bzw. 7 Werte weichen über den 95% Vertrauensbereich hinaus vom Mittelwert ab. Der Erwartungswert bei 105 Impedanzen beträgt 5-6 abweichende Werte. Das Ergebnis steht damit nicht im Widerspruch zu der These, daß die Impedanz über den gesamten Zeitraum konstant war.

Abb.7.1.7 zeigt das analoge Ergebnis für die  $Z_{yy}$ -Komponente. Die Fehlerbalken für den Imaginärteil der  $Z_{yy}$ -Komponente sind deshalb klein, weil der Wert selbst klein ist. Sonst gelten die gleichen Argumente wie für die  $Z_{xy}$ -Komponente.

# Impedances $Z_{yy}$ in Goekoeren 5/93 - 8/95

Data Min(E-Noise); Min(B-Noise); Bias-Corrected  $f = 170 - 215$  cpd

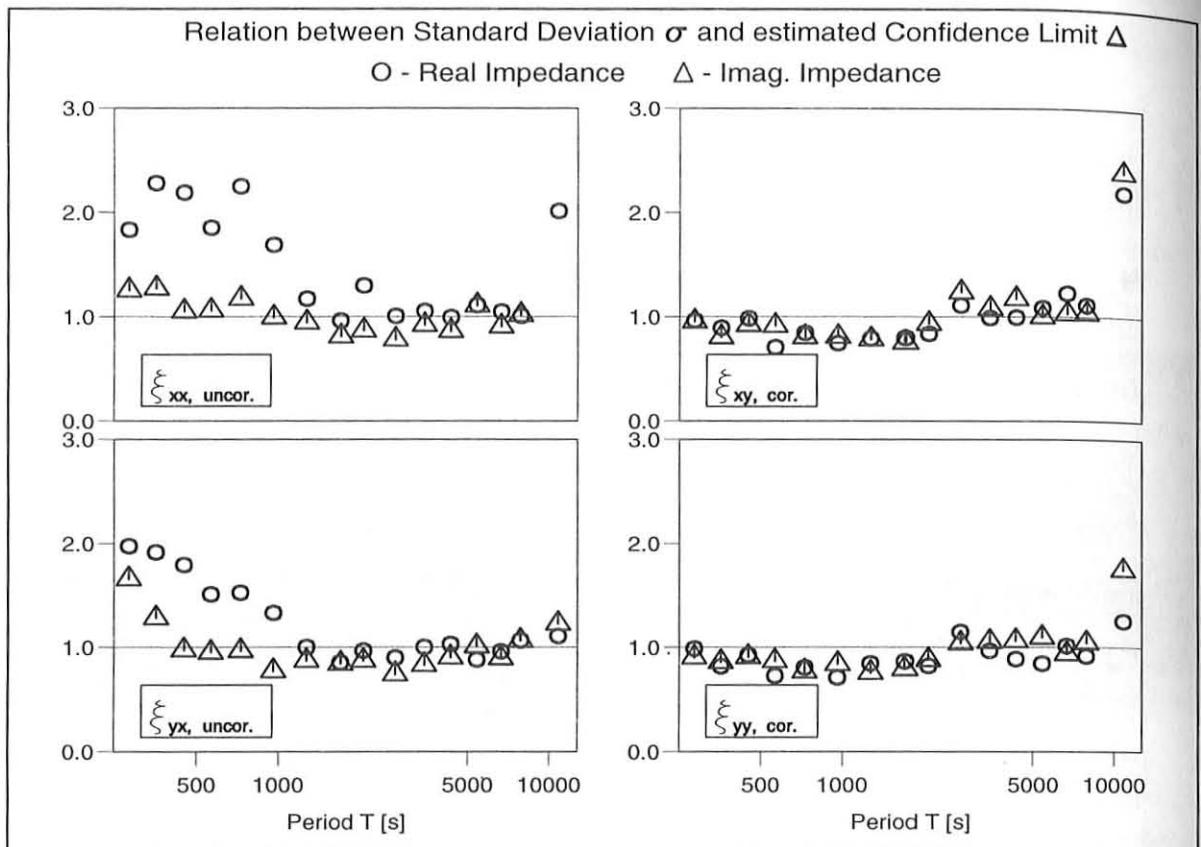


**Abb.7.1.7 :** Impedanzkomponenten  $Z_{yy}$  für den Frequenzbereich 170-215 cpd analog zu Abb.7.1.5.

Wie sind die Fehler zu behandeln? Aus der Regressionsanalyse ergibt sich der statistische Fehler der zur Biaskorrektur nach F.7.1.24 benötigten Größe  $Z^{\alpha}$ . Gleichzeitig sind die statistischen Fehler der Bias-gestörten Impedanzen  $Z_{ij}^b$  bekannt. Allerdings verbietet sich eine übliche Rechnung nach Fehlerfortpflanzung, da die Fehler nicht die Erfordernis der statistischen Unabhängigkeit erfüllen. Die Anwendung der Fehlerfortpflanzung führt zu überschätzen Fehlern. Tatsächlich zeigt sich, daß die Fehler gut abgeschätzt werden, wenn der relative Fehler  $\Delta Z_{ij}^b / Z_{ij}^b$  verwendet wird. Dies wird untersucht, indem die berechneten Vertrauensbereiche mit der tatsächlich vorgefundenen Streuung der Impedanzen verglichen werden. Als Test wird deshalb das Verhältnis berechnet:

$$\xi = \frac{\sigma(Z_{ij})}{\Delta_{95\%}(Z_{ij})/2} \quad (\text{F.7.1.25})$$

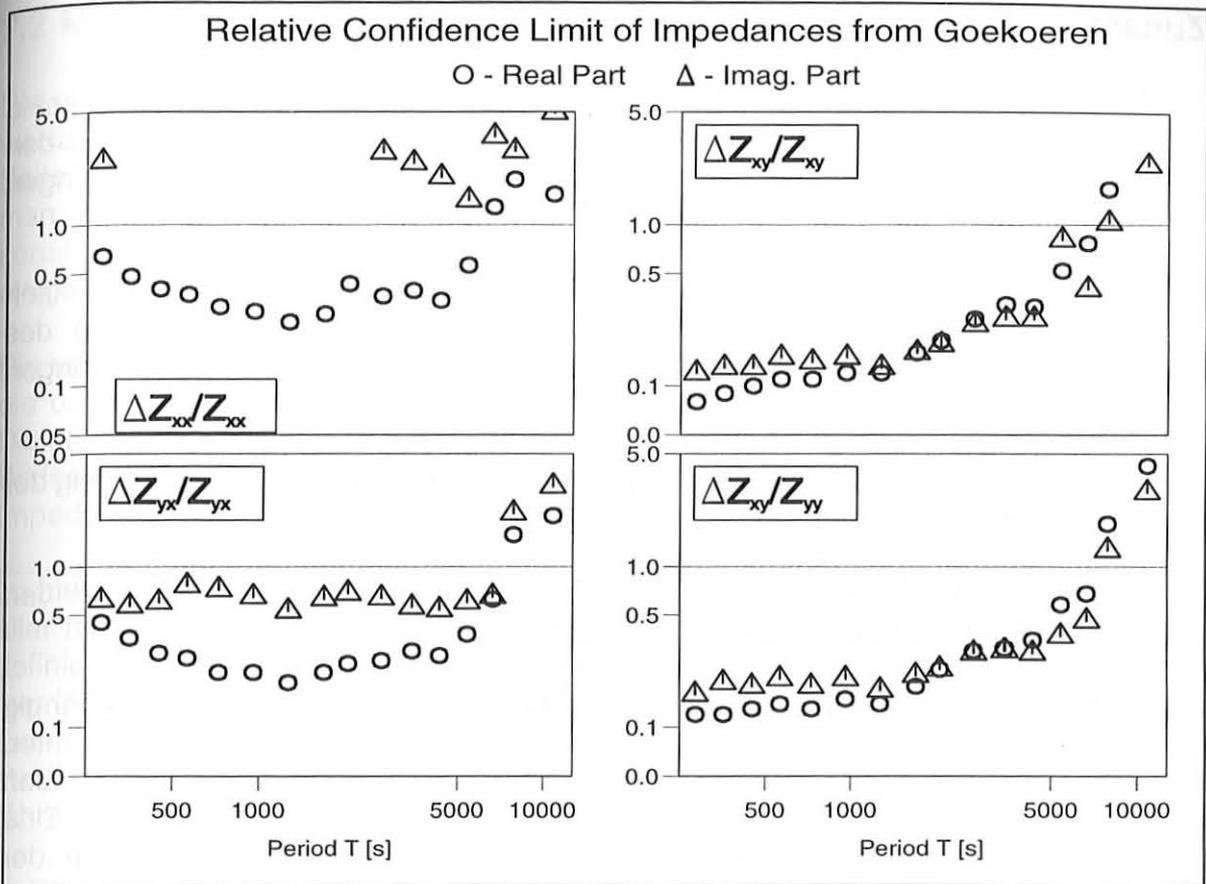
mit  
 $\sigma(Z_{ij})$  der Standardabweichung der 105 Impedanzen vom Mittelwert,  
 $\Delta_{95\%}(Z_{ij})$  dem statistischen 95%-Vertrauensbereich nach Formel 6.3.1.



**Abb.7.1.8: Verhältnis zwischen der Standardabweichung  $\sigma$  der 105 Impedanzen zu dem halben 95% Vertrauensbereich nach Formel 6.3.1. Für die Impedanzkomponenten  $Z_{xx}$  bzw.  $Z_{yx}$  auf der linken Seite gibt es keine Möglichkeit der Biaskorrektur. Die Impedanzen  $Z_{xy}$  bzw.  $Z_{yy}$  wurden Bias-korrigiert.**

Unter der Annahme, daß der 95% Vertrauensbereich in etwa der zweifachen Standardabweichung entspricht, müßte für  $\xi$  ein Wert um 1 herauskommen. Abb.7.1.8 zeigt das Ergebnis. Da fast alle Werte  $\xi(T)$  für Perioden unterhalb 10000 s für  $Z_{xy}$  und  $Z_{yy}$  nahe Eins liegen, wird der Fehler gut abgeschätzt. Das dies nicht selbstverständlich ist, zeigen Ergebnisse z. B. von Junge (1992). Bei seiner Auswertung wurde die Anzahl der Freiheitsgrade zunächst überschätzt und damit die Fehler unterschätzt.

Für die unkorrigierten Impedanzen  $Z_{xx}$  und  $Z_{yx}$  auf der linken Seite von Abb.7.1.8 liegen die Werte deutlich über Eins für Perioden unterhalb 1000 s. Die Ergebnisse in diesem Periodenbereich sind durch den Biaseffekt systematisch verzerrt. Da hier keine Biaskorrektur möglich war, werden die Ergebnisse für die unkorrigierten Impedanzen  $Z_{xx}$  und  $Z_{yx}$  mit Perioden unterhalb 1000 s in der weiteren Betrachtung verworfen. Der schließlich verwendete biaskorrigierte Impedanztensor ist in Anhang A.2 angegeben. Die Ergebnisse für die 105 einzelnen Tensorelemente relativ zu diesem mittleren Tensor werden im Anhang A.3 dargestellt.



**Abb.7.1.9 :** Relativer Vertrauensbereich  $\Delta$  der 105 unkorrigierten Impedanzen  $Z_{xx}$  bzw.  $Z_{yx}$  und der biaskorrigierten Impedanzen  $Z_{xy}$  bzw.  $Z_{yy}$ .

Abb.7.1.9 zeigt die mittleren Vertrauensbereiche der einzelnen Tensorcomponenten in den jeweiligen Frequenzbändern. Am genauesten bestimmt sind  $Z_{xy}$  und der Realteil von  $Z_{yy}$  mit mittleren Abweichungen um 10 %. Der Imaginärteil von  $Z_{xx}$  ist nahe Null, der relative Fehler ist deshalb in einem weiten Periodenbereich sehr groß (größer 500 %).

## Zusammenfassung zur Biaskorrektur

Mit dem Verfahren der Biaskorrektur ist eine Methode entwickelt worden, um einzelne Komponenten des Impedanzsensors zu korrigieren, wenn Rauschen sowohl in den elektrischen als auch in den magnetischen Meßdaten vorhanden ist. Voraussetzungen für die Anwendbarkeit sind:

- die Gültigkeit der Näherungen F.7.1.5 bzw. F.1.23. Diese Näherungen sollten für große Impedanzkomponenten (im Vergleich zu der Komponente des anderen Eingangs- und gleichen Ausgangssignals) gelten. Die Näherungen sind deshalb nie für alle vier Komponenten erfüllt.
- eine ausreichende Anzahl von unabhängigen Datensätzen zur Bestimmung der Regressionsparameter.
- ein ungefähr konstantes Verhältnis zwischen dem Rauschen in den elektrischen und magnetischen Meßwerten.

Für jedes Frequenzband wird die Korrektur aller 105 statistisch unabhängig voneinander bestimmten Impedanzen durch nur **einen** empirisch bestimmten Parameter ( $Z^0 \alpha$ ) korrigiert. Alle anderen Elemente der Korrekturrechnung ergeben sich aus den unabhängig voneinander bestimmten Kreuz- und Autospektren. Eine tatsächliche Leitfähigkeitsänderungen im Untergrund würde also auch nach der Korrektur als Impedanzänderung zu erkennen sein, vorausgesetzt, daß eine solche Leitfähigkeitsänderung erkennbar lange anhält im Verhältnis zur Abtastperiode von ungefähr 3 Tagen.

Für Sondierungsmessungen ist das Verfahren voraussichtlich nur eingeschränkt nutzbar. Erstens ist für eine Sondierung die Kenntnis aller Impedanzkomponenten wichtig. Zweitens tritt das Problem des hohen Rauschlevels in den magnetischen Variationen seltener auf, da ein günstigerer Dynamikbereich für das Eingangssignal gewählt werden kann. Schließlich ist ein möglichst genau bestimmter statistischer Mittelwert als Ergebnis ausreichend. Dieser Wert ist z. B. auch durch ein Kohärenzkriterium zu erhalten. Die Vernachlässigung ungenau bestimmter Einzelimpedanzen hat für das Endresultat eine geringe Bedeutung.

Für die Betrachtung zeitlicher Änderungen der Impedanzen ist das Verfahren dagegen wichtig. Nur durch die Biaskorrektur können für die vorliegenden Daten zuverlässige Einzelimpedanzen bestimmt werden. Da bei Widerstandsvariationen Änderungen der Impedanzen in allen Komponenten zu erwarten sind (Kap.5), ist die genaue Bestimmung von wenigstens zwei der vier Impedanzkomponenten ein wichtiger Fortschritt. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß:

- die hier vorgenommene Biaskorrektur gerechtfertigt ist,
- die statistischen Vertrauensbereiche für die Impedanzen nicht unterschätzt wurden,
- die Annahme einer zeitlich konstanten Impedanz über den gesamten Zeitraum innerhalb der erzielten Genauigkeit bestätigt wird.

## 7.2 Mittelung über die Frequenzen

Die eingangs gemachte Hypothese einer konstanten Impedanz konnte zwar bestätigt werden, die erzielten Genauigkeiten sind aber noch unbefriedigend. Auf der anderen Seite werden die Impedanzen für 16 verschiedene Frequenzbänder bestimmt, so daß man für einen Zeitpunkt sechzehn mal die Information erhält, daß die Impedanz konstant ist. Diese Überbestimmung soll nun benutzt werden, um die Genauigkeit zu steigern.

Die verschiedenen Frequenzbänder geben nicht die gleiche Information, da sie über die unterschiedlichen Frequenzen verschiedene Tiefenbereiche repräsentieren. Die Diskussion der Tensorkomponenten in Kapitel 5 hat aber gezeigt, daß eine lokale Widerstandsänderung oberhalb einer Grenzperiode gleiche relative Änderungen der Impedanzen und damit der scheinbaren Widerstände bewirkt (Abb.5.1.6).

Im hier interessierenden Tiefenbereich bis 10 km liegen die Eindringtiefen der Felder aller hier betrachteten Perioden oberhalb dieser Grenze. Der Faktor  $r$  wird deshalb definiert als die relative Impedanz (relativ zur mittleren Impedanz) gemittelt über alle hier benutzten Frequenzbänder. Nach der Hypothese weicht er vom Erwartungswert Eins ab, sobald eine Widerstandsänderung in wenigen Kilometern Entfernung stattfindet. Der Faktor  $r$  soll nun für alle 105 Zeitabschnitte bestimmt werden. Dies führt zu einem univariaten Ansatz:

$$Z_{xy,i}(f) = r_{xy,i} Z_{xy,0}(f) \quad (\text{F.7.2.1})$$

mit der Lösung:

$$r_{xy,i} = \frac{\sum_j Z_{xy,i}(f_j) Z_{xy,0}(f_j)}{\sum_j Z_{xy,0}^2(f_j)} \quad (\text{F.7.2.2})$$

- $f_j$  Frequenzbänder
- $i$  Index der 105 Datenabschnitte
- $Z_{xy,0}$  Gemittelte Impedanz

Die Faktoren  $r_{xx}$ ,  $r_{yx}$  und  $r_{yy}$  sind analog zu Formel 7.2.1 für die anderen Impedanzkomponenten definiert. Die Variationsanalyse nach Formel 7.2.2 kann je nach Zielsetzung sowohl für die Amplituden als auch getrennt für Real- und Imaginärteil der Impedanzen durchgeführt werden. Im folgenden bedeutet:

$$\text{Re}(r_{xy}) = r_{xy} (\text{Re}(Z_{xy}))$$

$$\text{Im}(r_{xy}) = r_{xy} (\text{Im}(Z_{xy}))$$

$$|r_{xy}| = r_{xy} (|Z_{xy}|)$$

Bei diesem Ansatz ist kein Bias-Effekt zu befürchten, da die Genauigkeit der gemittelten Impedanzen  $Z_{xy,0}$  wesentlich höher ist, als die der Impedanzen der einzelnen Datenabschnitte.

