

Messung der Absorption atmosphärischer ELF-Impulse

Diplomarbeit
im Fach Geophysik
am Institut für Meteorologie und Geophysik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität

vorgelegt von
Steven Golden
Frankfurt am Main, März 2001

Zweite, korrigierte Fassung
September 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Der atmosphärische Wellenleiter	5
2.1	Elektrische Eigenschaften der Atmosphäre	5
2.1.1	Elektrische Leitfähigkeit von Luft	5
2.1.2	Die Ionosphäre	6
2.2	Wellenleitung zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre	8
2.2.1	Grundlagen der elektromagnetischen Wellenausbreitung	8
2.2.2	Wellenausbreitung in einem homogenen planaren Wellenleiter	13
2.2.3	Einfluss der Erdkrümmung auf die Wellenausbreitung	15
2.3	Blitze	19
3	Magnetfeldmessungen im ELF-Bereich	22
3.1	Induktionsspulen-Magnetometer	22
3.1.1	Aufbau eines Induktionsspulen-Magnetometers	23
3.1.2	Theoretische Übertragungsfunktion eines Induktionsspulen-Magnetometers	23
3.1.3	Reale Spule mit Rückkopplung	27
3.1.4	Der Vorverstärker im Detail: Der Einsatz von Chopper-Verstärkern	28
3.2	Datenlogger	30
3.2.1	SPAM MkIII	33
3.2.2	Quanterra QT 4120	34
3.3	Aufbau einer Mehrzweck-Adaptereinheit („Adapterbox“)	34
3.3.1	Anforderungen	35
3.3.2	Spezifikationen der Ein- und Ausgänge	35
3.3.3	Schaltung	37
4	Kalibrierung und Vergleich der Messgeräte	40
4.1	Schätzung der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich	40
4.2	Kalibrierung der MFS05 Magnetometer mit künstlicher Anregung	43
4.2.1	Konzept	43
4.2.2	Durchführung der Kalibrierung	44
4.2.3	Auswertung	46

4.2.4	Darstellung und Vergleich der Ergebnisse und Anpassung theoretischer Übertragungsfunktionen	47
4.2.5	Verbesserungsmöglichkeiten	50
4.3	Gerätevergleiche mit natürlicher Anregung	57
4.3.1	Durchgeführte Vergleiche	58
4.3.2	Ergebnisse	60
5	Messung der Absorption von ELF-Signalen	65
5.1	Messmethode	65
5.2	Datenmaterial	66
5.2.1	ELF-Aufzeichnungen aus der Sprite-Kampagne'98	66
5.2.2	Das NLDN-Blitznetzwerk	66
5.3	Auswertung	67
5.4	Ergebnisse	69
5.4.1	Test an Hand ausgewählter Effekte	69
5.4.2	Processing mit vielen Effekten	70
5.4.3	Vergleich von Tag- und Nachtdaten	74
6	Zusammenfassung	75
A	MFS05-Übertragungsfunktionen	79
B	Absorptionsparameter	80

Kapitel 1

Einleitung

Die elektrisch schlecht leitende untere Atmosphäre bildet zwischen der gut leitenden Erdoberfläche und der unteren Ionosphäre einen Wellenleiter für niederfrequente elektromagnetische Wellen. Insbesondere Wellen im ELF (Extremely Low Frequency) Bereich von 10 Hz – 3 kHz [3] können sich in diesem *atmosphärischen Wellenleiter* besonders gut ausbreiten. Sie werden dabei der Erdoberfläche folgend geführt und können so bei genügender Anfangsenergie den gesamten Planeten umkreisen.

Blitze stellen die primäre natürliche Anregung in diesem Wellenleiter dar. Sie strahlen elektromagnetische Pulse mit einem sehr breiten Frequenzspektrum ab, das auch den ELF-Bereich überdeckt. Die dadurch generierten Wellen werden als *Atmospherics* oder kurz *Sferics*¹ bezeichnet. Während höherfrequente Anteile der Sferics im atmosphärischen Wellenleiter einer starken Absorption unterliegen, können Anteile im ELF-Bereich in die nullte Mode dieses Wellenleiters einkoppeln, die nur eine schwache Absorption aufweist. Doch auch ELF-Wellen erfahren auf Grund ohmscher Verluste eine gewisse Absorption², mit einem Absorptionsparameter, der Informationen über die Leitfähigkeitsstruktur des Wellenleiters beinhaltet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt und in ein Computerprogramm umgesetzt, um diesen Absorptionsparameter aus Aufzeichnungen von Sferics an verschiedenen Messstationen zu bestimmen.

Dazu wurden Daten herangezogen, die im Rahmen der Sprite-Kampagne'98 im Westen Nordamerikas gemessen wurden. Es handelt sich um Messungen der horizontalen Magnetfeldkomponenten im ELF-Bereich, die mit Metronix MFS05-Magnetometern an SPAM MkIII-Datenloggern durchgeführt wurden. Um eine möglichst genaue Instrumentenkorrektur anwenden zu können, wurden 1999 mehrere Nachmessungen der Übertragungsfunktionen sämtlicher verwendeter Magnetometer durchgeführt. Dabei bot es sich an, auch Vergleichsmessungen mit anderen Geräten, dem Datenlogger Quanterra QT4120 und zwei Magnetometern vom Typ EMI BF-4, anzustellen.

¹Die etwas sonderbare Schreibweise mit „f“ soll helfen, Verwechslungen mit der Abkürzung Spherics für spherical harmonics zu vermeiden.

²In der Literatur werden an Stelle von Absorption und Absorptionsparameter häufig auch die Begriffe Dämpfung und Dämpfungsparameter verwendet.

Um den Absorptionsparameter im atmosphärischen Wellenleiter zu bestimmen, werden Amplitudenverhältnisse zwischen den an verschiedenen Messorten aufgezeichneten ELF-Impulsen des gleichen Sferics bestimmt. Kennt man den Quellort des verursachenden Blitzes, so kann man mit einem Modell für die Absorption von ELF-Impulsen diese Amplitudenverhältnisse modellieren. Als Modell wird hierbei das Produkt aus einem exponentiellen absorptionsbedingten und einem geometrischen Abfall angenommen.

Vergleichbare Messungen wurden schon 1974 von HUGHES UND GALLENBERGER mit einer ähnlichen Methode durchgeführt [10]. Ein Vergleich der Ergebnisse stellt den Abschluss dieser Arbeit dar. Es interessieren dabei insbesondere zeitliche Veränderungen des Absorptionsparameters auf Grund von Veränderungen der Ionosphäre, von denen hier der extremste Effekt, der Tag/Nacht-Unterschied, näher betrachtet wird.

Die Arbeit gliedert sich in 5 Kapitel, von denen das erste diese Einleitung darstellt. Im 2. Kapitel werden einige Grundeigenschaften des atmosphärischen Wellenleiters vorgestellt. Dazu wird zunächst kurz auf die Leitfähigkeitsverteilung in der Atmosphäre eingegangen. Danach wird nach einer kurzen Wiederholung einiger Grundlagen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen als einfachstes Modell für die Atmosphäre ein planarer Wellenleiter diskutiert. Später wird dieser zu einem sphärischen Modell erweitert.

Die Kapitel 3 und 4 befassen sich mit der Messung und Aufzeichnung von ELF-Signalen, wie sie zur Durchführung der späteren Analysen benötigt werden. In Kapitel 3 werden die verwendeten Geräte sowie eine im Rahmen dieser Arbeit angefertigte Adaptereinheit zum Verbinden verschiedener Geräte vorgestellt. Kapitel 4 geht auf die durchgeführten Nachmessungen der Magnetometer-Übertragungsfunktionen sowie Vergleichsmessungen zwischen den Geräten ein.

Kapitel 5 stellt schließlich das Kernstück dieser Arbeit vor, die Bestimmung des Absorptionsparameters im atmosphärischen Wellenleiter aus ELF-Magnetfeldaufzeichnungen an verschiedenen Stationen. Es werden erste Ergebnisse von Datenanalysen vorgestellt und mit den früheren Ergebnissen von Hughes und Gallenberger verglichen. In Kapitel 6 wird all dies nochmal kurz zusammengefasst und ein Ausblick auf einige weiterführende Möglichkeiten geboten.

Kapitel 2

Der atmosphärische Wellenleiter

2.1 Elektrische Eigenschaften der Atmosphäre

Die Atmosphäre läßt sich nach unterschiedlichen Gesichtspunkten untergliedern. Je nach betrachtetem physikalischen Parameter lassen sich unterschiedliche Schichten festlegen, die entlang charakteristischer Diskontinuitäten in diesem Parameter abgegrenzt werden. So erfolgt nach dem Parameter Temperatur eine Einteilung in Troposphäre, Stratosphäre, Mesosphäre und Thermosphäre. Der Parameter Durchmischung erlaubt eine Unterteilung in Homosphäre und Heterosphäre. Und der Parameter elektrische Leitfähigkeit führt schließlich zur Einführung der Ionosphärenschichten, die mit Buchstaben D, E, F1 und F2 bezeichnet werden. Da hier vor allem die elektrischen Eigenschaften der Atmosphäre – genauer: ihre Leitfähigkeit – interessieren, soll hier etwas genauer auf die Ionosphäre eingegangen werden.

2.1.1 Elektrische Leitfähigkeit von Luft

Elektrische Leitfähigkeit tritt in einem Medium auf, wenn darin freie Ladungsträger vorhanden sind. In einem perfekten Neutralgas ist das nicht der Fall, weshalb z.B. Luft unter Normalbedingungen in erster Näherung einen Isolator darstellt. Genau betrachtet zeigt sich aber auch bei Luft eine geringe Leitfähigkeit, die auf die Anwesenheit einer gewisse Anzahl freier Ladungsträger in der Luft zurückzuführen ist. Es handelt sich dabei um Ionen und in höheren Atmosphärenschichten auch um freie Elektronen, die einer ständigen Ionisation der neutralen Gaskomponente durch Strahlungseinflüsse entspringen.

Kosmische Strahlung, Sonneneinstrahlung und nahe der Erdoberfläche auch Radioaktive Strahlung aus Zerfallsprozessen in der Erde führen zur Ionisation von Luftmolekülen: Dabei wird ein Elektron von dem Molekül abgespalten, welches als positiv geladenes Ion zurückbleibt. In einem relativ dichten Gas, wie es Luft nahe der Erdoberfläche ist, wird das Elektron normalerweise schnell an ein Neutralgasteilchen gebunden um daraus ein negatives Ion zu bilden. Daher hat man es in der unteren Atmosphäre fast ausschließlich mit positiv

und negativ ionisierten Luftmolekülen als freien Ladungsträgern zu tun [15]. Finden schließlich positive und negative Ionen wieder zusammen, so kann es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zur Rekombination kommen; aus den beiden Ionen werden wieder Neutralgasteilchen.

In der dünneren, oberen Atmosphäre sind Kollisionen zwischen Teilchen seltener; ihrer mittlere freie Weglänge ist größer. Dies gilt insbesondere für freie Elektronen, die unter solchen Umständen mit ihrem geringen Wirkungsquerschnitt wesentlich seltener mit den schwereren Gasteilchen kollidieren, als Gasteilchen unter sich. Als Ergebnis davon haben in der unteren Atmosphäre freie Elektronen an der elektrischen Leitfähigkeit der Luft einen vernachlässigbaren Anteil, in der hohen Atmosphäre (E und F-Schichten) kann man hingegen den Einfluss negativer Ionen vernachlässigen. Der Übergangsbereich zwischen diesen beiden Extremen liegt in der oberen D-Schicht.

2.1.2 Die Ionosphäre

Als MARCONI 1901 [1] erstmals die drahtlose Übertragung von Signalen über den Atlantik hinweg gelang, warf dies die Frage auf, wie sich elektromagnetische Wellen der Erdoberfläche folgend fortpflanzen könnten. Ein Teil dieser und nachfolgend gemachter Beobachtungen konnten durch eine über einer gut leitenden Oberfläche geführten sogenannten *Bodenwelle* erklärt werden. Viele Diskrepanzen blieben aber weiterhin bestehen, was eine wachsende Anhängerschaft für eine schon 1902 von HEAVISIDE UND KENNELLY [1] gleichzeitig und unabhängig voneinander aufgestellte Vermutung schuf: Demnach wurde in einer Höhe von ca. 80 km eine leitfähige und damit reflektierende Schicht angenommen. Zwischen dieser Schicht und der Erdoberfläche würden die Wellen durch Mehrfachreflexion um die Erde herum geleitet werden. Erst 1925 konnte diese Schicht erstmals experimentell nachgewiesen werden.

APPLETON [1] schlug für die zuerst entdeckte leitfähige Schicht den Namen E-Schicht vor um die übrigen Buchstaben des Alphabets für höher und tiefer liegende noch zu entdeckende Schichten frei zu haben. Tatsächlich kamen noch eine tiefere D-Schicht und eine höhere F-Schicht hinzu, von denen letztere später in eine F1- und eine F2-Schicht aufgeteilt werden musste. Die Leitfähigkeit der D, E, F1 und F2-Schichten wird durch eine erhöhte Ionisationsrate in diesen Höhenbereichen hervorgerufen. Daher werden diese Schichten zusammenfassend als Ionosphäre bezeichnet. Man geht heute davon aus, dass jeder Planet, der eine Atmosphäre besitzt auch über eine Ionosphäre verfügt. Die Feingliederung der Ionosphäre in ihre Schichten ist jedoch von der jeweiligen Zusammensetzung der Atmosphäre abhängig.

Die D-Schicht

Die D-Schicht ist mit einer Höhe von 60–85 km [14] die tiefste Ionosphärenschicht. Die darin statt findende Ionisation wird hauptsächlich durch extrem kurzwellige UV-Strahlung ($\lambda < 111,8\text{nm}$), Röntgenstrahlung und solare kosmische Strahlung hervorgerufen, da langwelligere UV-Strahlungskomponenten bereits in den höheren Ionosphärenschichten absorbiert wurden. Ionisiert wer-

den hauptsächlich NO, O₂ und N₂. In dem noch verhältnismäßig dichten Gas können die Ionen bei häufigen Kollisionen untereinander ihre Ladungen austauschen und freie Elektronen werden rasch an Neutralgasteilchen gebunden um negative Ionen zu bilden. Die rasche Bindung freier Elektronen sowie eine generell rasche Rekombination führen dazu, dass die D-Schicht nach Wegfall der ionisierenden Strahlung nach Sonnenuntergang fast sofort verschwindet. Anders als bei den höheren Ionosphärenschichten herrscht daher bei der D-Schicht ein scharfer Leitfähigkeitskontrast entlang der Tag-Nacht-Grenze.

Die im Verhältnis zu den übrigen Ionosphärenschichten sehr hohe Dichte der Neutralgaskomponente führt noch zu einer weiteren Besonderheit der D-Schicht: Freie Ladungsträger, die in einem elektrischen Feld beschleunigt werden kollidieren auf Grund der kürzeren freien Weglänge in einem dichteren Gas häufiger mit Neutralgasteilchen und verlieren dabei ihre aus dem Feld bezogene kinetische Energie. Dadurch wird letztendlich dem Feld Energie entzogen und in Wärme umgewandelt. Stammt das Feld von einer eingestrahlt elektromagnetischen Welle, so führt dies bei der Welle zu Absorption. Anders, als die höheren Ionosphärenschichten wirkt die D-Schicht auf elektromagnetische Wellen weniger reflektierend, als absorbierend. Dies macht eine Beobachtung der D-Schicht mittels Radiowellen-Reflexionen durch sogenannte Ionosonden schwierig, da keine Reflexionen daran beobachtbar sind. Statt dessen aber bewirkt die D-Schicht eine erhöhte Absorption aller an höheren Schichten reflektierten Wellen. Dies ist auch der Grund für den schlechteren Empfang entfernter Lang- und Kurzwellsender bei Ausbildung der D-Schicht am Tage.

Die E-Schicht

Die E-Schicht liegt in einem Höhenbereich von 85–140 km. Extrem kurzwellige UV-Strahlung ($\lambda < 100$ nm) und weiche Röntgenstrahlung führen dort zur Ionisation von O₂ und N₂ sowie kleineren Mengen von NO und O. Der Höhenbereich der E-Schicht fällt mit dem Übergangsbereich zwischen Homosphäre und Heterosphäre zusammen: Während in der tiefer liegenden Homosphäre ständig eine gute Durchmischung aller Gaskomponenten statt findet, können sich diese oberhalb nach ihren unterschiedlichen Molekülgewichte im Schwerfeld der Erde sortieren, so dass allmählich das Verhältnis von leichteren zu schweren Gaskomponenten mit der Höhe zunimmt. Dementsprechend gewinnt in der oberen E-Schicht der atomare Sauerstoff O gegenüber dem molekularen O₂ zunehmend an Bedeutung. Der Abbau der Ionisation findet in der E-Schicht hauptsächlich durch dissoziative Rekombination statt, also beispielsweise durch Reaktionen der Gestalt $O_2^+ + e \rightarrow O + O$. Negative Ionen sind beim Rekombinationsprozess oberhalb der D-Schicht kaum noch von Bedeutung.

Nachts geht die Ionisation der E-Schicht um etwas mehr als zwei Dekaden zurück, so dass man eigentlich nicht mehr von einer Ionosphärenschicht sprechen kann. Lokal kann es aber auch Nachts zu der Ausbildung einer *sporadischen E-Schicht* (E_S) kommen [14]. Diese tritt gehäuft am magnetischen Äquator und in den Polgebieten, gelegentlich aber auch in den gemäßigten Breiten, auf.

Die F1- und F2-Schichten

Oberhalb von 140 km bilden die F1- und F2-Schichten die höchsten der Ionosphärenschichten. Innerhalb der F2-Schicht erreicht die Zahl der freien Elektronen in einer Höhe von ca. 300 km ihr Maximum. Ab dieser Höhe ist ein Großteil des vorhandenen Gases ionisiert. Dies bedeutet, dass oberhalb davon trotz weiter zunehmender Ionisation die Zahl der ionisierten Gasteilchen gemeinsam mit der Gesamtzahl der Gasteilchen wieder abnimmt.

Die F1 Schicht ist im Prinzip nur ein Anhang an der Unterseite der F2 Schicht, das sich auf der Tagseite von letzterer abspaltet. Die F2-Schicht bleibt auch Nachts bestehen und wird dann meist schlicht als F-Schicht bezeichnet. In den F1- und F2-Schichten spielt die Ionisation von atomarem Sauerstoff O durch harte UV-Strahlung eine über andere Ionisationsprozesse dominierende Rolle. Die Rekombination mit dem einatomigen Sauerstoff kann nicht mehr direkt erfolgen, sondern nur noch über einen zweistufigen Prozess unter Zuhilfenahme eines weiteren Gasteilchens, welches die dabei anfallende überschüssige kinetische Energie aufnimmt (Beispiel: $O^+ + NO \rightarrow O + NO^+$, $NO^+ + e \rightarrow N + O$). Dieser Umstand und die geringe Gasdichte führen zu einer niedrigen Rekombinationsrate.

2.2 Wellenleitung zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre

Bei der Einführung zur Ionosphäre wurde bereits erwähnt, dass diese auf der Suche nach einer leitfähigen Schicht entdeckt wurde, um die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen rund um die Erde zu erklären. Zwischen einer solchen leitfähigen Schicht und der ebenfalls leitfähigen Erdoberfläche können elektromagnetische Wellen hin und her reflektiert, und so der Erdkrümmung folgend mitgeführt werden. Ein von gut leitenden Gebieten abgegrenzter schlecht leitender Zwischenraum, der darin elektromagnetische Wellen weiterleitet, wird als Wellenleiter bezeichnet. Die untere Atmosphäre bildet einen solchen Wellenleiter. Da die Untersuchung einer seiner Eigenschaften – der Absorption der geführten Welle – ein Hauptanliegen dieser Arbeit ist, soll hier etwas näher auf diesen Wellenleiter eingegangen werden. Dazu werden zunächst einige hierfür relevante Grundlagen der elektromagnetischen Wellenausbreitung zusammengetragen und anschließend ein einfaches Modell vorgestellt.

2.2.1 Grundlagen der elektromagnetischen Wellenausbreitung

Die makroskopischen Maxwell-Gleichungen lauten [13]

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho, & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, & \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Sie verknüpfen die elektrische Feldstärke \mathbf{E} und die Verschiebungsstromdichte \mathbf{D} über die elektrische Ladungsdichte ρ und die elektrische Stromdichte \mathbf{J} mit

der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} und der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} . In den hier betrachteten Medien sollen keine Ladungsanhäufungen statt finden, also $\rho = 0$ sein. Des weiteren sollen sich die Medien linear und isotrop verhalten, so dass die einfachen Materialgleichungen

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad \text{und} \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.2)$$

gelten. Hierin steht ϵ für die Permittivität des Mediums, die gleich dem Produkt aus Dielektrizitätskonstante ϵ_0 und Permittivitätszahl ϵ_r ist. Entsprechend steht μ für die Permeabilität des Mediums, die gleich dem Produkt aus magnetischer Feldkonstante μ_0 und relativer Permeabilität μ_r ist. σ steht für die elektrische Leitfähigkeit des Mediums. Setzt man (2.2) in (2.1) ein, so werden die Maxwell-Gleichungen zu

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0, & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, & \nabla \times \frac{1}{\mu} \mathbf{B} &= \frac{\partial}{\partial t} \epsilon \mathbf{E} + \mathbf{J}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dies ist immer noch ein System aus gekoppelten Gleichungen für das elektrische und das magnetische Feld. Unter der Bedingung, dass die Materialeigenschaften ϵ , μ und σ räumlich und zeitlich konstant sind, lassen sich diese Gleichungen zu je einer Gleichung für das elektrische und das magnetische Feld entkoppeln. Dies sind die bekannten Telegraphengleichungen

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{Bmatrix} + \epsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{Bmatrix} + \sigma \mu \frac{\partial}{\partial t} \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{Bmatrix} = 0. \quad (2.4)$$

Für den Spezialfall, dass das Medium ein Dielektrikum mit $\sigma = 0$ ist, verschwindet der dritte Term und die Telegraphengleichung geht in die Wellengleichung über. Eine mögliche Lösung dieser homogenen linearen partiellen Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten stellt der harmonische Ansatz

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{B}_0 \end{Bmatrix} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.5)$$

dar. Diese Gleichung beschreibt eine Welle, die sich mit der Wellenzahl $k = |\mathbf{k}|$ und der Kreisfrequenz ω in der Richtung des Wellenzahlvektors \mathbf{k} ausbreitet. Durch Einsetzen des Ansatzes (2.5) in die Telegraphengleichung (2.4) ergibt sich die charakteristische Gleichung der Telegraphengleichung

$$k^2 = \omega^2 \epsilon \mu + i \omega \sigma \mu, \quad (2.6)$$

die auch als Dispersionsgleichung bezeichnet wird. Sie stellt eine Verknüpfung des Betrags des Wellenzahlvektors k mit der Kreisfrequenz ω dar. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird ω immer als fest vorgegebene Größe und k als von ω abhängige Größe betrachtet. Für den Fall der Wellenausbreitung im Vakuum ($\sigma = 0$, $\epsilon = \epsilon_0$, $\mu = \mu_0$) wird (2.6) zu

$$k^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2}. \quad (2.7)$$

Die Konstante $c_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Breitet sich die Welle nicht im Vakuum, sondern in einem Medium aus, so muss die vollständige Dispersionsgleichung (2.6) berücksichtigt werden. Die Abweichungen zwischen den beiden Gleichungen (2.7) und (2.6) lassen sich in einem Vorfaktor zusammenfassen

$$k^2 = n^2 \frac{\omega^2}{c_0^2} \quad \text{mit} \quad n^2 = \epsilon_r \mu_r + i \frac{\sigma \mu_r}{\omega \epsilon_0}. \quad (2.8)$$

Die so definierte Größe n ist der Brechungsindex des Mediums. Für reine Dielektrika ($\sigma = 0$) vereinfacht sich dies zu dem frequenzunabhängigen reellen Ausdruck $n^2 = \epsilon_r \mu_r$. Für elektrische Leiter tritt hingegen der frequenzabhängige Imaginärteil hinzu. Die Bedeutung von Realteil n_R und Imaginärteil n_I von n (nicht n^2) kann man sich am einfachsten vor Augen führen, indem man (2.8) wieder in den harmonischen Ansatz (2.5) einsetzt

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{B}_0 \end{Bmatrix} e^{i(k_R x - \omega t)} e^{-k_I x}. \quad (2.9)$$

Dies ist die Gleichung einer sich mit der Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = c_0/n_R$ ausbreitenden Welle, die dabei eine Dämpfung mit dem Absorptionsparameter $\alpha = n_I$ erfährt.

Die Entkopplung der Maxwell-Gleichungen für das elektrische Feld und das Magnetfeld gelingt in dieser Weise nicht, wenn das Medium inhomogen ist, also die Materialeigenschaften ϵ , μ , σ ortsabhängig sind. Es existieren aber Spezialfälle von räumlichen Verteilungen von ϵ , μ , σ , die weiterhin eine relativ einfache Behandlung zulassen.

Hat man es mit mehreren homogenen Bereichen zu tun, die durch eine Reihe von Trennflächen scharf gegeneinander abgegrenzt sind, so kann in jedem der Teilbereiche problemlos die Telegraphengleichung oder eine ihrer Spezialformen angewendet werden. An den Trennflächen müssen allerdings bei der Lösung dieser Gleichungen bestimmte Randbedingungen eingehalten werden, die einer Reihe von Kontinuitätsbedingungen

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) &= 0 \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) &= 0 \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) &= \mathbf{j}_{Fl} \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) &= \rho_{Fl} \end{aligned} \quad (2.10)$$

an den Grenzflächen entspringen [6]. Hierin steht \mathbf{n} für den Normalenvektor der Begrenzungsfläche. Die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf die beiden Medien. \mathbf{j}_{Fl} und ρ_{Fl} sind Oberflächenströme bzw. -ladungen auf der Grenzfläche.

Treffen ebene Wellen auf eine ebene Grenzfläche, so werden sie daran gebrochen und reflektiert. D.h. eine einfallende Welle mit dem Wellenzahlvektor k_i wird in eine transmittierte Welle mit dem Wellenzahlvektor k_t und eine reflektierte Welle mit dem Wellenzahlvektor k_r aufgespalten (siehe Abbildung 2.1).

Entlang der Grenzfläche muss die Überlagerung aller drei Wellen eine mit den Randbedingungen (2.10) konsistente Feldverteilung liefern. Aus dieser Bedingung ergeben sich die bekannten Brechungs- und Reflexionsgesetze wie z.B.

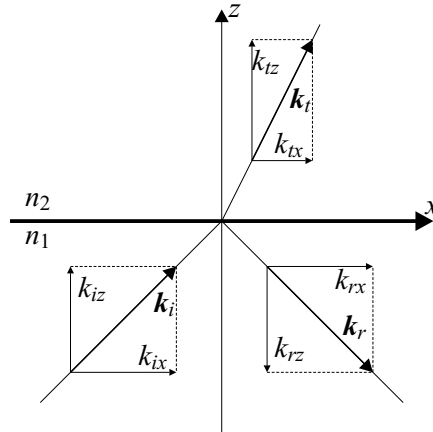


Abbildung 2.1: Brechung und Reflexion einer ebenen Welle an einer ebenen Grenzfläche zwischen zwei Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 . Es sind die drei Wellenzahlvektoren für die einfallende Welle k_i , die reflektierte Welle k_r und die transmittierte Welle k_t sowie deren Aufspaltung in x - und z -Komponenten dargestellt.

das Snell'sche Gesetz. So erhält man für die Wellenzahlvektoren der einfallenden, reflektierten und transmittierten Wellen gemäß [6] die Beziehungen

$$\begin{aligned}
 k_{ix} &= k_{rx} = k_{tx} \\
 k_{rz} &= -k_{iz} \\
 k_{tz}^2 &= \frac{n_2^2}{n_1^2} k_i^2 - k_{ix}^2.
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Die ersten beiden Gleichungen ergeben zusammen die Gleichheit von Ein- und Ausfallswinkel der reflektierten Welle – ein Faktum, das völlig unabhängig von den Brechungsindizes der beiden Medien ist (auch für verlustbehaftete Medien). Die dritte Gleichung läßt sich für den Spezialfall verlustfreier Medien, also reeller $n_{1/2}$, zu dem bekannten Snell'schen Brechungsgesetz umformen, das eine Beziehung zwischen dem Eintrittswinkel der einfallenden Welle θ_i und dem Austrittswinkel der transmittierten Welle θ_t liefert

$$n_2 \sin \theta_t = n_1 \sin \theta_i. \tag{2.12}$$

Während (2.11) für alle linearen isotropen Medien gilt, läßt sich das Snell'sche Gesetz (2.12) zur Verknüpfung reeller Ein- und Ausfallswinkel nur auf Grenzflächen zwischen zwei verlustfreien Medien anwenden. Man kann aber dessen allgemeine Gültigkeit als Forderung stellen und darüber komplexe Ein- und Ausfallswinkel *definieren*, die manchmal als eine alternative Beschreibungsmöglichkeit Verwendung finden.