Der Fehler soll nun aus den bekannten  $\Delta Z_{xy}$  bestimmt werden. Nach dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung gilt:

$$\Delta r_{xy,i} = \frac{\sqrt{\sum_j [\Delta Z_{xy,i}(f_j) Z_{xy,0}(f_j)]^2}}{\sum_j Z_{xy,0}^2(f_j)} \quad (\text{F.7.2.3})$$

Für die scheinbaren Widerstände gemäß F.2.2.5 gilt dann

$$\frac{\rho_{xy} + \Delta \rho_{xy}}{\rho_{xy}} = |r_{xy}|^2 \quad (\text{F.7.2.4})$$

und für den Fehler

$$\Delta \left( \frac{\Delta \rho_{xy}}{\rho_{xy}} \right) = 2 |r_{xy}| \Delta |r_{xy}| \quad (\text{F.7.2.5})$$

Analog lassen sich die Änderungen der Komponenten  $\rho_{xx}$ ,  $\rho_{yx}$  und  $\rho_{yy}$  berechnen.

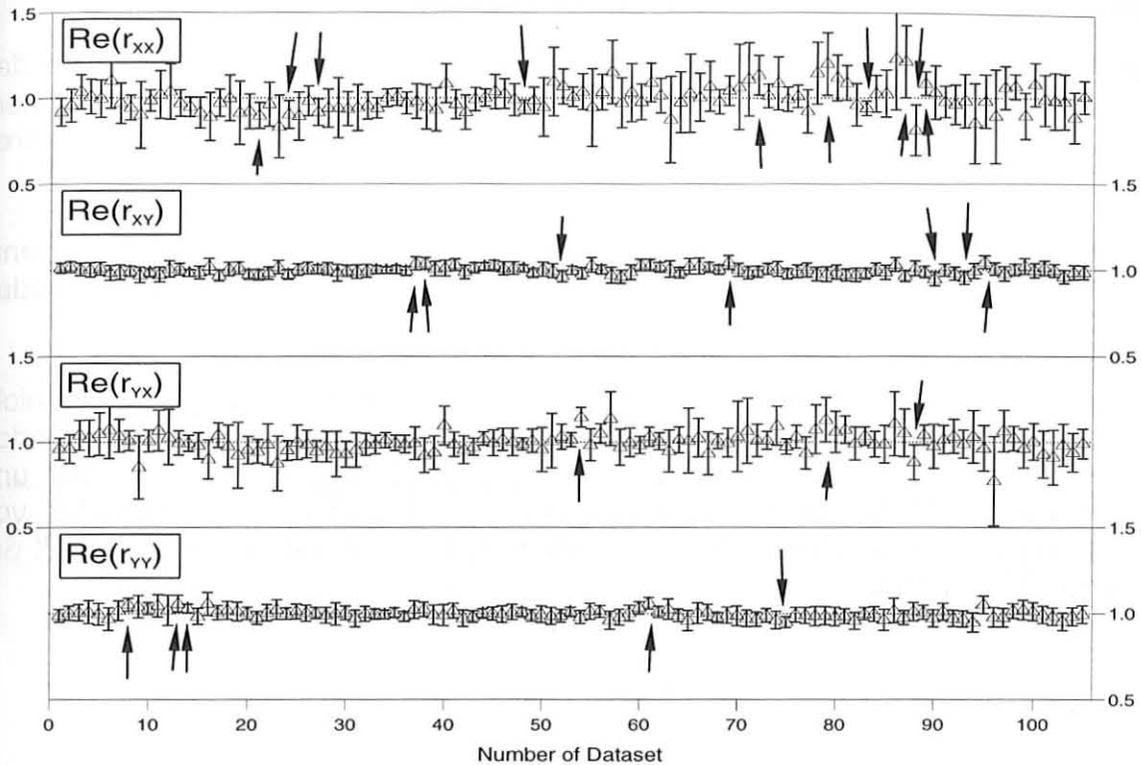
Für diese Berechnung muß beachtet werden, daß die Impedanzen aus verschiedenen Frequenzbändern statistisch nicht unabhängig sind. Dies wird berücksichtigt, indem die Fehlerkorrektur nach Formel 6.3.4 auf die sehr viel größere Zahl der benutzten Fourierkoeffizienten angewendet wird.

Abb.7.2.1 zeigt das Ergebnis der Mittelung für die Realteile. Die Ordinate reicht von 50% bis 150% relativ zur mittleren Impedanz. Dabei wurde unter Berücksichtigung der Ergebnisse nach Abb.7.1.7 die Mittelung der  $Z_{xx}$ - und  $Z_{yx}$ -Komponenten nur bis zur Frequenz 68 cpd vorgenommen, da sonst Einflüsse durch den nicht korrigierten Bias-Effekt zu erwarten sind.

Die Fehler für die  $Z_{xx}$ - und die  $Z_{yx}$ -Komponenten sind deutlich größer als für  $Z_{xy}$  und  $Z_{yy}$ . Dies war aufgrund der größeren relativen Fehler zu erwarten. Die mittleren 95%-Vertrauensbereiche nach der Mittelung betragen:

Re( $\Delta r_{xx}$ )	Im( $\Delta r_{xx}$ )	Re( $\Delta r_{xy}$ )	Im( $\Delta r_{xy}$ )	Re( $\Delta r_{yx}$ )	Im( $\Delta r_{yx}$ )	Re( $\Delta r_{yy}$ )	Im( $\Delta r_{yy}$ )
0.125	0.576	0.036	0.045	0.099	0.212	0.047	0.060

**Tab.7.2.1 : Mittlere 95% Vertrauensbereiche der Komponenten von 105 Impedanzsensoren.**



**Abb.7.2.1 : Relative Abweichung der Einzeltensoren gemittelt über die Frequenzbänder (Realteil). Die Ordinate reicht von 50 % bis 150 % des Referenzwertes. Die Pfeile markieren Abweichungen vom Referenzwert über den 95 % Vertrauensbereich hinaus.**

Das genaueste Ergebnis wird also für den Realteil der  $Z_{xy}$ -Komponente erzielt. Der mittlere 95% Vertrauensbereich beträgt 3.6% der gemittelten Impedanz. Dies entspricht einer erwarteten Standardabweichung von 1.8%.

Über den 95% Vertrauensbereich vom Referenzwert abweichende Impedanzen sind in Abb.7.2.1 durch Pfeile markiert. Die Zahl der Abweichungen beträgt 10 für  $Z_{xx}$ , 7 für  $Z_{xy}$ , 3 für  $Z_{yx}$  und 5 für  $Z_{yy}$ . Der Erwartungswert liegt etwas über 5. Dieses Ergebnis wird als Bestätigung für die Fehlerrechnung für die Faktoren  $r$  mit Ausnahme der Komponente  $r_{xx}$  interpretiert.

# 8 Das zeitliche Verhalten der Übertragungsfunktionen

Zur Vereinfachung der Darstellung wurde bisher auf eine Zeitachse verzichtet, um das statistische Verhalten der Impedanzen und der errechneten Fehler zu untersuchen. In diesem Abschnitt sollen nun die Impedanzen zeitlich dargestellt und mit anderen Parametern verglichen werden.

Über die tatsächliche Zeitdauer der zu erwartenden Widerstandsänderungen ist wenig bekannt. Meist wird nach Änderungen über Jahre vor großen Beben mit Magnituden um  $M=7$  gesucht (Kap.3). Dies wird in Kap.8.1 betrachtet.

Aber auch kürzere Effekte mit einer charakteristischen Länge von Tagen sollten nicht ausgeschlossen werden, solange wenig über die den Beben zugrunde liegenden Prozesse bekannt ist. Dabei ist auch ein Vergleich mit meteorologischen und hydrologischen Parametern notwendig, um andere Einflüsse als Ursache von Anomalien auszuschließen. Schließlich sollen die berechneten Impedanzen mit der Seismizität verglichen werden.

## 8.1 Langperiodisches Verhalten

Abb. 8.1.1 zeigt die vier Koeffizienten  $r_i$  für die meist etwas genaueren Realteile der Impedanzen nach F.7.2.2 für den gesamten untersuchten Zeitraum 5/93 - 8/95. Eine lineare Regression ergab für einen angenommenen Trend:

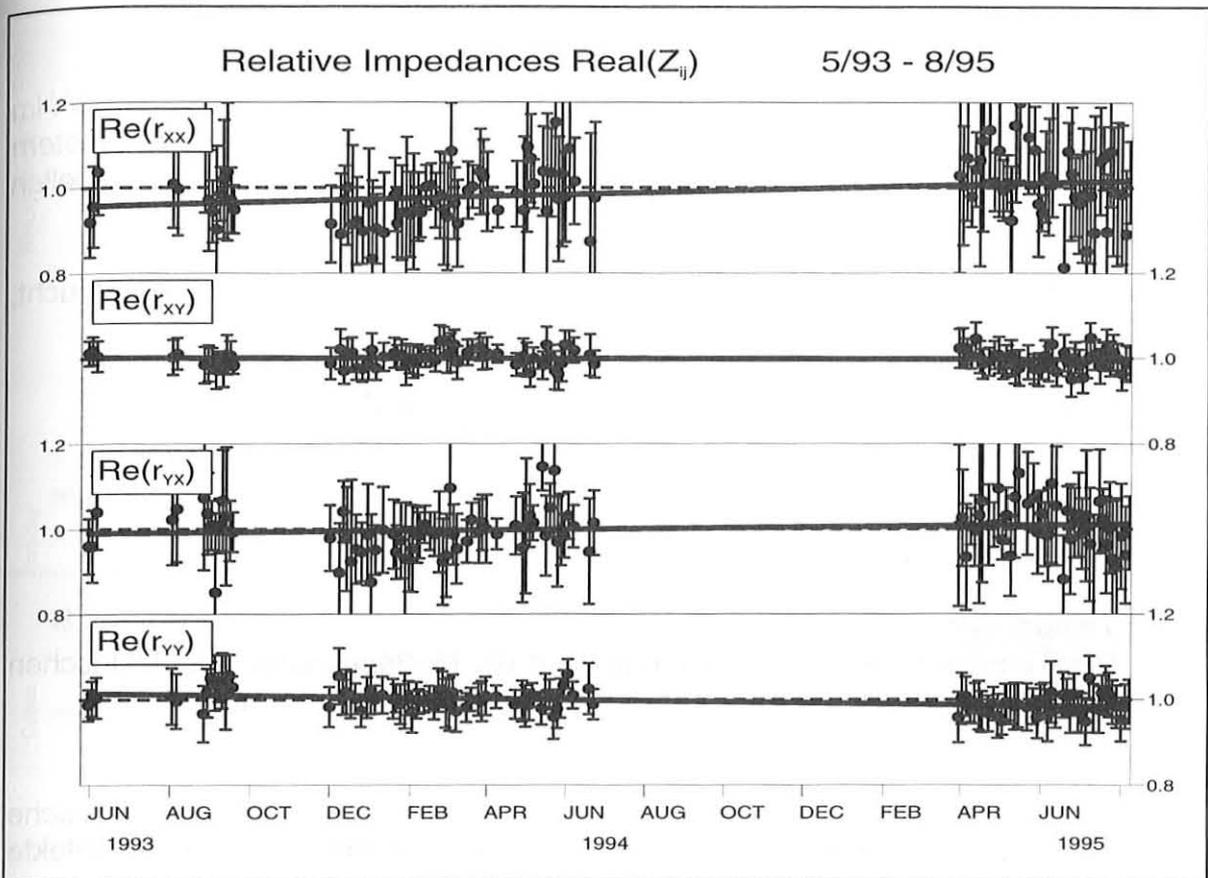
$\partial(\text{Re}(r_{xx}))/\partial t$ [ %/Jahr]	$\partial(\text{Re}(r_{xy}))/\partial t$ [ %/Jahr]	$\partial(\text{Re}(r_{yx}))/\partial t$ [ %/Jahr]	$\partial(\text{Re}(r_{yy}))/\partial t$ [ %/Jahr]
2.7% +/- 0.7%	-0.23% +/- 0.24%	1.0% +/- 0.6%	-1.4% +/- 0.3%

**Tab.8.1.1 : Trend der relativen Realteile der Impedanzen**

Die größte Komponente  $r_{xy}$  zeigt keinen signifikanten Trend. Der Trend von  $r_{yx}$  kann noch als Zufallsergebnis gewertet werden, während die Trends in  $r_{xx}$  und  $r_{yy}$  weit über dem Signifikanzlevel liegen. Das Ergebnis für  $r_{xx}$  ist wegen der hohen Zahl der Ausreißer mit Vorsicht zu behandeln, aber für die gut bestimmte Komponente  $r_{yy}$  scheint das Ergebnis klar auf eine zeitliche Änderung der Meßergebnisse hinzudeuten. Dabei scheidet eine Änderung in einer Meßkomponente, in diesem Fall  $E_y$  oder  $B_y$ , wegen der Stabilität bzw. gegenläufigen Änderung der anderen Parameter als alleinige Erklärung aus. Die Ursache für dieses Trendverhalten konnte noch nicht geklärt werden.

Die Angabe der langfristigen Trends in %/Jahr dient dem Vergleich zu den von Madden et al. (1993) als Anomalien identifizierten Effekten:

1-2 % im Zeitraum 1985 - 1989    0.25% - 0.5%/Jahr



**Abb.8.1.1 : Relative Impedanzen (Realteil) in Gökören 5/1993 - 8/1995. Die Ordinate reicht von 80% bis 120 %. Eingezeichnet ist jeweils die Regressionsgerade (durchgezogene Linie) und der Referenzwert ohne Trend (unterbrochene Linie).**

Man erkennt, daß Anomalien dieser Größenordnung am Rand des Auflösungsvermögens der hier verbesserten MT-Meßmethode gewesen wären. Nach Park (1993) wurde eine solche Genauigkeit mit kurzen Auslagen bei MT-Messungen in Erdbebengebieten noch nicht erreicht.

Im Zeitraum 1985 - 1989 beobachtete Lühr<sup>1</sup> (persönliche Mitteilung, 1996) eine kontinuierliche Änderung der P-Wellengeschwindigkeit von 2 % in einem westlich der MT-Station gelegenen Teil des Untersuchungsgebietes. Dies entspricht einer Änderung von 0.5 %/Jahr. Auch wenn hier zwei verschiedene Meßparameter, der scheinbare Widerstand und die seismische Laufzeit, verglichen werden, so vermittelt dieses Ergebnis doch eine Vorstellung, in welcher Größenordnung Änderungen zu erwarten sind. Auch hier wäre eine vergleichbare Änderung der MT-Impedanzen am Rand des Auflösungsvermögens dieser Meßmethode.

<sup>1</sup>Dipl. Geophys. B. Lühr, GFZ Potsdam, ase@gfz-potsdam.de

## 8.2. Meteorologische Einflüsse

Fast alle geophysikalischen Meßmethoden zur Untersuchung von Veränderungen im Untergrund werden auch von meteorologischen und hydrologischen Parametern beeinflusst. Diese Einflüsse müssen untersucht werden, um sie von eventuellen tektonisch verursachten Effekten zu trennen.

Zum Vergleich mit meteorologischen Parametern wurden zwei Abschnitte untersucht, für die fast lückenlos Daten vorlagen:

Zeitraum **A** : 26.11.93 08:46:49 Uhr - 22.06.94 05:09:28 Uhr

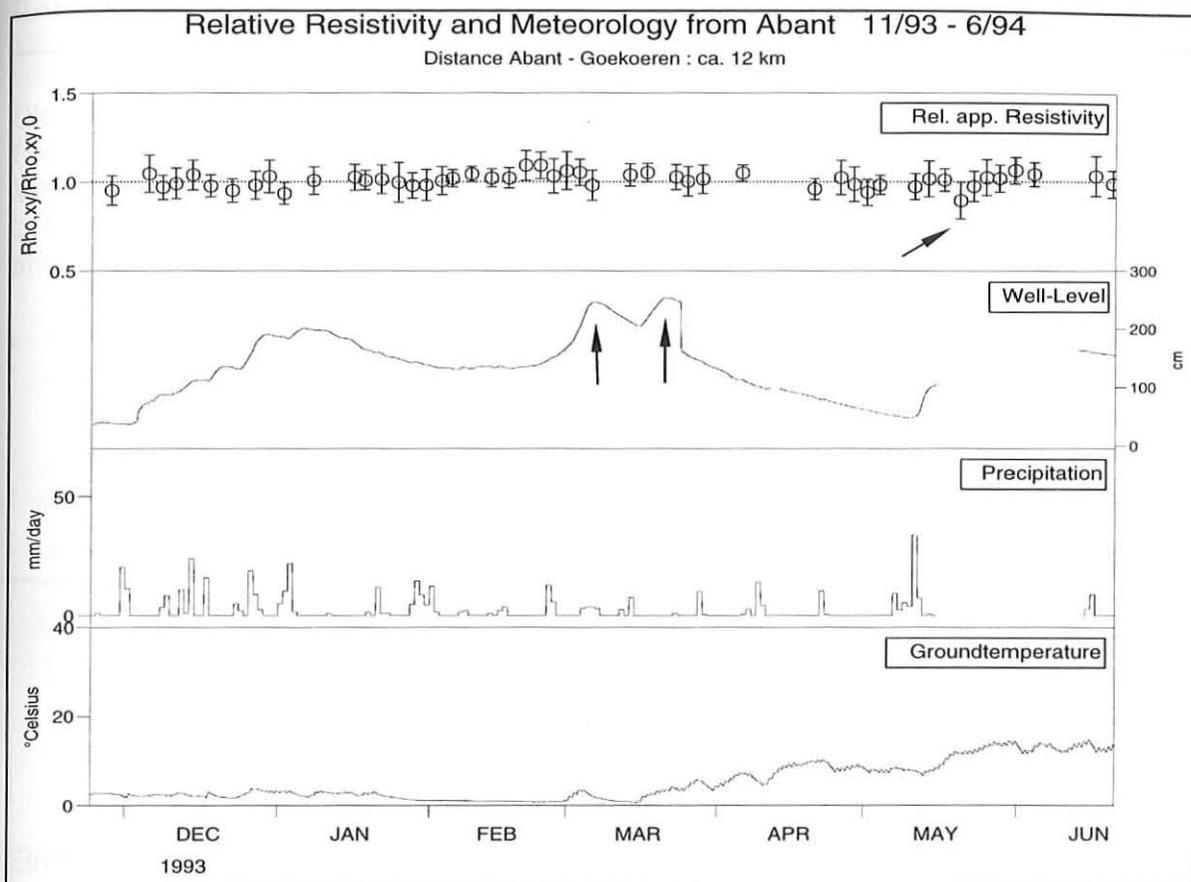
Zeitraum **B** : 28.03.95 16:21:30 Uhr - 09.08.95 03:02:13 Uhr

Untersucht werden sollen folgende Einflüsse:

- Temperatur  
Die Temperatur kann Auswirkungen auf die Meßapparatur, die elektrischen Sonden, aber insbesondere auf die Fluxgatemagnetometer haben.
- hydrologische Parameter  
Grundwasserstand und Feuchte des Boden könnten die elektrische Leitfähigkeit der obersten Schicht beeinflussen. Bekannt sind auch Drift-Effekte an den elektrischen Sonden durch Niederschlag.

Abb.8.2.1 zeigt Brunnenpiegelstand, Niederschläge und Bodentemperatur für den Zeitraum A an der Multiparameterstation Abant, die ca. 12 km von der MT-Station Gökören entfernt und ca. 400 m höher gelegen ist. Der Stand des Brunnenwasserspiegels wird in ca. 17 m Tiefe gemessen, die Ordinate gibt Relativwerte an. Dabei muß für einen Vergleich berücksichtigt werden, daß ein Brunnenpiegelstand lokal erheblich unterschiedlich sein kann, abhängig von Grundwasserleitern und Sperrern und den topographisch vorgegebenen Abfußmöglichkeiten (Westerhaus, 1995). Zum Vergleich wird hier die am besten bestimmte Meßkomponente  $(\rho_{xy} + \Delta\rho_{xy})/\rho_{xy}$  dargestellt, da eventuelle Zusammenhänge der MT-Ergebnisse mit meteorologischen Ereignissen in dieser Komponente am deutlichsten zu erkennen sein sollten.

Nach zwei Phasen von Schneebedeckungen bis Ende Februar bzw. bis Mitte März, zu erkennen an den geringen Tagesvariationen, steigt die Bodentemperatur bis Juni auf ca. 17.5° C an. Das Ende der Schneebedeckung korreliert mit den beiden höchsten Ständen des Grundwasserspiegels (Pfeile), hervorgerufen durch die anschließende Schneeschmelze. Schon hieran erkennt man deutlich, daß es sich bei dem Grundwasserleiter nicht um einen abgeschlossenen Aquifer handelt (Westerhaus, 1995). Auch der starke Niederschlag um den 10. Mai bewirkt einen markanten Anstieg des Grundwasserspiegels.

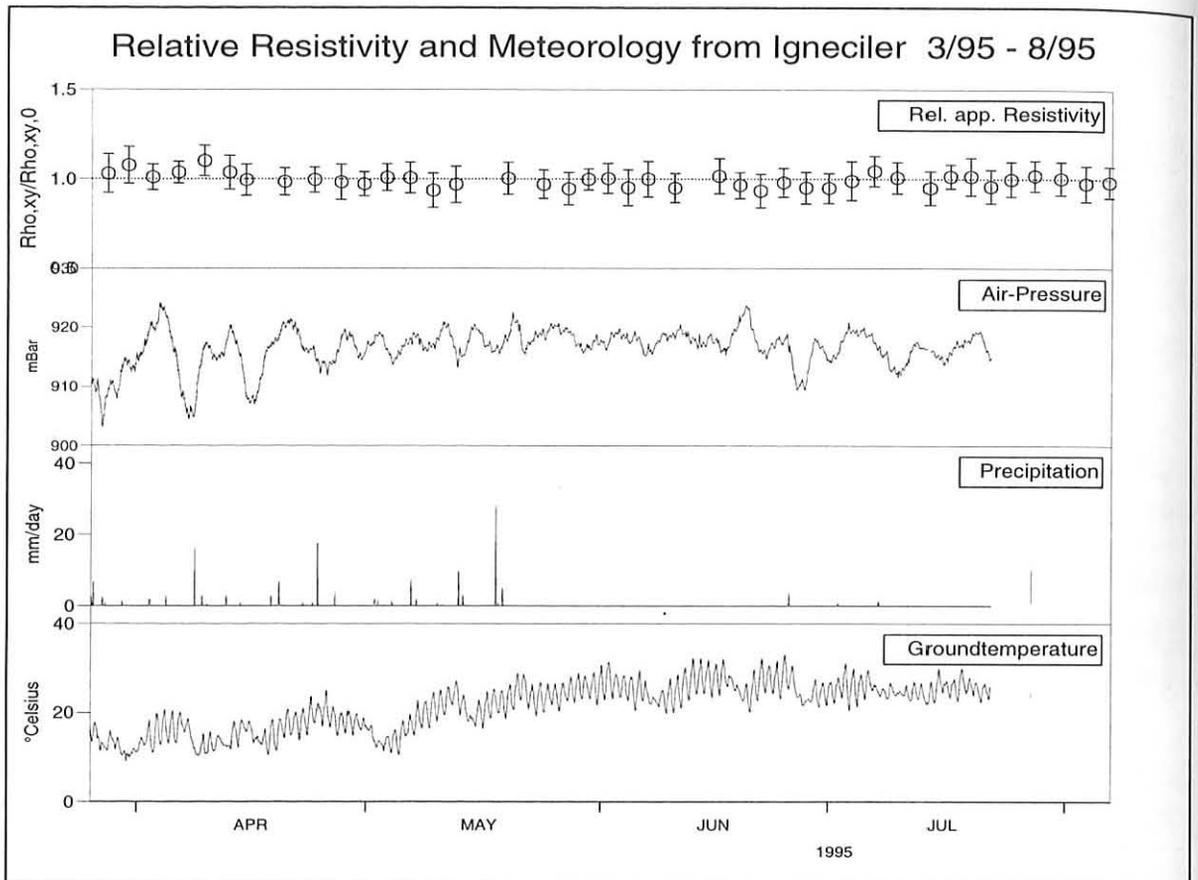


**Abb.8.2.1 : Meteorologische Parameter von der Station Abant im Vergleich zum relativen Widerstand  $(\rho_{xy} + \Delta\rho_{xy})/\rho_{xy}$  in Gökören für den Zeitraum A.**

Beim Vergleich der sich stark ändernden Bodentemperatur mit den relativen Widerständen ist keine Korrelation zu erkennen. Damit können Veränderungen der dynamischen Eigenschaften der Meßapparatur durch Temperatureinflüsse ausgeschlossen werden. Eine kurzfristige, aber systematische Änderung der Widerstandswerte könnte Mitte Mai (Pfeil) erfolgt sein. Leider fehlen hier Daten für den Niederschlag und den Brunnenspiegel. Da sonst kein Zusammenhang des Widerstandes mit dem Grundwasserspiegel oder dem Niederschlag zu erkennen ist, wird man diese Parameter nicht für eine solche ohnehin wenig signifikante Anomalie als Ursache vermuten.

Abb.8.2.2 zeigt den Vergleich mit Daten der 2 km entfernten Station Igneçiler für den Zeitraum B. Weder der Temperaturanstieg von 17 Grad im April auf 30 Grad im Juni, noch die lange regenarme Phase ab Ende Mai 1995 scheint das Meßergebnis für den Widerstand zu beeinflussen.

Analoge Vergleiche der meteorologischen Parameter wurden sowohl mit den relativen Widerstandsänderungen der anderen Meßkomponenten als auch mit den Impedanzen der einzelnen Frequenzbänder durchgeführt. Signifikante Zusammenhänge waren in keinem Fall zu erkennen.



**Abb.8.2.2 : Meteorologische Parameter von der Station Igneçiler im Vergleich zum relativen Widerstand  $(\rho_{xy} + \Delta\rho_{xy})/\rho_{xy}$  in Gökören für den Zeitraum B.**

Aus den oben angeführten Vergleichen kann man folgern, daß weder die Apparatur noch die erhaltenen Widerstandswerte im Rahmen der Meßgenauigkeit von der Temperatur bzw. dem hydrologischen Untergrundzustand beeinflußt werden. Damit ist ein wichtiges Ziel bei Entwicklung und Installation der Meßapparatur erreicht worden.

### 8.3 Vergleich mit der Seismizität

Die berechneten MT-Zeitreihen weisen nur einige, wenig signifikante Anomalien auf. Gleichzeitig gab es im betrachteten Zeitraum keine großen Beben in der Nähe der Meßstation. Trotzdem sollen hier die MT-Ergebnisse den seismischen Ereignissen im betrachteten Zeitraum gegenübergestellt werden, um eventuelle Zusammenhänge zu erkennen. Zwei Bebenkataloge standen hierzu zur Verfügung:

- der weltweite Bebenkatalog vom National Earthquake Information Service (NEIS) des USGS (U.S. Geological Survey). Hier wurden die monatlichen Reporte der PDE (Preliminary Determination of Earthquakes) benutzt. Dieser Katalog enthält auch die Meldungen türkischer Observatorien, wie z. B. dem Observatorium Kandilli bei Istanbul.
- der Katalog aus dem lokalen seismischen Meßnetz des Deutsch-Türkischen Erdbeben Forschungsprojektes. Das Netz wird von der Universität Frankfurt unter Leitung von H. Berckhemer und dem ERI (Earthquake Research Institute) in Ankara unter der Leitung von R.Yilmaz bzw. R. Ates betrieben (Weigelt et al., 1989; Berckhemer, 1992). Aus diesem Katalog lagen Daten bis August 1994 vor.

Ein prinzipielles Problem stellt die Entscheidung dar, welche Beben den MT-Daten gegenübergestellt werden sollen. Zunächst wurde eine Auswahl nach folgenden Kriterien vorgenommen:

- Magnitude  $M > 2.0$
- $36^\circ < \text{geographische Breite} < 42^\circ$
- $26^\circ < \text{geographische Länge} < 33^\circ$

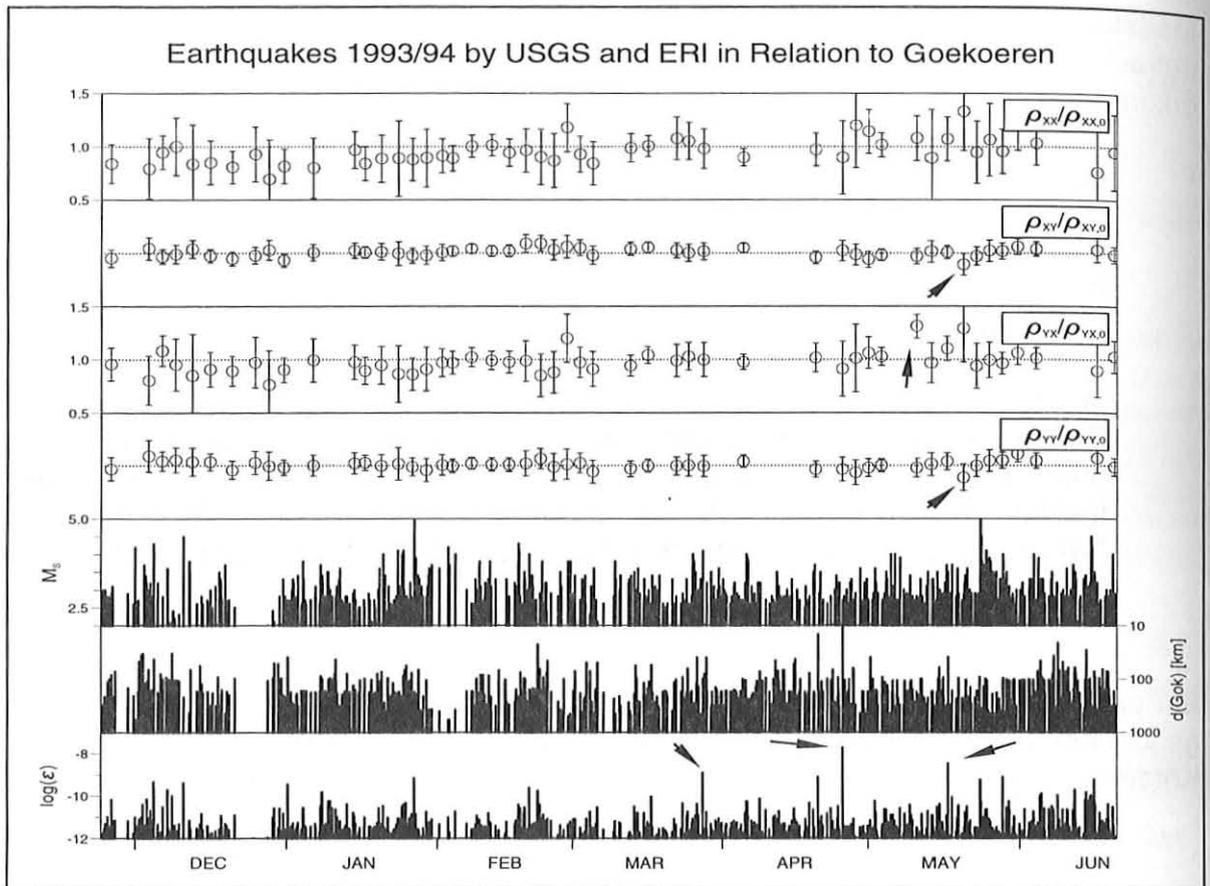
Um die Bedeutung eines Bebens in bezug auf die MT-Station Gökören zu beschreiben, gibt es viele Möglichkeiten. Magnitude und Entfernung sind sicher wichtige Bezugsgrößen, aber auch die Herdtiefe oder die Richtung könnten eine Rolle spielen. Dobrovolsky et al. (1979) berechneten den potentiellen Strain bei gegebener Magnitude und Herdentfernung vom Beobachtungspunkt. Die Beziehung lautet:

$$\log(\epsilon) = M_S * 1.299 - 8.19 - 3 \log(d_{Gök}) \quad (\text{F.8.3.1})$$

$M_S$     **Magnitude bestimmt aus den Oberflächenwellen**  
 $d_{Gök}$    **Entfernung von Gökören in km**  
 $\epsilon$         **Strain**

Die Beziehung gilt für eine 'weiche Inklusion' (soft inclusion) in einem homogenen Halbraum. Es werden keine Anisotropieeffekte berücksichtigt, obwohl diese in einem Erdbebengebiet zu erwarten sind. Die Entfernung des Bebens geht mit der dritten Potenz in die Gewichtung ein. Dies würde auch ungefähr der Entfernungsbeziehung des Inklusionsmodells aus Kap.5 entsprechen, da der Effekt einer Inklusion auf die

MT-Impedanzen ebenfalls mit der dritten Potenz der Entfernung abnimmt. Für das Modell der regionalen Widerstandsänderung, in das die Vorstellung von segmentierten Platten eingeht, ist eine andere, eventuell sogar un stetige Abhängigkeit einer Anomalie von der Entfernung zum Bebenherd zu erwarten.



**Abb.8.3.1 :** Der relativen Widerstand  $(\rho + \Delta\rho)/\rho$  im Vergleich zu Erdbeben nach den Katalogen von USGS bzw. ERI für den Zeitraum A. Die Beben werden (von oben nach unten) durch die Oberflächen-Magnitude  $M_s$ , die Entfernung zur Station Gökören und dem 'Strain'  $\varepsilon$  nach Formel 8.3.1 dargestellt.