Jede isotrope elektromagnetische Welle läßt sich als Überlagerung zweier linear polarisierter Teilwellen mit orthogonalen Polarisations Ebenen darstellen. Die Polarisations Ebenen lassen sich in Bezug auf eine Grenzfläche so wählen,

dass eine von ihnen senkrecht auf dieser Ebene steht während die andere die Ebene so schneidet, dass der zugehörige Feldvektor parallel zu dieser Ebene liegt. Aufgrund der Orthogonalität der elektrischen und magnetischen Feldkomponenten einer elektromagnetischen Welle kann man darüber eine Zerlegung der Welle in zwei Teilwellen so vornehmen, dass eine von ihnen ein rein tangential zur Grenzfläche polarisiertes elektrisches Feld, die andere ein rein tangential zur Grenzfläche polarisiertes magnetisches Feld aufweist. Man spricht dann von einer transversal elektrisch (TE) polarisierten Welle und einer transversal magnetisch (TM) polarisierten Welle, oder kurz von einer TE- und einer TM-Welle (siehe Abbildung 2.2).

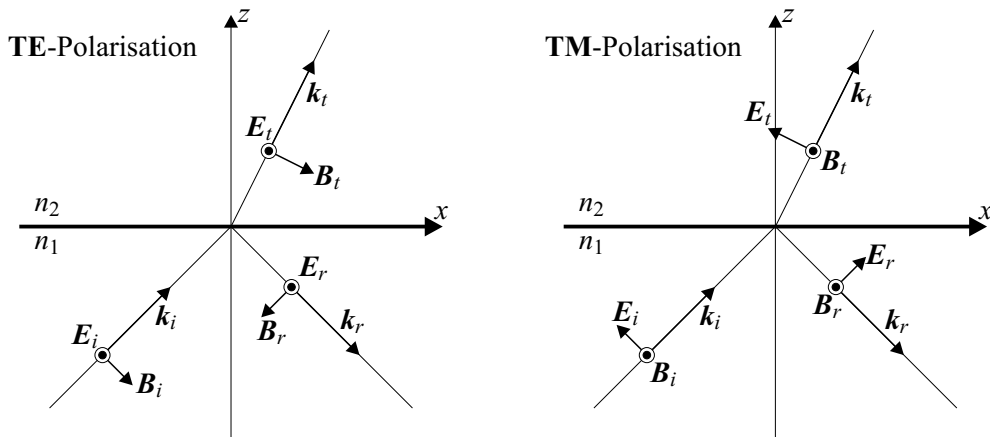


Abbildung 2.2: Brechung und Reflexion einer ebenen Welle an einer ebenen Grenzfläche zwischen zwei Medien. Neben den Wellenzahlvektoren für einfallende, reflektierte und transmittierte Welle sind deren Feldvektoren eingezeichnet. Links ist der TE-Fall zu sehen, rechts der TM-Fall.

Die Verhältnisse der Amplituden der reflektierten und transmittierten Wellen zur Amplitude der einfallenden Welle werden durch die Fresnelschen Formeln beschrieben. Diese sind für Wellen mit TE- oder TM-Polarisation verschieden. Sie sind für alle linearen isotropen Medien anwendbar. Laut [6] gilt für die TE-Polarisation

$$E_r = \frac{k_{iz} - k_{tz}}{k_{iz} + k_{tz}} E_i, \quad E_t = \frac{2k_{iz}}{k_{iz} + k_{tz}} E_i \quad (2.13)$$

und für die TM-Polarisation

$$E_r = \frac{n_2^2 k_{iz} - n_1^2 k_{tz}}{n_2^2 k_{iz} + n_1^2 k_{tz}}, \quad E_t = \frac{2n_1 n_2 k_{iz}}{n_2^2 k_{iz} + n_1^2 k_{tz}}. \quad (2.14)$$

Das Amplitudenverhältnis von reflektierter zu einfallender Welle wird als Reflexionskoeffizient $R = E_r/E_i$ bezeichnet. Das Amplitudenverhältnis von transmittierter zu einfallender Welle wird als Transmissionskoeffizient $T = E_t/E_i$ bezeichnet. Für das nachfolgend angeführte Modell eines einfachen planaren Wellenleiters wird ein wichtiger Spezialfall der Fresnelschen Formeln benötigt:

Der Fall, dass eines der beiden Medien ein perfekter Leiter ist. Einsetzen des Brechungsindex eines Leiters (2.8) in (2.13) und (2.14) und Durchführung des Grenzübergangs $\sigma \rightarrow \infty$ ergibt

$$\begin{aligned} E_r = E_i &\Rightarrow R = 1 && \text{für TM-Polarisation,} \\ E_r = -E_i &\Rightarrow R = -1 && \text{für TE-Polarisation.} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Zum gleichen Ergebnis führt die Annahme der Feldfreiheit im Inneren des perfekten Leiters. Damit ergibt sich aus den Randbedingungen (2.10), dass an der Leiteroberfläche das elektrische Feld nur eine Normalkomponente und das Magnetfeld nur eine Tangentialkomponente aufweisen dürfen. Genau dies wird durch die Gleichungen (2.15) sichergestellt.

Hat man es in einem Medium nicht mit scharfen Grenzflächen, sondern mit sehr allmählichen Änderungen der Materialeigenschaften zu tun, so hilft es, mittels der Eikonalgleichung von einer Wellenbeschreibung zu einer Strahlbeschreibung überzugehen. Dabei führen Inhomogenitäten der Materialeigenschaften zu Krümmungen des Strahlweges. Bei dem Übergang muss aber eine Approximation getroffen werden, die voraussetzt, dass die Änderungen der Materialparameter so langsam erfolgen, dass sie innerhalb einer Wellenlänge vernachlässigbar sind.

In der Erdatmosphäre ist der Materialparameter Leitfähigkeit stark von der Höhe abhängig. Für hinreichend hohe Frequenzen und demnach kurze Wellenlängen kann die Strahlbeschreibung gute Dienste leisten. Liegt die Wellenlänge aber in der Größenordnung der vertikalen Ausdehnung der Atmosphäre so hilft nur ein Lösungsansatz, der direkt von den Maxwell-Gleichungen ausgeht. Bei einigen sehr stark vereinfachten Geometrien lässt sich das Problem aber weiterhin auch durch eine Strahlbeschreibung unter Berücksichtigung von Interferenzen lösen. Ein derartiges vereinfachtes Modell für die Erdatmosphäre stellt der homogene planare Wellenleiter dar. Er kann als das einfachste denkbare Modell für den Wellenleiter zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre angesehen werden.

2.2.2 Wellenausbreitung in einem homogenen planaren Wellenleiter

Bei einem planaren Wellenleiter handelt sich um zwei planparallele ideal leitfähige Platten, deren Zwischenraum von einem homogenen linearen isotropen Medium erfüllt ist. Dann gilt in seinem Innern die Telegraphengleichung, bei verschwindender Leitfähigkeit des Zwischenraum-Mediums die Wellengleichung. Ebene Wellen, die sich im Zwischenraum ausbreiten, werden zwischen den beiden Metallplatten hin und her reflektiert, so dass sie wie in Abbildung 2.3 angedeutet auf einem „Zickzackweg“ den Wellenleiter entlang wandern.

Nach jeweils zwei aufeinander folgenden Reflexionen läuft die Welle wieder in der gleichen Richtung wie zuvor und interferiert mit anderen Teilen von sich selbst. Es kommt daher je nach dem Verhältnis zwischen Ausbreitungswinkel θ und Wellenlänge λ zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz. Nur bei konstruktiver Interferenz kommt eine fortwährende Wellenausbreitung zustande. Dieser Fall liegt vor, wenn die Welle nach zwei Reflexionen wieder in sich

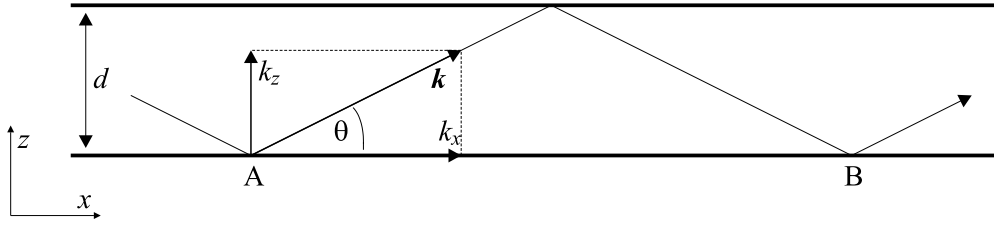


Abbildung 2.3: Strahlweg in einem planaren Wellenleiter.

selbst übergeht, wenn also der Phasenunterschied nach zwei Reflexionen einem ganzzahligen Vielfachen von 2π entspricht.

Der Wellenzahlvektor einer ebenen Welle, die in x -Richtung den Wellenleiter im „Zickzackweg“ entlangläuft, läßt sich je nach Neigungswinkel der ebenen Welle zu den Randplatten θ in zwei Komponenten aufteilen

$$k_x = k \cos \theta, \quad k_z = k \sin \theta. \quad (2.16)$$

Auf dem Weg von einer Platte zur anderen ändert sich die Phase der Welle um den Betrag $k_x d$. Auf dem Weg hin und zurück verdoppelt sich dieser Wert. Bei den beiden Reflexionen kommen noch je nach geltendem Reflexionskoeffizienten Phasenverschiebungen ϕ_1 und ϕ_2 hinzu. Die Bedingung für konstruktive Interferenz, dass die Phase nach zwei Reflexionen nur um ein ganzzahliges Vielfaches von 2π von der Ausgangsphase abweichen darf, wird damit zu

$$2k_x d + \phi_1 + \phi_2 = 2m\pi. \quad (2.17)$$

Dies ist die charakteristische Gleichung für die Wellenleiterwellen in einem planaren Wellenleiter. Sie führt für jedes $m = 1, 2, \dots$ auf einen diskreten Wert für k_x – eine Mode des Wellenleiters.

Aus Wellen, die zur Grenzfläche transversal elektrisch polarisiert sind, entstehen TE-Wellenleiterwellen. Sie sind im gesamten Wellenleiter transversal elektrisch polarisiert, d.h. sie besitzen in Ausbreitungsrichtung nur eine Magnetfeldkomponente. Daher werden sie alternativ auch als H-Wellen bezeichnet. Entsprechend besitzen TM-Wellen in Ausbreitungsrichtung nur eine elektrische Feldkomponente und werden alternativ als E-Wellen bezeichnet. Die Phasenverschiebungen ϕ_1 und ϕ_2 sind im allgemeinen unterschiedlich für Wellen, die transversal oder tangential zu den Grenzflächen polarisiert sind. Dies führt im allgemeinen zu unterschiedlichen Wellenleiter-Ausbreitungsparametern für TE- und TM-Wellen.

Für perfekte Leiterplatten als Begrenzungsflächen gelten besonders einfache Reflexionskoeffizienten, die unabhängig vom Medium innerhalb des Wellenleiters sind

$$R = -1 \rightarrow \phi_{1,2} = \pi. \quad (2.18)$$

Damit ergibt sich bei diesem Wellenleiter sowohl für TM- als auch für TE-Wellen

$$k_x = \frac{m\pi}{d}. \quad (2.19)$$

Mit dem Betrag des Wellenzahlvektors im Zwischenraummedium $k^2 = n^2\omega^2/c_0^2$ läßt sich wegen $k^2 = k_x^2 + k_z^2$ die Wellenzahl in der Ausbreitungsrichtung der geführten Welle

$$k_x^2 = k^2 - k_z^2 = n^2\frac{\omega^2}{c_0^2} - \frac{m^2\pi^2}{d^2} \quad (2.20)$$

finden. Diese Gleichung gilt sowohl für verlustfreie, wie auch für verlustbehaftete Medien. In ersterem Fall ist n^2 reell. Dies führt nach Radizierung dazu, dass je nach Frequenz k_x entweder rein reell oder rein imaginär wird. Die Grenzfrequenz bei der die beiden Terme auf der rechten Seite gleich groß sind wird als Cutoff- oder Abschneide-Frequenz bezeichnet

$$\omega_{cutoff} = \frac{m\pi c_0}{nd} \Rightarrow f_{cutoff} = \frac{mc_0}{2nd}. \quad (2.21)$$

Oberhalb der Cutoff-Frequenz leitet der Wellenleiter die Wellen ungedämpft mit der Phasengeschwindigkeit einer freien Welle im Zwischenraummedium weiter. Unterhalb der Cutoff-Frequenz findet überhaupt keine Wellenleitung, sondern nur ein exponentielles Abklingen des Feldes statt. In der Realität wird man dieses Verhalten aber nur angenähert beobachten können, da perfekte Leiter eine unrealistische Annahme darstellen.

Um einen Eindruck davon zu bekommen, wie sich ein verlustbehafteter Wellenleiter verhält, kann man mit dem hier gefundenen Formalismus ein verlustbehaftetes Zwischenraummedium betrachten. Dazu muss das komplexe, frequenzabhängige $n^2(\omega)$ aus (2.8) in (2.20) eingesetzt werden. Abbildung 2.4 zeigt $k_x(\omega)$ für die ersten 3 Moden in zwei unterschiedlichen Zwischenraummedien – einem idealen verlustfreien Medium und einem Medium mit Verlusten auf Grund einer geringen Leitfähigkeit.

Man erkennt an den Graphen, dass für alle Moden außer der 0. Mode für Frequenzen unterhalb der Cutoff-Frequenz der Imaginärteil der Wellenzahl dominiert. Dies entspricht einem exponentiellen Abfall des Feldes längs des Wellenleiters ohne Wellenausbreitung. Für höhere Frequenzen gehen die Realteile asymptotisch in Geraden mit der Steigung $\epsilon^2\mu^2/c_0^2$ über, was der Gruppengeschwindigkeit einer freien Welle in einem Medium gleich dem Zwischenraummedium, aber ohne Leitfähigkeit entspricht. Beim verlustlosen Wellenleiter wird an der Cutoff-Frequenz die Wellenzahl k_x gleich Null, was vertikalen Resonanzen entspricht. Dieses seltsame Verhalten verschwindet schon bei geringster Absorption – es treten dann keine scharfen Übergänge mehr zwischen rein imaginären und rein reellen Wellenzahlen auf.

2.2.3 Einfluss der Erdkrümmung auf die Wellenausbreitung

Erdoberfläche und Ionosphärenunterkante sind keine Ebenen wie die Begrenzungsflächen im Fall des planaren Wellenleiters, sondern Kugeloberflächen. Der von ihnen eingeschlossene Wellenleiter ist eine Kugelschale. Allerdings ist diese Kugelschale im Verhältnis zu ihrem Radius sehr dünn¹, so dass man sie für viele Zwecke lokal durch eine ebene Schicht approximieren kann.

¹Eine Ionosphärenhöhe zwischen 70–100 km entspricht etwa 1–1,5% des Erdradius.

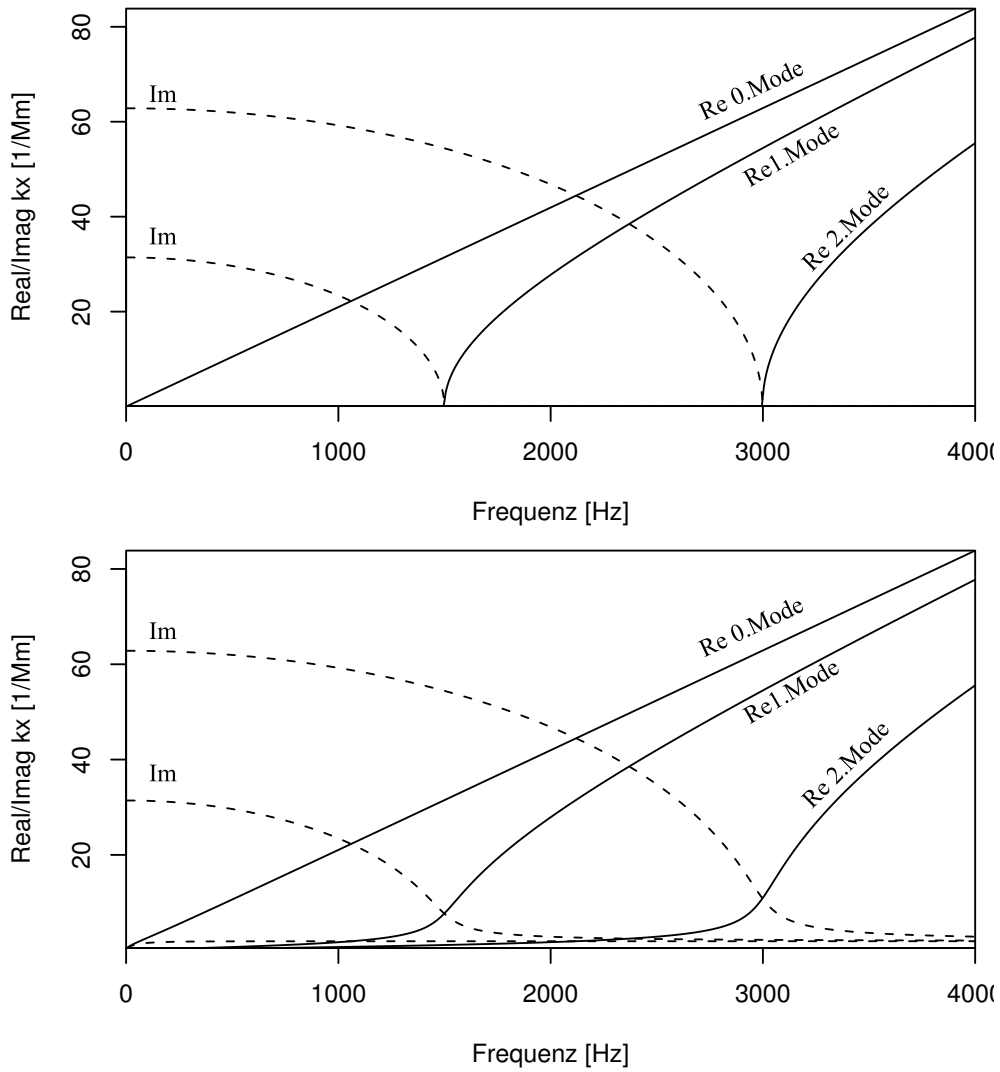


Abbildung 2.4: Wellenzahlen $k_x(f)$ in Ausbreitungsrichtung der geführten Welle x für die ersten 3 Moden in einem planaren Wellenleiter mit ideal leitfähigen Begrenzungsflächen. Im oberen Graphen besitzt der Wellenleiter einen verlustfreien Isolator als Zwischenraummedium. Im unteren Graphen wurde für das Zwischenraummedium eine Leitfähigkeit von $\sigma = 10^{-8} \text{ Sm}^{-1}$ vorgegeben. Weitere Parameter sind $d = 100 \text{ km}$, $\epsilon_r = \mu_r = 1$.

Betrachtet man die gesamte Kugelschale, so handelt es sich genau genommen auf Grund der Abgeschlossenheit ihres Innenraums gar nicht um einen Wellenleiter, sondern um einen Resonator: Geführte Wellen innerhalb der Kugelschale können diese mehrmals umrunden und interferieren dabei mit sich selbst. Es existiert eine Folge diskreter Resonanzfrequenzen, bei denen diese Überlagerung stehende Wellen im Resonator erzeugt. Diese Resonanzen werden als Schumann-Resonanzen bezeichnet. Die ersten sieben Schumann-Resonanzen liegen bei etwa 8, 14, 20, 26, 32, 37 und 43 Hz [13].

Führt man an einem festen Ort im Resonator Messungen der magnetischen oder elektrischen Feldstärke durch, so erscheint eine von einer impulshaften Quelle generierte Welle als gedämpfte Schwingung. Nahe der Resonanzfrequenzen fällt die Dämpfung niedriger aus als abseits davon. Überlagern sich viele derartige Signale in zufälliger Folge zu einem Rauschen, so wird die Resonanzkurve des Resonators in dem Leistungsspektrum dieses Rauschens nachgezeichnet. So ist es möglich, die Schumann-Resonanzen durch Bestimmung des Leistungsspektrums einer genügend langen (und nicht durch lokale Störeinflüsse beeinträchtigten) Zeitreihe von Feldmesswerten einer Station sichtbar zu machen.

Auf eine ausführlichere Beschreibung der Schumann-Resonanzen muss hier verzichtet werden. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass sie in den hier aufgezeichneten Messdaten gut zu erkennen sind und im Feld eine einfache Möglichkeit bieten, sich von der generellen Funktionsweise der Messgeräte und der Eignung eines Messplatzes zu überzeugen.

Um die Wellenausbreitung über einen großräumigeren Bereich – eventuell den gesamten Globus umfassend – beschreiben zu können, bieten sich mehrere Ansätze an: Erstens kann man das gesamte Problem „von vorne“ anfangen, indem man versucht die Maxwellgleichungen in dem gekrümmten Wellenleiter oder in dem gesamten Resonator unter Beachtung entsprechender Randbedingungen zu lösen. Dieses Verfahren funktioniert noch gut bei sehr einfachen Resonatormodellen, wird aber schwer handhabbar bei realistischeren Modellen (z.B. für laterale Inhomogenitäten wie Unterschiede zwischen Tag- und Nachtseite).

Alternativ kann man die Kugelschale lokal durch einen ebenen Wellenleiter approximieren und (ähnlich wie für den Fall des planaren Wellenleiters) dessen Wellenleiter-Ausbreitungsparameter bestimmen. Dann wird die Kugelschale durch eine Kugelfläche mit verschwindender Dicke approximiert, auf der sich zweidimensionale Wellen mit den aus dem ebenen Wellenleitermodell gefundenen Ausbreitungsparametern ausbreiten.

Das einfachste derartige Modell ist eine Kugelschale mit lateraler homogenen Materialeigenschaften. Auf einer solchen Schale mit perfekter Kugelsymmetrie breiten sich Wellen entlang von Großkreisen aus, wobei die Wellenfronten senkrecht dazu stehende Kleinkreise beschreiben.

Allein aus der Überlegung, dass die in einer Wellenfront mitgeführte Energie nur auf Grund von Absorption abnimmt, ergibt sich, dass sich diese Energie bei verlustloser Ausbreitung so entlang einer länger werdenden Wellenfront verteilen muss, dass die lokal auf einem Wellenfrontabschnitt herrschende Energiedichte reziprok zur Wellenfrontlänge abnimmt. Proportional zu dieser Energiedichte ist die Intensität der Welle. Für eine kreisförmige Wellenfront ergibt

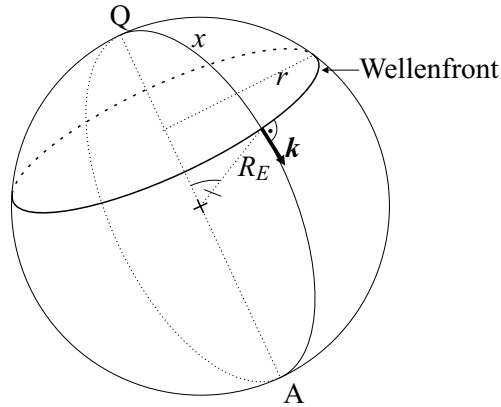


Abbildung 2.5: Ausbreitung einer Wellenfront auf einer Kugeloberfläche.

das, dass sich die Intensität, abgesehen von Absorptionseinflüssen, reziprok zum Kreisumfang und damit auch reziprok zum Kreisradius verhalten muss. Dieses geometrische Abklingen der Intensität entlang einer kreisförmigen Wellenfront nach einem $1/r$ -Gesetz stellt das zweidimensionale Analogon zum Abklingen der Intensität von Kugelwellen nach einem $1/r^2$ -Gesetz dar.

Der Umfang u von Kreiswellen, die sich über eine Kugeloberfläche ausbreiten nimmt nicht linear mit der Quellentfernung zu, sondern entspricht, wie aus Abbildung 2.5 ersichtlich

$$u = 2\pi r = 2\pi R_E \sin \theta. \quad (2.22)$$

Damit ergibt sich für die Intensität dieser Kreiswellen eine Proportionalität zu $1/\sin \theta$. Nimmt man noch ein exponentielles Abklingen längs des auf der Oberfläche zurückgelegten Weges $x = 2\pi R_E \theta$ ($[\theta] = \text{rad}$) hinzu, so erhält man für das Verhältnis der Intensität I in der Entfernung x zur Quellintensität I_0 in einer Referenzentfernung x_0 zur Quelle

$$I = I_0 \frac{\sin x_0}{\sin x} e^{2\alpha(x-x_0)}. \quad (2.23)$$

Ein Übergang von Intensitäten zu Amplituden erfordert die Radizierung dieser Gleichung

$$A = A_0 \frac{\sqrt{\sin x_0}}{\sqrt{\sin x}} e^{\alpha(x-x_0)}. \quad (2.24)$$

Diese Funktion weist an der Quelle und an dessen Antipode auffällige Singularitäten auf. Die Singularität an der Quelle entstammt der Annahme einer exakt punktförmigen Quelle. Dies ist physikalisch unsinnig. In der Nähe der Quelle ist (2.24) aber ohnehin nicht anzuwenden, da sich die Herleitung auf Wellenleiter-Wellen abseits des Nahfeldes in einer Mindestentfernung von mehreren Ionosphärenhöhen ($\theta > \sim 5^\circ$) beschränkt. Nach einem Abfall der Amplitude mit wachsender Entfernung erfolgt nach (2.24) in der Nähe der Antipode wieder ein Anwachsen der Amplitude. Dies führt direkt an der Antipode zu der zweiten

Singularität. Dies ist das Resultat einer Fokussierung der Wellen jenseits eines Abstandes von der Quelle von $\theta > 90^\circ$. Es ist sehr fraglich, ob eine vergleichbare Fokussierungswirkung in der Natur wirklich zu beobachten ist, denn die hier gemachten Annahmen einer perfekten Kugelsymmetrie sind nicht auf die Erde übertragbar. Zusammenfassend ergibt dies, dass (2.24) sicherheitshalber nur innerhalb des Intervalls ($5^\circ < \theta < 90^\circ$) angewendet werden sollte, wo (2.24) als erste Näherung des tatsächlichen Amplitudenabfalls (d.h. unter Vernachlässigung lateraler Inhomogenitäten im Wellenleiter) anzusehen ist.

2.3 Blitze

Abgesehen von anthropogenen Störsignalen aus den Stromversorgungsnetzen entstammt ein Großteil der Anregung des atmosphärischen Wellenleiters im ELF-Bereich der Abstrahlung von Blitzen. Blitze sind Entladungsvorgänge in Gewitterwolken – Wolken mit Bereichen starker elektrischer Ladungstrennung.