Abb.8.3.1 zeigt die Beben für den Zeitraum A aus beiden Katalogen im Vergleich zum relativen Widerstand  $(\rho + \Delta\rho)/\rho$ . Die obersten vier Graphiken zeigen die verschiedenen Komponenten des Widerstandes. Deutlich sind Korrelationen der Werte der yy-Komponente mit Werten der xy-Komponente sowie der Werte der xx-Komponente mit Werten der yx-Komponente zu erkennen. Der Grund liegt in der starken Polarisation der elektrischen Feldvariationen. Da die elektrischen Komponenten untereinander stark korrelieren, gilt dies auch für die Impedanzkomponenten der verschiedenen elektrischen aber gleichen magnetischen Komponente.

Die fünfte Graphik in Abb.8.3.1 gibt die Magnitude an, wobei vorzugsweise die Oberflächenmagnitude  $M_s$  benutzt wurde. Gab es hierzu keine Angaben, wurde die Magnitude der Raumwellen  $M_b$ , sonst die lokale Magnitude  $M_L$  benutzt. Die sechste

Graphik zeigt die Entfernung der Beben zur Station Gökören an. Die Skalierung für die Entfernungen ist logarithmisch und invertiert, wodurch nahe und damit wichtigere seismische Ereignisse optisch hervorgehoben werden. In der letzten Graphik sind die berechneten "Strain"-Werte nach Formel 8.3.1 aufgetragen. Drei Beben wurden dabei mit Pfeilen gekennzeichnet:

#	Datum	Zeit [UTC]	Lat [°]	Lon [°]	Tiefe [km]	d(Gok) [km]	Azim [°]	M <sub>S</sub>	log(ε)
1	28.03.94	16:59:01	40.40	29.98	20	103.9	-103	4.1	-8.97
2	26.04.94	8:01:38	40.57	31.19	7	7.0	142	2.3	-7.74
3	17.05.94	12:38:48	40.58	30.68	10	40.6	-94.1	3.5	-8.47

**Tab.8.3.1 : Ausgewählte Beben im betrachteten Zeitraum A mit log(ε) > -9**

Den maximalen Wert für log(ε) erreichte ein sehr kleines Beben, daß sehr dicht an der MT-Station stattfand. Hier ist allerdings die Unsicherheit aufgrund der ungenauen Ortsbestimmung sehr groß. Dobrovolsky et al. erwarteten meßbare Effekte ab log(ε) > -7.

Ein scheinbar kontinuierlicher Anstieg von  $(\rho_{xy} + \Delta\rho_{xy})/\rho_{xy}$  und  $(\rho_{yy} + \Delta\rho_{yy})/\rho_{yy}$  im Zeitraum 19.05. - 02.06.94 beginnt erst zwei Tage nach dem Beben #3. Vor dem Beben weicht ein einzelner Wert für  $(\rho_{yx} + \Delta\rho_{yx})/\rho_{yx}$  signifikant vom Referenzwert ab. Dem Bebenereignis #2 mit dem größten Wert für ε sowie dem Beben #1 läßt sich keine Anomalie zuordnen.

Abb.8.3.2 zeigt die Bebenaten für Zeitraum B. Hier konnte leider noch nicht auf Daten des lokalen Netzes zurückgegriffen werden, weshalb kleine lokale Ereignisse fehlen. Doch selbst unter diesen Umständen sind in den Monaten Mai-Juli erstaunlich wenig Beben registriert worden. Dies kann auch daran liegen, daß wichtige Stationen für die Meldung kleinerer Ereignisse in der Türkei ausfielen. Drei Beben wurden hervorgehoben:

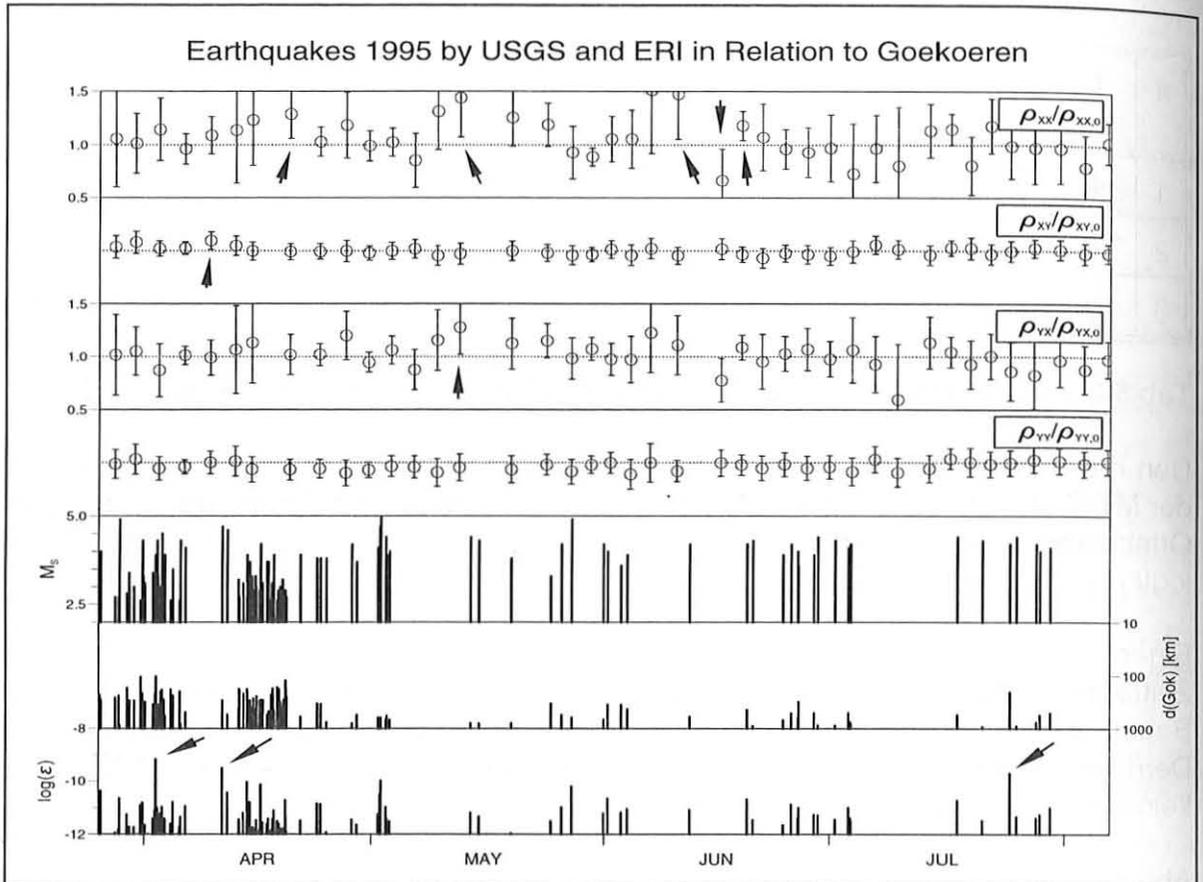
#	Datum	Zeit [UTC]	Lat [°]	Lon [°]	Tiefe [km]	d(Gok) [km]	Azimuth [°]	M <sub>S</sub>	log(ε)
1	4.04.95	11:23:33	40.44	32.35	10	105	101	3.9	-9.18
2	13.04.95	4:08:02	40.86	27.67	24	298	-85	4.7	-9.51
3	25.07.95	20:31:36	38.78	31.67	25	209	168	4.2	-9.69

**Tab.8.3.2 : Ausgewählte Beben im betrachteten Zeitraum B mit log(ε) > -10**

Daß größte seismische Ereignis bis Ende August soll hier der Vollständigkeit halber auch angegeben werden:

(4) 19.08.95            19:57:15            40.34 29.64 33            133    -103    4.1    -9.23

Ein signifikant höherer Wert für  $(\rho_{xy} + \Delta\rho_{xy})/\rho_{xy}$  ist für den Zeitraum 09.04.- 13.04.95 kurz vor dem Beben #2 zu erkennen. Fünf 'Ausreißer' der xx-Komponente und ein Ausreißer der yx-Komponente korrelieren nicht mit signifikanten seismischen Ereignissen. Den Beben #1 und #3 lassen sich keinerlei Anomalien zuordnen.



**Abb.8.3.2 : Der relativen Widerstand  $(\rho + \Delta\rho)/\rho$  im Vergleich zu Erdbeben nach den Katalogen von USGS bzw. ERI für den Zeitraum B. Die Beben werden (von oben nach unten) durch die Oberflächen-Magnitudo  $M_s$ , die Entfernung zur Station Gökören und dem 'Strain'  $\epsilon$  nach Formel 8.3.1 dargestellt.**

Aus diesen Daten kann man keinen Zusammenhang der Widerstände mit den Erdbeben folgern. Die eine Anomalie in der xy-Komponente für das Beben #2 des Zeitraumes B liegt nicht weit außerhalb des statistischen Vertrauensbereiches. Sie läßt sich deshalb auch durch die statistische Fluktuation erklären. Würde man diese Anomalie als Vorläufer beurteilen, würde sich die Frage anschließen, warum die stärkeren Beben im Zeitraum A keine Anomalie hervorriefen. Gründe hierfür könnten Anisotropieeffekte oder eine falsche Magnituden-Entfernungsgewichtung sein. Solange jedoch keine deutlicheren Zusammenhänge zwischen Beben und dem gemessenen Widerstand zu erkennen sind, muß man als Ursache von einer zufälligen Korrelation ausgehen.

Da nur kleine oder weit entfernte Beben stattfanden, war einen Zusammenhang der Widerstände mit den Erdbeben nicht zu erwarten. Wesentlich für eine zuverlässige Entscheidung sind lange und genaue Zeitreihen parallel zu einigen, möglichst wenigen, aber dafür signifikanten seismischen Ereignissen.

## Zusammenfassung Kapitel 8

In diesem Kapitel wurden die Daten einer Meßstation in einem seismisch aktiven Gebiet der NAFZ untersucht. Dabei betrug die Genauigkeit für die größte Komponente der über die Frequenzen gemittelten Impedanz im Mittel 2% für 3-Tages-Abschnitte, und langfristig für den Trend (Kap.8.1) 0.25 %/Jahr. Vergleichbar ist dies mit den MT-Ergebnissen von Spitzer (1987) sowie Buchbinder et al. (1988). Spitzer machte keine genauen Angaben über die erzielte Genauigkeit, sie scheint aber teilweise sogar besser zu sein. Da er seine Untersuchungen in einem höheren Frequenzbereich durchführte, war zum einen die Zahl der Freiheitsgrade wesentlich höher, zum anderen hatten die von ihm eingesetzten Induktionsspulen einen geringeren Noise. Der logistisch einfachere Standort in der Bundesrepublik Deutschland erleichterte ihm die Handhabung der durch die höherfrequenten Messungen größeren Datenmenge. Die Ergebnisse von Buchbinder et al. zeigen eine etwa um den Faktor 5-10 geringere Genauigkeit (Abb.3.2.6), allerdings für Zeitreihen bis zu 12 Jahren Länge.

Kurz- und Langzeitstabilität der Impedanzen, sowie deren Unabhängigkeit von meteorologischen Einflüssen sind ein deutlicher Beweis, daß Entwicklung und Installation des MT-Meßgerätes sowie die Auswertung erfolgreich durchgeführt wurden. Besonders die beiden neuen Verfahren zur Auswertung, die Bias-Korrektur aus Kapitel 7.1 und die Frequenzbandmittelung aus Kapitel 7.2 erwiesen sich als zuverlässige Verfahren zur Steigerung der Meßgenauigkeit.

Ob die Genauigkeit ausreicht, ist ungewiß. Andererseits gibt es noch viele Möglichkeiten, diese zu steigern:

- Die Qualität der Magnetfeldmessungen kann durch einen günstigeren Dynamikbereich des Eingangssignals gesteigert werden. Induktionsspulen würden für den Meßbereich unterhalb von 100 s eine entscheidende Verbesserung bringen. In beiden Fällen ist allerdings das Problem zu lösen, wie die Langzeitstabilität der Instrumente kontrolliert werden kann.
- Durch größere Meßauslagen kann eventuell die Genauigkeit der elektrischen Messungen erhöht werden. Dies ist aber nur dann der Fall, wenn die Ungenauigkeit durch den Meßprozeß selbst dominiert wird, und nicht etwa durch ein inhomogenes Anregungsfeld. Bei den vorliegenden Messungen ließ sich dies aufgrund des dominierenden Noise in den magnetischen Messungen nicht entscheiden.
- Zur Verminderung der Fehler durch inhomogene Anregungsfelder gibt es zwei Ansätze:
  - (1) Bestimmte Anregungseffekte mit hoher Inhomogenität könnten aufgrund von Energie und Amplitude identifiziert und ihr Einfluß eliminiert werden.
  - (2) Inhomogene Anregungsfelder werden durch Differenzen an mehreren Stationen identifiziert. Bei einem Netz von Stationen besteht die Möglichkeit, die Übertragungsfunktionen inhomogener Anregungsfelder zu berechnen.

- Durch die Bestimmung von Impedanzen in höheren Frequenzbereichen erhält man mehr Freiheitsgrade in gleichen Zeitabschnitten zur genaueren Bestimmung der Übertragungsfunktionen. Grenzen werden durch niedrige Anregungsenergien (z. B. bei 1 Hz) gesetzt, und durch die Eindringtiefe der benutzten Frequenz, die mindestens die Tiefe einer erwarteten Widerstandsänderung erreichen muß, um Aussagen zuzulassen. Technisch erfordern höhere Abtastraten große Speichermedien oder schnelle automatisierte (online) Auswertungen. Die Voraussetzungen hierfür sind durch die wachsende Leistungsfähigkeit der Datenverarbeitung immer besser erfüllt.

Seit 1994 wird im Rahmen des EU-Projektes "Broadband Magnetotellurics in Earthquake Research (Environmental-Programme)" ein MT-Registriergerät entwickelt, das einerseits bei wesentlich höheren Abtastraten bis zu 1000 Hz registriert, und andererseits durch eine permanente Vorauswertung die aufkommende Datenmenge reduziert. Gleichzeitig soll das Gerät wieder mindestens einen Monat ohne Betreuung selbstständig arbeiten können. Gründe für die großzügig bemessene Abtastrate sind zum einen, daß das Gerät auch bei höherohmigem Untergrund mit entsprechend größeren Eindringtiefen eingesetzt werden soll, zum anderen die Idee, daß zur Identifizierung einer signifikanten Widerstandsänderung auch in einem Frequenzbereich gemessen werden muß, dessen Eindringtiefe wesentlich flacher ist, als die Tiefe der Widerstandsänderung. Erst, wenn eine Anomalie deutlich erkennbar ist, die ab einer bestimmten Periodenlänge einsetzt, diese Änderung bei kürzeren Perioden aber ausgeschlossen werden kann, wird man sicher sein, daß eine zeitliche Widerstandsänderung in der Tiefe beobachtet wurde. Die Registrierung des Widerstandes mit der Meßmethode MT hat hier den großen Vorteil, daß sich Geräteverhalten und Oberflächeneffekte über das Frequenzverhalten von tieferen Ursachen für Anomalien trennen lassen.



## 9 Ergebnisse und Schlußfolgerungen

In dieser Arbeit wurde die Möglichkeit untersucht, Kenntnisse über Erdbebenprozesse durch die Messung von Widerstandsänderungen mit der Meßtechnik der MT zu gewinnen.

Zunächst wurde ein Überblick des Wissensstand über Widerstandsänderungen im Zusammenhang mit Erdbeben gegeben. Durch Laboruntersuchungen an unterschiedlichen Gesteinsproben ist die Änderung des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit von der angelegten mechanischen Spannung nachgewiesen. Eine Änderung des elektrischen Widerstandes im Untergrund hervorgerufen durch tektonische Prozesse ist deshalb zu erwarten. Im Rückblick auf die bisherige experimentellen Befunde wurde allerdings gefolgert, daß noch keine eindeutigen Resultate vorliegen, in welchem Umfang Erdbebenprozesse zu Widerstandsänderungen der Erdkruste führen. Zahl und Länge der bisher zur Verfügung stehenden Zeitreihen hoher Genauigkeit ergeben weder einen positiven noch einen negativen Befund.

Bei der Übertragung von Ergebnissen an Laborproben auf die zu erwartenden Effekte in tektonisch aktiven Gebieten wurde oft nicht eingegrenzt, in welchem Volumen die erwarteten Widerstandsänderungen stattfinden. Zur Abschätzung der zu erwartenden Meßeffekte an der Erdoberfläche durch tektonisch verursachte Widerstandsänderungen in der Tiefe wurden deshalb 3-D-Modelle berechnet. Dabei sind folgende Fragen offen:

- die Art des beteiligten Gesteinsmaterials und die hydrologischen Bedingungen,
- die erwartete Spannungs- und damit Widerstandsänderung,
- die Lage und die räumliche Ausdehnung des Volumens, in dem die Widerstandsänderung stattfindet.

Die Abschätzung der zu erwartenden Meßeffekte muß wegen der offenen Fragen recht willkürlich sein. Zwei unterschiedliche Ansätze resultierend aus den Laborbefunden wurden verfolgt:

- eine starke Widerstandsänderung in einem begrenzten Volumen (Inklusion),
- eine schwache Widerstandsänderung im regionalen Umfeld der Störung.

In beiden Fällen ergeben sich selbst bei großzügiger Dimensionierung Änderungen des an der Oberfläche gemessenen Widerstandes maximal im Prozentbereich. Der Effekt ist damit mindestens eine Größenordnung kleiner, als er in vielen Publikationen (z.B. Scholz et al., 1973; Brace 1975; Drury 1979) angenommen wurde.

Wichtig zur Beurteilung der Chance, Widerstandsänderungen unter Geländebedingungen zu messen, ist die Entfernung zum Bebenherd, in der noch signifikante Effekte an der Oberfläche auftreten. Der Effekt verursacht durch die hier angenommene Inklusion klingt schon nach wenigen Kilometern ab, bei der regionalen Widerstandsänderung ist die Ausdehnung der Anomalie größer. Ein idealer Meßort kann nicht angegeben werden. In beiden Fällen ändern sich die Amplituden der magnetotellurischen Impedanzen ab einer bestimmten Periode, die relative Änderung bleibt dann zu höheren Perioden hin konstant.

Im experimentellen Teil der Arbeit wurden die Daten einer MT-Meßstation in einem seismisch aktiven Gebiet der NAFZ ausgewertet. Es wurden Impedanzen aus 105 unabhängigen Zeitabschnitten berechnet und als Zeitreihe dargestellt. Die Untersuchung von Änderungen der Impedanzen mit der Zeit stellt andere Anforderungen an die Auswertung als die weiter verbreitete Anwendung der MT für Sondierungsmessungen. Um diesen Anforderungen zu genügen, wurden zwei neue Verfahren der Auswertung entwickelt :

- (1) Das Rauschen in den Registrierungen der magnetischen Variationen stellte sich als Hauptfehlerquelle für die Bestimmung der Impedanzen bei Perioden unter 1500 Sekunden heraus. Durch eine Biaskorrektur konnte dieser systematische Fehler vermindert werden. Im Gegensatz zu Auswertungsmethoden, die von fehlerfreien Daten entweder der elektrischen oder der magnetischen Variationen ausgehen, wird bei dieser Methode jedes Verhältnis zwischen Rauschen in den elektrischen und den magnetischen Komponenten zugelassen, solange dieses Verhältnis in einem Frequenzbereich konstant ist. Die Biaskorrektur ließ sich hier auf zwei der insgesamt vier Impedanzkomponenten gut anwenden.
- (2) Die Eindringtiefe elektromagnetischer Felder, und damit auch der Einfluß von Widerstandsänderungen im Untergrund auf die Meßergebnisse, ist frequenzabhängig. Die Modellierung von Widerstandsänderungen ergab einen systematischen Zusammenhang zwischen Widerstandsänderungen und resultierenden MT-Ergebnissen für Frequenzbänder oberhalb einer Grenzperiode. Dieser Zusammenhang wurde ausgenutzt, um die Ergebnisse für verschiedene Perioden zu mitteln. Hierdurch konnte die Empfindlichkeit für Widerstandsänderungen um den Faktor 3-4 gesteigert werden.

Es konnte gezeigt werden,

- daß die errechneten Impedanzen nicht über den statistischen Vertrauensbereich hinaus von einem konstanten Wert abweichen. Dies belegt die korrekte Abschätzung der statistischen Vertrauensbereiche. Eine korrekte Fehlerrechnung ist die Voraussetzung zur Identifizierung von signifikanten Anomalien.
- daß die erhaltenen Impedanzen im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht von der Umgebungstemperatur, dem Grundwasserspiegel oder vom Niederschlag abhängen. Damit ist belegt, daß das Meßsystem stabil gegenüber meteorologischen und hydrologischen Störeinflüssen ist.

Die erreichte Genauigkeit für die größte Komponente der Impedanz betrug im Mittel 2 % für 3-Tages-Abschnitte, und langfristig 0.25 %/Jahr. Laut Park et al. (1993) wurden noch keine MT-Langzeitbeobachtungen der Impedanzen mit einer Meßgenauigkeit von 1 % durchgeführt. Diese Angabe ist nicht vollständig, da ein Zeitintervall für die geforderte Meßgenauigkeit angegeben werden müßte. Bei den hier durchgeführten Messungen ist die geforderte Meßgenauigkeit von 1 % für 12-Tages-Abschnitte zu erreichen. Damit ist die Aussage von Park et al. (1993) nicht mehr aktuell.

Insgesamt wurde nachgewiesen, daß der scheinbare Widerstand resultierend aus MT-Messungen ein stabiler Parameter ist und sich damit zur Untersuchung von tektonisch verursachten Widerstandsänderungen in der Erdkruste eignet. Mit dem Nachweis der Stabilität ist die Voraussetzung geschaffen, bei zukünftig stärkeren seismischen Ereignissen im Untersuchungsgebiet des Deutsch-Türkischen Projektes zur Erdbebenforschung

- entweder signifikante Änderungen des scheinbaren Widerstandes zu identifizieren,
- oder eine Grenze angeben zu können, innerhalb der keine Änderung des scheinbaren Widerstandes auftraten.

Damit wurde das Ziel dieser Arbeit erreicht.

MT-Messungen zur Untersuchung von Widerstandsänderungen im Zusammenhang mit Erdbeben wurden bisher selten durchgeführt (Buchbinder et al., 1988). Ein Grund hierfür war das enorme Datenaufkommen bei den für typische Bebertiefen relevanten Abtastraten. Dieses Hindernis ist durch die schnelle Entwicklung der Datenverarbeitung entfallen. Ob sich MT-Messungen zur Beobachtung des Widerstandes in der Erdbebenforschung durchsetzen werden, wird vom benötigten Aufwand und von der erzielten Genauigkeit im Vergleich zu anderen Widerstandsmeßmethoden abhängen:

- Gleichstrommethoden benötigen grundsätzlich Meßauslagen in der Größenordnung der untersuchten Tiefenbereiche, und eine Anregungsquelle, deren Signal über die langen Auslagen noch registriert werden kann. Da i. A. Prozesse in mehreren Kilometern Tiefe untersucht werden sollen, ist der logistische Aufwand für Gleichstrommethoden deshalb recht groß.
- Das tellurische Netz in Parkfield/California (Park, 1991) erreicht heute noch höhere Genauigkeiten, als die hier beschriebenen MT-Messungen. Dies wird in erster Linie durch die bis zu 18 km langen Meßauslagen erreicht. Für einen fairen Vergleich der beiden Methoden müßten die MT-Messungen mit ähnlichem Meßaufwand betrieben werden. Auch muß untersucht werden, ob die Empfindlichkeit der Messungen für Widerstandsänderungen durch die langen Auslagen nicht geringer werden, da man ein Ergebnis gemittelt über ein größeres Gebiet mit eventuell entgegengesetzten Änderungen erhält. Tatsächlich schließen sich diese beiden Meßmethoden nicht aus. Die Anregungsquelle ist die gleiche, und bei beiden Experimenten werden die tellurischen Variationen gemessen. Das Netz in Parkfield wird zur Zeit durch

magnetische Registriergeräte erweitert. Längere elektrische Auslagen im Deutsch-Türkischen Projekt zur Erdbebenforschung wären wünschenswert, sind aber aufgrund der logistischen Rahmenbedingungen schwer zu realisieren.

Neben längeren elektrischen Auslagen sind noch eine Reihe weiterer Verbesserungen des hier vorgestellten Meßsystems möglich. Als Hauptfehlerquelle erwies sich das Rauschen in den Registrierungen der Magnetfeldvariationen. Dies könnte durch die Wahl eines günstigeren Dynamikbereichs für das Eingangssignal vermindert werden. Induktionsspulen würden ein geringeres Grundrauschen bei Perioden unter ungefähr 1000 s haben. Allerdings müßte zuvor ein Weg gefunden werden, die Langzeitstabilität der Instrumente zu kontrollieren. Durch die Verwendung von Induktionsspulen könnten gleichzeitig kürzere Perioden untersucht werden. Dadurch würde die Zahl der Freiheitsgrade pro Zeiteinheit erhöht, wodurch statistisch genauere Resultate zu erwarten wären. Durch eine größere Anzahl von Meßstationen könnte zum einen durch Ausgleichsrechnungen die Meßgenauigkeit gesteigert werden, zum anderen würde sich die Wahrscheinlichkeit für ein seismisches Ereignis nahe einer Meßstation erhöhen.

Die Existenz einer Widerstandsänderung durch tektonische Prozesse ist plausibel, aber die Größe ist bis zum empirischen Nachweis unbekannt. Wahrscheinlich sind noch viele Arbeitsschritte nötig, um genügend lange Zeitreihen von mehreren Stationen mit ausreichender Genauigkeit und Frequenzüberdeckung zu erhalten, um schließlich Widerstandsänderungen resultierend aus tektonischen Prozessen zu identifizieren. Die gewonnenen Zeitreihen zusammen mit den methodischen Verbesserungen sollen hierzu einen Beitrag leisten.

# A Anhang

## A.1 Die ausgewerteten Datenabschnitte

#	Startdatum	Zeit (UTC+2)	Enddatum	Zeit (UTC+2)
1	25.05.93	13:00:00	28.05.93	08:53:00
2	28.05.93	08:53:33	31.05.93	04:47:33
3	31.05.93	04:47:06	04.06.93	02:55:06
4	28.07.93	13:00:00	31.07.93	08:53:00
5	31.07.93	08:53:52	04.08.93	07:40:52
6	21.08.93	19:00:00	24.08.93	14:53:00
7	24.08.93	14:53:43	27.08.93	10:47:43
8	27.08.93	10:47:27	30.08.93	10:20:27
9	30.08.93	14:15:05	02.09.93	10:08:05
10	02.09.93	08:29:00	05.09.93	04:22:00
11	05.09.93	02:42:55	07.09.93	20:56:55
12	07.09.93	19:17:24	10.09.93	16:50:24
13	10.09.93	15:10:46	13.09.93	11:04:46
14	12.09.93	21:12:45	15.09.93	17:06:45
15	26.11.93	08:46:49	29.11.93	14:27:49
16	04.12.93	03:09:17	06.12.93	23:03:17
17	06.12.93	23:03:41	09.12.93	15:38:41
18	09.12.93	13:48:47	12.12.93	10:18:47
19	12.12.93	14:30:35	16.12.93	04:10:35
20	16.12.93	04:10:04	19.12.93	19:30:04
21	20.12.93	14:29:25	24.12.93	05:53:25
22	25.12.93	16:00:00	28.12.93	11:53:00
23	28.12.93	11:53:27	31.12.93	07:46:27
24	31.12.93	07:46:54	03.01.94	13:57:54
25	05.01.94	18:43:26	10.01.94	02:26:26
26	14.01.94	21:38:00	17.01.94	17:32:00
27	17.01.94	01:58:27	19.01.94	21:53:27

28	20.01.94	01:29:00	23.01.94	14:44:00
29	23.01.94	21:26:47	26.01.94	17:20:47
30	26.01.94	17:20:28	29.01.94	13:14:28
31	29.01.94	13:14:10	01.02.94	09:07:10
32	01.02.94	09:07:52	05.02.94	01:00:52
33	03.02.94	15:41:55	07.02.94	01:29:55
34	07.02.94	01:34:00	11.02.94	10:48:00
35	11.02.94	14:06:14	15.02.94	03:28:14
36	15.02.94	03:28:09	18.02.94	17:04:09
37	18.02.94	18:08:12	21.02.94	23:39:12
38	21.02.94	23:40:02	24.02.94	19:33:02
39	24.02.94	16:14:29	27.02.94	12:07:29
40	27.02.94	08:48:56	02.03.94	04:42:56
41	02.03.94	01:23:24	04.03.94	21:16:24
42	04.03.94	15:37:38	07.03.94	11:30:38
43	12.03.94	07:03:09	15.03.94	09:46:09
44	15.03.94	09:47:52	19.03.94	08:23:52
45	21.03.94	20:34:41	24.03.94	16:28:41
46	24.03.94	07:20:44	27.03.94	03:14:44
47	27.03.94	04:16:19	30.03.94	10:51:19
48	04.04.94	07:43:17	07.04.94	13:14:17
49	18.04.94	09:10:54	23.04.94	03:05:54
50	24.04.94	18:09:44	27.04.94	14:03:44
51	27.04.94	10:04:33	30.04.94	06:37:33
52	30.04.94	01:39:30	02.05.94	21:33:30
53	02.05.94	16:34:39	05.05.94	12:55:39
54	09.05.94	21:02:47	12.05.94	16:56:47
55	12.05.94	16:56:14	15.05.94	12:49:14
56	15.05.94	12:49:42	19.05.94	00:19:42
57	19.05.94	04:32:57	22.05.94	00:26:57
58	21.05.94	20:27:38	24.05.94	16:21:38
59	24.05.94	11:22:39	27.05.94	07:16:39

60	27.05.94	02:17:40	29.05.94	22:19:40
61	30.05.94	00:17:22	02.06.94	05:52:22
62	02.06.94	05:53:43	06.06.94	12:50:43
63	15.06.94	08:16:51	18.06.94	09:02:51
64	18.06.94	13:19:28	22.06.94	05:09:28
65	28.03.95	16:21:30	31.03.95	12:15:30
66	31.03.95	07:06:33	03.04.95	03:00:33
67	03.04.95	03:00:05	06.04.95	11:25:05
68	06.04.95	11:25:30	09.04.95	19:49:30
69	09.04.95	19:49:56	13.04.95	04:14:56
70	13.04.95	08:27:49	16.04.95	04:21:49
71	15.04.95	12:38:49	18.04.95	08:32:49
72	19.04.95	23:31:47	23.04.95	21:16:47
73	23.04.95	21:16:57	27.04.95	19:02:57
74	27.04.95	19:03:31	30.04.95	19:05:31
75	30.04.95	19:05:27	03.05.95	19:07:27
76	03.05.95	19:07:24	06.05.95	19:09:24
77	06.05.95	19:09:21	09.05.95	19:11:21
78	09.05.95	19:11:18	12.05.95	19:13:18
79	12.05.95	19:13:15	15.05.95	19:00:15
80	19.05.95	16:59:17	22.05.95	14:19:17
81	24.05.95	01:56:28	27.05.95	12:58:28
82	27.05.95	15:55:01	30.05.95	11:48:01
83	30.05.95	06:39:06	02.06.95	02:32:06
84	01.06.95	20:33:28	04.06.95	16:26:28
85	04.06.95	11:18:34	07.06.95	07:11:34
86	07.06.95	02:03:39	09.06.95	22:45:39
87	09.06.95	22:47:30	14.06.95	02:10:30
88	16.06.95	10:11:25	19.06.95	06:04:25
89	19.06.95	03:08:53	21.06.95	23:02:53
90	21.06.95	20:05:21	24.06.95	15:58:21
91	24.06.95	17:57:04	27.06.95	17:17:04

92	27.06.95	17:17:17	30.06.95	16:37:17
93	30.06.95	16:37:30	03.07.95	15:58:30
94	03.07.95	15:58:43	06.07.95	15:18:43
95	06.07.95	15:18:56	09.07.95	14:39:56
96	09.07.95	14:39:09	12.07.95	13:59:09
97	13.07.95	21:09:05	16.07.95	17:02:05
98	16.07.95	12:03:12	19.07.95	07:56:12
99	19.07.95	02:57:19	21.07.95	22:50:19
100	21.07.95	17:51:26	24.07.95	13:44:26
101	24.07.95	08:44:34	27.07.95	04:38:34
102	27.07.95	04:39:19	30.07.95	13:52:19
103	30.07.95	13:52:31	02.08.95	23:04:31
104	03.08.95	00:24:07	06.08.95	01:44:07
105	06.08.95	01:44:13	09.08.95	03:02:13

**Tab.A.1 : Die benutzten Datenabschnitte mit Start- und Enddatum**

## A.2 Der Bias-korrigierte Impedanztensor

f	$Z_{xx}$ [mV/nT km]			$\Delta$	$Z_{yx}$ [mV/nT km]			$\Delta$	$Z_{yx}$ [mV/nT km]			$\Delta$	$Z_{yy}$ [mV/nT km]			$\Delta$
	cpd	Real	Imag.		%	Real	Imag.		%	Real	Imag.		%	Real	Imag.	
8.6	-0.190	-0.135	7.5	0.176	0.296	6.6	-0.116	-0.093	7.0	0.086	0.135	8.5				
11.1	-0.207	-0.116	5.9	0.217	0.351	5.0	-0.134	-0.103	5.2	0.115	0.161	6.5				
14.3	-0.252	-0.117	4.2	0.289	0.415	3.1	-0.156	-0.105	3.5	0.143	0.194	3.6				
17.2	-0.269	-0.102	3.8	0.308	0.448	2.7	-0.171	-0.105	3.3	0.163	0.201	3.4				
21.5	-0.291	-0.094	3.2	0.386	0.503	2.1	-0.186	-0.103	2.8	0.193	0.225	2.7				
27.2	-0.317	-0.081	4.0	0.451	0.552	2.3	-0.210	-0.100	3.1	0.219	0.249	2.7				
34.3	-0.335	-0.059	3.9	0.528	0.613	2.0	-0.228	-0.101	2.9	0.255	0.271	2.4				
44.3	-0.364	-0.035	3.9	0.685	0.724	2.1	-0.245	-0.095	3.0	0.330	0.324	2.5				
57.2	-0.367	-0.021	4.0	0.800	0.792	2.1	-0.260	-0.101	2.9	0.387	0.345	2.5				
74.4	-0.366	-0.003	3.7	0.941	0.835	1.8	-0.267	-0.100	2.6	0.443	0.362	2.2				
97.2	-0.399	-0.005	4.2	1.094	0.913	2.3	-0.295	-0.103	2.9	0.506	0.387	2.7				
125.8	-0.417	-0.013	4.1	1.242	0.965	2.4	-0.304	-0.112	2.9	0.569	0.416	2.9				
160.2	-0.411	-0.045	4.6	1.379	0.998	2.7	-0.309	-0.135	3.1	0.626	0.434	3.2				
200.2	-0.410	-0.057	4.4	1.468	1.050	2.8	-0.314	-0.151	3.0	0.660	0.456	3.6				
251.7	-0.386	-0.109	4.6	1.589	1.071	3.3	-0.289	-0.176	3.3	0.715	0.464	4.4				
314.6	-0.320	-0.140	5.4	1.703	1.171	3.8	-0.250	-0.185	3.8	0.732	0.538	5.3				

**Tab.A.2 :** Der Bias-korrigierte Impedanztensor. Die Fehlerangaben in Prozent beziehen sich auf den Betrag der jeweiligen Tensorkomponente.