Wie es zu der Ladungstrennung in Gewitterwolken kommt, ist nach wie vor ein nur Ansatzweise geklärtes Phänomen, zu dem eine Vielzahl unterschiedlicher Theorien existieren, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll. Resultat ist bei thermisch gebildeten Gewitterwolken eine in der Regel vorwiegend dipolare bis tripolare Ladungsverteilung in der Wolke [15]: Die hohen Wolkenteile und der Amboss sind positiv, der untere Teil der Wolke überwiegend negativ geladen. Im untersten Teil der Wolke befindet sich meist ein kleineres positives Ladungszentrum – möglicherweise verursacht durch das Ausregnen negativer Ladung. Die Erdoberfläche unter der Wolke lädt sich auf Grund ihrer guten Leitfähigkeit entgegengesetzt zur Wolke im Sinne einer Spiegelladung auf.

Überschreitet die Feldstärke zwischen zwei Ladungsanhäufungen eine kritische Schwelle², so werden freie Ladungsträger in der dazwischen liegenden Luft so stark beschleunigt, dass sie beim Auftreffen auf andere Gasteilchen diese Stoß-Ionisieren und so eine Ladungslawine auslösen können. An den entgegengesetzten Enden eines auf diesem oder ähnlichem Weg gebildeten gut leitfähigen Bereichs kommt es zu Ladungsanhäufungen, die das Feld lokal verstärken. Dies führt dazu, dass ein einmal ausgebildeter leitfähiger Bereich in entgegengesetzten Richtungen weiterwächst und so einen leitfähigen dipolaren Kanal ausbildet der den Ladungszentren entgegenwächst. Werden die Stromflüsse in dem Kanal groß genug, um das Gas soweit zu erhitzen, dass zusätzlich thermische Ionisation auftritt, so erhöht sich die Leitfähigkeit weiter. Dies führt schliesslich zur Ausbildung eines heißen Plasmakanals der sichtbares Licht abstrahlt – dem eigentlichen Blitz. Die starke Erhitzung der Luft führt zu einer so rapiden Ausdehnung der selbigen, dass sich darin eine Schockwelle ausbildet, die in größerer Entfernung in eine Schallwelle übergeht – dem Donner.

Das Wachstum des Kanals verläuft aus noch ungeklärten Gründen in einer Folge aus kurzen Schritten, bei denen jeweils weitere Segmente angesetzt wer-

²Verschiedene Modelle ergeben verschiedene Werte, die gemein haben, dass sie in der Größenordnung von 100–300 kV/m liegen und mit der Höhe abnehmen (Druckabhängigkeit). Aus Messdaten läßt sich derzeit nur eine Maximalabschätzung angeben: Die höchsten je in Wolken gemessenen Feldstärken liegen in der Größenordnung von 300 kV/m.

den. Wächst eines der Kanalenden unterhalb der Wolke auf den Erdboden zu, so wird er als „stepped leader“ bezeichnet. Der „stepped leader“ ist direkten optischen Beobachtungen zugänglich. Man weiss über ihn, dass er durchschnittlich alle $50\mu\text{s}$ um ein Segment von ca. 50 m Länge weiterwächst [12]. Ein starker Stromfluss scheint nur während der Wachstumsphasen aufzutreten, denn nur dann leuchtet der Kanal für ca. $1\mu\text{s}$ auf. Die Vorgänge innerhalb der Wolke sind schwieriger zu beobachten. Erst seit kurzem ist es möglich, die zeitliche Entwicklung eines Blitzes in der Wolke mit hoher dreidimensionaler Auflösung aus seiner elektromagnetischen Abstrahlung im VHF-Bereich zu rekonstruieren. Dabei zeigt sich, dass sich der Kanal nach Erreichen eines Ladungszentrums in diesem in einem feinen dendritischen Muster verzweigt, bis er schliesslich einen großen Teil des Ladungszentrums erschlossen hat.

Je nachdem, ob die beiden durch einen Blitz verbundenen Ladungszentren innerhalb der Wolke liegen, oder ob eines davon der Erdboden ist, unterscheidet man IC- („intra cloud“) oder Wolkenblitze und CG- („cloud to ground“) oder Wolke-Erde-Blitze. Bei letzteren unterscheidet man je nach der Polarität des Blitzes weiter in positive (+CG) oder negative (-CG) Wolke-Erde-Blitze. Dabei wird die Konvention angewandt, dass die Polarität des Blitzes als Polarität eines von der Wolke zur Erde gemessenen Stromflusses angegeben wird. Bei dem in der Meteorologie üblichen Koordinatensystem mit z positiv nach oben besitzen demnach +CG's einen negativen, -CG's einen positiven Strom.

Wolke-Erde-Blitze sind wegen ihrer einfacheren Beobachtbarkeit, aber auch wegen des größeren Interesses an ihnen wegen ihrer Gefährlichkeit, wesentlich besser untersucht als Wolkenblitze. Sie weisen einige Charakteristiken auf, die sie stark von Wolkenblitzen unterscheiden. Bis auf wenige Ausnahmen werden beide Sorten von Blitzen auf gleiche Weise in der Wolke initiiert. Danach zeigt sich, wie bereits erwähnt, bei einem Wolke-Erde-Blitz zunächst ein „stepped leader“, der aus der Wolke dem Erdboden entgegenwächst. Kurz bevor das untere Kanalende auf den Erdboden trifft, wird darunter das Feld so stark, dass sich aus Streuentladungen an hohen Gegenständen eine Fangentladung („connecting discharge“) ausbilden kann, die vom Boden aus dem „stepped leader“ entgegenwächst. Treffen beide Kanäle zusammen, so wird damit schlagartig ein Kurzschluss zu dem im Vergleich zu den Ladungszentren in der Wolke schier unbegrenzten Ladungsreservoir in der hoch leitfähigen Erde geschlossen. Es bildet sich vom Boden ausgehend eine viel stärkere Hauptentladung („return stroke“) längs des bereits vorgezeichneten Kanals aus. Bei der Hauptentladung können typische Spitzenströme von 10–20 kA auftreten, wesentlich mehr, als bei allen anderen am Blitz beteiligten Entladungsvorgängen. Auf die Hauptentladung folgt oftmals eine kontinuierliche Entladung von 0,1–0,2 s Dauer bei typischen Stromflüssen in der Größenordnung von 200 A, bei der ein Großteil des Ladungsaustausches statt findet. Schliesslich verdunkelt sich der Kanal wieder. In der Wolke finden aber in der Regel immer noch Entladungsvorgänge zwischen dem so plötzlich durch den Blitz veränderten Bereichen und ihrer Umgebung statt (die sog. J- und K-Prozesse). Diese können eine Reihe weiterer Wolke-Erde-Blitze auslösen, die den immer noch relativ hoch ionisierten alten Blitzkanal nachzeichnen. Ein Prozess, der sich mehrmals wiederholen kann, ehe

entweder keine ausreichenden Ladungen mehr vorhanden sind oder aber der ionisierte Kanal durch starke Scherwinde auseinander gerissen wird.

Bei sämtlichen geschilderten Entladungsvorgängen kommt es zu starken zeitlichen Veränderungen des Stromflusses im Blitzkanal, die zur Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen führen. Intensität und Spektrum des abgestrahlten Signals hängen dabei von der Natur des jeweiligen Entladungsvorgangs ab. Während die in kurzen Schüben ablaufende Ausbildung eines Blitzkanals vor allem hochfrequente Signale geringerer Intensität erzeugen, generiert die Hauptentladung einen sehr intensiven Impuls, der je nach Auftreten von kontinuierlichen Strömen auch größere niederfrequente Anteile enthalten kann. *Gerade diese niederfrequenten Anteile durch kontinuierliche Ströme sind es, die für eine Abstrahlung im ELF-Bereich verantwortlich sind.*

Kapitel 3

Magnetfeldmessungen im ELF-Bereich

Elektromagnetische Wellen lassen sich in ihren elektrischen oder magnetischen Feldkomponenten messen. Der hohe Leitfähigkeitskontrast zwischen dem gut leitenden Erdboden und der schlecht leitenden unteren Atmosphäre führt dazu, dass Wellen im atmosphärischen Wellenleiter an der Erdoberfläche ähnlich wie an einer perfekt leitfähigen Wellenleiter-Begrenzungswand eine vertikale Polarisierung des E -Feldes und eine horizontale Polarisierung des B -Feldes aufweisen. Zur Messung von Wellenleiterwellen an der Erdoberfläche bieten sich demnach Messungen der vertikalen E -Feld-Komponente oder der beiden horizontalen B -Feld-Komponenten an.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Messungen der horizontalen Magnetfeldkomponenten durchgeführt. Eine dazu benötigte Messstation setzt sich aus zwei horizontal und zueinander orthogonal ausgerichteten Magnetometern und einem Datenlogger zusammen. Der Datenlogger hat die Aufgabe, das von den Magnetometern gelieferte analoge Spannungssignal nach einer eventuell erforderlichen Verstärkung und Filterung zu digitalisieren und die so gewonnenen digitalen Daten auf Massenspeichermedien kontinuierlich aufzuzeichnen. Als Magnetometer kamen hier Induktionsspulen-Magnetometer von den Typen Metronix MFS05 und EMI BF-4 an Datenloggern der Typen SPAM MkIII und Quanterra QT4120 zum Einsatz. Auf die Eigenschaften von Induktionsspulen-Magnetometern und Datenlogger soll nun sowohl allgemein, als auch konkret auf die verwendeten Geräte bezogen etwas näher eingegangen werden.

3.1 Induktionsspulen-Magnetometer

Als Magnetfeldsensoren verwendet man im ELF-Bereich häufig Induktionsspulen-Magnetometer. Diese reagieren auf zeitliche Änderungen des Magnetfeldes und sind daher in ihrer Bandbreite nach unten hin begrenzt. Sie können aber dafür höherfrequente Signalanteile messen, die wiederum Fluxgate- und Protonenpräzessions-Magnetometern verborgen bleiben.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Induktionsspulen-Magnetometern handelt es sich um Geräte, die neben der eigentlichen Induktionsspu-

le noch eine integrierte Vorverstärkerelektronik und eine Rückkopplungsspule beinhalten. Letztere soll durch negative Rückkopplung zu einer Glättung und Stabilisierung des Frequenzganges zu Gunsten einer Erhöhung der Bandbreite beitragen. Zusätzlich verfügt einer der zwei verwendeten Induktionsspulen-Magnetometertypen über eine integrierte Kalibrierungseinrichtung.

3.1.1 Aufbau eines Induktionsspulen-Magnetometers

Die hier am häufigsten verwendeten Spulen vom Typ Metronix MFS05 beinhalten alle der soeben genannten Komponenten und sollen hier als Beispiel für ein allgemeines Induktionsspulenmagnetometer dienen. Der andere teils verwendete Spulentyp EMI BF-4 arbeitet nach dem gleichen Prinzip, so dass das meiste zur Metronix-Spule gesagte direkt übertragen werden kann.

Kernstück des Magnetometers ist die Induktionsspule, eine auf einem hochpermeablen Kern aufgewickelte Spule aus Kupferdraht. Auf dieser Spule ist eine zweite Spule mit wesentlich weniger Windungen aufgewickelt, die als Rückkopplungs- und Kalibrierspule dient. Der Spulenkern ist zur Vermeidung von Wirbelströmen aus einem Ferrit gefertigt. An die Spulen ist eine integrierte Vorverstärker- und Rückkopplungselektronik angeschlossen, die in einem HF-geschirmten Aluminiumkästchen seitlich an den Spulen angebracht ist. Die gesamte Konstruktion ist in einer robusten und wasserdichten Kunststoffröhre untergebracht. An einem Ende dieses Gehäuses dient eine einzelne Buchse zum Anschluss eines mehradrigen Spulenkabels, das neben dem Signalausgang noch Leitungen zur Stromversorgung, zur Wahl des Betriebsmodus und zur Möglichkeit der Einspeisung eines Kalibriersignals beinhaltet.

Das Magnetometer liefert eine Ausgangsspannung, die frequenzabhängig komplex linear vom Magnetfeld in Richtung der Spulenchse abhängt. Die Frequenzabhängigkeit dieses Zusammenhanges wird durch die Übertragungsfunktion des Magnetometers beschrieben. Die Übertragungsfunktion muss möglichst genau bekannt sein, um aus der gemessenen Ausgangsspannung auf eine verlässliche Aussage über die eigentlich interessierende Messgröße, das Magnetfeld, schließen zu können.

Im folgenden Abschnitt wird eine Herleitung für die theoretische Übertragungsfunktion eines Induktionsspulen-Magnetometers mit Rückkopplung gegeben. Danach wird die experimentelle Bestimmung dieser Übertragungsfunktion dargestellt – ein Prozess, der dem Kalibrieren des Magnetometers gleich kommt.

3.1.2 Theoretische Übertragungsfunktion eines Induktionsspulen-Magnetometers

Zur Herleitung der theoretischen Übertragungsfunktion eines Induktionsspulen-Magnetometers mit Rückkopplung ist es zweckmäßig, mit der Übertragungsfunktion einer einfachen idealen Spule zu beginnen, um dann nach und nach weitere in der Realität unvermeidliche Komplikationen in dieses Modell aufzunehmen. Ein Großteil der folgenden Beschreibung richtet sich nach einer Beschreibung im Manual des Metronix MFS05-Magnetometers [19]. Beim Rückkopplungskreis und Chopper-Verstärker wird allerdings teilweise auf Details ein-

gegangen, die im Manual nicht zu finden sind. Es ist daher nicht auszuschließen, dass Abweichungen von der tatsächlichen Funktionsweise dieses Magnetometers auftreten. Die Grundprinzipien sollten aber übereinstimmen.

Induktionsspannung in einer idealen Spule

Jede zeitliche Veränderung der magnetischen Flußdichte \mathbf{B} erzeugt gemäß der 2. Maxwell'schen Gleichung (Faradays Induktionsgesetz) ein elektrisches Wirbelfeld \mathbf{E} gemäß

$$\oint_{\partial S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{n} da. \quad (3.1)$$

Platziert man eine bis auf eine kleine Lücke geschlossene Drahtschleife längs des Weges ∂S in dem Feld, so ergibt das Integral auf der linken Seite die Induktionsspannung zwischen den Drahtenden. Eine Spule kann als Stapel solcher parallel orientierter und in Reihe geschalteter Drahtschleifen angesehen werden. Dabei sind die Flächennormalen \mathbf{n} konstant parallel zur Spulenachse. In einem homogenen Magnetfeld wird damit das Skalarprodukt in dem Integral auf der rechten Seite konstant und das Integral zu

$$\int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{n} da = NA \frac{\partial}{\partial t} \cos \theta |\mathbf{B}|. \quad (3.2)$$

Hierin ist NA der Flächeninhalt der Integrationsfläche S , die sich als Produkt aus der Querschnittsfläche einer einzelnen Leiterschleife A und der Zahl der Schleifen N ergibt. Der Winkel θ ist der Winkel zwischen Magnetfeldvektor \mathbf{B} und der Spulenachse \mathbf{n} . Im folgenden wird \mathbf{n} willkürlich als parallel zur x -Achse festgelegt. B_x sei die x -Komponente des Magnetfeldvektors. Damit läßt sich (3.1) als

$$U_{ind} = -NA \frac{d}{dt} B_x \quad (3.3)$$

schreiben. Der Faktor NA wird oft als sogenannte *effektive Querschnittsfläche* A_e bezeichnet und stellt bei Luftspulen, bei denen die folgende Berücksichtigung des Kernmaterials keine Rolle spielt, eine charakteristische Kenngröße für die Sensitivität der Spule dar.

Im Vakuum und auch in sehr guter Näherung in der Luft ist die magnetische Induktion \mathbf{B} mit der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} über die magnetische Permeabilität des Vakuums μ_0 verknüpft. Befindet sich im Innern der Spule nicht Luft, sondern ein Spulenkern aus einem homogenen isotropen linearen Medium, so wird die magnetische Induktion im Innern der Spule um den Faktor der relativen Permeabilität μ_r gegenüber der magnetischen Induktion in Luft verstärkt

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H}. \quad (3.4)$$

Setzt man dies in (3.3) ein, so erhält man für eine Induktionsspule mit Kern

$$U_{ind} = -\mu NA \frac{d}{dt} H_x. \quad (3.5)$$

Wird nun für H_x eine harmonische Zeitabhängigkeit $H_x = H_0 e^{i\omega t}$ angenommen, so ergibt sich schließlich

$$U_{ind} = -i\omega \mu NA H_0. \quad (3.6)$$

Anders als bei Luftspulen, ist es bei Kernspulen gebräuchlich, alle der in (3.6) auftauchenden reellen Konstanten zu einer für die Spule charakteristischen Sensor-Sensitivitätskonstante

$$S_0 = 2\pi\mu NA \quad (3.7)$$

zusammenzufassen. Damit wird (3.6) zu

$$U_{ind} = -ifS_0H_0. \quad (3.8)$$

Dies ist die im ersten Schritt gesuchte Übertragungsfunktion einer idealen Spule. Man erkennt einen linearen Anstieg ihrer Amplitude mit der Frequenz, sowie eine Phasenverschiebung um konstante $+90^\circ$. Dies ist eine Widerspiegelung der Tatsache, dass die Induktionsspannung nicht vom Magnetfeld, sondern von dessen erster zeitlichen Ableitung abhängt.

Reale Spule mit einfachem Vorverstärker

Gleichung (3.8) gilt nur theoretisch! In jeder realen Spule ruft die Induktionsspannung Stromflüsse hervor – sei es um spuleninterne Kapazitäten umzuladen oder in Form eines Rückflusses durch einen externen Abschlusswiderstand, wie den endlichen Eingangswiderstand einer an den Spulenenden angeschlossenen Elektronik. Dieser Strom „sieht“ einen ohmschen Spuleninnenwiderstand sowie die Selbstinduktivität der Spule. Die „Spannungsquelle Induktionsspule“ ist also nicht ideal, sondern besitzt einen komplexen Innenwiderstand. Dieser komplexe Innenwiderstand sowie der externe Abschlusswiderstand lassen sich gemeinsam durch die in Abbildung 3.1 gezeigte Ersatzschaltung darstellen.

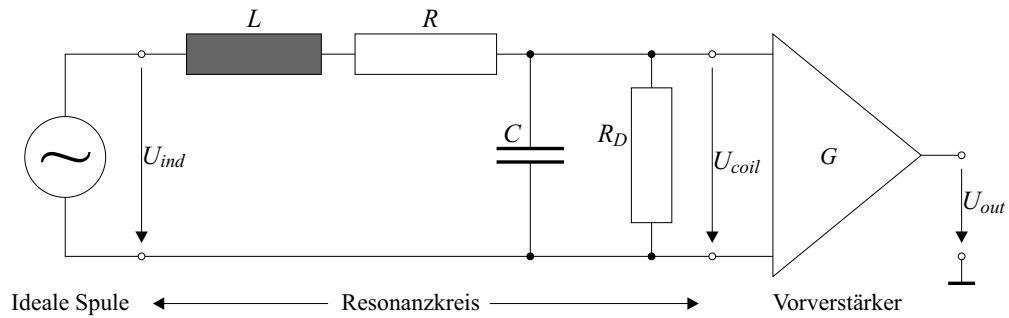


Abbildung 3.1: Ersatzschaltung für eine reale Induktionsspule.

Der darin vor dem Verstärker abgebildete Wechselstromkreis stellt einen Schwingkreis dar, dessen Übertragungsfunktion sich über einen Spannungswandleransatz berechnen lässt.¹ D.h. Eingangsspannung U_{ind} zu Ausgangsspannung U_{coil} stehen im gleichen Verhältnis wie Eingangswiderstand R_i zu Ausgangswiderstand R_e des dazwischen liegenden Netzwerkes

$$\frac{U_{coil}}{U_{ind}} = \frac{R_e}{R_i} \quad \text{mit} \quad R_e = \frac{i\omega C}{1 + i\omega C R_D}, \quad R_i = R_e + i\omega L + R, \quad (3.9)$$

¹Der Ausgang soll keinen Strom ziehen: Jeglicher Eingangswiderstand des nachgeschalteten Verstärkers soll bereits in R_D enthalten sein.

woraus sich mit

$$A = \frac{R_D}{R_D + R}, \quad f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{ALC}}, \quad 2D = \sqrt{A} \left[\frac{\sqrt{L/C}}{R_D} + \frac{R}{\sqrt{L/C}} \right] \quad (3.10)$$

der Ausdruck

$$\frac{U_{coil}}{U_{ind}} = \frac{A}{1 - (f/f_0)^2 + i2D(f/f_0)} \quad (3.11)$$

ergibt. Diesem Schwingkreis ist noch der abgebildete Vorverstärker G nachgeschaltet, der neben einer Entkopplung von nachfolgenden Schaltelementen vor allem eine lineare Verstärkung mit dem Verstärkungsfaktor

$$G = \frac{U_{out}}{U_{coil}} \quad (3.12)$$

bewirkt. Multipliziert man alle soweit gefundenen Teil-Übertragungsfunktionen (3.8), (3.11) und (3.12), so ergibt sich als Übertragungsfunktion des gesamten Magnetometers

$$\frac{U_{out}}{H_0} = G \frac{U_{coil}}{U_{ind}} \frac{U_{ind}}{H_0} = \frac{ifS_0AG}{1 - (f/f_0)^2 + i2D(f/f_0)}. \quad (3.13)$$

Diese Funktion beschreibt eine Resonanzkurve mit einem Maximum bei der Resonanzfrequenz des Schwingkreises f_0 . Je nach Größe der Dämpfung D wird sich an diesem Maximum ein scharfer Peak oder ein abgeflachtes Plateau befinden. Der Peak ist unerwünscht, da die starke Änderung der Übertragungsfunktion in seiner Nähe zu entsprechend starken Signalverzerrungen führt. Im Falle eines hinreichend abgeflachten Plateaus hingegen entspricht die Übertragungsfunktion der eines Bandpasses. Dies läßt sich durch eine Umformung von (3.13) auf die Gestalt

$$\frac{U}{H} = S_0AG \frac{P_H}{1 + P_H} \frac{1}{1 + P_L}, \quad P_H = i\frac{f}{f_H}, \quad P_L = i\frac{f}{f_L} \quad (3.14)$$

zeigen. Dabei ergibt sich für die beiden Eckfrequenzen

$$f_L = f_0 \left(D - \sqrt{D^2 - 1} \right), \quad f_H = f_0 \left(D + \sqrt{D^2 - 1} \right). \quad (3.15)$$

Für den Fall dass $D > 1$ ist, handelt es sich hierbei um reelle Frequenzen und (3.14) beschreibt einen einfachen aus einem einpoligen Hochpass und einem einpoligen Tiefpass zusammengesetzten Bandpass.

Um starken Signalverzerrungen zu entgehen muss man also entweder den Frequenzbereich seiner Messungen auf eine der Flanken der Resonanzkurve beschränken oder aber für eine genügend hohe Dämpfung sorgen, wobei allerdings darauf zu achten ist, dass die gesamte Sensor-Sensitivität S_0AG weitmöglichst erhalten bleibt. Letzteres läßt sich durch die Erweiterung des Sensorsystems um eine negative Rückkopplung über eine Rückkopplungsspule erreichen.

Die Frage, ob der Einsatz einer Rückkopplungsspule gerechtfertigt ist, spaltet die Hersteller von Induktionsspulen-Magnetometern in Anhänger zweier Philosophien auf. Der Einsatz einer Rückkopplungsspule ermöglicht zwar theoretisch eine größere Bandbreite des Magnetometers, erkauft wird dieser Vorteil

jedoch mit einer größeren Komplexität des Gerätes. Die Beschränkung auf die ansteigende Flanke der Übertragungsfunktion bietet ferner den Vorteil, dass der Anstieg der Übertragungsfunktion teilweise die Gestalt des natürlichen Anregungsspektrums (in erster Näherung ein $1/f$ -Abfall) kompensiert. Die hier verwendeten Magnetometer beinhalteten eine Rückkopplungsspule, weshalb im folgenden nur dieser Typ näher behandelt wird.

3.1.3 Reale Spule mit Rückkopplung

Um den Resonanzpeak zu senken ist es erforderlich, den Dämpfungsterm im Nenner zu vergrößern. Der einfachste Weg dahin wäre, den Dämpfungswiderstand R_D zu erhöhen. Dies führt jedoch zu einer Senkung der gesamten Sensitivität, da der Widerstand R_D auch in den Verstärkungsfaktor A eingeht. Besser wäre es, einen Weg zu finden, nur den Dämpfungsterm zu vergrößern um so den Resonanzpeak abzuflachen, weiter entfernte Teile der Übertragungsfunktion aber weitgehend unberührt zu lassen.

Ein in der Elektronik bewährtes Verfahren, genau dies zu erreichen, ist die negative Rückkopplung: Dazu dient die Rückkopplungsspule, durch die es möglich ist, dem primären Magnetfeld ein sekundäres Magnetfeld additiv zu überlagern. Damit es dadurch zu einer negativen Rückkopplung kommt, muss das sekundäre Feld dem primären entgegen gerichtet und zu dem Ausgangssignal der Spule proportional sein. Dazu wird über einen weiteren Verstärker ein der Ausgangsspannung proportionaler Strom in die Rückkopplungsspule eingespeist.

Wenn S die Übertragungsfunktion des Sensors ohne Rückkopplung und F die Übertragungsfunktion des Rückkopplungsastes ist, dann gilt für die Übertragungsfunktion des gesamten Systems

$$\frac{U}{H} = \frac{S}{1 - SF}. \quad (3.16)$$

Setzt man hierin für S die Übertragungsfunktion aus (3.13) ein und nimmt an, dass F eine reelle Zahl ist, also eventuell im Rückkopplungsast auftretende Phasenverschiebungen vernachlässigbar sind,² so erhält man

$$\begin{aligned} \frac{U_{out}}{H_0} &= \frac{ifS_0GA}{1 - (f/f_0)^2 + i2D(f/f_0) + ifS_0GAF} \\ &= \frac{ifS_0GA}{1 - (f/f_0)^2 + i2\underbrace{(D + SFf_0/2)}_{D'}(f/f_0)}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Es ist leicht zu erkennen, dass sich (3.13) und (3.17) nur durch den Dämpfungsterm im Nenner unterscheiden. Durch Einführung einer neuen Dämpfungskonstante $D' = D + SFf_0/2$ wird (3.17) in die gleiche Form wie (3.13) überführt. Abbildung 3.2 zeigt die Übertragungsfunktionen zweier theoretischer Induktionsspulen-Magnetometer bei unterschiedlichen Dämpfungen.

²Die Rückkopplungsspule weist mit wesentlich weniger Windungen als die Sensorspule entsprechend geringere Abweichungen von einer idealen Spule auf. Bei hohen Frequenzen kommt es aber auch hier zu zusätzlichen Komplikationen vor allem durch kapazitive Effekte.

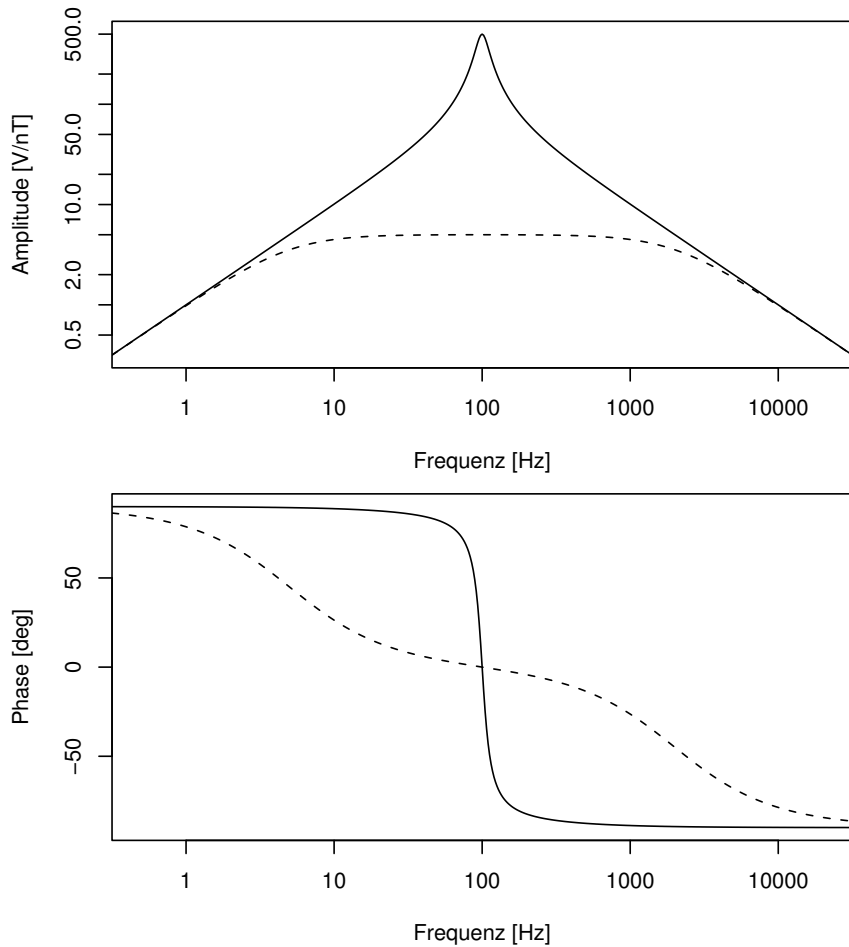


Abbildung 3.2: Übertragungsfunktionen zweier theoretischer Induktionsspulen-Magnetometer, so wie sie sich aus (3.13) ergeben. Als Parameter wurden gewählt: $A = 1 \frac{\text{V}}{\text{nT}}$, $f_0 = 100\text{Hz}$ und $D = 0, 1$ (durchgezogene Kurve) bzw. $D = 10$ (gestrichelte Kurve).