## A.3 Impedanzamplituden der einzelnen Frequenzbänder

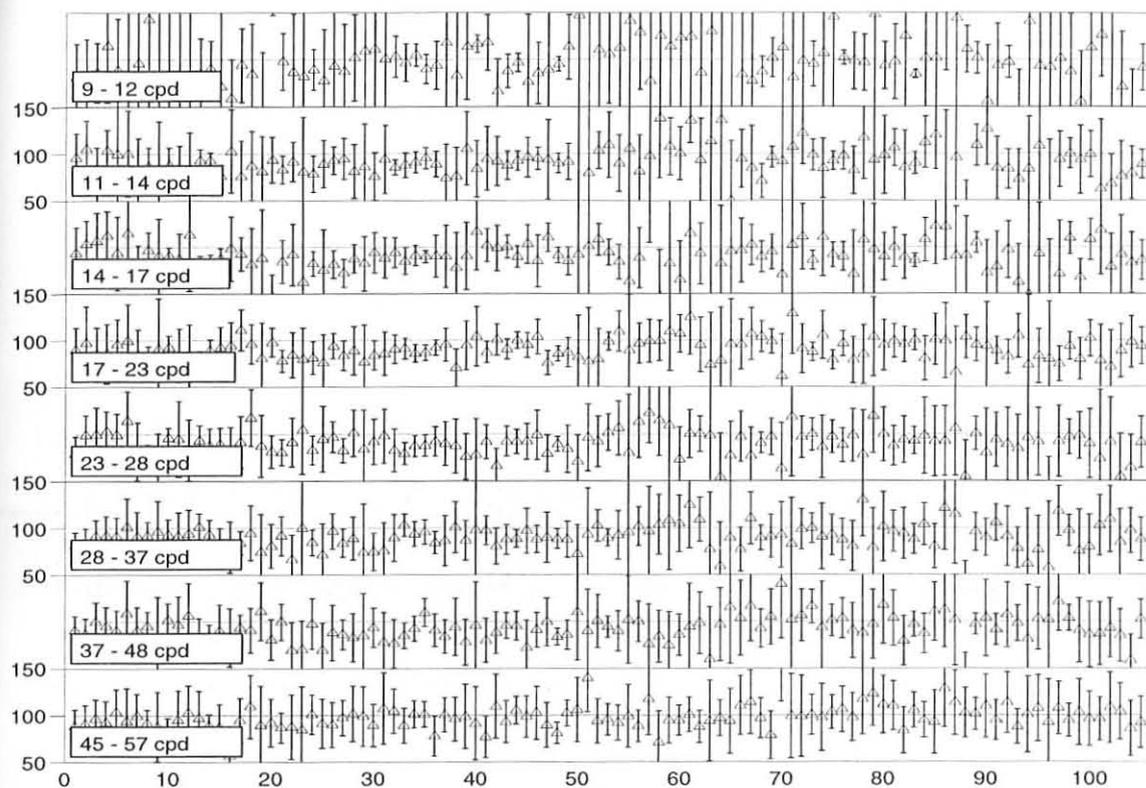


Abb.A.3.1 : Die  $Z_{xx}$ - Amplituden für  $f = 9-57$  cpd aus 105 Datensätzen in %

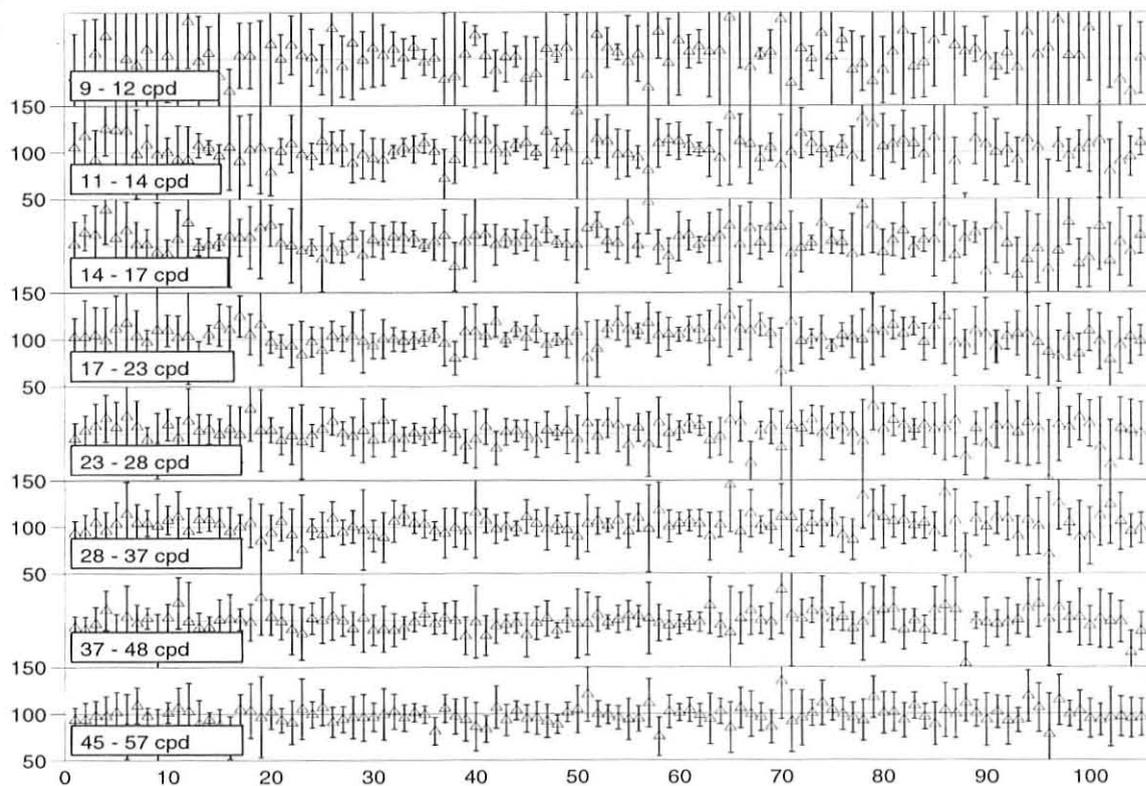
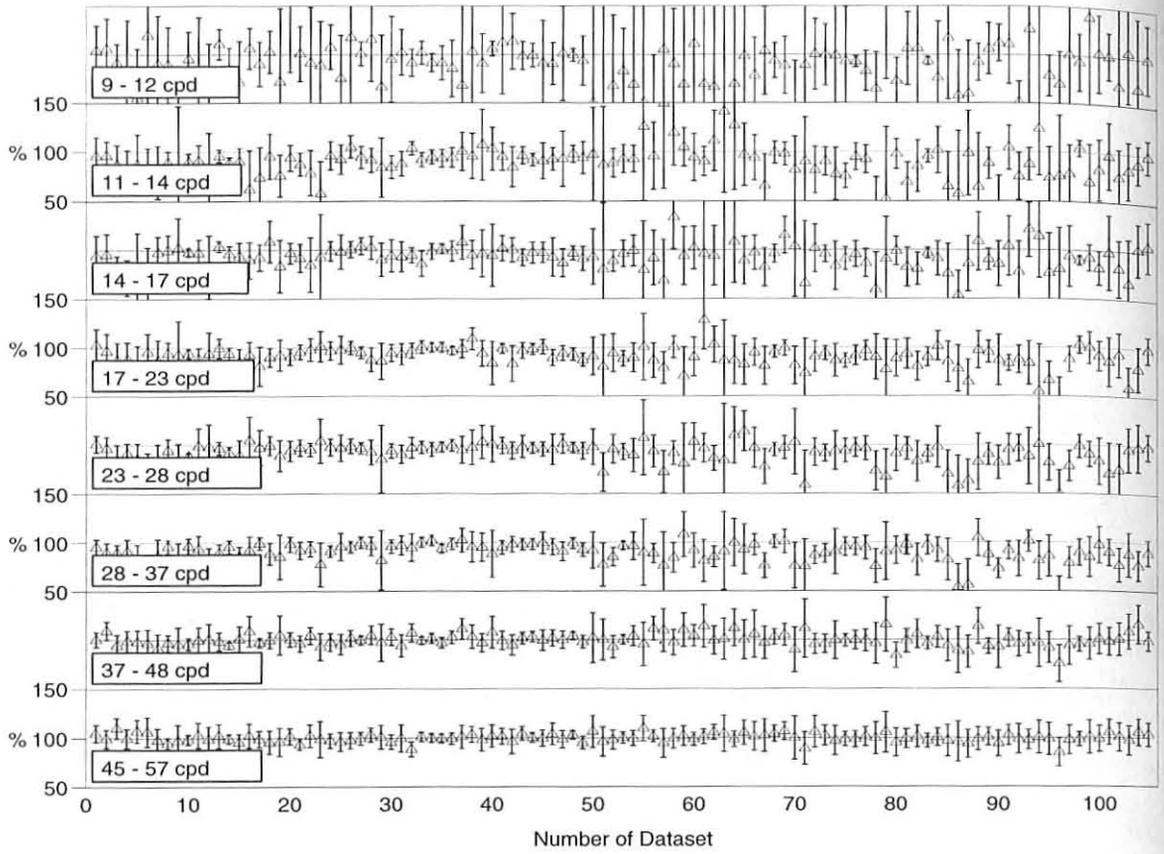
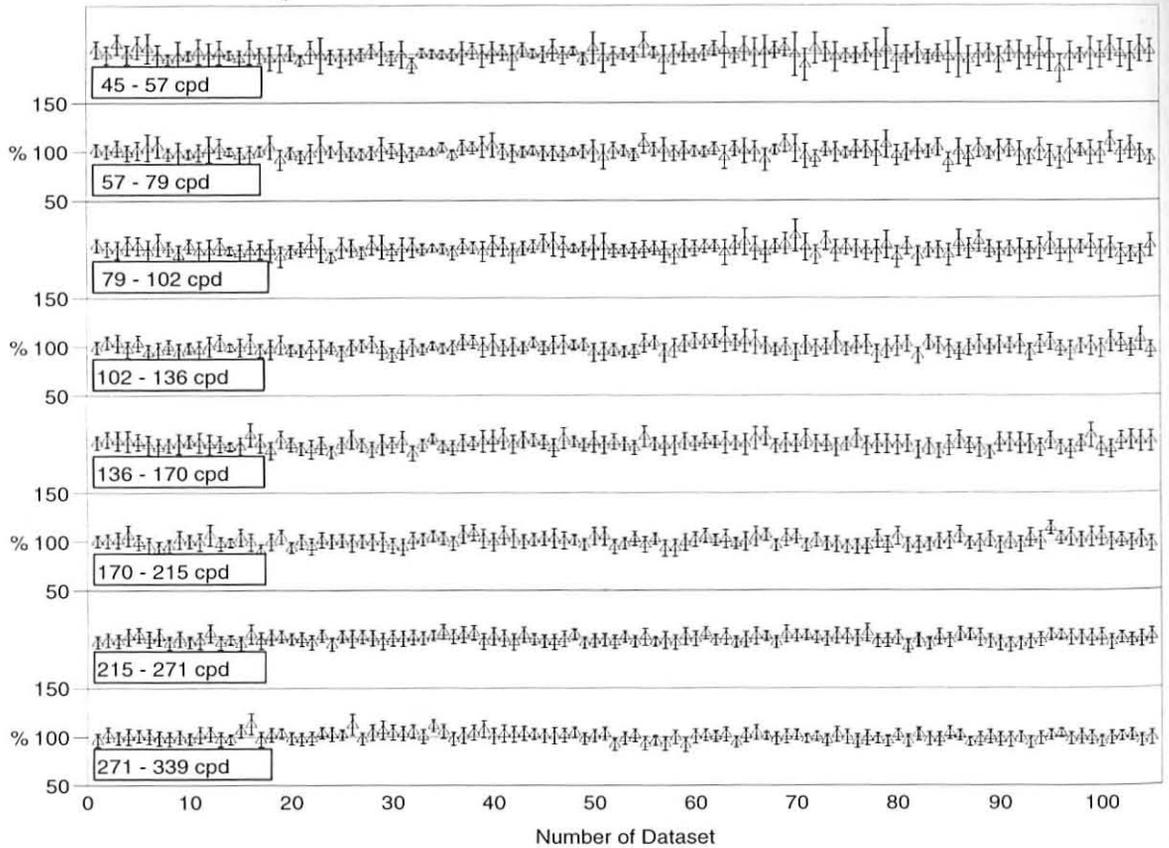


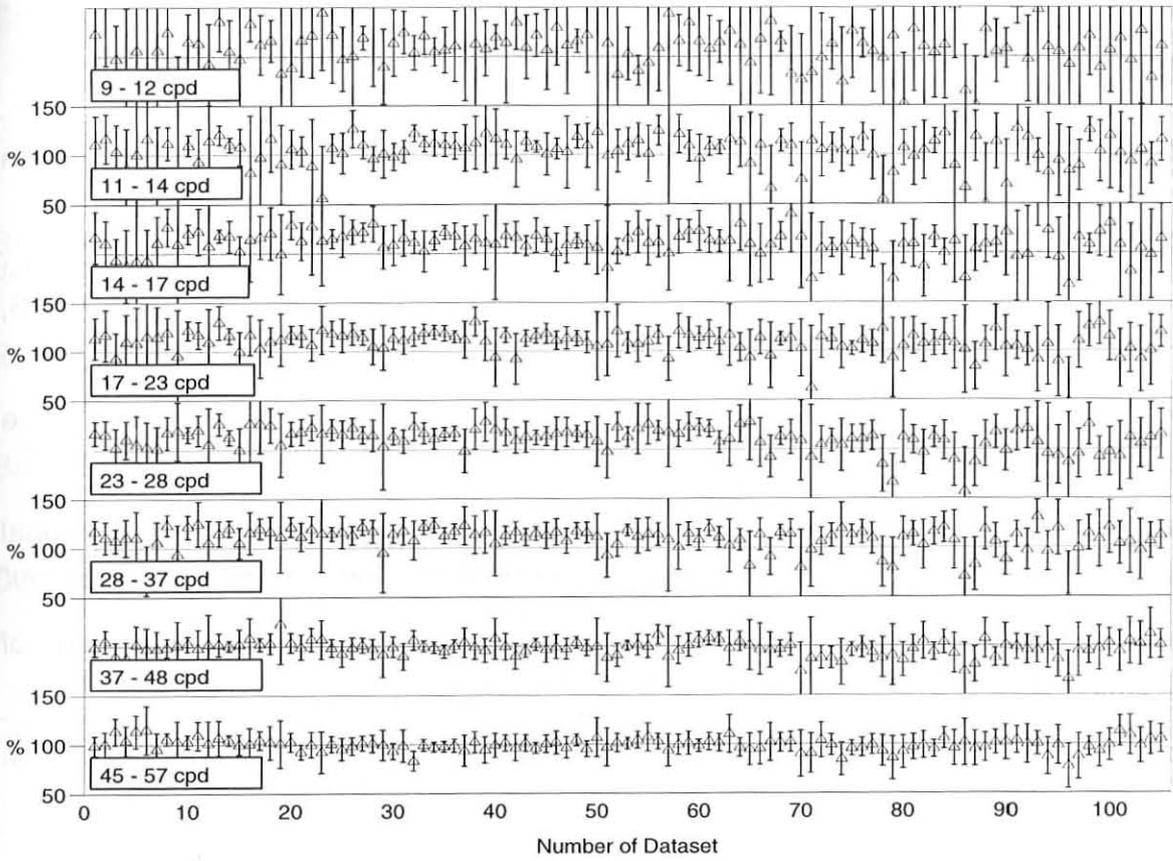
Abb.A.3.2 : Die  $Z_{yx}$ - Amplituden für  $f = 9-57$  cpd aus 105 Datensätzen in %