Auch diese Schaltung läßt sich bei genügend hoher Dämpfung ($D' > 1$) als einfacher Bandpass mit zwei Eckfrequenzen und einem Verstärkungsfaktor darstellen. Es genügen also drei reelle Parameter, um die gesamte Übertragungsfunktion einer gemäß dem hier beschriebenen Modell beschaffenen Spule zu beschreiben.

3.1.4 Der Vorverstärker im Detail: Der Einsatz von Chopper-Verstärkern

An diesem Punkt soll nochmal auf den Vorverstärker in der oben behandelten Schaltung näher eingegangen werden. Bislang wurde dieser einfach als idealer Verstärker mit dem reellen Verstärkungsfaktor G betrachtet. Im Detail findet man aber gerade hier die größten Unterschiede zwischen den unterschiedlichen

Induktionsspulenbautypen verschiedener Hersteller sowie deren teils umschaltbaren Betriebsmodi.

Reale Verstärker erreichen ihre optimalen Eigenschaften – insbesondere ihr optimales Rauschverhalten – nur innerhalb eines eingeschränkten Frequenzbereichs: Insbesondere tendieren herkömmliche Verstärker dazu, im niederfrequenten Bereich stark zu rauschen bzw. zu driften. Eine bewährte Technik dies zu Umgehen ist der Einsatz sogenannter Chopper-Verstärker: Dies ist ein Verstärker, der in Abhängigkeit eines (meist intern generierten) Taktsignals ständig zwischen zwei Betriebsmodis hin- und herschaltet: Im einen Betriebsmodus arbeitet er wie ein konventioneller Verstärker, im anderen schließt er seine Eingänge kurz um seine eigene Offsetspannung zu bestimmen und sich damit selbst nachzukalibrieren. Während dieser Nachkalibrierung hält ein Kondensator die Ausgangsspannung vom vorherigen Messzyklus aufrecht. Diese Funktionsweise führt zu einem nahezu drifffreien Verstärker, der allerdings auf Messungen weit unterhalb seiner Umschaltfrequenz beschränkt ist. Der Umschaltprozess generiert zudem zusätzliche hochfrequente Störsignale, die durch einen nachgeschalteten Tiefpass unterdrückt werden müssen.

Zusammenfassend bedeutet dies, dass für hohe Frequenzen konventionelle, für niedrige Frequenzen Chopper-Verstärker zu bevorzugen sind. Der Grenzbereich zwischen den beiden Einsatzgebieten liegt im unteren ELF-Bereich, also genau im typischen Einsatzbereich von Induktionsspulenmagnetometern. Die meisten erhältlichen Induktionsspulenmagnetometer sind daher entweder für den ULF- oder den ELF-Bereich optimiert und greifen dementsprechend entweder auf Chopper- oder konventionelle Verstärker zurück. Bei der Metronix MFS-05 Spule ist man allerdings einen eher unkonventionellen Weg gegangen um eine besonders breitbandige Spule zu schaffen:

Das Spulenausgangssignal wird gleichzeitig zwei Verstärkern zugeführt: Einem konventionellen und einem Chopper-Verstärker. Anschließend wird das Ausgangssignal des konventionellen Verstärkers durch einen Hochpass und das des Chopper-Verstärkers durch einen Tiefpass gefiltert, ehe beide Signale wieder zusammenaddiert werden (siehe Abbildung 3.3). Für die Hoch- und Tiefpässe hat man sich auf einfache RC-Glieder beschränkt.

Haben beide Verstärker den gleichen Verstärkungsfaktor und besitzen die beiden Filter identische Eckfrequenzen, dann unterscheidet sich die Übertragungsfunktion eines solchen zusammengesetzten Verstärkers nicht von der eines einzelnen Verstärkers

$$G = G_0 \frac{i\omega RC}{1 + i\omega RC} + G_0 \frac{1}{1 + i\omega RC} = G_0. \quad (3.18)$$

Gleichung (3.17) kann also unverändert für diese Verstärkerkonstruktion übernommen werden. Ein solcher Verstärker sollte sowohl für niedrige wie auch für hohe Frequenzen ideale Eigenschaften bieten. Tatsächlich ist dies jedoch nur eingeschränkt der Fall: Der Chopper-Verstärker erzeugt derart viel hochfrequentes Rauschen, dass es für Messungen im ELF-Bereich erforderlich ist, ihn vollkommen abzuschalten. Dies kann bei dem MFS-05-Magnetometer durch ein TTL-Steuersignal über ein Relais durchgeführt werden. Dies führt auf zwei un-

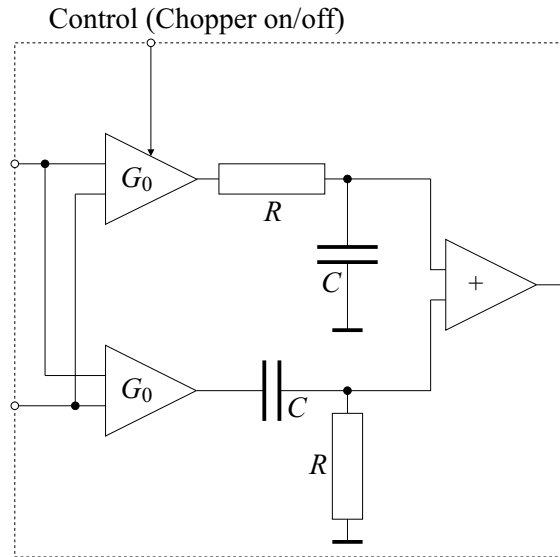


Abbildung 3.3: Schaltung des Vorverstärkers des MFS-05-Magnetometers.

terschiedliche Magnetometer-Betriebsmodi: Man unterscheidet zwischen dem HF-Modus (Chopper aus) und dem LF-Modus (Chopper an).

Im HF-Modus tritt nun folgendes Problem auf: Bei der Abschaltung des Chopper-Verstärkers wird an den nachfolgenden Filtern nichts geändert, d.h. man hat es nun mit einem konventionellen Verstärker mit einem nachgeschalteten Hochpass zu tun. Dies führt zu einer Veränderung der Übertragungsfunktion des Verstärkers

$$G = G_0 \frac{i\omega RC}{1 + i\omega RC}, \quad (3.19)$$

die an Stelle von G in der Übertragungsfunktion des Magnetometers (3.17) einzusetzen ist.

3.2 Datenlogger

Unter einem Datenlogger versteht man zunächst ganz allgemein ein Aufzeichnungsgerät für zeitabhängige Daten. Hier soll im folgenden nur von Datenloggern für Zeitreihen, also gleichabständig abgetastete digitale Daten, die Rede sein. Die Aufzeichnung von solchen Zeitreihen kann auf verschiedensten digitalen Speichermedien, wie z.B. Magnetbändern, Festplatten oder nichtflüchtigem Speicher, erfolgen. Die Daten können aber auch zur endgültigen Speicherung auf einem fernen Rechner über eine Telemetrie-Verbindung weitergeleitet werden.

Alle Varianten der digitalen Datenlogger haben gemein, dass der Datenlogger über eine autarke Basiseinheit verfügt, die den Datenfluss und insbesondere dessen zeitlichen Ablauf während einer Aufzeichnung selbstständig regelt. Die Anforderungen an die Basiseinheit sind von solcher Komplexität, dass zu ihrer Realisierung zumindest ein Mikrocontroller, häufiger aber ein vollwertiges Computer-System zum Einsatz kommt. Die Basiseinheit verfügt meist über

einen Datenpuffer, der die Datensammlung in Grenzen zeitlich von der Datenablage entkoppelt. Ausserdem hat sie noch die Aufgabe, aus einer integrierten Zeitbasis ein Taktsignal zur zeitlichen Synchronisation der übrigen Einheiten des Datenloggers zu erzeugen.

Die ursprünglich interessierenden Messgrößen sind analoger Natur, so dass zur Aufzeichnung in Form digitaler Daten zunächst eine Analog-zu-Digital-Wandlung (AD-Wandlung) vorangegangen sein muss. Die AD-Wandlung wird durch eine vorgeschaltete Digitalisiereinheit übernommen, die in der Regel ein integrierter Bestandteil des Datenlogger ist. Da man sich meist für die simultane Aufzeichnung mehrerer Messgrößen an einem Standort interessiert, kann eine Basiseinheit in der Regel mehrere Kanäle gleichzeitig aufzeichnen. Jeder dieser Kanäle erfordert jedoch eine unabhängige Analog-Elektronik. Um jegliche gegenseitige Beeinflussung der Kanäle zu unterbinden wird in der Regel auch die AD-Wandlung durch unterschiedliche Bausteine durchgeführt (keine Verwendung von AD-Wandlern im Mehrkanal-Multiplex-Betrieb), so dass sich für jeden Kanal eine eigene Digitalisiereinheit ergibt.

Die Wandlung von Analog- zu Digitalsignal ist ein verlustbehafteter Prozess, bei dem zweierlei Arten von Fehler auftreten: Erstens führt die Darstellung eines analogen Messwertes durch eine ganze Zahl zu einem Quantisierungsfehler. Steht nur ein beschränkter Zahlenbereich zur Darstellung des Messwertes zur Verfügung, so führt dies zu einer Einschränkung des Dynamikumfangs des Aufzeichnungsverfahrens, also dem Verhältnis zwischen den Amplituden des größten und kleinsten gerade noch korrekt darstellbaren Signals. Die Größe des Dynamikumfangs wird durch die Abtastauflösung bestimmt, die in der Regel in Bits pro Abtastwert angegeben wird. Mit einer Abtastauflösung von n Bits lassen sich 2^n unterschiedliche Amplitudenwerte darstellen. Ist die Übertragung von Analogsignal zu Digitalsignal linear, so beträgt auch das Verhältnis zwischen größter und kleinster darstellbarer Amplitude, also der Dynamikumfang, den Wert 2^n . Häufig wird dieses Verhältnis in Dezibel

$$\text{dB} = 20 \log \frac{A_{max}}{A_{min}} = 20 \log 2^n = 6,02n \quad (3.20)$$

ausgedrückt. Damit erhält man z.B. bei einer Abtastauflösung von 8 Bit einen Dynamikumfang von 48,16 dB, für eine Abtastauflösung von 16 Bit einen Dynamikumfang von 96,32 dB.

Die andere Fehlerquelle stellt die Quantisierung in der Zeit dar: Die Entnahme von Messwerten mit einer bestimmten Abtastfrequenz (Sampling-Frequenz) führt dazu, dass nur Signale mit Frequenzanteilen bis hin zur halben Abtastfrequenz – der sog. Nyquistfrequenz – noch eindeutig darstellbar sind. Besitzt das Eingangssignal höhere Frequenzanteile, so werden diese durch die Abtastung auf tiefere Frequenzen abgebildet. Diese Signalverfälschung wird als „aliasing“ bezeichnet. „Aliasing“ muss unbedingt verhindert werden, was nur gelingt, wenn sichergestellt wird, dass das Eingangs-Signal vor der AD-Wandlung frei von jeglichen Frequenzanteilen oberhalb der Nyquistfrequenz ist. Dies erreicht man durch Vorschalten eines passend zur Abtastfrequenz gewählten Tiefpasses. Da die Flankensteilheit eines analogen Tiefpasses begrenzt ist, ist darauf zu achten, dass seine Eckfrequenz weit genug unterhalb der Nyquistfrequenz gewählt

wird. Der exakte Wert variiert je nach verwendetem Filtertyp und den Anforderungen an die Messgenauigkeit. Typisch sind Werte im Bereich der halben Nyquistfrequenz. Dies bedeutet, dass typischerweise nur Signale bis zu einem Viertel der Abtastrate messbar sind.

Die synchrone Abtastung von mehreren Eingangssignalen durch parallel arbeitende Digitalisierereinheiten und die dabei genau einzuhaltende Abtastrate machen ein einheitliches Abtast-Taktsignal im gesamten Datenlogger erforderlich. Dieses wird – wie bereits erwähnt – durch eine in der Basiseinheit integrierte Zeitbasis erzeugt. Möchte man die Aufzeichnungen eines Datenloggers mit denen anderer Datenlogger oder sonstiger zeitabhängiger Informationsquellen vergleichen, so muss die interne Zeitbasis mit einem einheitlichen Zeitnormal synchron laufen. Dies wird durch eine ständige Nachstellung der internen Zeitbasis an Hand eines empfangenen Zeitzeichens erreicht. Wurden früher zu diesem Zweck typischerweise von terrestrischen Sendern ausgestrahlte Zeitzeichen, wie z.B. das in Deutschland ausgestrahlte DCF-Signal verwendet, so hat sich bei modernen Datenloggern derzeit fast durchweg die Verwendung des von den GPS-Navigationssatelliten ausgestrahlten GPS-Signals durchgesetzt.

Basis- und Digitalisierereinheit stellen bereits ein vollständiges Messgerät für analoge zeitabhängige Signale in Form einer Spannung am Eingang der Digitalisierereinheit dar. In der Regel interessiert man sich aber für ganz andere Messgrößen, die erst durch den Einsatz geeigneter Sensoren in ein elektrisches Spannungssignal umgesetzt werden müssen. Diese Sensoren sind für die jeweils interessierenden Messgrößen und Messbereiche hoch spezialisierte Geräte, deren Ausgangssignale stark voneinander abweichende Charakteristiken aufweisen können. Um Basis- und Digitalisierereinheit eines Datenloggers möglichst flexibel einsetzbar zu gestalten sind diese meist nicht auf einen bestimmten Sensortyp abgestimmt, sondern werden über eine je nach Sensortyp variierende Adaptereinheit an den Sensor angeschlossen.

Die Adaptereinheit besteht nicht nur aus einem Adapter zur Überbrückung unterschiedlicher Anschluss-Normen, sondern kann je nach Bedarf weitere Filter oder Vorverstärker beinhalten, um die unterschiedlichen Charakteristiken von Sensor-Ausgang und dem Eingang der Digitalisierereinheit aneinander anzupassen. Weiterhin kann diese Einheit bei manchen Sensoren zur Versorgung des Sensors mit einer Versorgungsspannung oder eventuell benötigten Steuersignalen dienen. Während Basis- und Digitalisierereinheit immer eng aufeinander abgestimmt, ja oftmals sogar in einem Gerät vereint sind, besteht die Adaptereinheit meist aus einem oder mehreren separaten Geräten. Datenlogger gibt es in den unterschiedlichsten Variationen. Da der Entwicklungsaufwand für einen Datenlogger recht hoch ist, versucht man diese Geräte so flexibel einsetzbar wie möglich zu gestalten. Ein wichtiger Beitrag dazu ist eine Modularisierung: Anstatt die oben angesprochenen drei Grundeinheiten in einem fest verdrahteten Gerät unterzubringen, werden Teile des Gerätes austauschbar gehalten oder gar das Ganze Gerät in mehrere getrennt aufstellbare Teilgeräte unterteilt. Dies bietet den weiteren Vorteil, dass sich gegenseitige Störeinflüsse leichter minimieren lassen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit zwei Datenloggern gearbeitet: Der SPAM MkIII und der Quanterra QT4120. Beide Geräte sind für unterschied-

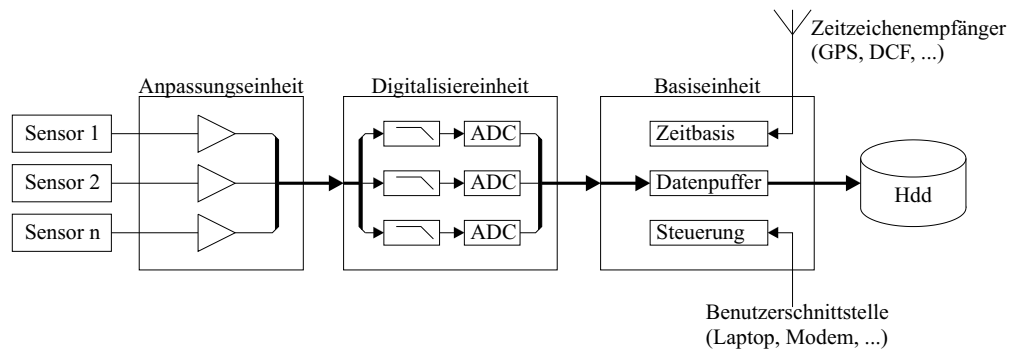


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau eines allgemeinen Datenloggers.

liche geophysikalische Einsatzzwecke optimiert: Die Quanterra QT4120 ist ein seismischer Datenlogger für den Observatoriumsbetrieb. Die Spam MkIII wurde primär für den Feldeinsatz bei Magnetotellurischen Messungen konzipiert. Dennoch sind beide Geräte flexibel genug gestaltet, dass sie sich auch unter anderen Bedingungen einsetzen zu lassen.

3.2.1 SPAM MkIII

Beim Datenlogger SPAM MkIII ist man mit der Modularisierung des Gerätes ungewöhnlich weit gegangen: Basis-, Digitalisier- und Adaptereinheit sind jeweils in baulich getrennten Teilgeräten untergebracht. Sie werden bei der SPAM als Basebox (BBx), Remotebox (RBx) und Sensorbox (SBx) bezeichnet. An einer Basebox lassen sich mehrere Remote-Boxen anschließen, an denen wiederum mehrere Sensor-Boxen anschließbar sind. Jede der Remote- oder Sensor-Boxen kann mehrere Remote- oder Sensor-Boards aufnehmen: Dabei handelt es sich um handliche Einschubplatinen, die jeweils eine komplette Adapter- oder Digitalisiereinheit für einen Kanal darstellen.

Die Baumstruktur ermöglicht es, die Zahl der verfügbaren Kanäle nach Bedarf zu erhöhen. Außerdem sind alle Einheiten mit Leitungstreibern ausgestattet, die es erlauben, zwischen den einzelnen Boxen größere Kabelstrecken einzusetzen: Dies können bis zu ca. 10 m zwischen Sensor- und Remote-Box und bis zu 400 m (bei Einsatz von Repeatern noch mehr) zwischen Remote- und Basebox sein. So läßt sich mit einer einzigen Basebox ein weit verzweigtes Netzwerk von Sensoren betreiben. In der Regel wird auf diese Besonderheit der SPAM MkIII jedoch nicht zurückgegriffen, da für die meisten Messungen ein einziger Messplatz und der Einsatz von 2–5 Sensoren genügt.

Die Remote-Boards in den Remote-Boxen sind allesamt baugleich: Sie bestehen aus einem Analog-Teil mit per Software steuerbaren Vorverstärkern und Filtern und aus einem 16-Bit breiten AD-Wandler (eine optional einsetzbare dynamische Verstärkungsanpassung kann den Dynamikumfang noch um 4 weitere Bits erhöhen). Zu den Filtern zählen neben Hoch- und Tiefpässen noch zwei austauschbare Notch-Filter, die bei den hier beschriebenen Messungen allerdings deaktiviert wurden.

Die Sensor-Boards in den Sensor-Boxen werden je nach verwendetem Sensortyp eingesteckt. Standardmäßig stehen Tellurik-, Magnetik- und Seismik-Sensor-Boards zur Verfügung. Die Magnetik-Boards beinhalten nur einen Verstärker mit Verstärkungsfaktor 1, der als Leitungstreiber dient. Signale von Magnetometern werden also ohne weitere Aufbereitung direkt an die Digitalisiereinheit weitergereicht. Die Tellurik-Boards wurden zum direkten Anschluss von Elektroden konzipiert und besitzen somit einen Vorverstärker mit sehr niedrigem Eingangswiderstand und einem umschaltbaren Verstärkungsfaktor von 20 oder 100. Des Weiteren sind ein Hochpass mit einer Eckfrequenz von 100 s oder 1000 s und ein Tiefpass mit einer Eckfrequenz von 256 Hz oder 2048 Hz enthalten. Ein Tellurik-Board kam im Rahmen dieser Arbeit nur einmal bei der Kalibrierung von Magnetometern mittels eines synthetischen Signals zum Einsatz.

3.2.2 Quanterra QT 4120

Bei der QT4120 handelt es sich um einen seismischen Datenlogger, der allerdings durch Einsatz einer geeigneten Adaptereinheit auch für andere Messgrößen verwendbar ist. Kontroll- und Digitalisiereinheit sind gemeinsam in einem Gerät integriert: Die gesamte Elektronik ist in einem 19" Einschubgehäuse untergebracht, das wiederum in einem wesentlich größeren robusten und wasserdichten Kunststoffgehäuse eingebaut ist. Darin befindet sich auch eine Festplatte, die neben der Betriebssoftware der Basiseinheit als Datenpuffer dient, sowie ein DDS1 („DAT“-)Bandlaufwerk zur endgültigen Datenaufzeichnung.

Die Adaptereinheit muss extern angeschlossen werden. Für den standardmäßigen Einsatz als seismischer Datenlogger wird von der Herstellerfirma eine passende Adaptereinheit angeboten. Für den Anschluss von Induktionsspulen musste eine geeignete Adaptereinheit selber angefertigt werden (Beschreibung folgt in 3.3).

Anders als die SPAM MkIII wurde die QT4120 ursprünglich für den stationären Einsatz auf seismischen Observatorien entworfen. Dies zeigt sich im Vergleich zur Spam MkIII neben dem unhandlicheren und schwereren Design insbesondere im höheren Stromverbrauch.

3.3 Aufbau einer Mehrzweck-Adaptereinheit („Adapterbox“)

Wie bereits bei der Beschreibung der Quanterra QT4120 angemerkt, verfügt diese nicht standardmäßig über eine zum Betrieb von Induktionsspulen-Magnetometern geeignete Adaptereinheit. Eine Möglichkeit, dieses Defizit auszugleichen, ist eine fremde Adaptereinheit, z.B. die SPAM-Sensorbox, in geeigneter Weise zu modifizieren. Eine andere Möglichkeit ist der eigene Neubau einer Adaptereinheit. Vorausgesetzt, dass die Adaptereinheit ausschließlich für Induktionsspulen-Magnetometer verwendet werden soll, lässt sich ein Neubau mit relativ wenig Aufwand bewerkstelligen. Genau solch ein Neubau wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und soll in diesem Kapitel beschrieben werden.

3.3.1 Anforderungen

Die gewünschte Adapterseinheit soll außer Kabeln und Batterien alles beinhalten, was zum Betrieb von mindestens 2 EMI BF-4 oder 2 Metronix MFS05 Induktionsspulen-Magnetometern an einem Quanterra QT4120-Datenlogger erforderlich ist. Dazu zählen neben passenden Anschlüssen auch die Bereitstellung der jeweils erforderlichen Spulen-Versorgungsspannungen sowie im Falle der MFS05 Magnetometer eine umschaltbare TTL-Steuerleitung zur Auswahl des Chopper-Betriebsmodus. Nicht erforderlich ist jegliche Art der Signalaufbereitung. Die Spuleninternen Leitungstreiber erzeugen ein Signal, dass sich problemlos direkt in den Eingang der QT4120 einspeisen läßt.

Neben dem Betrieb mit 2 baugleichen Magnetometern an der QT4120 sollte die Einheit zu Testzwecken auch den simultanen Betrieb unterschiedlicher Magnetometer sowie den Betrieb von EMI BF-4-Magnetometern an einem SPAM MkIII-Datenlogger ermöglichen. Des weiteren sollten sämtliche Signale über 4 mm-Laborbuchsen abgreifbar sein. Im Falle des Betriebs mit MFS05-Spulen sollte auch die Einspeisung eines Kalibriersignals unterstützt werden.

3.3.2 Spezifikationen der Ein- und Ausgänge

Die EMI-BF4-Magnetometer werden über ein nur vieradriges Kabel angeschlossen: Zwei Leitungen sind für die Spannungsversorgung der Spule, zwei für das Messsignal erforderlich. Von den letzteren ist eine Leitung auf Masse gelegt.

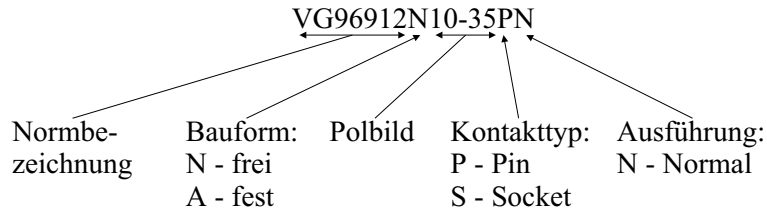
Die zur Verfügung gestellten EMI-BF4-Magnetometer besaßen modifizierte Anschlüsse. Kabel mit einem passenden Stecker an einem Ende wurden mitgeliefert. Für das andere Ende stand es frei, einen beliebigen mindestens 4-poligen Stecker einzusetzen. Um unnötige Umkosten zur Anschaffung exotischer Stecker zu vermeiden wurde auf gebräuchliche 5-polige DIN-Stecker zurückgegriffen, wie sie am Institut für seismische Bandaufzeichnungsgeräte bereits weite Verwendung fanden.

Funktion	EMI über 5-pol. Rundstecker		auf 4-pol. 2,5 MSF	
	Farbe	Pin	Pin	Farbe
- 12 V	weiss	1	1	braun
+ 12 V	rot	4	2	rot
GND	schwarz	5	3	orange
Signal	grün	3	4	gelb
Schirmung		2 (verb. mit 5)		

Das Anschlusskabel eines Metronix MFS05-Magnetometers besitzt mehr Leitungen: Zu Stromversorgung und Messsignal kommen noch eine separate Masse, zwei Leitungen zum Einspeisen eines Kalibriersignals und zwei Leitungen zur Wahl des Chopper-Betriebsmodus hinzu.

Die Anschlüsse der MFS05-Magnetometer tragen im zugehörigen Manual noch die Bezeichnung „SJT-Stecker“. Unter dieser Bezeichnung wird diese Anschlussfamilie seit langem nicht mehr vertrieben. Statt dessen ist sie heute unter

der Militärnorm VG96912 bekannt. Die Nomenklatur für Stecker des VG96912-Systems erfolgt nach folgendem Schema:



Die Zahlenkombination für das Polbild ist einer Tabelle zu entnehmen. Die Kombination „10-35“ entspricht der 13-poligen Variante, die für die Spulenka-
bel verwendet wird. Damit ergeben sich für die zum Anschluss der MFS05-
Magnetometer benötigten Steckverbindungen die folgenden Bezeichnungen:

Buchsen an Sensorbox, Magnetometer und Adapterbox: VG96912A10-35SN
Stecker an den Verbindungskabeln: VG96912N10-35PN

	Metronix	auf 8-pol. 2,5 MSF	
Funktion	Pin	Pin	Farbe
+ Sensor	11	8	orange
- Sensor	10	7	gelb
+ CAL	8	6	grün
- CAL	7	5	blau
GND	5	4	violett
LF/HF	4	3	grau
- 15 V	2	2	weiss
+ 15 V	1	1	schwarz

Das Kabel zur Quanterra beinhaltet lediglich Signal- und Masseleitungen für maximal 4 Messkanäle, keinerlei Stromversorgungs- oder Steuerleitungen. Die Signalleitungen werden innerhalb der Quanterra galvanisch entkoppelt, nicht jedoch die Masseleitungen.

Quanterra QT4120 über Centronix	auf 10-pol. 2,5 MSF			
Funktion	Pin	Farbe	Pin	Farbe
Kanal 1	+ 5	gelb	10	gelb
	- 1	rosa	9	orange
Kanal 2	+ 6	rot	8	rot
	- 2	braun	7	braun
Kanal 3	+ 7	schwarz	6	schwarz
	- 3	weiss	5	weiss
Kanal 4	+ 8	grau	4	grau
	- 4	violett	3	violett
GND	9,10	blau	2	blau
GND	11,15	grün	1	grün

3.3.3 Schaltung

Der endgültige Schaltungsentwurf wurde in Zusammenarbeit mit der am Institut fest angestellten Elektronikerin VERA FISCHER ausgearbeitet und schließlich von ihr in ein Platinenlayout umgesetzt und angefertigt.

Abbildung 3.5 zeigt den endgültigen Schaltplan. Man erkennt, dass sämtliche Signalleitungen einfach durchgeleitet werden. Die eigentliche Elektronik beschränkt sich auf eine Reihe von Spannungswandlern, die aus der 12V Versorgungsspannung der Adapterbox die unterschiedlichen Spulenversorgungsspannungen sowie die TTL-Spannung für die Chopper-Steuerung erzeugen.

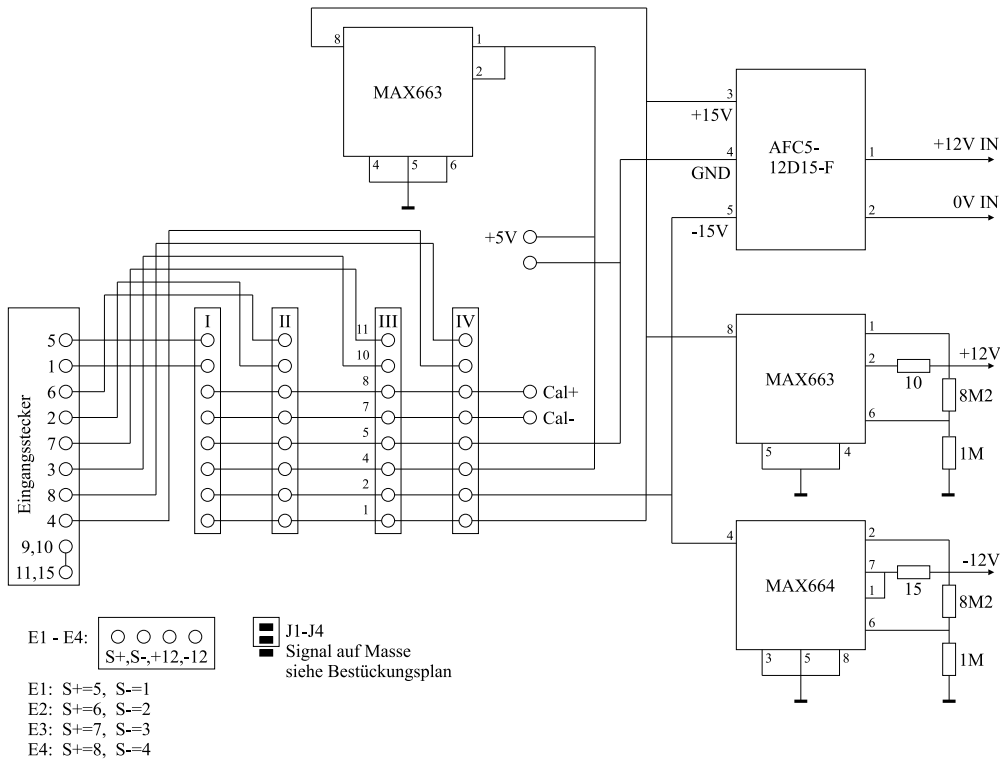


Abbildung 3.5: Schaltplan der Adapterbox (Entwurf von VERA FISCHER).

Die 12V Versorgungsspannung wird direkt an die Eingänge eines DC-DC Wandlers vom Typ AFC5-12D15-F der „Firma Computer Products Inc.“ angelegt. Dieser erzeugt daraus zwischen seinen 3 Ausgängen die symmetrische EMI-Spulenversorgungsspannung von $\pm 15V$. Die übrigen benötigten Spannungen ($\pm 12V$, $+5V$) lassen sich aus der $\pm 15V$ Versorgungsspannung mit linearen Spannungswandlern erzeugen. Dabei werden durchwegs Wandler aus der Serie MAX663, MAX664 von Maxim verwendet. Diese Spannungswandler lassen sich in zwei Betriebsmodi betreiben: Wird beim MAX663 der Anschluss V_{SET} auf Masse gelegt, so erzeugt er eine feste Ausgangsspannung von $+5V$ (beim MAX664 sind es $-5V$). Abbildung 3.6 (a) zeigt diese Konfiguration. Sie wird in der Schaltung der Adapterbox zur Erzeugung der TTL-Spannung für die Chopper-Steuerung verwendet.

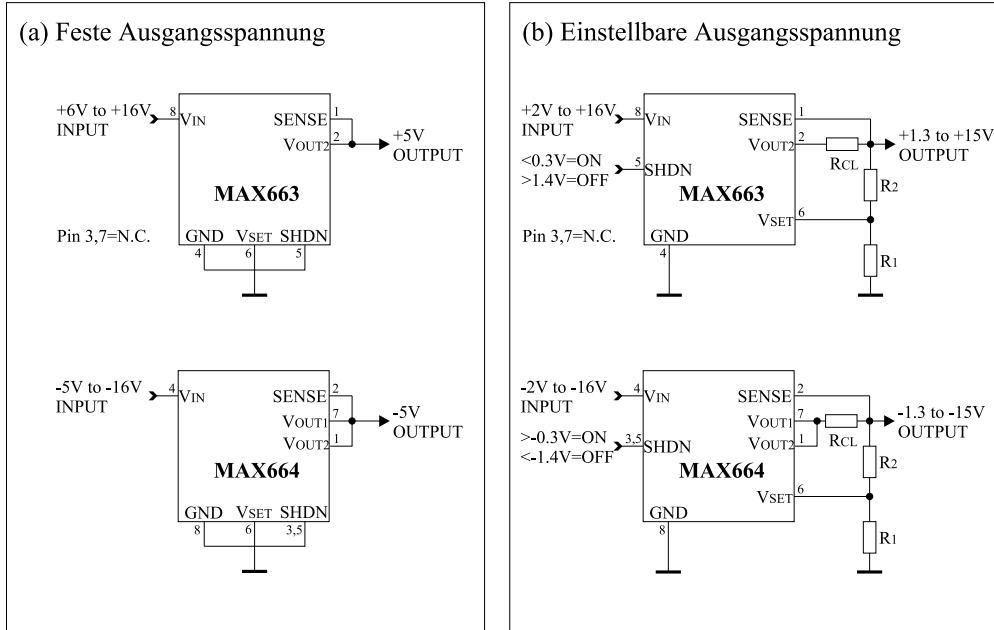


Abbildung 3.6: Anschlussbelegungen der Spannungsregler MAX663 und MAX664 für ihre beiden Betriebsmodi. Auszug aus dem Datenblatt der beiden Spannungsregler [18].

Wird V_{SET} jedoch wie in Abbildung 3.6 (b) über einen Spannungsteiler zwischen Ausgangsspannung und Masse gelegt, so wird damit ein Rückkopplungskreis aktiviert, der dafür sorgt, dass der Spannungswandler versucht, V_{OUT} so einzustellen, dass sich die Spannung am Anschluss V_{SET} auf +1,3V (beim MAX664 auf -1,3V) einstellt. Damit ergibt sich die Möglichkeit, die Ausgangsspannung V_{OUT} über das Verhältnis der Widerstände R_1 und R_2 einzustellen

$$V_{OUT} = V_{SET} \frac{R_1 + R_2}{R_1}, \quad V_{SET} = 1,3V. \quad (3.21)$$

Schließlich verfügen der MAX663 und der MAX664 noch über eine automatische Strombegrenzung, die einsetzt, sobald eine feste Grenzspannung V_{CL} zwischen den Anschlüssen V_{OUT} und SENSE überschritten wird. Durch die Wahl des Widerstandes R_{CL} wird eingestellt, welcher Strom dieser Grenzspannung entspricht, denn der stromabhängige Spannungsabfall über diesen Widerstand ist gerade die Grenzspannung $V_{CL} = R_{CL}I_{CL}$, womit der Grenzstrom zu

$$I_{CL} = \frac{V_{CL}}{R_{CL}}, \quad V_{CL} = 0,5V \text{ bei MAX663, } V_{CL} = -0,6V \text{ bei MAX664} \quad (3.22)$$

wird. Ein EMI-BF4 Induktionsspulenmagnetometer benötigt etwa 20 mA. Damit genügt die maximal mögliche Ausgangsleistung der Wandler MAX663 und MAX664 problemlos zum Parallelbetrieb von zwei Magnetometern, aber nicht für mehr. Da die Adapterbox für den gleichzeitigen Betrieb von bis zu 4 Spulen konzipiert wurde, ist auf der Platine Platz für ein zweites Paar von Wandlern MAX663 und MAX664 zum Betrieb der Spulen 3 und 4 vorgesehen. Beim

normalen Betrieb mit nur zwei Spulen empfiehlt es sich, die beiden IC-Sockel unbestückt zu lassen um einen unnötigen Ruhestromverbrauch zu vermeiden. Zum Betrieb mit 3 oder 4 Spulen genügt es, die beiden IC's wieder einzustecken – keinerlei Jumper müssen umgesteckt werden.

Kapitel 4

Kalibrierung und Vergleich der Messgeräte

4.1 Schätzung der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich

Wird ein Signal $x(t)$ in ein lineares System mit der Impulsantwort $q(t)$ eingespeist, so erhält man als Ausgangssignal die Faltung des Eingangssignals mit der Impulsantwort $y(t) = x(t) * q(t)$. Bei nicht idealen Systemen wird das Ausgangssignal zusätzlich einen additiven Rauschanteil $\delta y(t)$ aufweisen. Im Frequenzbereich entspricht die Faltung mit der Impulsantwort einer Multiplikation mit der Übertragungsfunktion des Systems. Zusammengefasst läßt sich dies wie folgt darstellen:

$$y(t) = q(t) * x(t) + \delta y(t) \Leftrightarrow Y(\omega) = Q(\omega)X(\omega) + \delta Y(\omega) \quad (4.1)$$

Es stellt sich nun die Aufgabe, aus gleichzeitigen Messungen der Ein- und Ausgabe die Übertragungsfunktion des Systems zu bestimmen. Dabei sollen gleichzeitige Messfehler in $x(t)$ und $y(t)$ zunächst ausgeschlossen werden können – man tut so, als wäre die Messung perfekt und jeglicher Messfehler in dem additiven Rauschanteil im Ausgangssignal enthalten. Für die Praxis bedeutet dies, dass das Eingangssignal – die Kontrollgröße des Experiments – einen im Vergleich zum Ausgangssignal – der eigentlichen Messgröße – vernachlässigbar kleinen Fehler aufweisen soll.

In der Praxis stehen Beobachtungen der Ein- und Ausgabe (x_i, y_i) eines Systems bestenfalls für eine endliche Zahl N von Zeitintervallen zur Verfügung, aus denen sich eine endliche Zahl von Periodogrammen mit Schätzwerten für die Fourier-Transformierten X_i und Y_i berechnen lassen. Aus diesen Beobachtungen gilt es einen optimalen Schätzwert für die Übertragungsfunktion Q zu bestimmen. Dazu muss zunächst eine Schätzfunktion aufgestellt werden, die die Güte der Anpassung des Modells

$$Y_i = QX_i \quad (4.2)$$

an die Daten beschreibt. Es wird im folgenden angenommen, dass die Fehler δY_i normalverteilt und statistisch unabhängig sind. Für diesen Spezialfall stellt die

Summe der Fehlerquadrate die optimale Schätzfunktion dar [20]. Man findet damit den optimalen Schätzwert für Q durch Minimierung der Schätzfunktion

$$S^2 = \sum_i |Y_i - QX_i|^2 = \sum_i (Y_i - QX_i)(Y_i - QX_i)^* = \min_Q. \quad (4.3)$$

Wäre Q reell, fände man dasjenige Q , bei dem S^2 minimal wird dadurch, dass man S^2 nach Q ableitet, die Ableitung gleich Null setzt und dann nach Q auflöst. Bei dem komplexen Q in (4.3) tritt jedoch das Problem auf, dass eine komplex konjugierte Größe nicht differenzierbar ist. Also muss man Q in (4.3) als Summe aus seinen Real- und Imaginärteilen ausschreiben

$$S^2 = \sum_i [(Y_{iR} - Q_R X_{iR} + Q_I X_{iI})^2 + (Y_{iI} - Q_R X_{iI} - Q_I X_{iR})^2]. \quad (4.4)$$

und hat dann S^2 als Funktion zweier reeller Variablen Q_R und Q_I aufzufassen. Diejenigen Q_R und Q_I , bei denen S^2 minimal wird, findet man dann wie gewohnt durch partielles Ableiten nach Q_R bzw. Q_I , Nullsetzen und Auflösen. Die partielle Ableitung nach Q_R ergibt

$$\begin{aligned} \frac{\partial S^2}{\partial Q_R} &= -2 \sum_i [X_{iR}(Y_{iR} - Q_R X_{iR} + Q_I X_{iI}) + X_{iI}(Y_{iI} - Q_R X_{iI} - Q_I X_{iR})] \\ &= -2 \sum_i [(X_{iR}Y_{iR} + X_{iI}Y_{iI}) - Q_R(X_{iR}^2 + X_{iI}^2)]. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Nach Gleichsetzen mit Null läßt sich dies nach Q_R auflösen und man erhält

$$\begin{aligned} \sum_i [X_{iR}Y_{iR} + X_{iI}Y_{iI} - Q_R(X_{iR}^2 + X_{iI}^2)] &= 0 \\ \Rightarrow Q_R &= \frac{\sum_i (X_{iR}Y_{iR} + X_{iI}Y_{iI})}{\sum_i (X_{iR}^2 + X_{iI}^2)}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Auf analogen Weg erhält man aus der Ableitung von S^2 nach Q_I ein zu (4.6) ähnliches Ergebnis

$$Q_I = \frac{\sum_i (Y_{iI} - X_{iI}Y_{iR})}{\sum_i (X_{iR}^2 + X_{iI}^2)}. \quad (4.7)$$

Multipliziert man Q_I mit der imaginären Einheit i und addiert es zu Q_R , so erhält man das gesuchte komplexe Q , das sich wieder vereinfacht durch die komplexen Größen X_i und Y_i ausdrücken läßt

$$\begin{aligned} Q &= Q_R + iQ_I = \frac{\sum_i [(X_{iR}Y_{iR} + X_{iI}Y_{iI}) + i(X_{iR}Y_{iI} - X_{iI}Y_{iR})]}{\sum_i [X_{iR}^2 + X_{iI}^2]} \\ &= \frac{\sum_i Y_i X_i^*}{\sum_i X_i X_i^*}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Erweitern man Zähler und Nenner dieses Bruches mit $1/n$, so lassen sich die beiden Summen als arithmetische Mittelwertbildungen auffassen, die sich gemäß der Schreibweise $\langle a \rangle = 1/n \sum_{i=1}^n a_i$ verkürzt darstellen lassen:

$$Q = \frac{\langle Y X^* \rangle}{\langle X X^* \rangle} \quad \text{best angepasstes } Q \text{ bei Fehlern nur in } Y. \quad (4.9)$$

Man hat also das arithmetisch gemittelte Kreuzspektrum zwischen X und Y durch das gemittelte Autospektrum von X zu teilen. Für den Spezialfall, dass nur ein Datum vorliegt oder aber alle Daten exakt fehlerfrei sind, wird (4.9) wieder zu der naiven Formel $Q = Y_i/X_i$ – eine einfache Möglichkeit der Kontrollrechnung. Setzt man das über (4.9) gefundene Q wieder in (4.2) ein, so kann man S^2 explizit berechnen

$$S^2 = \frac{\langle XX^* \rangle \langle YY^* \rangle - \langle XY^* \rangle \langle YX^* \rangle}{\langle XX^* \rangle}. \quad (4.10)$$

Sind die Fehler der Eingangsgrößen bekannt, so läßt sich hieraus bereits ein Maß für die Güte der erreichten Anpassung der Daten durch das Modell (4.2) herleiten. In der Regel sind die Eingangsfehler aber unbekannt. Um dennoch eine quantitative Angabe zur Güte der Anpassung geben zu können bedient man sich der Kohärenz: Diese gibt wieder, wie groß der Anteil der Ausgangsdaten ist, die durch das Modell erklärt werden. Um die Kohärenz zu finden, normiert man zunächst das Fehlerquadrat auf das mittlere Quadrat der Ausgangsdaten

$$\epsilon^2 = \frac{S^2}{\langle YY^* \rangle}. \quad (4.11)$$

Mit diesem ϵ^2 hat man den Anteil der nicht durch das Modell erklärbaren Daten gefunden. Für den erklärbaren Anteil, also die gesuchte Kohärenz gilt damit¹

$$r^2 = 1 - \epsilon^2. \quad (4.12)$$

Setzt man hierin das in (4.10) gefundene S^2 ein, so ergibt sich

$$r^2 = 1 - \frac{\langle XX^* \rangle \langle YY^* \rangle - \langle XY^* \rangle \langle YX^* \rangle}{\langle XX^* \rangle \langle YY^* \rangle} \quad (4.13)$$

$$= \frac{\langle XY^* \rangle \langle YX^* \rangle}{\langle XX^* \rangle \langle YY^* \rangle} = \frac{|\langle YX^* \rangle|^2}{\langle |X|^2 \rangle \langle |Y|^2 \rangle}. \quad (4.14)$$

Die letztere Schreibweise ist für numerische Berechnungen günstiger. Bemerkenswert ist, dass sich dieses Ergebnis unabhängig von einer Anpassung über X oder über Y ergibt.

Fehler in $x(t)$

Bisher wurde angenommen, dass nur die Messwerte Y_i fehlerbehaftet, die Kontrollvariablen X_i aber exakt bekannt seien. Was ist, wenn auch die x_i fehlerbehaftet sind? Eine allgemeine Behandlung dieses Problems ist leider sehr kompliziert: Insbesondere stellt sich dabei heraus, dass eine bestmögliche Modelanpassung nur noch bei Kenntnis des Verhältnisses der Standardabweichungen der Fehler der X_i und Y_i möglich ist (näheres dazu z.B. in [20]).

¹Im multivariaten Fall stellt das hier gefundene r^2 die sogenannte *multiple Kohärenz* zwischen Ein- und Ausgabe dar. Sie läßt sich in ein Produkt aus *partiellen Kohärenzen* aufspalten, die angeben, welcher Anteil der Kohärenz auf welchen Eingang zurückzuführen ist. Im vorliegenden univariaten Fall sind multiple und partielle Kohärenz identisch.

Einfach hingegen ist es, wenn die Fehler ausschliesslich in x_i liegen: Dann gilt es an Stelle von S in (4.10) die neue Fehlerquadratsumme $S'^2 = \sum_i (X_i - Q^{-1}Y_i)$ zu minimieren. Man erkennt, dass in diesem Fall für die Bestimmung von Q^{-1} genau die gleiche Ausgangslage wie für die vorherige Bestimmung von Q bei Fehlern in Y gegeben ist, nur mit vertauschten Rollen von X und Y . Demnach ist auch im Endergebnis für Q^{-1} bei Fehlern in X lediglich eine Vertauschung von X und Y zu erwarten:

$$\begin{aligned} Q^{-1} &= \frac{\langle XY^* \rangle}{\langle YY^* \rangle} \\ \Leftrightarrow Q &= \frac{\langle YY^* \rangle}{\langle XY^* \rangle} \quad \text{Best angepasstes } Q \text{ bei Fehlern nur in } x. \quad (4.15) \end{aligned}$$

Passt man für den gleichen Datensatz einmal Q über (4.9) und einmal über (4.15) an, so werden die Ergebnisse in der Regel mehr oder weniger voneinander abweichen. Völlige Übereinstimmung kann nur herrschen, wenn beide Fehler verschwinden.

4.2 Kalibrierung der MFS05 Magnetometer mit künstlicher Anregung

4.2.1 Konzept

Üblicherweise werden Magnetometer durch das Einspeisen eines künstlichen Magnetfeldes mit bekanntem Zeitverlauf kalibriert. Dazu werden die Magnetometer in weitgehend von Störfeldern abgeschirmten Eichkammern in große Eichspulen eingebracht, die, wenn sie von einem bekannten Strom durchflossen werden, in ihrem Innern ein genau berechenbares Magnetfeld erzeugen. Als Eichspulen kommen meist Helmholtz- oder Maxwell-Spulen zum Einsatz, die in ihrem Innern über einen besonders großen Bereich hinweg ein nahezu homogenes Feld erzeugen. Ein an dieser Eichspule angeschlossener Signalgenerator erzeugt in der Spule einen periodischen Stromfluss, der wiederum ein periodisches Magnetfeld erzeugt. Der eingespeiste Strom wird simultan mit dem Antwortsignal aus dem zu kalibrierenden Magnetometer aufgezeichnet. Aus diesen beiden Signalen läßt sich dann, z.B. mittels Kreuzspektrumanalyse, die Übertragungsfunktion des Magnetometers berechnen.

Das soeben ansatzweise beschriebene Verfahren ist sehr aufwendig und kann aufgrund der benötigten Eichspulen nur von wenigen entsprechend ausgestatteten Laboren durchgeführt werden. Allerdings ist es das zuverlässigste bekannte Kalibrierungsverfahren und daher für die Erstkalibrierung eines neuen oder modifizierten Magnetometers unerlässlich. Viel häufiger stellt sich aber der Bedarf einer schnell mit einfachen Mitteln durchführbaren Nachkalibrierung. Diese erlaubt es zu testen, ob sich die Übertragungsfunktion eines Magnetometers, z.B. durch Alterungsprozesse, ungewöhnliche Umwelteinflüsse oder einen Defekt, verändert hat.

Bei dem Metronix MFS05 Induktionsspulen-Magnetometer steht zu diesem Zweck ein Kalibriereingang zur Verfügung. Darüber läßt sich ein externes Si-

gnal derart in die Rückkopplungselektronik des Magnetometers einspeisen, dass die Rückkopplungsspule gleichzeitig als integrierte Eichspule verwendet werden kann.

Der Einsatz dieser Technik setzt allerdings voraus, dass man bereits einen Teil der Übertragungseigenschaften des Magnetometers kennt, nämlich die Übertragungsfunktion zwischen dem eingespeisten Kalibriersignal und dem dadurch in der Rückkopplungsspule erzeugten Magnetfeld. Außerdem birgt sie das Risiko, dass andere, z.B. kapazitive, Kopplungen zwischen Ein- und Ausgangssignal auftreten, die sich untrennbar mit der gesuchten Übertragungsfunktion überlagern. Aus diesem Grund eignet sich diese Methode laut Hersteller bei der MFS05 nur bis zu Frequenzen von etwa 1 kHz. Darüber treten kapazitive Kopplungseffekte zwischen den eng benachbarten Kalibrier- und Messspulen auf.

Lässt sich durch Messung der Übertragungsfunktion mittels integrierter Eichspule eine in der Eichkammer festgestellte Übertragungsfunktion reproduzieren, so kann diese Übertragungsfunktion als mit hoher Wahrscheinlichkeit richtig angesehen werden. Misst man allerdings eine Abweichung, so kann man nicht mit Sicherheit sagen, ob diese auf eine Veränderung im eigentlichen Magnetometer oder in der Ansteuerungselektronik der Rückkopplungsspule zurückzuführen ist. Man hat also eine Testmethode, um festzustellen, ob sich an dem Magnetometer als Gesamtsystem irgend etwas verändert hat. Ist eine solche Veränderung eingetreten, muss man aber um sicher zu gehen eine grundlegende Neukalibrierung in der Eichkammer durchführen.

Lässt sich das Magnetometer zwischen zwei Betriebsmodi umschalten ohne dass dabei auch die Kalibrierelektronik beeinflusst wird, und lässt sich in einem dieser Modi eine bereits bekannte Übertragungsfunktion reproduzieren, so kann angenommen werden, dass auch die Bestimmung der Übertragungsfunktion im anderen Modus verlässlich funktioniert. Dieser Fall liegt bei dem MFS05 Magnetometer vor, wenn es zwischen den HF- und LF-Betriebsmodi umgeschaltet wird: Für den LF-Modus war die Übertragungsfunktion des Magnetometers sehr genau ab Werk bekannt und konnte auch mittels Nachkalibrierung über den Kalibriereingang reproduziert werden. Hiermit konnte man davon ausgehen, dass sich die Magnetometereigenschaften nicht verändert hatten und dass das Verfahren der Nachkalibrierung mittels Kalibriereingang einschliesslich dem verwendeten Analyseverfahren funktioniert. Nun konnte das Magnetometer in den HF-Modus umgeschaltet werden um darin ebenfalls eine Kalibrierung mittels Kalibriereingang durchzuführen. Die Ergebnisse daraus konnten dann tatsächlich als verlässliche Ergebnisse einer Neukalibrierung des Magnetometers im HF-Modus angesehen werden. Und genau das war das ursprünglich gesteckte Ziel bei dieser Untersuchung: Die HF-Übertragungsfunktion war nämlich im Gegensatz zur LF-Übertragungsfunktion nur ungefähr (in Form einer genäherten Umrechnungsformel von LF- auf HF-Übertragungsfunktion) bekannt.

4.2.2 Durchführung der Kalibrierung

Am 24. und 25.2.1999 wurden im Spessart Kalibrierungen sämtlicher verwendeter MFS05-Magnetometer mittels Einspeisung eines künstlichen Signals in

den Kalibriereingang des Magnetometers durchgeführt. Die Messungen fanden auf einer Waldlichtung östlich von Mernes (westlich von Bad Orb) statt, einem Messplatz, der von früheren Messungen durch UTE WECKMANN [27] als für die Region elektromagnetisch relativ ruhig bekannt war.

Jeweils drei Metronix MFS05-Magnetometer wurden gleichzeitig an einem SPAM MkIII-Datenlogger angeschlossen (siehe Abbildung 4.1). An der SPAM-Sensor-Box war des weiteren ein Signalgenerator (Wavetek VCG Model III) über den Kalibriereingang angeschlossen. Die ersten 3 Kanäle der Sensor-Box waren mit Magnetik-Boards bestückt und für die reguläre Messung der Spulensignale eingestellt. Der 4. Kanal war mit einem Tellurik-Board bestückt, das auf den „Test“ Modus eingestellt war, also direkt das Signal des Kalibriereingangs der Sensor-Box zugeführt bekam. Die übrigen Kanäle blieben ungenutzt und wurden nicht aufgezeichnet.