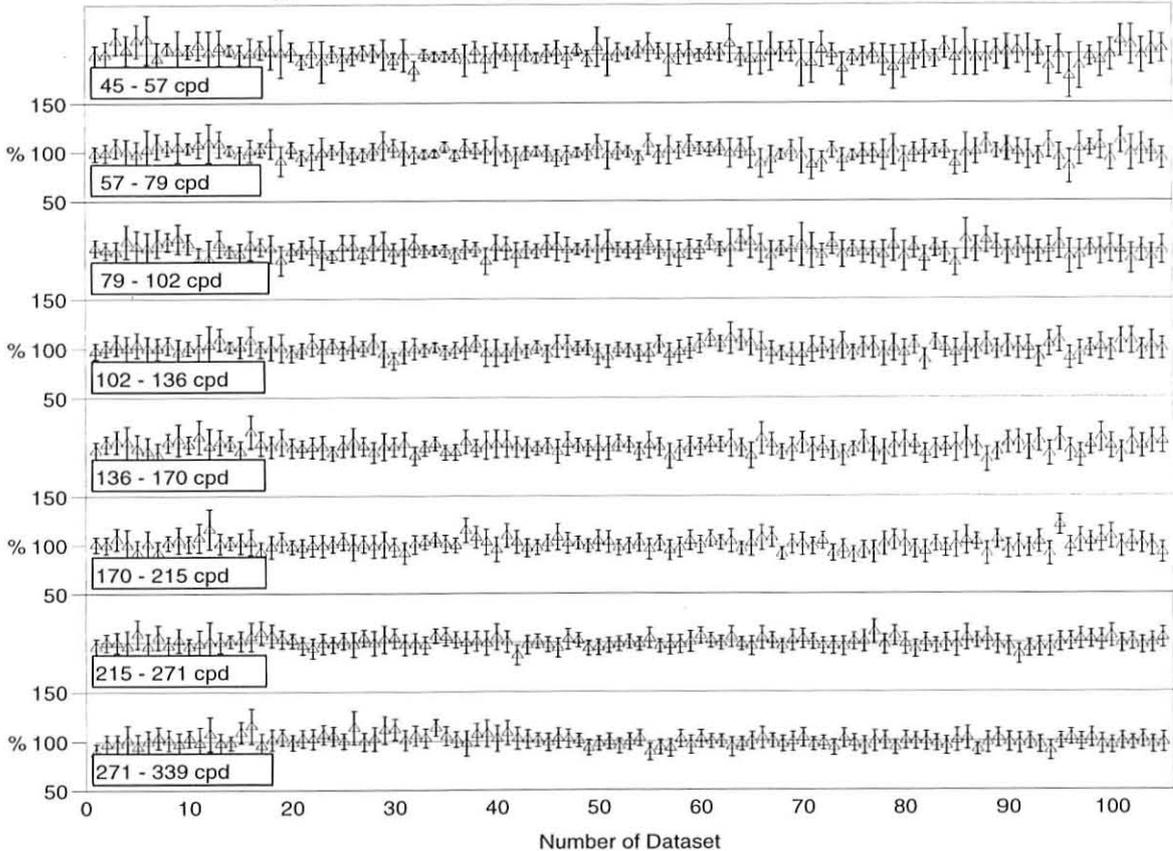
**Abb.A.3.3 : Die Z<sub>xy</sub>- Amplituden für f = 9-57 cpd aus 105 Datensätzen in %**



**Abb.A.3.4 : Die Z<sub>xy</sub>- Amplituden für f = 45-339 cpd aus 105 Datensätzen in %**



**Abb.A.3.5 : Die Z<sub>yy</sub>- Amplituden für f = 9-57 cpd aus 105 Datensätzen in %**



**Abb.A.3.6 : Die Z<sub>yy</sub>- Amplituden für f = 45-339 cpd aus 105 Datensätzen in %**

# Literaturverzeichnis

- Altiner, Y. und H. Seeger (1993): Is the motion of the Eastern Mediterranean region faster than expected?; *Geol. Jour.*, 28, 319-325.
- Ambraseys, N.N., A. Zatopek, M. Tasdemiroglu and A. Aytun (1968): The West Anatolian earthquake of 22 July 1967; UNESCO, Ser. No. 622/BMS.RD/AVS, 622 p., Paris.
- Archie, G.E. (1942): The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics; *Trans. Am. Inst. Min. Metall. Pet. Eng.*, 146, 54-62.
- Bahr, K. (1988): Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion; *J. Geophys.*, 62, 119-127.
- Bahr, K. (1991): Geologic noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types; *Phys. Earth Planet. Inter.*, 66, 24-38.
- Bahr, K. (1992): Zur Zusammenlegung der Zerlegung; In : Haak, V. und H. Rodemann (Hrsg.): *Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung"*, 87-106, Borkheide.
- Bahr, K. (1993): *Elektromagnetische Tiefenforschung und Tektonik: Ihre Verknüpfung über die Geometrie von Gemischen*; *Habil.*, 112 S., JWG Univ., Frankfurt.
- Bakun, W.H. and T.V. McEvilly (1984): Recurrence models and Parkfield, California, earthquakes; *J. Geophys. Res.*, 89, 3051-3058.
- Barka, A.A. and P.L. Hancock (1984): Neotectonic deformation patterns in the convex-northwards arc of the North Anatolian fault zone; in : *The Geological Evolution of the Eastern Mediterranean*; edited by Dixon, J.E. and A.H.F. Robertson; *Spec. Publ. geol. Soc. Lond.*, 17, 763 - 774, London.
- Berckhemer, H., J. Zschau and O. Ergünay (1991): The Turkish-German Project for Earthquake Prediction Research in NW Anatolia, a multidisciplinary approach to study the stress field; in : *Proceedings of the International Conference on "Earthquake Prediction: State-of-the-Art"*, 15-18 Okt., 459-476, Strasbourg.
- Berckhemer, H. (1992): Seismizitätsmessungen; in : *DFG-Gesamtbericht zum Forschungsvorhaben "Geodätisch-Geophysikalische Untersuchungen im seismoaktiven Bereich der Nord-Anatolischen Störzone"*; 47-88, Bonn-Bad Godesberg.
- Brace, W.F. and A.S. Orange (1968): Electrical resistivity changes in saturated rocks during fracture and frictional sliding; *J. Geophys. Res.*, 73, 1433-1445.
- Brace, W.F. (1975): Dilatancy-related electrical resistivity changes in rocks; *Pure Appl. Geophys.*, 113, 207-217.

- Brady, B.T. (1976): Theory of earthquakes: IV General implications for earthquake prediction; *Pure Appl. Geophys.*, 114, 1031-1082.
- Brasse, H. (1993): *Audiomagnetotellurische Tiefensondierungen in Nordost-Afrika*; Dissertation, 217 Seiten, Freie Univ., Berlin.
- Bronstein, I.N. und K.A.Semendjadjew (1981): *Taschenbuch der Mathematik*; 840 S., Thun und Frankfurt a. M. (Harry Deutsch).
- Brown, C. (1994): Tectonic interpretation of regional conductivity anomalies; *Surv. Geoph.*, 15, 123-157.
- Bruton, P. (1994): Analysis of broadband magnetotelluric data, and an application to the Irish Variscides; Ph. D. Thesis, 148p., Univ., Galway, Ireland.
- Buchbinder, G.G.R., A.Lambert, R.D.Kurtz, D.R.Brower, F.M.Anglin and J.Peters (1988): Twelve years of geophysical research in the Charlevoix seismic zone; *Tectonophysics*, 156, 193-224.
- Cagniard, L. (1953): Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting; *Geophysics*, 18, 605-635.
- Clerc, G., G. Petiau, F. Perrier, P. Marquis, A. Choquier, A. Dupis, G. Ruzie, V. Bogorodsky, E. Erkul, L. Jouniaux, O. Yazici-Cakin, D. Lesmes, J. Macnae, J.M. Meunier, D. Nascimento, M.J. Valiant, G. Oettinger, G. Schwarz, H. Toh, A. Hoerd, P. Tarits, K. Vozoff, M. Menvielle, P. Andrieux (1996a): A one-year systematic study of electrodes for long term monitoring; Presentation at the 13th EM Induction Workshop, Onuma, Japan.
- Clerc, G., G. Petiau, F. Perrier, P. Marquis, A. Choquier, A. Dupis, G. Ruzie, V. Bogorodsky, E. Erkul, L. Jouniaux, O. Yazici-Cakin, D. Lesmes, J. Macnae, J.M. Meunier, D. Nascimento, M.J. Valiant, G. Oettinger, G. Schwarz, H. Toh, A. Hoerd, P. Tarits, K. Vozoff, M. Menvielle, P. Andrieux (1996b): A one-year systematic study of electrodes for long term monitoring-technical description and expanded results; Poster at the 13th EM Induction Workshop, Onuma, Japan.
- Constable, S.C., R.L.Parker and C.G.Constable (1987): Occams's inversion: A practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data; *Geophysics*, 52, 289-300.
- Corny, G. (1992): *Prospection Campaign 1992*; Report to the Commission of the European Communities for the Project "Seismic Electrical Signals", Contract EPOCH-CT91-0045 (DTEE), 312 p., Brussel.
- Corny, G. (1995): *Progress Report*; Report to the Commission of the European Communities for the Project "Broadband Magnetotellurics for Earthquake Prediction Research", Contract EV5V-CT94-0449 (DG 12 SOLS), Brussel.
- Dietrich, G., K.Kalle, W.Krauss, und G.Siedler (1975): *Allgemeine Meereskunde*; 593 S., Berlin, Stuttgart (Gebrüder Borntraeger).

- Dittus, H. (1986): Methoden der Registrierung und Datenverarbeitung für das Prospektionsverfahren "Passive Audio-Magnetotellurik"; Dissertation, 154 S., LM Univ., München.
- Dobrovolsky, I.P., S.Zubkov and V.I.Miachik (1979): Estimation of the size of earthquake preparation zones; Pure Appl. Geophys., 117, 1025-1043.
- Drury, M.J. (1979): Electrical resistivity sounding as a technique for studying crustal dilatancy prior to earthquakes; Can. J. of Earth Sci., 16(2), 205-214.
- Eberthart-Phillips, D., W.D.Stanley, B.D.Rodriguez and W.J.Lutter (1996): Surface seismic and electrical methods to detect fluids related to faulting; J. Geophys. Res., 100, 12.919-12.936.
- Eisel, M. (1995): Interpretation magnetotellurischer Messungen im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung unter besonderer Berücksichtigung lateraler anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen; Dissertation; 116 S., Freie Univ., Berlin.
- Egbert, G. and J.Booker (1986): Robust estimation of geomagnetic transfer functions; Geophys. J. R. Astron. Soc., 87, 173-194.
- Ergünay, O. and J. Zschau (1989): Introduction to the Turkish-German Earthquake Research Project; in : Ergünay, O. and J. Zschau (Editors): Turkish-German Earthquake Research Project, 1-17, Ankara/Kiel.
- Erkul, E. (1991): Flachseismische und geoelektrische Untersuchungen an den Registrierstationen des deutsch-türkischen Erdbebenforschungsprojektes im westlichen Teil der Nordanatolischen Verwerfung; Dipl.Arbeit, 159 S., Kiel.
- Erkul, E., A.Müller und J.Zschau (1994): Continuous magnetotelluric measurements at the North Anatolian Fault Zone : first results; In : Bahr, K. und A. Junge (Hrsg.): Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefensondierung", 449-456, Hoechst.
- Fitterman, D.V. (1976): Theoretical resistivity variations along stressed strike-slip faults; J. Geophys. Res., 26, 4909-4915.
- Franke, P., H.Seeger and A.Aksoy (1989): Displacement and strain accumulation observed in the geodetic network of the Mudurnu Valley, North Anatolian Fault Zone; in : Ergünay, O. and J.Zschau (Editors): Turkish-German Earthquake Research Project, 57-66, Ankara/Kiel.
- Frazer-Smith, A.C., A.Bernardi, P.R.McGill, M.E.Ladd, R.A.Helliwell and O.G.Villard Jr. (1990): Low-frequency magnetic field measurements near the epicenter of the  $M_s$  7.1 Loma Prieta earthquake; Geophys. Res. Lett., 17(9), 1465-1468.
- Gamble, T.D., W.M.Gobau and J.Clark (1979): Magnetotellurics with a remote-reference; Geophysics, 44, 53-68.

- Glover, P.W.J., J.B.Gomez, P.G.Meredith, S.A.Boon, P.R.Sammonds and S.A.F.Murrell (1996): Modelling the stress-strain behavior of saturated rocks undergoing triaxial deformation using complex electrical conductivity measurements; *Surv. Geophys.*, 17, 307-330.
- Goubau, W.M., T.D.Gamble and J. Clarke (1978) : Magnetotelluric data analysis : removal of bias; *Geophysics*, 43(6), 1157-1166.
- Gough, D.I. (1992): Electromagnetic exploration for fluids in the earth's crust; *Earth-Sci. Rev.*, 32, 3-18.
- Gräber, M., S.A.al Hagrey, R.Klingbeil und H.Stümpel (1993): Mikroprozessor-gesteuerte Multielektrodenauslage für Widerstandsmessungen, 53th Ann. Mtgn., DGG, Kiel.
- Greiner, W. (1986): Theoretische Physik, Band 3 : Klassische Elektrodynamik; 485 S., Thun und Frankfurt (Harri Deutsch).
- Groom, R.W. and R.C.Bailey (1989): Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion; *J. Geophys.*, 62, 119-127.
- Haak, V., J.Stoll und H.Winter (1991): Why is the electrical resistivity around the KTB hole so low?; *Phys. Earth. Planet. Inter.*, 66, 12-23.
- Hagrey, S.A.al. (1994): Interpretation of resistivity pseudosections at selected sites of the North Anatolian Fault Zone; Report, 28 S., Kiel.
- Hempfling, R. (1977): Beobachtung und Auswertung tagesperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes in der Umgebung von Göttingen; Dissertation, GA Univ., Göttingen.
- Huang, J. and D.L.Turcotte (1990): Evidence for chaotic fault interactions in the seismicity of the San Andreas fault and Nankai trough; *Nature*, 348, 234-236.
- Huss, A.R. (1992): Eine Spannungskonzentration an der nordanatolischen Störung zwischen Bolu und Adapazari/Nordwest-Türkei - ein Finite-Elemente-Modell; Dissertation, 189 S., Univ., Tübingen.
- Hyodo, S. (1977): Fracture Physics; *Bosai-jiho*, 109, 42-47.(japanisch)
- Jödicke, H. (1992): Water and graphite in the earth's crust - an approach to interpretation of conductivity models; *Surv. Geophys.*, 13, 381-407.
- Jones, A.G., R.D.Kurtz, D.E.Boerner, J.A.Craven, G.W.McNeice, D.I.Gough, J.M.DeLaurier and R.G.Ellis (1992): Electromagnetic constraints on strike-slip fault geometry-the Fraser River fault system; *Geology*, 20, 561-564.

- Junge,A. (1992): Zur Schätzung der effektiven Anzahl der Freiheitsgrade bei der Bestimmung magnetotellurischer Übertragungsfunktionen; In : Haak, V. und H. Rodemann (Hrsg.): Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", 139-148, Borkheide.
- Karkaisis,G.F. (1994): Long-term earthquake prediction along the North and East Anatolian Fault Zones based on the time- and magnitude- predictable model; Geophys. J. Int., 116, 198-204.
- Kertz,W. (1969): Einführung in die Geophysik I: Erdkörper; 232 S., Mannheim(B. I. Hochschultaschenbücher).
- Kertz,W. (1971): Einführung in die Geophysik II: Obere Atmosphäre und Magnetosphäre; 208 S., Mannheim(B. I. Hochschultaschenbücher).
- Kuhn,G. (1989): VLF-Messungen zur Untersuchung eines Störungssystems im Mudurnu Tal (Nord-Anatolische Verwerfung, Türkei); Dipl. Arbeit, 97 S., Kiel.
- Lockner,D.A. and J.D.Byerlee (1986): Changes in Complex resistivity during creep in granite; Pure Appl. Geophys.,124(4/5), 657-676.
- Löffler, M. (1992): in : Berckhemer,H.: Seismizitätsmessungen; in : DFG-Gesamtbericht zum Forschungsvorhaben "Geodätisch-Geophysikalische Untersuchungen im seismoaktiven Bereich der Nord-Anatolischen Störzone; 47-88, Bonn-Bad Godesberg.
- Mackie,R.L., T.R.Madden and P.E.Wannamaker (1993): Three-dimensional magnetotelluric modeling using difference equations - theory and comparison to integral equation solutions; Geophysics, 58, 215-226.
- Mackie,R.L., J.T.Smith and T.R.Madden (1994): Three-dimensional electromagnetic modeling using finite difference equations: the magnetotelluric example; Radio Science, 29(4), 923-935.
- Madden,T.R., G.A.LaTorraca and S.K.Park (1993): Electrical conductivity variations around the Palmdale section of the San Andreas Fault Zone; J. Geophys. Res., 98, 795-808.
- Matsu'ura,R.S. (1986):Precursory quiescence and recovery of aftershock activity before some large aftershocks; Bull. Earthq. Res. Inst., 61, 1-65, Tokyo.
- McKenzie,D. (1972): Active tectonics of the Mediterranean region; Geophys. J. R. Astron. Soc., 30, 109-185.
- Meissner,R. und Th.Weaver (1992): The possible role of fluids for the structuring of the continental crust; Earth-Sci.Rev., 32, 19-32.
- Michel,G.W. (1994): 'Neo'-Kinematics along the North-Anatolian Fault, Dissertation, 249 Seiten, Univ.,Tübingen.