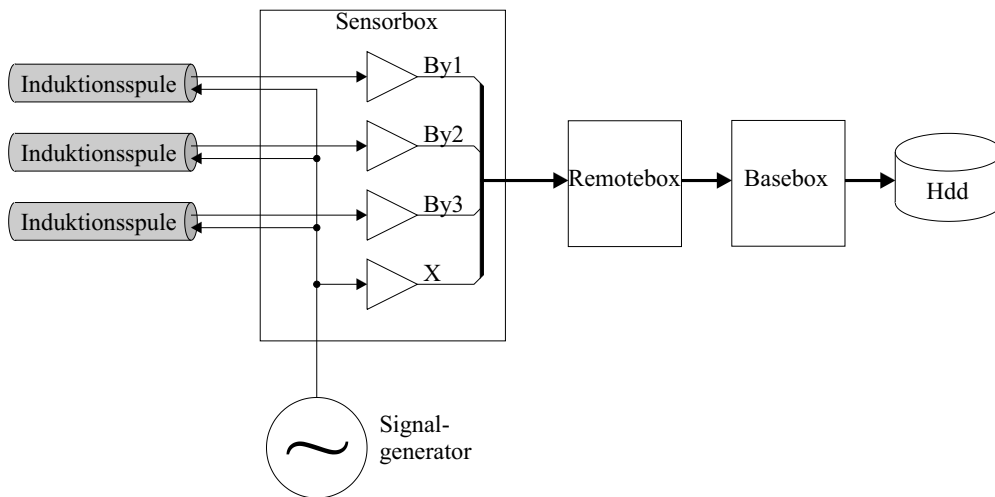


Abbildung 4.1: Messaufbau zur Bestimmung der Übertragungsfunktionen mehrerer Metronix MFS05-Magnetometer mit einer synthetischen Anregung durch Einspeisung eines Signals aus einem Funktionsgenerator in die Kalibriereingänge der Magnetometer.

Aus dem Schaltbild der Sensorbox sowie durch gezieltes Nachmessen geht hervor, dass das eingespeiste Kalibriersignal nicht nur zu sämtlichen Eingängen der auf Test geschalteten SPAM-Sensor-Box-Boards weitergeleitet wird, sondern zusätzlich auf den Kalibrierleitungen der Spulen-Anschlusskabel ausgegeben wird. Somit gelangt es direkt in die Kalibriereingänge der Induktionsspulen-Magnetometer. Der auf Test gestellte Tellurik-Kanal misst also das Kalibrier-Eingangssignal, die drei Magnetik-Kanäle die Antwort-Signale der drei Magnetometer. Die Zeitreihe des Kalibrier-Signals sowie die Zeitreihen des Antwort-Signale für mehrerer zu kalibrierende Induktionsspulen werden also gemeinsam aufgezeichnet und von der SPAM MkIII in verschiedenen Spuren einer einzigen SPAM-Datei gespeichert.

4.2.3 Auswertung

Die Auswertung der aufgezeichneten Dateien erfolgte mittels eines selbstgeschriebenen C++ Programms namens „Calib2“. Der dabei eingesetzte Algorithmus wird im folgenden kurz beschrieben: Anstatt das gesamte Spektrum zu analysieren, werden nur solche Frequenzen behandelt, bei denen das Kalibriersignal besonders viel Energie besitzt. Bei einem periodischen Kalibriersignal sind dies dessen Grundfrequenz f_0 und eine Reihe von Oberschwingungen f_i , deren Lagen von der gewählten Signalform abhängen. Bei den hier durchgeführten Messungen wurde als Kalibriersignal eine Rechteckschwingung eingesetzt. Für eine perfekte Rechteckschwingung ergibt sich, dass nur die ungeraden Harmonischen enthalten sind:

$$f_i = (2i + 1)f_0, \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (4.16)$$

Leider ließ sich bei dem verwendeten Signalgenerator die Grundfrequenz f_0 nur ungenau einstellen. Dies machte es erforderlich, bei der Auswertung zunächst die Grundfrequenz aus den Daten zu bestimmen. Dazu liest das Programm zunächst einen kurzen Ausschnitt (32 s) der Zeitreihe des Kalibriersignals ein, das sich bei allen aufgezeichneten Dateien im letzten Kanal wiederfindet. Dieser Abschnitt wird nach Multiplikation mit einem Hamming-Fenster Fourier-transformiert und die Transformierte nach der Frequenz mit der höchsten Signalamplitude abgesucht. Diese Frequenz wird als Grundfrequenz des Kalibriersignals angenommen. Daraus werden mit (4.16) erste Schätzwerte für die Frequenzen der Harmonischen berechnet. Das Programm legt sich allerdings noch nicht auf diese berechneten Frequenzen fest, sondern sucht in deren Nähe nochmals die Fourier-Transformierte des Kalibriersignals nach Amplitudenmaxima ab. Dies hat sich als notwendig erwiesen, da sich sonst kleine Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Grundfrequenz bei der i -ten Oberschwingung um den Faktor i multiplizieren, was schnell zu einem Verfehlen der Spektrallinien der Oberschwingungen führt.

Nun kann an den im vorigen Abschnitt festgelegten Zielfrequenzen die eigentliche Analyse beginnen: Dazu werden die Zeitreihen des Kalibriersignals sowie die des auszuwertenden Kanals in N gleichlange Unterabschnitte zerlegt, und diese blockweise eingelesen und nach Multiplikation mit einem Hamming-Fenster Fourier-transformiert. Aus den Fourier-Transformierten der beiden Zeitreihen werden an den zuvor festgelegten Zielfrequenzen Werte entnommen um daraus Kreuz- und Autospektren zu berechnen. Diese werden über alle Zeitreihen-Unterabschnitte aufsummiert. Für jede Zielfrequenz f_i erhält man damit eine Summe über alle N Autospektren des Kalibrier-Signals $N \langle X(f_i)X^*(f_i) \rangle$, sowie eine Summe über alle N Kreuzspektren zwischen dem Kalibrier- und dem Antwort-Signal $N \langle Y(f_i)X^*(f_i) \rangle$. Daraus lassen sich abschließend für alle Zielfrequenzen die Übertragungsfunktion zwischen Kalibrier- und Antwortkanal

$$Q(f_i) = \frac{\langle Y(f_i)X^*(f_i) \rangle}{\langle X(f_i)X^*(f_i) \rangle} \quad (4.17)$$

sowie die quadratische Kohärenz

$$r^2(f_i) = \frac{|\langle Y(f_i)X^*(f_i) \rangle|^2}{\langle X(f_i)X^*(f_i) \rangle \langle Y(f_i)Y^*(f_i) \rangle} \quad (4.18)$$

berechnen. Zum Abschluss wird noch eine Selektion der so gewonnenen Daten durchgeführt: Es werden nur solche Daten als Ergebnis ausgegeben, die einen Mindestabstand von 2 Hz zu Netzharmonischen sowie einen Mindestwert für die quadratische Kohärenz von 0,9998 aufweisen. Diese Selektion wurde nachträglich eingeführt um graphisch sichtbare Ausreißer zu vermeiden, da die Befürchtung bestand, dass sich diese nachteilig auf eine anschließende Modellanpassung hätten auswirken können.

Nach dem Processing der Daten durch „Calib2“ werden die erstellten Dateien durch ein R-Script [21] „FitTrans.r“ weiterverarbeitet. Dieses hat die Aufgaben, die Daten durch einfache theoretische Übertragungsfunktionen zu modellieren und abschließend graphisch darzustellen.

4.2.4 Darstellung und Vergleich der Ergebnisse und Anpassung theoretischer Übertragungsfunktionen

In den Abbildungen 4.2 und 4.3 sind die gemessenen Übertragungsfunktionen eines Metronix MFS05-Induktionsspulen-Magnetometers in seinen beiden Betriebsmodi dargestellt. Zusätzlich ist als durchgezogene Linie die Übertragungsfunktion für den LF-Modus laut Herstellerangaben eingetragen. Man sieht eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Werten für den LF-Modus und der Übertragungsfunktion laut Hersteller. Daraus kann man folgern, dass sich die Eigenschaften der Spule seit ihrer letzten Kalibrierung im Rahmen der graphischen Genauigkeit nicht verändert haben und andererseits das beschriebene Mess- und Analyseverfahren zuverlässig funktioniert, da es in der Lage ist, diese Werte zu reproduzieren. Eine gleichzeitige Veränderung der Spulen-Übertragungsfunktion und ein Messfehler, der dies exakt aufhebt, kann mit naher Sicherheit ausgeschlossen werden.

Ebenso ist sichtbar, dass die Übertragungsfunktion im HF-Modus bei tiefen Frequenzen deutlich von der des LF-Modus abweicht: Sowohl der stärkere Amplitudenabfall als auch das Streben der Phase zu einem Wert von 180° bei tiefen Frequenzen deuten auf den Einfluss eines zusätzlichen Hochpasses hin. Desweiteren fällt auf, dass sich das „Knie“ der Amplitudenkurve etwas zu den niedrigeren Frequenzen hin verschoben hat. Dieses Verhalten lässt sich alleine durch das Hinzufügen eines zusätzlichen Hochpasses bei Einhaltung der Charakteristiken des ersten Hochpasses aus dem LF-Modus noch nicht erklären. Vielmehr müssen beide Hochpässe im HF-Modus in ihren Eckfrequenzen vom einzelnen Hochpass im LF-Modus abweichen.

Die Abbildungen 4.4 bis 4.9 zeigen die mittels Einspeisung eines künstlichen Kalibriersignals gemessenen Übertragungsfunktionen aller verwendeten Metronix MFS05-Magnetometer in ihren beiden Betriebsmodi. Zusätzlich sind als durchgezogene Kurven diesmal theoretische Übertragungsfunktionen eingezeichnet, die durch Modellanpassung an die gezeigten Daten erhalten wurden.

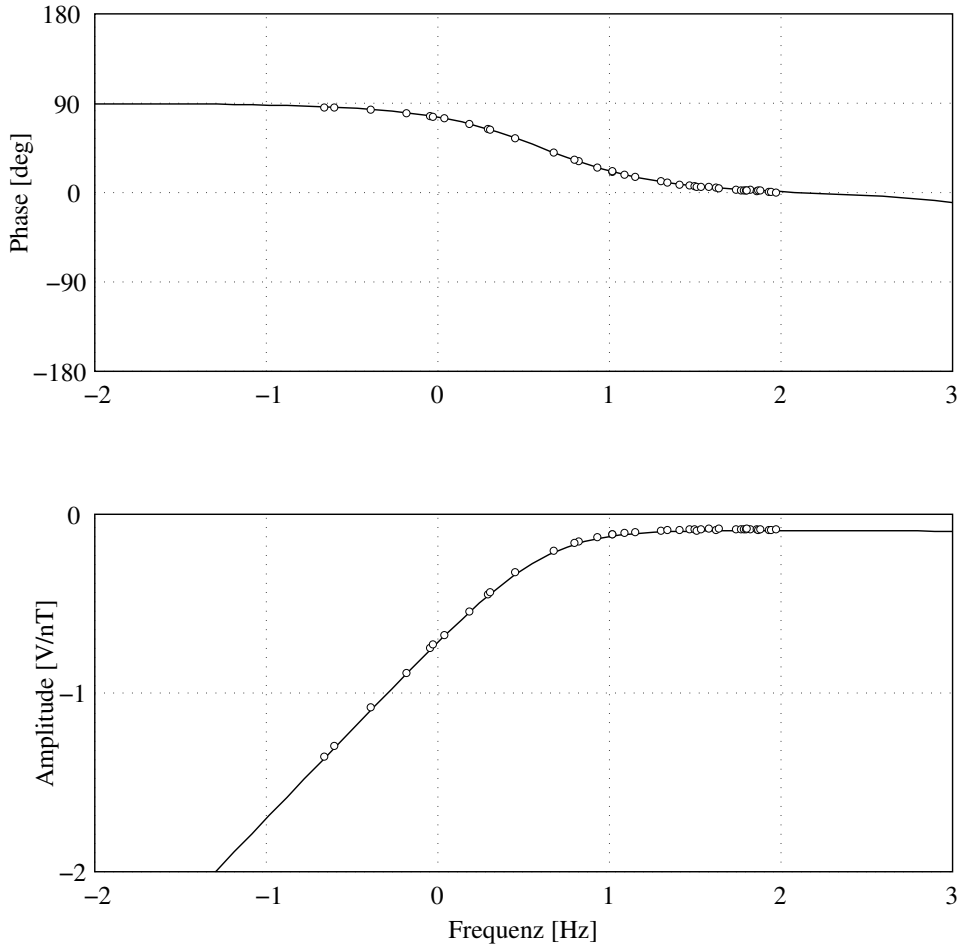


Abbildung 4.2: Nachgemessene (Kreise) und vom Hersteller angegebene Übertragungsfunktionen des MFS05-Magnetometers Nr. 097 im LF-Modus.

Als Modell diente für die im LF-Modus gemessenen Übertragungsfunktionen ein einpoliger Hochpass

$$Q = A \frac{if/f_{h1}}{1 + if/f_{h1}} \quad (4.19)$$

und für die im HF-Modus gemessenen Übertragungsfunktionen ein zweipoliger Hochpass

$$Q = A \frac{if/f_{h1}}{1 + if/f_{h1}} \frac{if/f_{h2}}{1 + if/f_{h2}}. \quad (4.20)$$

Darin treten als freie Parameter ein Verstärkungsfaktor A und die Eckfrequenzen der Hochpässe f_{h1} und f_{h2} auf. Eine Anpassung vollständiger theoretischer Übertragungsfunktionen, wie z.B. (3.17) für den LF-Modus, musste allerdings bei diesem Datensatz unterbleiben, da sich die Messungen auf Frequenzen unterhalb von 200 Hz beschränken und damit nicht genügend Information über

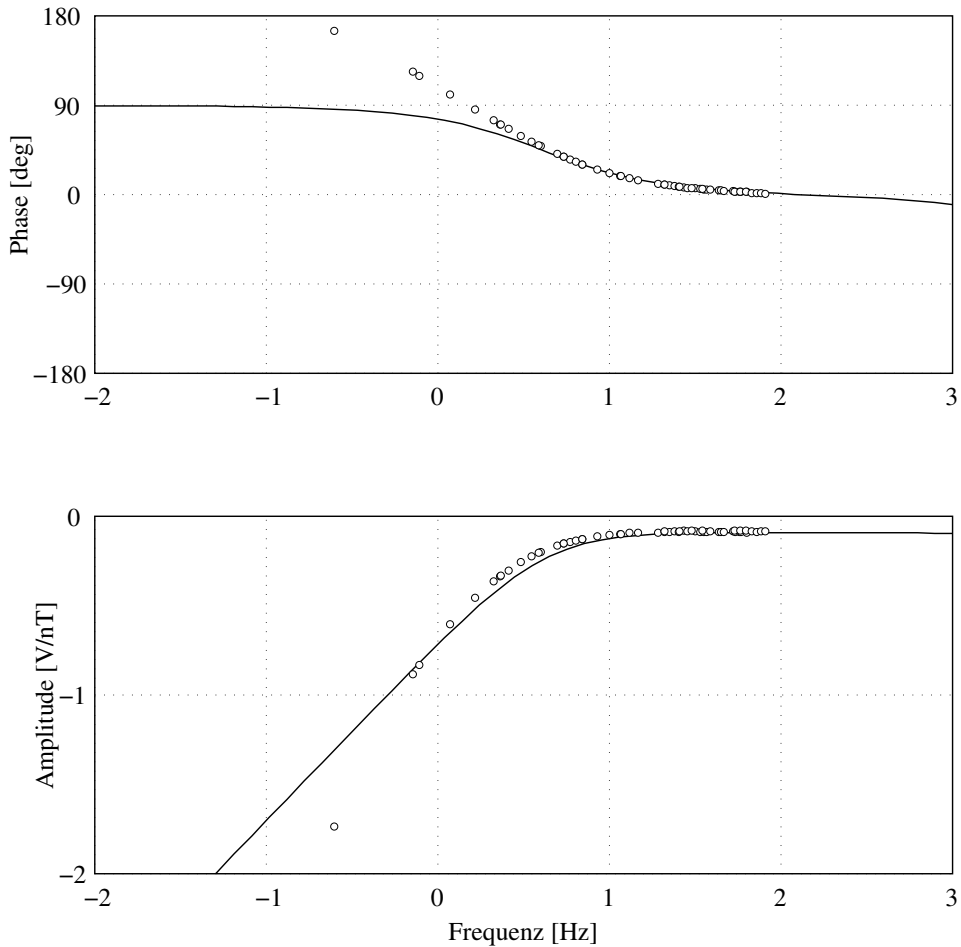


Abbildung 4.3: Nachgemessene (Kreise) Übertragungsfunktion des MFS05-Magnetometers Nr. 097 im HF-Modus, sowie vom Hersteller angegebene Übertragungsfunktion für den LF-Modus.

das Verhalten der Magnetometer oberhalb der Spulen-Resonanzfrequenz erhalten.

Eine wie hier durchgeführte Modellanpassung dient in erster Linie einer Konsistenzprüfung von Modell und Daten. Darüber hinaus ergibt sich jedoch auch eine praktische Nutzungsmöglichkeit: Um die ermittelten Übertragungsfunktionen später zur Instrumentenkorrektur an Messdaten anwenden zu können, ist es erforderlich, Werte der Übertragungsfunktion für beliebige Frequenzen innerhalb eines interessierenden Frequenzintervalls angeben zu können – man muss also die nur an diskreten Stützstellen gemessene Übertragungsfunktion interpolieren. Die einfachste und eine sehr gebräuchliche Methode dafür ist die stückweise lineare Interpolation. Alternativ dazu kann man aber auch die gesuchten Übertragungsfunktions-Werte mittels einer theoretischen Übertragungsfunktion berechnen. Diese muss zuvor an eine gemessene Übertragungs-

funktion angepasst werden. Die bei der Anpassung gewonnenen Modellparameter genügen dann zur Beschreibung der Übertragungsfunktion.

Abgesehen von der in Abbildung 4.8 dargestellten Übertragungsfunktion des Magnetometers Nr. 100 weisen alle gemessenen Übertragungsfunktionen einen sehr ähnlichen Verlauf auf. Das Magnetometer Nr. 100 zeigt ein von den übrigen Magnetometern abweichendes Verhalten und ist damit auch das einzige Magnetometer, das starke Abweichungen zur ursprünglichen Übertragungsfunktion laut Hersteller aufweist: Unterhalb von 1 Hz tritt ein sonderbarer „Resonanzschwinger“ auf. Auch ist das „Knie“, die Eckfrequenz des Hochpasses, zu höheren Frequenzen hin verschoben (von 4 Hz zu 17 Hz). Oberhalb von ca. 10 Hz beginnt sich der Verlauf dem der übrigen Magnetometer allmählich anzugleichen, um oberhalb von 50 Hz keine feststellbaren Abweichungen mehr aufzuweisen. Die Amplitude scheint dabei weniger stark betroffen zu sein als die Phase.

4.2.5 Verbesserungsmöglichkeiten

Die Messung der Übertragungsfunktionen mittels eines eingespeisten Kalibriersignals hatte Erfolg. Die Herstellerangaben für den LF-Modus ließen sich reproduzieren. Für den HF-Modus konnten neue Übertragungsfunktionen gewonnen werden und bei einer der Spulen ließ sich eine Veränderung der Übertragungsfunktion nachweisen. Es sind allerdings auch eine Reihe von Verbesserungsmöglichkeiten aufgefallen, die bei eventuellen zukünftigen Messungen Berücksichtigung finden sollten.

Eine Komplikation bei den ersten Messungen stellte die Verwendung eines Tellurik-Boards in der SPAM-Sensor-Box zur Aufzeichnung des Kalibriersignals dar: Nicht nur, dass durch die Berücksichtigung der Übertragungsfunktion des Tellurik-Boards ein zusätzlicher Aufwand entstand, es bot vor allem auch eine zusätzliche Fehlerquelle. Weiterhin schränkte es die Wahl der Amplitude des Kalibriersignals auf Grund des festen Mindest-Verstärkungsfaktors des Tellurik-Boards von 20 ein: Das Kalibriersignal hat ohnehin eine höhere Amplitude als die Antwort-Signale der Magnetometer und mit dem zusätzlichen Verstärkungsfaktor gelangt man schnell an die Grenzen des linearen Messbereichs der SPAM MkIII. Erst im Nachhinein stellte sich heraus, dass eine einfache Möglichkeit bestanden hätte, ein zusätzliches Magnetik-Board aus einer anderen Sensor-Box auszubauen und in der verwendeten Sensor-Box einzubauen.

Es zeigte sich, dass die Messmethode weniger anfällig gegenüber Störeinflüssen wie Hintergrundrauschen oder Netzsignalen ist, als zunächst befürchtet. Dies eröffnet die Möglichkeit, solche Messungen auch in stark gestörten Gebieten durchzuführen, solange gewährleistet ist, dass die Summe aus Störsignal und eingespeistem Signal nicht zur Übersteuerung des Magnetometers oder Datenloggers führt. Lediglich in der unmittelbaren Nähe von Netzharmonischen (hier Abstand < 2 Hz) mussten Daten verworfen werden, da sich zeigte, dass hier gelegentlich Ausreißer, vor allem in der Phase, auftraten. Die verwendete Kreuzspektrumanalyse ist nicht in der Lage, ein hochkohärentes Signal, wie es das Netzsignal ist, vom Antwortsignal der Spule auf das Kalibriersignal zu trennen.

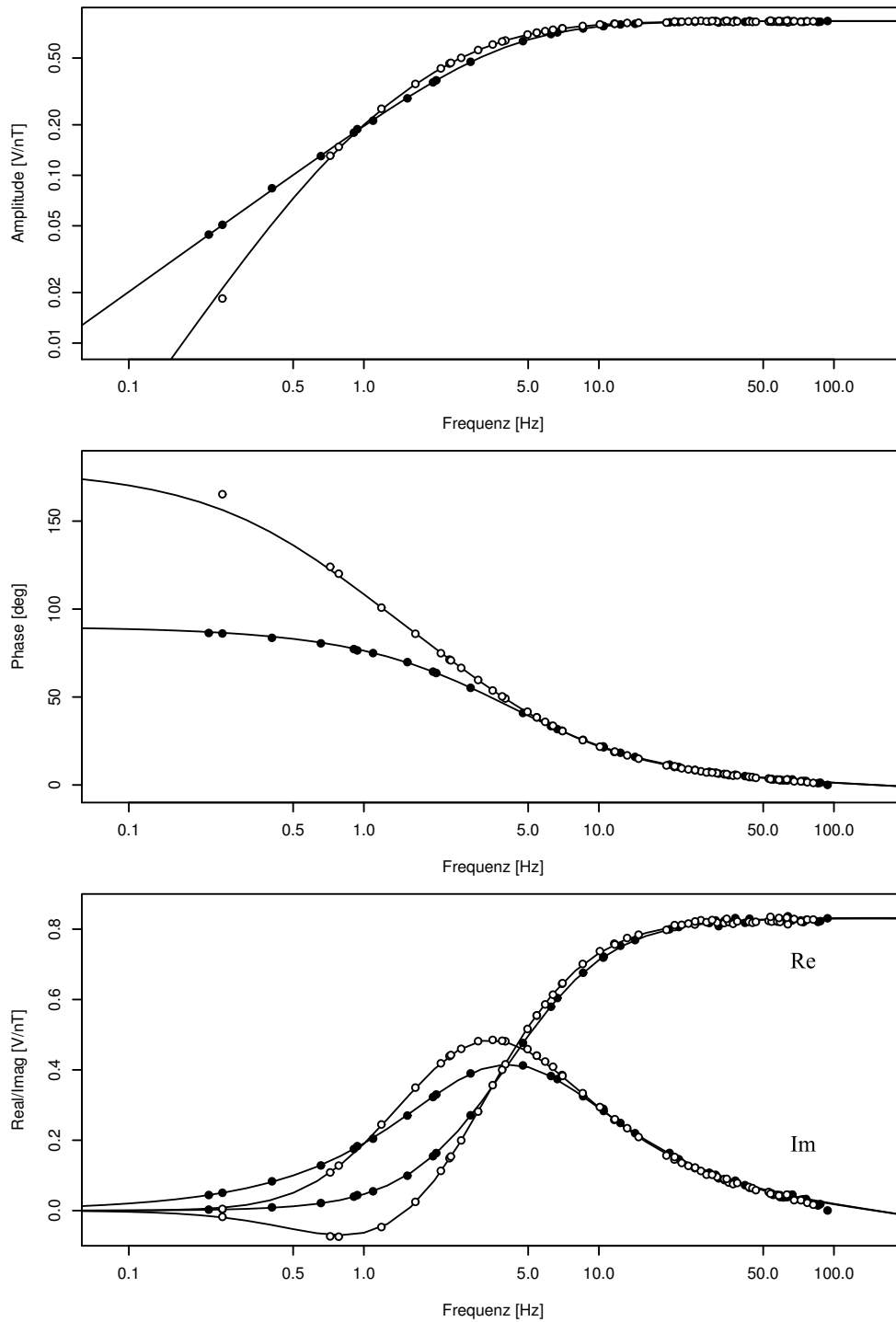


Abbildung 4.4: Übertragungsfunktion des Metronix MFS05-Magnetometers Nr. 079 („rot I“). Messdaten für den LF-Modus sind mit schwarzen, für den HF-Modus mit weißen Kreisen dargestellt. Durchgezogene Linien zeigen angepasste Modellfunktionen (siehe Text).

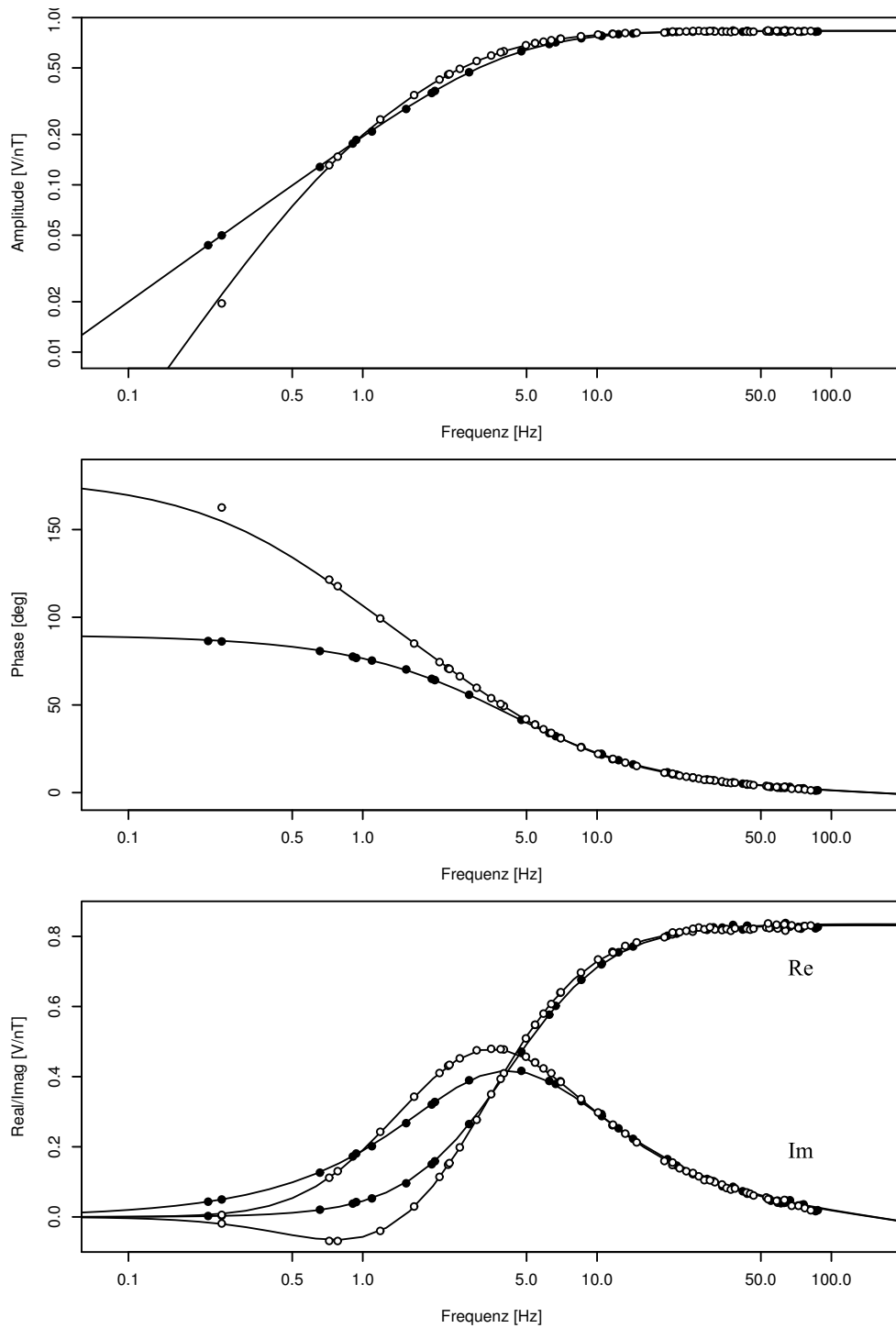


Abbildung 4.5: Übertragungsfunktion des Metronix MFS05-Magnetometers Nr. 101 („rot II“). Messdaten für den LF-Modus sind mit schwarzen, für den HF-Modus mit weißen Kreisen dargestellt. Durchgezogene Linien zeigen angepasste Modellfunktionen (siehe Text).