- Militzer, H., J. Schön und U. Stötzner (1986): Angewandte Geophysik im Ingenieur- und Bergbau; 420 S., Leipzig (VEB Deut. Verl. für Grundst.).
- Milkereit, C., G. Kuhn, B.-G. Lühr, R. Meissner and N. Büyükköse (1989): Small scale crustal refraction profiling and VLF-measurements in the Mudurnu Valley of Turkey; in : Ergünay, O. and J. Zschau (Editors): Turkish-German Earthquake Research Project, 178-196, Ankara/Kiel.
- Miller, S.A., A. Nur and D.L. Olgaard (1996): Earthquakes as a coupled shear stress - high pore pressure dynamical system; *Geophys. Res. Lett.*, 23(2), 197-200.
- Mjachkin, V.I., W.F. Brace, G.A. Sobolev and J.H. Dietrich (1975): Two models for earthquake forerunners; *Pure Appl. Geophys.*, 113, 167-181.
- Mogi, K. (1984): Fundamental studies on earthquake prediction; in : A collection of papers of International Symposium on Continental Seismicity and Earthquake Prediction (ISCSEP), 619-652, Beijing, China (Seismological Press).
- Müller, A. (1991): Identifizierung und Reduktion magnetisch induzierter Anteile in elektrischen Variationen aus dem Segeberger Forst - Eine Voruntersuchung zum deutsch-türkischen Erdbebenvorhersage-Forschungsprojekt; Dipl. Arbeit, 98 Seiten, Kiel.
- Nehl, B. (1983): Statistische Untersuchungen von Erdbeben in der Türkei im Zeitraum 1800-1981, Dipl. Arbeit, 144 S., Kiel.
- Neugebauer, J. (1995): Structures and kinematics of the North Anatolian Fault zone, Adapazari-Bolu region, northwest Turkey; *Tectonophysics*, 243, 119-134.
- Neurieder, P. (1984): Die elektrische Leitfähigkeit des oberen Mantels unter Mitteleuropa, abgeleitet aus langperiodisch variierenden, natürlichen elektromagnetischen Wechselfeldern; Dissertation, 215 S., LM Univ., München.
- Nur, A. (1972): Dilatancy, pore fluids, and premonitory variations of  $t_s/t_p$  travel times; *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 62, 1217-1222.
- Oral, M.B. (1994): Global Positioning System (GPS) measurements in Turkey (1988-1992): kinematics of the Africa-Arabia-Eurasia plate collision zone; Ph.D. thesis, 344 p., MIT, Cambridge.
- Park, S.K. (1985): Distortions of magnetotelluric sounding curves by three-dimensional structures; *Geophysics*, 50, 785-797.
- Park, S.K. and D.V. Fitterman (1990): Sensitivity of the telluric monitoring array in Parkfield, California, to changes of resistivity; *J. Geophys. Res.*, 95, 15.557-15.571.
- Park, S.K. (1991): Monitoring resistivity changes prior to earthquakes in Parkfield, California, with telluric arrays; *J. Geophys. Res.*, 96, 14.211-14.237.

- Park, S.K., M.J.S. Johnston, T.R. Madden, F.D. Morgan and H.F. Morrison (1993): Electromagnetic precursor to earthquakes in the ULF band: a review of observations and mechanisms; *Rev. of Geophys.*, 31, 2, 117-132.
- Pedersen, L.B. (1982): The magnetotelluric impedance tensor - its random and bias error; *Geoph. Prospect.*, 30, 188-210.
- Petiau, G. and A. Dupis (1980): Noise, temperature coefficient, and long time stability of electrodes for telluric observations; *Geoph. Prospect.*, 28, 792-804.
- Pinar, A., Y. Honkura and M. Kikuchi (1996): A rupture model for the Mudurnu Valley, Turkey earthquake and its implication for seismotectonics in the western part of the North Anatolian Fault Zone; *Geophys. Res. Lett.*, 23(1), 29-32.
- Press, W.H., B.P. Flannery, S.A. Teukolsky and W.T. Vetterling (1989): *Numerical Recipes in Pascal*; 760 pages, Cambridge (Univ. Press).
- Qian, F., Y. Zhao, M. Yu, Z. Wang, X. Liu and S. Chang (1983): Geoelectric resistivity anomalies before earthquakes; *Scientia Sinica (Series B)*, 26(3), 326-336.
- Ritter, O. and G. Dawes (1992): A transputer-based multi-station multi-technique geophysical data acquisition system-S.P.A.M. MKIII; In : Haak, V. und H. Rodemann (Hrsg.): *Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung"*, Borkheide.
- Roeloffs, E.A. (1988): Hydrologic precursors to earthquakes: a review; *Pure Appl. Geophys.*, 126, 177-209.
- Roeloffs, E. and J. Langbein (1994): The earthquake prediction experiment at Parkfield, California; *Rev. Geophys.*, 32(3), 315-336.
- Rösler, R. (1985): Geoelektrik, Allg. Grundlagen; in : Militzer, H. und F. Weber (Hrsg.): *Angewandte Geophysik, Band 2*; 13-29, Wien-New York (Springer)/Berlin (Akademie).
- Sadovsky, M.A., I.L. Nersesov, S.K. Nigmatullaev, L.A. Latynina, A.A. Lukk, A.N. Semenov, I.G. Simbireva and V.I. Ulomov (1972): The processes preceding strong earthquakes in some regions of Middle Asia; *Tectonophysics*, 14, 295-307.
- Schmucker, U. (1970): Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States; *Scripps Institution of Oceanography Bulletin* 13, 165 Seiten, (Univ. of California Press).
- Schmucker, U. (1978): Auswerteverfahren Göttingen; In : Haak, V. und J. Homilius (Hrsg.): *Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung"*, 163-188, Neustadt/Weinstrasse.
- Schmucker, U. (1984): Electromagnetic induction by external sources; in : Landolt-Börnstein, Gruppe V, Band 2a : *Geophysik der festen Erde, des Mondes u. d. Planeten*, 31-125, Berlin (Springer).

- Schmucker,U. (1987): Substitute conductors for electromagnetic response estimates; Pure Appl. Geophys., 125(2/3), 341-367.
- Scholz,H.S., L.R.Sykes and Y.P.Aggarwal (1973): Earthquake prediction: a physical basis; Science, 181, 805-810.
- Scholz,Chr.H. (1990a): The mechanics of earthquakes and faulting; 442 Seiten, Cambridge(Univ. Press).
- Scholz,Chr.H. (1990b): Earthquakes as chaos; Nature, 348, 197-198.
- Semenov,A.N. (1969): Variations in the travel time of transverse and longitudinal waves before violent earthquakes; Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Solid Earth, 3, 245-248.
- Sengör,A.M.C and N.Canitez (1992): The North Anatolian Fault; reprint from Alpine Medit. Geodyn., 7, 205-216.
- Sims,W.E., F.X.Bostick and H.W.Smith (1971): The estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data; Geophysics, 36, 938-942.
- Sobolev,G.A. (1995): Fundamental of earthquake prediction; 162 Seiten, Electromagnetic Research Centre, Moskau.
- Spitzer,K. (1987): Zur Zeitabhängigkeit der Impedanz in der Magnetotellurik; Dipl. Arbeit, 122 S., Göttingen.
- Straub,Ch. und H.-G.Kahle (1995): Active crustal deformation in the Marmara Sea region, NW Anatolia, inferred from GPS measurements; Geophys. Res. Lett., 22(18), 2533-2536.
- Swift,C.M. (1967): A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in South Western United States; Ph.D. Thesis, MIT, Cambridge MA.
- Thompson, D.J. (1982): Spectrum estimation and harmonic analysis; Proc. IEEE, 70, 1055-1095.
- Uhrenbacher,R. (1989): A new method for interpreting tectonomagnetic field changes using a natural geomagnetic sensor-a contribution to the Joint German-Turkish Earthquake Prediction Research Project; Dissertation, European University Studies, Frankfurt(Peter Lang), 218 Seiten, CA Univ., Kiel.
- Varotsos,P. and M.Lazaridou (1991): Latest aspects of earthquake prediction in Greece based on Seismic Electric Signals; Tectonophysics, 188, 321-347.
- Vozoff,K. (1991): The magnetotelluric method; In : Nabighian,M.N. (editor), Electromagnetic methods in applied geophysics, Vol.2B: Application, Chapter 8, 641-711.
- Wakita,H., Y.Nakamura and Y.Sano,Y. (1988): Short-term and intermediate-term geochemical precursors; Pure Appl. Geophys., 126, 267-278.

- Wald,D.J., T.H.Heaton and K.W.Hudnot (1996): The Slip History of the 1994 Northridge, California, Earthquake Determined from Strong-Motion, Telesismic, GPS, and Leveling Data; Bull. Seismol. Soc. Am., 86, 1b, S49-S70.
- Wang,C.Y., P.N.Sundaram and R.E.Goodman (1978): Electrical resistivity in rocks during frictional sliding and fracture; Pure Appl. Geophys., 116, 717-731.
- Weidelt,P. (1972): The inverse problem of geomagnetic induction; Z. f. Geophys., 38, 257-289.
- Weigelt,E., H.Berckhemer, B.Baier, R.Ates, A.Yatman and O.Özel (1989): Seismic observations in the Mudurnu Valley test area at the North Anatolian Fault Zone; in : Ergünay,O. and J. Zschau (Editors): Turkish-German Earthquake Research Project, 45-56, Ankara/Kiel.
- Westerhaus, M. (1995): Tilt and well level tides along an active fault; a contribution to the Turkish-German Joint Project on Earthquake Research; Dissertation, 267 S., CA Univ., Kiel.
- Wight,D.E. and F.X.Bostick (1980): Cascade decimation - a technique for real time estimation of power spectra, Proc. IEEE Intern. Conf. Acoustic,SpeechSignal Processing, April 9-11, 626-629, Denver, Colorado.
- Woith,H. (1995): Spatial and temporal variations of radon in ground air and ground water within the Mudurnu Valley, NW Turkey; a contribution to the German-Turkish Earthquake Prediction Research Project; Dissertation, Scient. Tech. Rep. STR96/06, GFZ Potsdam, 145 S., CA Univ., Kiel.
- Wu,F.T., L.Blatter and H.Roberson (1975): Clay gouges in the San Andreas Fault system and their possible implications; Pure Appl. Geophys., 113, 87-95.
- Wu,K.T., M.S.Yue, H.Y.Wu, S.L.Chao, H.T.Chen, W.Q.Huang, K.Y.Tien and S.D.Lu (1978): Foreshocks to the Haicheng earthquake of 1975. Certain characteristics of the Haicheng earthquake (M=7.3) sequence; Chinese Geophysics, AGU, 1, 289-308.
- Wyss,M. (Editor) (1991): Evaluation of proposed earthquake precursors; AGU, 94 p., Washington D. C..
- Wyss.M., M. Westerhaus, H. Berckhemer and R.Ates (1995): Precursory seismic quiescence in the Mudurnu Valley, North Anatolian Fault Zone, Turkey; Geophys. J. Int.,123, 117-124.
- Zschau,J. (1989): Summary of the results within the Turkish-German Earthquake Research Project; in : Ergünay,O. and J. Zschau (Editors): Turkish-German Earthquake Research Project, 197-211, Ankara/Kiel.
- Zschau, J. (1992): Project Report March 1992 - December 1992; Report to the Commission of the European Communities for the Project "Seismic Electrical Signals", Contract EPOCH-CT91-0045 (DTEE), 37 p., Brussel.

# Danksagung

Prof. Dr. J. Zschau danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Projektgruppe an der Universität Kiel und später am GFZ Potsdam anfertigen zu können. Er hat mir großes Vertrauen entgegen gebracht, und viel Freiraum für eigene Konzepte gelassen. Ohne seine Unterstützung wäre die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Der unermüdliche Einsatz von E. Erkul bei Konzeption, Aufbau und Wartung der Meßstation war eine weitere Voraussetzung für die hier vorgestellten Ergebnisse. In diesem Zusammenhang gilt mein Dank auch den Kollegen vom ERI Ankara unter der Leitung von S. Gencoglu für die Unterstützung beim Meßbetrieb, insbesondere S. Güneyi und M. Karagöz.

Mein besonderer Dank gilt Dr. R. Uhrenbacher. Obwohl er schon 1990 aus unserer Arbeitsgruppe ausschied, hat erst er die Voraussetzungen für die Teilprojekte "Elektrisches Experiment" und "Magnetisches Experiment" geschaffen. Seine Grundideen, und die Initiierung der ersten Forschungsanträge haben bis heute deutliche Konturen im Konzept des Deutsch-Türkischen Erdbebenforschungsprojektes hinterlassen.

Viel Unterstützung bekam ich aus der Arbeitsgruppe "Desasterforschung" am GFZ Potsdam. Ich danke S. Reiprich, B. Lühr, Dr. H. Woith, Dr. G. Michel und Dr. M. Westerhaus für die wissenschaftlichen Diskussionen, W. Welle und C. Milkereit für die Hilfe im Umgang mit dem Rechnernetz, H. Loeper und W. Thomas bei der technischen Unterstützung und U. Borchert für die Anfertigung von Abbildungen.

Ich danke unseren Partnern in den EU-Projekten für die freundschaftliche Zusammenarbeit, besonders G. Cormy und J.-L. Martin (Fa. GEOREX, Argenteuil, Frankreich) für die Sondierungsdaten, und Dr. A. Tzanis (NKUA Athen) für die Überlassung einiger Auswertungsergebnisse.

Der multidisziplinäre Ansatz des GFZ Potsdam kam meiner Arbeit in besonderem Maße zugute. Das umfangreiche Wissen der Arbeitsgruppe "Elektromagnetische Tiefensondierung und Geomagnetische Felder" über das Meßverfahren MT war eine wichtige Bereicherung für meine Arbeit. Dafür danke ich Dr. M. Eisel, Prof. Dr. K. Bahr und Prof. Dr. V. Haak. Darüber hinaus lernte ich das offene und sehr kommunikative Netz der Magnetotelluriker in Deutschland schätzen. Unter den zahlreichen Personen, die hier ihr Interesse bekundeten, Hinweise gaben und auch Kritik anbrachten, möchte ich hier nur Prof. Dr. U. Schmucker herausstellen, der mich zu den Modellierungen ermutigte, M. Müller und Dr. V. Rath, die mir Hinweise zur Benutzung des 3-D-Modellierungsprogrammes gaben, sowie Dr. K. Spitzer, der mir viele Hinweise aufgrund seines ähnlich gestellten Diplomarbeitsthemas gab.

Dr. M. Eisel, B. Lühr, S. Reiprich und nicht zuletzt meinem Vater danke ich für die Korrekturhinweise.

Ich danke meinen Eltern und meiner Schwester für die moralische Unterstützung.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln der DFG, des GFZ Potsdams, und der EU unterstützt.

# LEBENS LAUF

Name : Andreas Müller  
Geburtstag, -ort : 04.10.1962 in Frankfurt a. M.  
Vater : Dipl.-Ing. Heinz Müller, Heizungsingenieur  
Mutter : Ingrid Müller, Steuerfachgehilfin  
Familienstand : ledig

Schulbildung : 1968 - 1971 Volksschule in Niederhöchstadt bei Frankfurt a. M.  
1971 - 1972 Volksschule in Hamburg Rahlstedt  
1972 - 1982 Gymnasium "Heegen" in Hamburg-Rahlstedt  
Abschluß : Allgemeine Hochschulreife

Zivildienst : 1983 - 1984 Kinder- und Jugendpsychiatrie des  
Kinderkrankenhauses "Wilhelmstift"

Berufsausbildung : 1984 - 1988 Studium der Geophysik an der "Ludwig-  
Maximilians-Universität" in München;  
Diplomvorprüfung im Juli 1986;  
1988 - 1991 Studium der Geophysik an der "Christian-Albrechts-  
Universität" in Kiel; Diplomarbeit mit dem Thema  
"Identifizierung und Reduktion magnetisch  
induzierter Anteile in elektrischen Variationen aus  
dem Segeberger Forst- Eine Voruntersuchung zum  
deutsch-türkischen Erdbebenvorhersage-  
Forschungsprojekt"; Abschluß der  
Diplomhauptprüfung im Juli 1991

Berufspraxis : 1991 - 1992 Wissenschaftlicher Angestellter im Deutsch-  
Türkischen Erdbeben Forschungsprojekt an der  
"Christian-Albrechts-Universität" zu Kiel  
1992 - 1996 Wissenschaftlicher Angestellter am  
GeoForschungsZentrum Potsdam im Projektbereich  
"Desasterforschung"



---

Zentralbibliothek  
GFZ Potsdam B 103

000194701