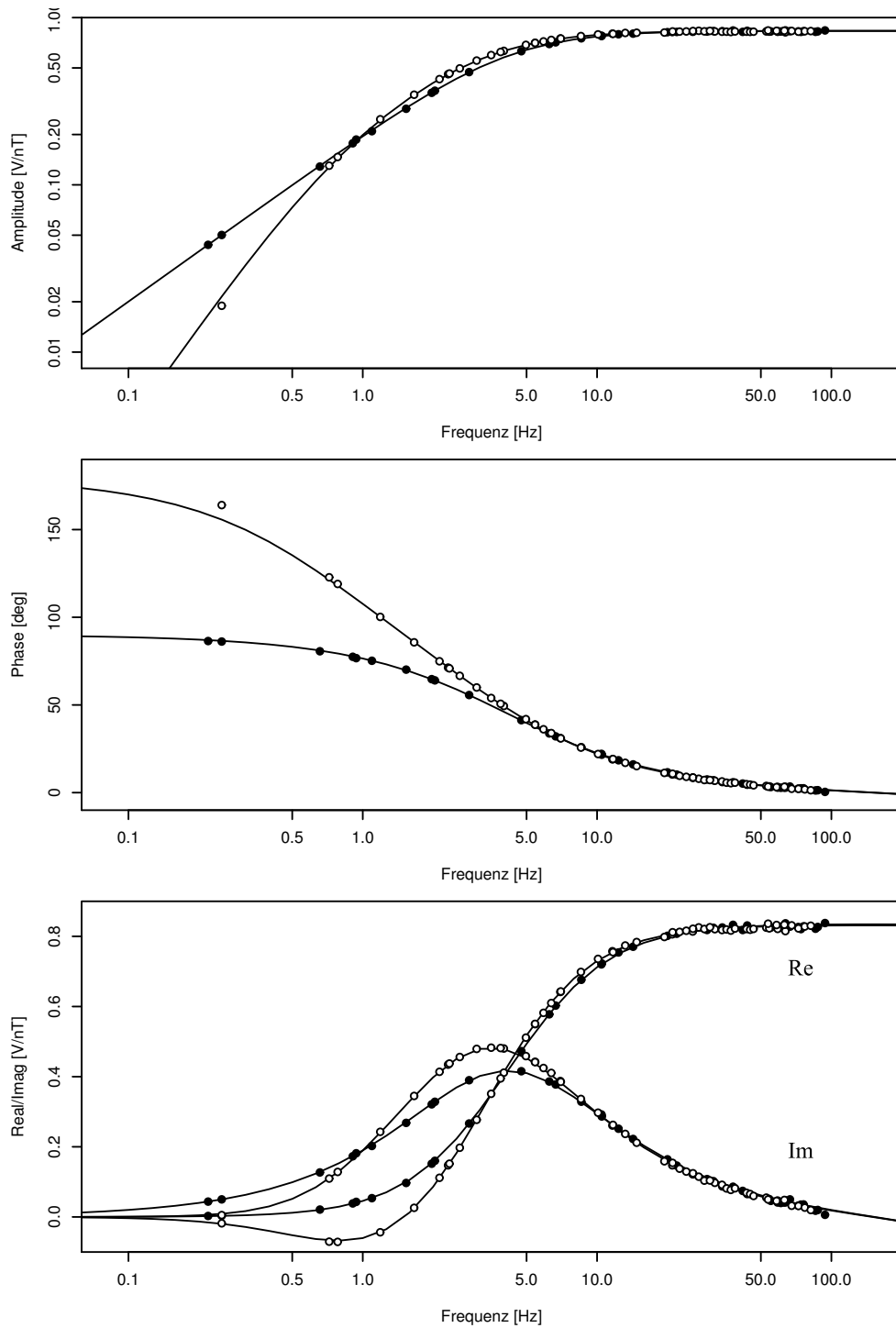


Abbildung 4.6: Übertragungsfunktion des Metronix MFS05-Magnetometers Nr. 098 („rot III“). Messdaten für den LF-Modus sind mit schwarzen, für den HF-Modus mit weißen Kreisen dargestellt. Durchgezogene Linien zeigen angepasste Modellfunktionen (siehe Text).

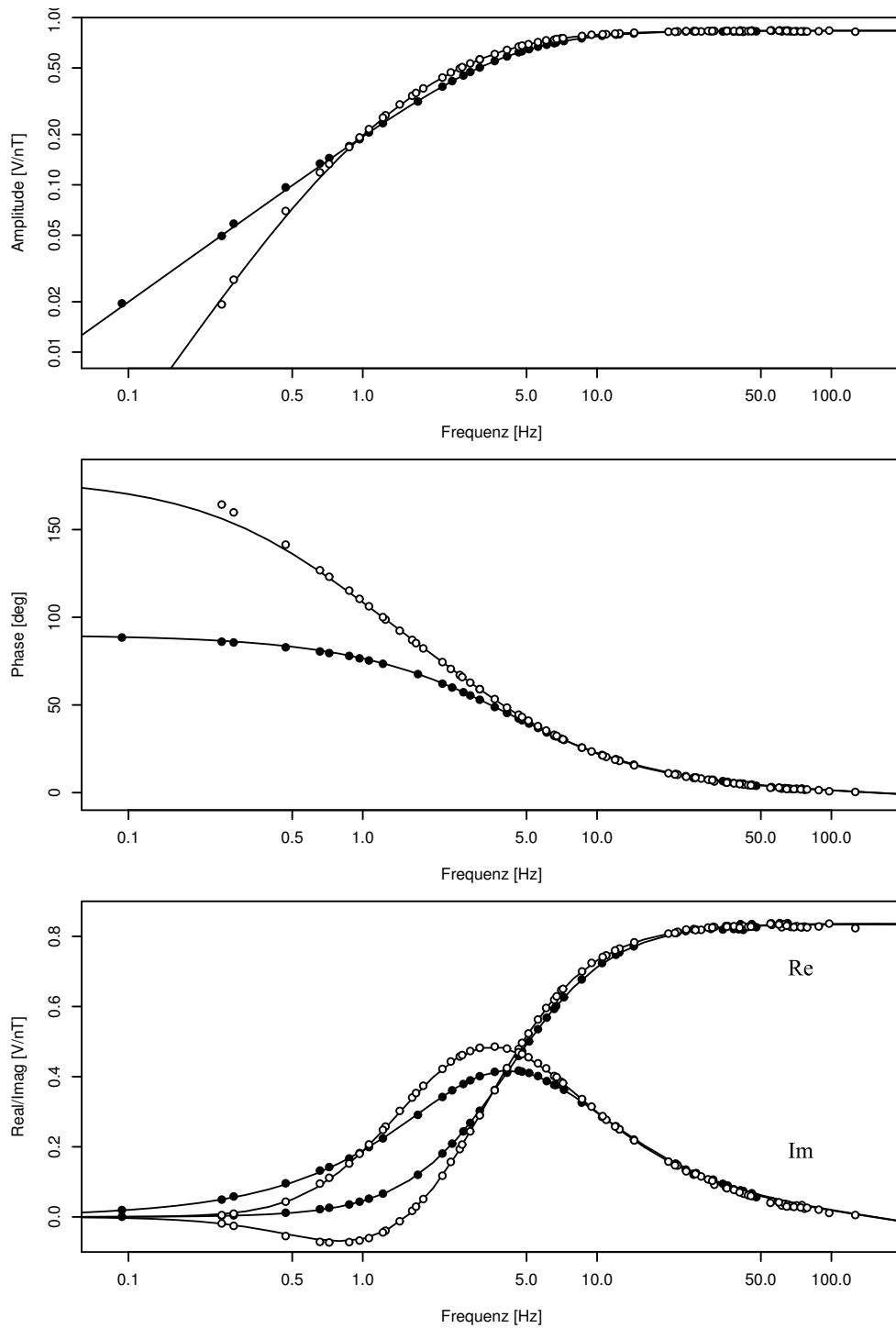


Abbildung 4.7: Übertragungsfunktion des Metronix MFS05-Magnetometers Nr. 095 („gelb I“). Messdaten für den LF-Modus sind mit schwarzen, für den HF-Modus mit weißen Kreisen dargestellt. Durchgezogene Linien zeigen angepasste Modellfunktionen (siehe Text).

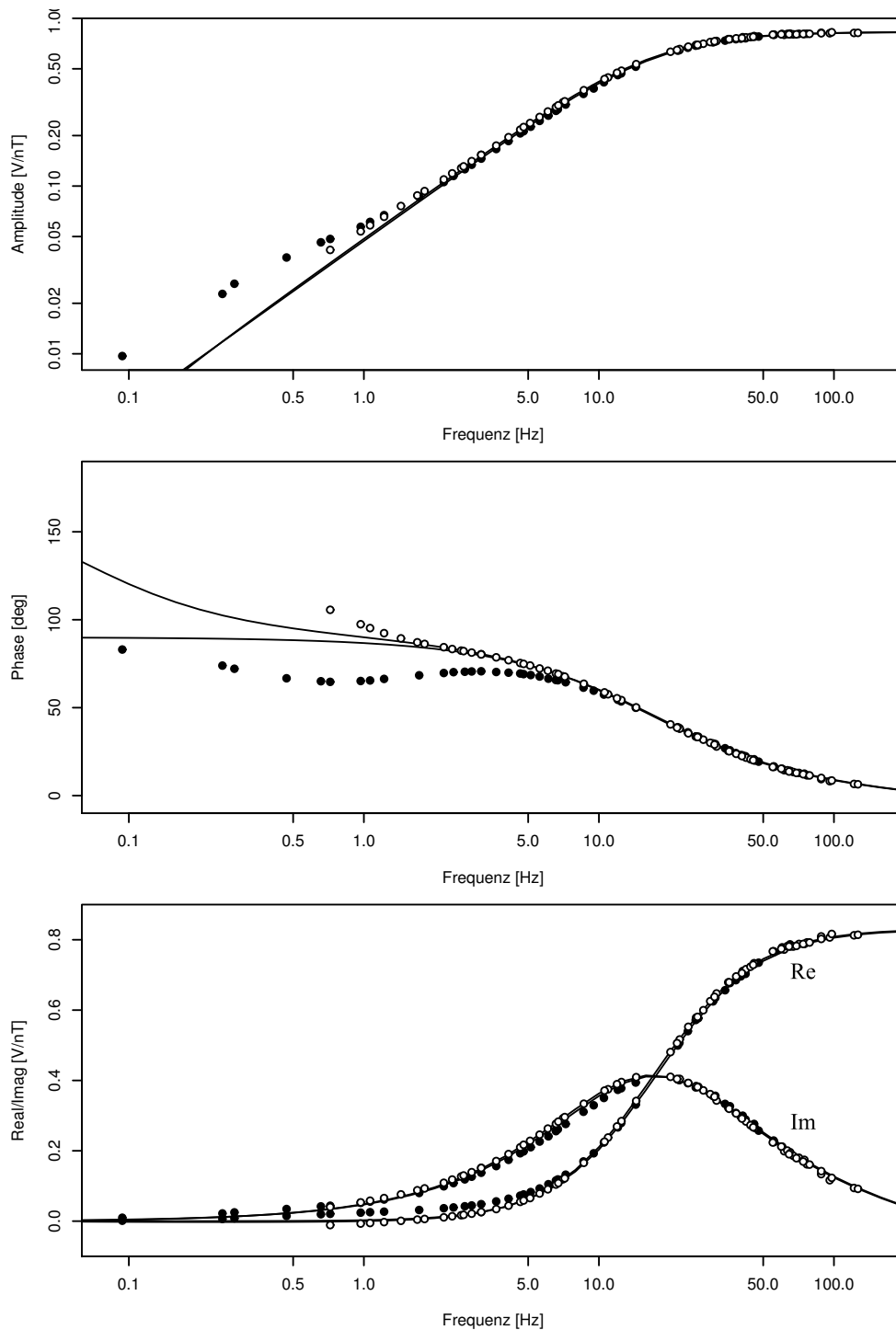


Abbildung 4.8: Übertragungsfunktion des Metronix MFS05-Magnetometers Nr. 100 („gelb II“). Messdaten für den LF-Modus sind mit schwarzen, für den HF-Modus mit weißen Kreisen dargestellt. Durchgezogene Linien zeigen den Versuch, wie bei den übrigen Magnetometern eine Modellfunktion (siehe Text) anzupassen, was allerdings bei diesem Magnetometer nur teilweise gelang.

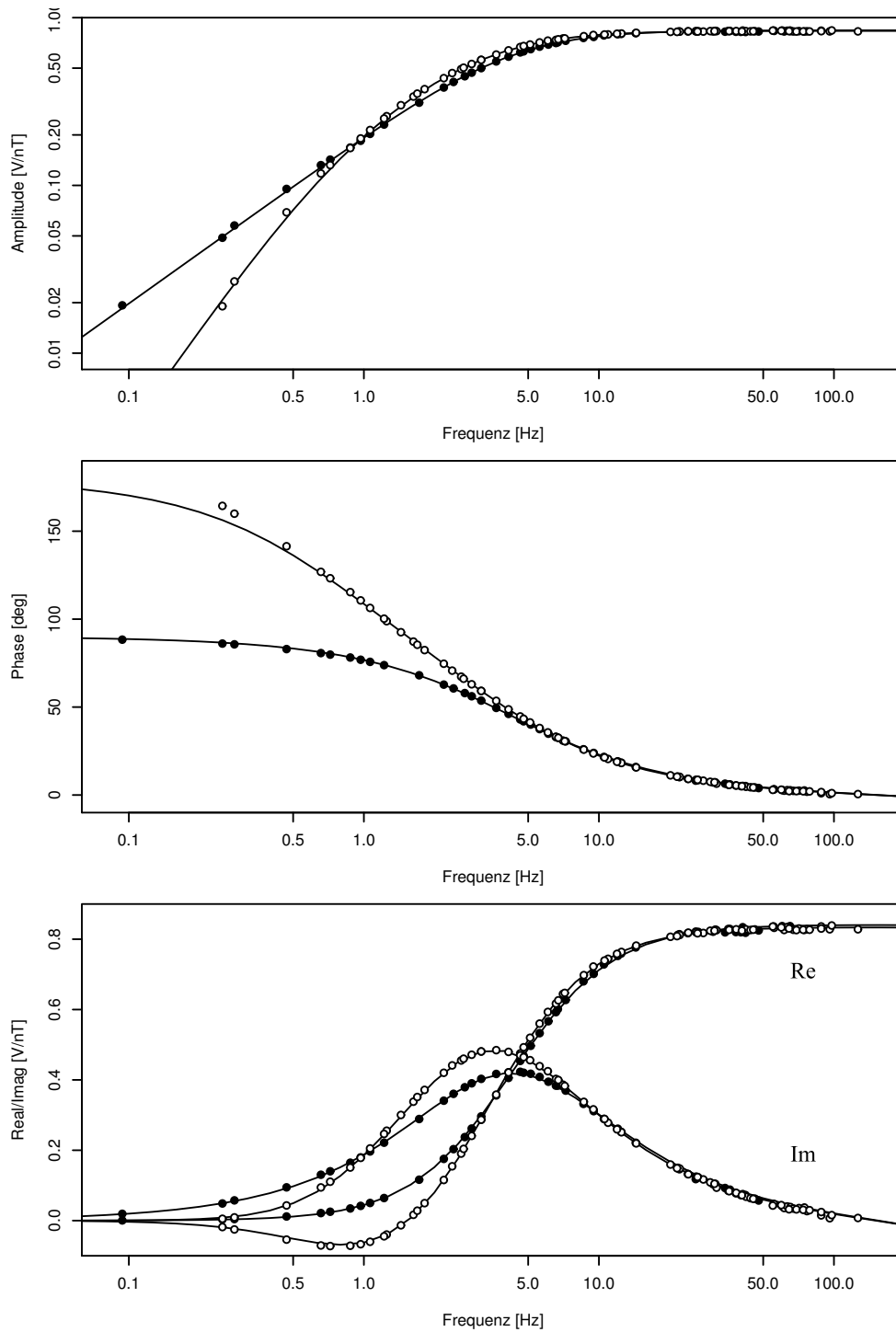


Abbildung 4.9: Übertragungsfunktion des Metronix MFS05-Magnetometers Nr. 099 („gelb III“). Messdaten für den LF-Modus sind mit schwarzen, für den HF-Modus mit weißen Kreisen dargestellt. Durchgezogene Linien zeigen angepasste Modellfunktionen (siehe Text).

Die standardmäßige Durchführung einer wie hier beschriebenen Nachkalibrierung vor jeder Inbetriebnahme einer neu aufgebauten Messstation könnte erheblich zur Zuverlässigkeit des Stationsbetriebs beitragen. Fehlfunktionen, die Veränderungen der Übertragungsfunktion verursachen können (z.B. Defekte an Kabeln und Steckern), ließen sich dadurch leichter und schneller erkennen. Für diesen Zweck ist der hier verwendete Messaufbau allerdings etwas zu aufwendig. Bereits der Einsatz eines kleinen Batterie-betriebenen Signalgenerators an Stelle eines Laborgerätes, dem erst eine 220V-Netzspannung im Feld zur Verfügung gestellt werden muss, würde allerdings bereits eine große Erleichterung darstellen.

Eine noch stärkere Vereinfachung ließe sich durch eine Integration des Signalgenerators in den Datenlogger erzielen. Damit ließen sich solche Messungen bei geeigneter Erweiterung der Datenlogger-Software quasi auf Knopfdruck routinemäßig durchführen. Natürlich sind die dafür erforderlichen Änderungen an bestehenden Systemen aufwendig, so dass sorgfältig abzuwägen ist, ob der Nutzen diesen Aufwand rechtfertigt. Bei einer Neuentwicklung eines Datenloggers könnte sich aber zumindest das offen halten der Option einer leichten Nachrüstbarkeit einer solchen Zusatzfunktion lohnen.

4.3 Gerätevergleiche mit natürlicher Anregung

Oftmals ist es nicht erforderlich, zur Bestimmung der Übertragungsfunktion eines Gerätes eine künstliche, wohl bekannte Signalquelle zu verwenden. Statt dessen genügt es oft, die Messergebnisse zweier Geräte zu vergleichen, von deren Eingangssignal nur bekannt ist, dass es für beide Geräte identisch ist. Man kann damit relative Übertragungsfunktionen zwischen den Geräten bestimmen. Die genaue Kenntnis dieser Funktionen reicht für viele Anwendungen bereits aus. Kennt man außerdem die absolute Übertragungsfunktion eines der beiden Geräte, so kann man mit dessen Hilfe aus der relativen Übertragungsfunktion auch die absolute Übertragungsfunktion des anderen Gerätes bestimmen. Die Bestimmung der relativen Übertragungsfunktion kann man somit als eine Kalibrierung zwischen den beiden Geräten auffassen.

Bei der Kalibrierung von Magnetometern mit einer natürlichen Anregung werden einfach zwei oder mehr Magnetometer so angeordnet, dass man davon ausgehen kann, dass sie im betrachteten Frequenzbereich das gleiche Magnetfeld messen. Dies läßt sich dadurch erreichen, dass man die Magnetometer in einem homogenen Feld parallel ausrichtet. Für Wellenfelder läßt sich die Homogenitätsbedingung in guter Näherung erfüllen, wenn der Aufstellungsort weit genug von jeglichen Feldquellen entfernt ist und die Abmessungen der gesamten Messanordnung wesentlich kleiner als die Wellenlänge im interessierenden Frequenzbereich sind. Diese Bedingungen lassen sich für Frequenzen im ELF-Bereich bei Aufstellung fern abseits von sonstigen elektrischen Geräten oder Leitungen sowie magnetischer Materialien leicht einhalten.

Zeichnet man nun die Ausgangssignale der Magnetometer simultan auf, so wird man trotz gleicher Anregung im allgemeinen mehr oder weniger starke Abweichungen der aufgezeichneten Signale feststellen. Bei einer Betrachtung

im Frequenzbereich zeigt sich, dass diese zum Teil systematischer Natur sind – dies ist das Ergebnis von voneinander abweichenden Übertragungsfunktionen. Zum Teil sind sie aber auch statistischer Natur – dies ist ein Ergebnis des geräteinternen Rauschens der Magnetometer.

Um den Anteil des Rauschens abzuschätzen bietet sich die Berechnung der Kohärenz zwischen den beiden Signalen an. Eine hohe Kohärenz deutet auf einen linearen Zusammenhang zwischen den beiden Signalen hin, also auf eine gute Erklärbarkeit der Daten durch eine Übertragungsfunktion. Eine andere Möglichkeit ist es, eine Übertragungsfunktion zwischen den beiden Signalen auf zwei unterschiedlichen Wegen zu berechnen: Einmal wird angenommen, dass sämtliche Fehler auf das Signal 1 beschränkt sind; das andere Mal, dass sämtliche Fehler auf das Signal 2 beschränkt sind. Bei geringen Rauschanteilen werden beide Ergebnisse in erster Näherung zusammenfallen, bei größeren Rauschanteilen stärker voneinander abweichen.

4.3.1 Durchgeführte Vergleiche

Im Verlauf des Jahres 1999 wurden mehrere Testmessungen mit parallel ausgelegten Spulen der Typen EMI-BF4 und Metronix MFS05 an den beiden Datenloggern SPAM MkIII und Quanterra QT4120 durchgeführt. Die meisten dieser Messungen dienten nur zu Testzwecken im Zusammenhang mit der Entwicklung der in 3.3 beschriebenen Adapterbox. Es folgt eine Beschreibung von zwei abschließenden Testmessungen im November 1999, an Hand derer sich alle relevanten Ergebnisse der vorangegangenen Messungen in kompakter Form darstellen lassen.

Messplatz auf dem Gaiersberg

Am 24.–25.11.1999 wurden auf einer Waldlichtung auf dem Gaiersberg nahe dem Bremhof zwischen Vielbrunn und Laudenschbach im Odenwald zwei Testmessungen durchgeführt. Die Messungen dienten in erster Linie dem Gerätevergleich, aber auch der Suche nach einem besonders günstigen Messplatz für eventuelle zukünftige Langzeit-Registrierungen in der Nähe von Frankfurt am Main. Bisher musste für solche Registrierungen auf einem Messplatz nahe Silberborn im Solling zurückgegriffen werden, was langfristig zu erheblichen Fahrtkosten und Zeitverlusten führt.

Anders, als der Name Gaiersberg vermuten läßt, befindet sich der Messplatz in ebenem Gelände und ist vom Bremhof an der K94 aus über einen etwa 1 km langen Waldweg gut erreichbar. Der Messplatz liegt in einem Teilgebiet des Odenwaldes, das durch einen größtmöglichen Abstand zu sämtlichen umliegenden elektrifizierten Bahnstrecken charakterisiert ist. Die Auswertung der Messdaten bestätigte, dass es sich um einen elektromagnetisch besonders ruhigen Ort handelt, der jeden anderen bisher von der Arbeitsgruppe aus im Odenwald, Spessart oder Taunus angefahrenen Ort in dieser Eigenschaft übertrifft. Dennoch reicht er leider noch nicht an den Solling heran.

Aufbau und Durchführung der Messungen

Es wurden zwei Messungen durchgeführt: Bei der ersten Messung waren gleichzeitig zwei Metronix MFS05 Magnetometer an einem SPAM MkIII-Datenlogger angeschlossen und ein weiteres MFS05 Magnetometer sowie ein EMI BF-4 Magnetometer an einem Quanterra QT4120-Datenlogger angeschlossen (siehe Abbildung 4.10). Sämtliche Magnetometer waren parallel in Nord-Süd-Richtung ausgerichtet und zur Vermeidung von Erschütterungseinflüssen durch Wind eingegraben. Der Anschluss der MFS05-Magnetometer an den SPAM MkIII-Datenlogger erfolgte direkt. Der Anschluss der übrigen Magnetometer an den QT4120-Datenlogger erfolgte über die Adaptereinheit. Beide Datenlogger zeichneten simultan über Nacht auf. Die Auswertung wurde allerdings auf Grund von Wildverbiss an den Kabeln auf wenige letzte Tagesstunden nach dem Aufbau eingeschränkt. Aus technischen Gründen war ein Betrieb beider Datenlogger mit der gleichen Sampling-Frequenz nicht möglich. Diese betrug für den SPAM MkIII-Datenlogger 512 Hz und für den QT4120-Datenlogger 250 Hz.

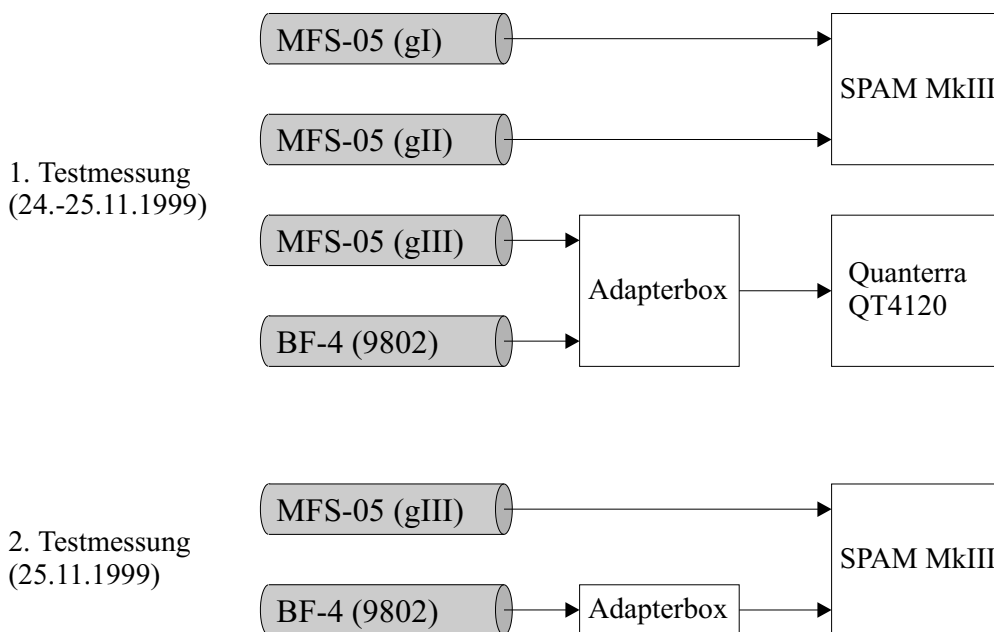


Abbildung 4.10: Messaufbauten zur Übertragungsfunktions-Messung mit natürlicher Anregung.

Bei der zweiten Messung wurden eines der MFS05-Magnetometer sowie das BF4-Magnetometer simultan an dem SPAM MkIII-Datenlogger angeschlossen. Der Anschluss des MFS05-Magnetometers erfolgte weiterhin direkt. Für das BF-4-Magnetometer musste allerdings die Adapterbox dazwischen geschaltet werden. Alle Einstellungen des Datenloggers, einschließlich Sampling-Rate, blieben zur vorigen Messung unverändert. Die Dauer der Aufzeichnung beschränkte sich diesmal auf etwa 2 Stunden zur Mittagszeit.

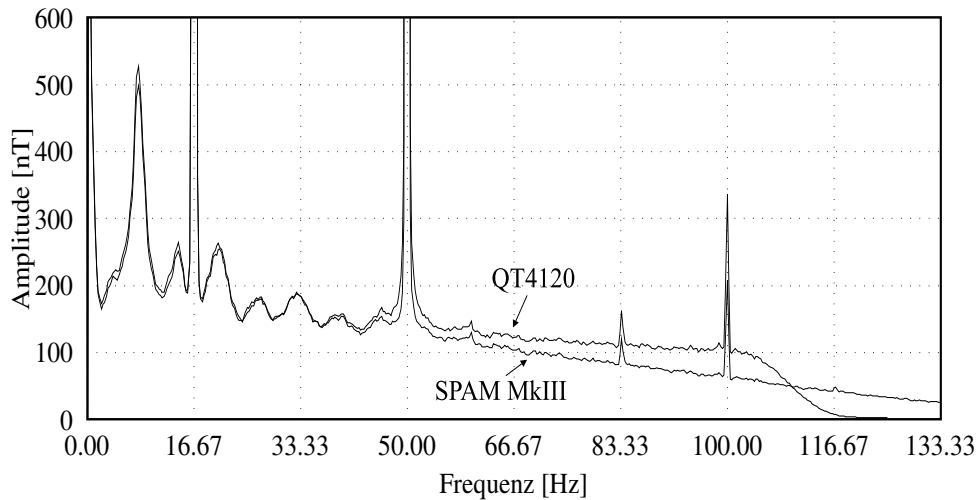


Abbildung 4.11: Vergleich zwischen dem SPAM MkIII-Datenlogger und dem Quanterra QT4120-Datenlogger. Beide Geräte zeichneten simultan Messdaten von baugleichen MFS05-Magnetometern auf.

4.3.2 Ergebnisse

Abbildung 4.11 zeigt die Spektren von zwei simultan aufgezeichneten Zeitreihen. Eine wurde mit dem Quanterra QT4120-Datenlogger und einem MFS05-Magnetometer aufgezeichnet. Die andere wurde mit einem SPAM MkIII-Datenlogger und einem baugleichen Magnetometer aufgezeichnet. Die dargestellten Spektren sind bereits Instrumentenkorrigiert; Abweichungen zwischen ihnen gehen also nicht auf Unterschiede zwischen den Spulen, sondern nur auf solche zwischen den Datenloggern zurück. Die beiden Datenlogger wurden mit unterschiedlichen Samplingraten betrieben. Um Fehler durch Resampling zu vermeiden wurde vorsichtshalber auf eine Kreuzspektrumanalyse verzichtet.

Man erkennt, dass die beiden Spektren bei tiefen Frequenzen übereinstimmen, bei höheren Frequenzen aber divergieren. Während die SPAM MkIII den natürlichen $1/f$ -Abfall des Anregungsfeldes nachzeichnet, beginnt das Spektrum des QT4120-Datenloggers ab ca. 40 Hz gegenüber dem Spektrum des SPAM MkIII-Datenloggers zunehmend anzusteigen. Diese Abweichung ist nicht auf die Adapterbox zurückzuführen, da diese beim Anschluss an einen SPAM MkIII-Datenlogger keinen derartigen Anstieg des Spektrums verursacht.

Eine mögliche Erklärung für den Anstieg könnte ein höherer Rauschpegel im Quanterra-Datenlogger bei hohen Frequenzen sein. Dies wäre nicht verwunderlich, da der QT4120-Datenlogger ursprünglich für einen Einsatz bei tieferen Frequenzen konzipiert wurde, als dies beim SPAM-Datenlogger der Fall ist (Maximale nutzbare Abtastrate des QT4120-Datenloggers: 400 Hz. Maximale Abtastrate des SPAM MkIII-Datenloggers: 8 kHz).

Oberhalb von 100 Hz fällt das Spektrum des QT4120-Datenloggers sehr rasch ab, um bei 125 Hz – der hier eingestellten Nyquistfrequenz – zu ver-

schwinden. Dies spiegelt eine Besonderheit des QT4120-Datenloggers wieder: Er digitalisiert die Messdaten bei einer festen Abtastrate von 2 kHz. Die Daten werden aber anschließend intern digital Tiefpass-gefiltert und auf die gewählte Abtastrate dezimiert. Der dabei eingesetzte digitale Tiefpass-Filter ermöglicht es bis zu 80% der Nyquistfrequenz auszunutzen. (Im Vergleich: Der analoge Anti-Alias-Tiefpass-Filter des SPAM MkIII-Datenloggers ermöglicht nur die Ausnutzung von 50% der Nyquistfrequenz.)

Aus dem ersten auf dem Gaiersberg durchgeführten Versuch ergibt sich die Möglichkeit, ein Metronix MFS05 und ein EMI BF-4 Magnetometer gleichzeitig an einem QT4120-Datenlogger zu vergleichen. Im zweiten Versuch waren die gleichen Magnetometer an einem SPAM MkIII-Datenlogger angeschlossen. Die Ergebnisse der beiden Vergleiche sind in den Abbildungen 4.12 und 4.13 dargestellt.

Betrachtet man die Graphen, so fällt zunächst der unterschiedliche Verstärkungsfaktor der beiden Spulen auf. (Diese Daten wurden nicht mittels bereits bekannter Magnetometer-Übertragungsfunktionen instrumentenkoriigiert, sondern entsprechen der Eingangsspannung am Datenlogger!) Weiterhin machen sich am unteren Ende des Spektrums starke Unterschiede auf Grund der unterschiedlichen Eckfrequenzen der beiden Magnetometertypen bemerkbar. Unklar bleibt ein Maximum im BF-4-Spektrum bei 4 Hz. Vergleicht man die an SPAM MkIII und QT4120 gewonnenen Ergebnisse, so sieht man, dass sich das in Hinblick auf die Abbildung 4.11 gesagte reproduzieren läßt: Die Quanterra QT4120 produziert unabhängig von der verwendeten Spule ein Plateau in Bereichen des Frequenzspektrums, in denen die SPAM MkIII nur einen $1/f$ -Abfall zeigt.

Bei Betrachtung der Kohärenzen zwischen den Zeitreihen der beiden Magnetometer fällt auf, dass diese zu hohen Frequenzen hin abfallen. Konsistent dazu zeigt sich eine Zunahme der Abweichung der Übertragungsfunktionen, die einmal unter der Annahme eines Fehlers ausschliesslich in den BF-4-Daten, das andere Mal unter Annahme eines Fehlers ausschliesslich in den MFS05-Daten bestimmt wurden. Eines der beiden Magnetometer muss also bei Zunahme der Frequenz einen stärker ansteigenden Rauschpegel aufweisen, als das andere Magnetometer. Vergleicht man den Verlauf der Übertragungsfunktionen, so ist auffällig, dass eine davon einen sehr gleichmäßigen Verlauf aufweist, wohingegen die andere zu hohen Frequenzen hin deutlich abfällt. Ausnahmen stellen Stellen im Spektrum dar, an denen besonders viel Anregungsenergie vorhanden ist. Dort stimmen wieder beide Übertragungsfunktionen überein. Daraus kann man folgern, dass die kontinuierlichere der beiden Übertragungsfunktionen näher an der wahren Übertragungsfunktion zwischen den Magnetometern liegt. Die kontinuierlichere der beiden Übertragungsfunktionen war in beiden Fällen diejenige, bei der Fehler ausschliesslich im EMI BF-4-Magnetometer auftraten. Man kann daraus folgern, dass das EMI BF-4-Magnetometer bei höheren Frequenzen stärker rauscht, als das Metronix MFS05-Magnetometer. Dies ist nicht verwunderlich, da das EMI BF-4-Magnetometer laut Hersteller für ein niedrigeres Frequenzband optimiert wurde, als das MFS05-Magnetometer.

Aus einem Vergleich dieser Graphen läßt sich nochmals überprüfen, dass die soeben getroffenen Aussagen nicht auf eine eventuelle Beeinflussung durch die Adapterbox zurückzuführen sind: Bei der Messung mit EMI-BF4 und

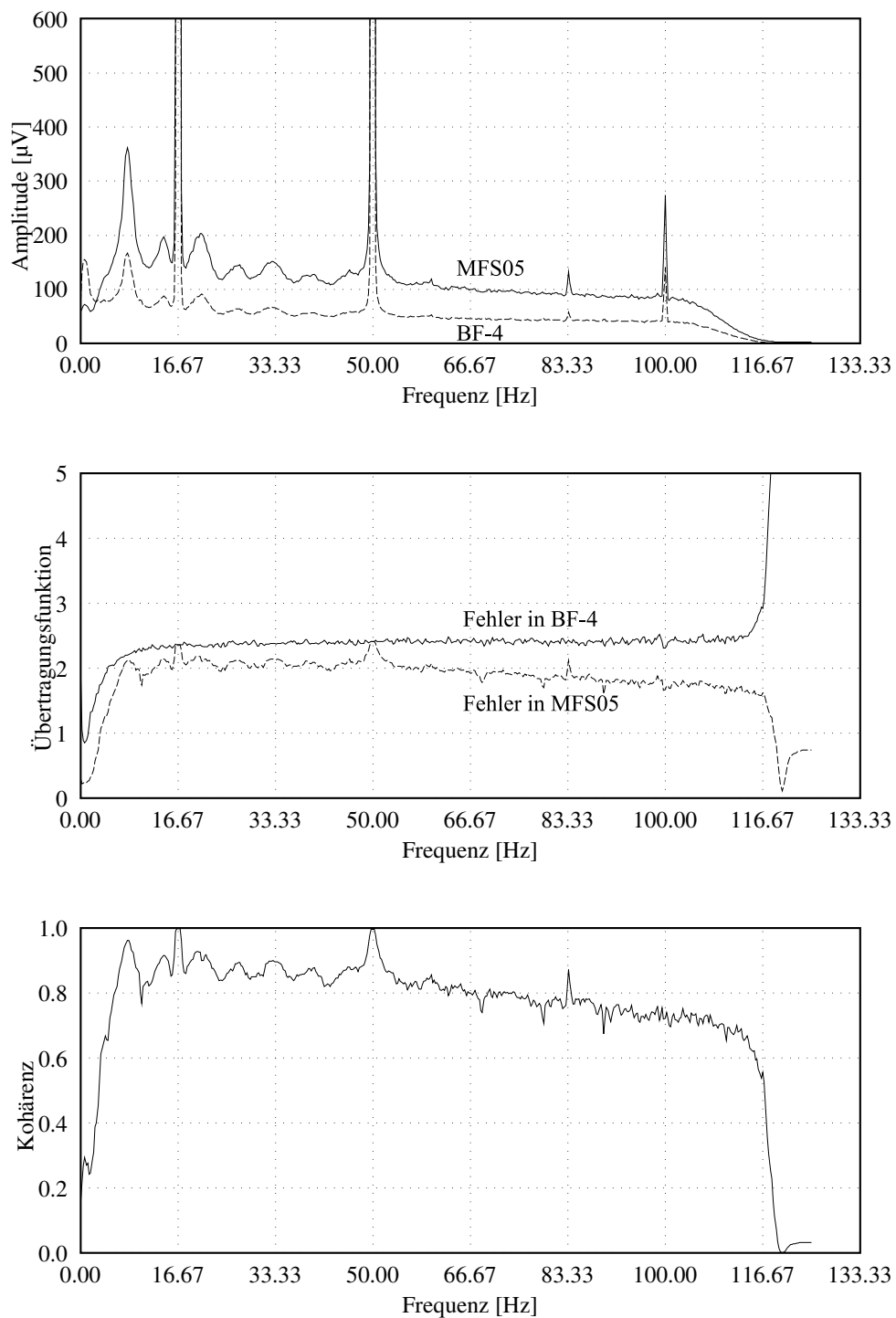


Abbildung 4.12: Vergleich eines Metronix MFS05-Magnetometers und eines EMI BF-4-Magnetometers, die gleichzeitig an einem Quanterra QT4120-Datenlogger angeschlossen waren (siehe Text).

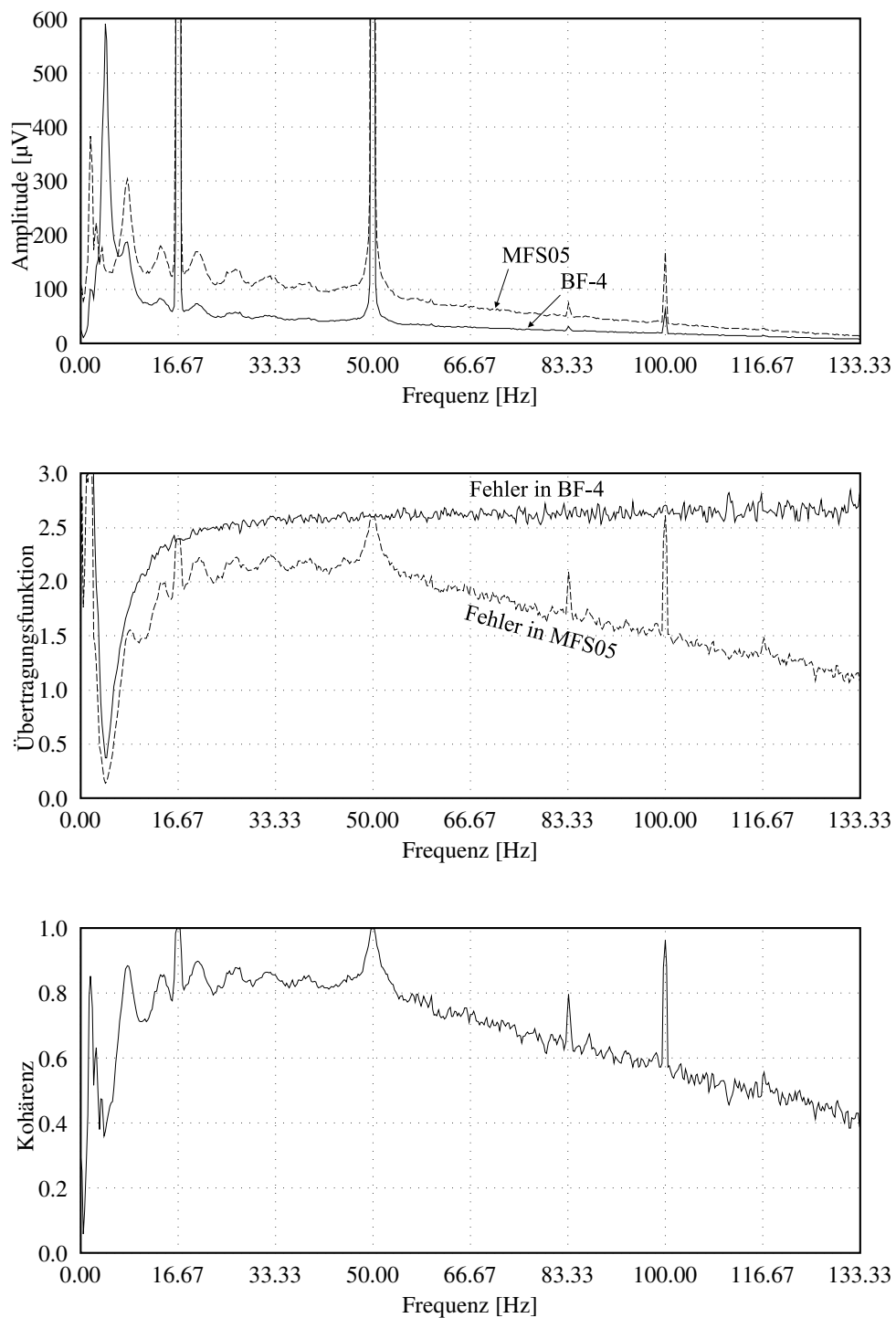


Abbildung 4.13: Vergleich eines Metronix MFS05-Magnetometers und eines EMI BF-4-Magnetometers, die gleichzeitig an einem SPAM MkIII-Datenlogger angeschlossen waren (siehe Text).

MFS05 Magnetometern am SPAM MkIII-Datenlogger war das EMI BF-4-Magnetometer über die Adapterbox angeschlossen, das MFS05-Magnetometer nicht. Bei den Messungen der beiden Magnetometer am QT4120-Datenlogger waren beide Magnetometer über die Adapterbox angeschlossen. Trotz dieser Unterschiede liefern beide Messungen konsistente Ergebnisse.

Kapitel 5

Messung der Absorption von ELF-Signalen

5.1 Messmethode

Blitze strahlen in ihre Umgebung elektromagnetische Wellen ab, die auf Grund ihrer Impulsform ein sehr breites Frequenzband überdecken. Ein Teil der abgestrahlten Energie kann in den Wellenleiter zwischen Erde und Ionosphäre einkoppeln und regt darin verschiedene Wellenleitermoden an. Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, ist in einem dünnen sphärischen Wellenleiter für die Wellen einer Mode mit einem Amplitudenabfall gemäß der Funktion

$$A_i = \frac{A_0 Z_i}{\sqrt{\sin(x_i/R_E)}} e^{-\alpha x_i} \quad (5.1)$$

zu rechnen. Hier wurde zusätzlich ein neuer Faktor Z_i eingeführt, der einen Ankopplungsfaktor am Messort darstellt. Höhere Wellenleitermoden werden nahe der Quelle schneller absorbiert als die niedrigen, so dass ab einer Entfernung, die einigen Vielfachen der Wellenleiterhöhe entspricht, nur noch die TM_0 -Mode weitergeleitet wird. Als konkrete Mindestentfernung, ab der dies zu erwarten ist wurde hier pauschal ein Wert von 500 km angesetzt. Diese Zahl wurde zunächst nach einer Angabe in [17] gewählt, wo sie auf Grund der gleichen Argumentation als Mindestentfernung zur Quelle bei der Berechnung synthetische ELF-Signale dient. Sofern nicht anders erwähnt, wurde sie bei den nachfolgend beschriebenen Analysen unverändert weiter verwendet.

Misst man an einem Ort, der vom Blitz weiter als dieser Mindestabstand entfernt ist, die Signalamplitude, so kann man daraus bei bekannter Quellentfernung und Quellamplitude den Absorptionskoeffizienten α für die TM_0 -Mode berechnen. Das Problem dabei ist, dass die Voraussetzung einer bekannten Quellamplitude in der Regel nicht erfüllt ist.

Die im folgenden beschriebene Methode bietet eine Möglichkeit, den Absorptionskoeffizienten α aus Messungen von Signalamplituden an mehreren Stationen zu bestimmen: Neben den gemessenen Amplituden A_i am Empfänger i seien noch die Positionen von Quelle und Empfängern, und damit die Quellentfernungen x_i , bekannt, nicht aber die Quellamplitude A_0 .

Um die Quellamplitude A_0 ausgehend von (5.1) zu eliminieren werden Übertragungsfunktionen zwischen Paaren von Stationen gebildet

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{Z_1 \sqrt{\sin(x_2/R_E)}}{Z_2 \sqrt{\sin(x_1/R_E)}} e^{-\alpha(x_1-x_2)}. \quad (5.2)$$

Umsortieren und logarithmieren ergibt einen linearen Zusammenhang in α

$$\ln \left[\frac{A_1 \sqrt{\sin(x_1/R_E)}}{A_2 \sqrt{\sin(x_2/R_E)}} \right] = \ln \frac{Z_1}{Z_2} - \alpha(x_1 - x_2). \quad (5.3)$$

Es gilt also zunächst die Amplituden mit einer geometrischen Korrektur $\sqrt{\sin(x_i/R_E)}$ zu versehen, dann Amplitudenverhältnisse A_1/A_2 aus den Messwerten an Stationspaaren zu bilden und schliesslich diese logarithmisch gegen die Laufwegdifferenz zwischen den Stationen aufzutragen. Führt man nun eine lineare Regressionsanalyse durch, so liefert die Steigung der Ausgleichsgeraden den Absorptionsparameter α und der Achsenabschnitt das Verhältnis Z_1/Z_2 . Letzterer lag bei den durchgeführten Auswertungen allerdings im Rahmen der graphischen Genauigkeit immer nahe bei eins, schien also keinen so großen Einfluss auf die Messungen zu haben, wie zunächst angenommen.

5.2 Datenmaterial

5.2.1 ELF-Aufzeichnungen aus der Sprite-Kampagne'98

Im Sommer 1998 wurden im Rahmen der Sprite-Kampagne'98 ELF-Magnetfeldmessungen an drei Stationen im Westen Nordamerikas durchgeführt. Die Stationen befanden sich in den USA bei Socorro in Neu Mexiko, bei Santa Cruz in Kalifornien und in Kanada bei Saskatoon in Saskatchewan. Alle drei Stationen waren vom 11. Juli–17. August 1998 abgesehen von kurzen Wartungsperioden durchgehend in Betrieb. Gemessen wurden die horizontalen Magnetfeldkomponenten im oberen ULF- und unteren ELF-Bereich von ca. 0.1–500 Hz bei einer Abtastrate von 2048 Hz. Als Sensoren kamen jeweils zwei Metronix MFS05-Induktionsspulenmagnetometer im HF-Modus zum Einsatz. Aufgezeichnet wurde mittels SPAM MkIII Datenloggern auf externen Festplatten.

5.2.2 Das NLDN-Blitznetzwerk

Neben den eigenen Aufzeichnungen standen zur späteren Analyse auch Daten des NLDN-Blitzortungsnetzwerks zur Verfügung. Das NLDN („National Lightning Detection Network“) ist ein von der Firma „Global Atmospheric Inc.“ betriebenes kommerzielles Netzwerk. Es ist aus dem Zusammenschluss zweier älterer Netzwerke im Rahmen einer Firmenfusion entstanden:

Das LLP-Netzwerk der „Lightning Location and Protection Inc.“ (später „GeoMet Data Services“) war ein reines sogenanntes „direction finder“ (DF) System: Bei einem DF-System werden an verschiedenen Stationen horizontale Magnetfeldkomponenten gemessen, um aus der Polarisation des Signals die

Einfallrichtung der elektromagnetischen Welle, ihren Peilwinkel, zu bestimmen. Aus dem Peilwinkel läßt sich ein Großkreis durch die Station bestimmen, auf dem auch der Quellblitz liegen muss. Die so erhaltenen Großkreise von zwei Stationen besitzen zwei Schnittpunkte, von denen einer den Quellort des Blitzes markiert, der andere dessen Antipode. Aus einfachen Konsistenzüberlegungen läßt sich diese Mehrdeutigkeit leicht auflösen: Liegt einer der Quellorte in einer so großen Entfernung zu sämtlichen Stationen, so dass ein Signal von ihm bei der gegebenen Messempfindlichkeit gar nicht mehr zu registrieren sein sollte, oder ist der Amplitudenabfall von Station zu Station inkonsistent zur Entfernungszunahme, so handelt es sich um die Antipode. Um ganz sicher zu gehen, kann an den Stationen zusätzlich das vertikale elektrische Feld gemessen werden. Damit läßt sich der Peilwinkel an jeder Station eindeutig bestimmen.

Das zweite Blitzortungsnetzwerk, das zur Bildung des NLDN beitrug war das LPATS („Lightning Position and Tracking System“) der Firma „Atlantic Scientific Corp.“ (später „Atmospheric Research systems, Inc.“). Das LPATS stellt ein Beispiel für ein weiteres Ortungsverfahren dar: Das Einsatzzeit- („time-of-arrival“ oder TOA) Verfahren. Wie der Name sagt, werden hierbei Signaleinsatzzeiten an verschiedenen Stationen bestimmt. Bei als räumlich konstant angenommener Signal-Ausbreitungsgeschwindigkeit lassen sich aus den Einsatzzeitdifferenzen zwischen Stationspaaren Hyperbeln konstruieren, entlang derer sich der Quellort des Blitzes befinden muss. Aus dem Schnittpunkt mehrerer solcher Hyperbeln läßt sich der Quellort bestimmen.

Nach dem Zusammenschluss des LLP- und des LPATS-Systems wurde mit dem NLDN ein Hybridsystem gebildet, das sowohl die DF- als auch die TOA-Methode einsetzt. Damit wurde es möglich, Blitzlokationen mit einer sehr hohen räumlichen ($\pm 0,5$ km) und zeitlichen (± 1 ms) Genauigkeit durchzuführen [11].

Das NLDN wertet auch Amplitudeninformationen aus, um daraus eine Abschätzung der Quellstärke zu gewinnen. Diese Abschätzungen sind nicht direkt auf die Quellstärken im ELF-Bereich übertragbar, da sie aus Messdaten im HF-Bereich gewonnen wurden. Sie geben in erster Linie den maximalen Stromfluss während der Hauptentladung wieder. Von den ELF-Signalen muss aber angenommen werden, dass diese stark von der Abstrahlung durch den schwächeren kontinuierlichen Strom nach der Hauptentladung abhängen.

5.3 Auswertung

Zur Bestimmung von Absorptionsparametern wurde ein C++-Programm geschrieben, das aus einem Satz von Zeitreihen, die gleichzeitig an verschiedenen Stationen aufgezeichnet wurden, für verschiedene Effekte Entfernungsdifferenzen und Amplitudenverhältnisse bestimmt. Die Zeitreihen werden direkt aus SPAM-Dateien ausgelesen. Zusätzlich zu den Zeitreihen benötigt das Programm in seiner jetzigen Fassung eine NLDN-Datei aus dem gleichen Zeitraum.

Dem Programm werden eine Reihe von Analyseparametern vorgegeben, die einer Vorauswahl der zu behandelnden Effekte dienen. Die wichtigsten davon sind die Grenzen des zu analysierenden Zeit- und Raumfensters: Hiermit wird angegeben, für welches Datum man sich interessiert, ob nur Blitze aus einem

bestimmten Teil der Welt betrachtet werden sollen (hier nur der Teil von Nordamerika, der vom NLDN abgedeckt wird), und ob man sich darin z.B. nur für Tag- oder Nachtwerte interessiert. In der gegenwärtigen Version kann das Zeitintervall Tagesgrenzen (0h UT) nicht überschreiten. Auch müssen alle Messdaten das gesamte gewählte Zeitfenster in Form einer einzigen Datei pro Station überdecken. Dies sind zwei drastische Einschränkungen, die aber für die hier behandelten Versuche keine einschneidende Rolle gespielt haben.

Neben dieser ersten Einschränkung auf ein Zeit- und Raumfenster kann noch ein Mindestabstand von der Quelle gefordert werden. Hierfür wurde hier wie schon unter 5.1 angemerkt ein Wert von 500 km angesetzt (mit einer Ausnahme, siehe 5.4.1).

Der nächste Vorauswahl-Parameter ist die Mindeststärke des Blitzes, so wie sie in der NLDN-Datei als Abschätzung des maximalen Stromflusses der Hauptentladung angegeben wird. Bei den hier vorgestellten Analysen wurde eine Mindeststärke von 89,7 kA gefordert.¹ Dies diente lediglich einer Einschränkung der Zahl der Effekte bei Bevorzugung starker Effekte, die sich besonders gut vom Hintergrundrauschen abheben.

Das Programm öffnet nach dem Start eine NLDN-Datei für den betreffenden Tag, sowie SPAM-Datendateien für die verschiedenen Stationen. Aus der NLDN-Datei werden nun zunächst solange Einträge gelesen und verworfen, bis die Startzeit des Analyse-Zeitfensters erreicht ist. Danach erfolgt ein Vergleich der NLDN-Daten mit den übrigen oben genannten Vorauswahl-Parametern (Ort im Raumfenster und weit genug entfernt von den Stationen, Stärke oberhalb der angegebenen Mindeststärke). Ist ein Blitz gefunden, der alle Vorauswahlanforderungen erfüllt, beginnt für ihn erst die eigentliche Analyse:

Aus den offenen SPAM-Datendateien werden kurze Abschnitte mit Zeitreihen rund um den Zeitpunkt des Blitzes eingelesen. Diese Zeitreihen müssen zunächst vom störenden Netzsignal befreit werden. Im gleichen Zug bietet es sich an, eine Instrumentenkorrektur und eine Bandpassfilterung zur Einschränkung auf einen kleineren zu analysierenden Frequenzbereich vorzunehmen. Dazu wird die Zeitreihe nach Multiplikation mit einem Hamming-Fenster Fouriertransformiert, im Frequenzbereich mit einer geeigneten Gewichtsfunktion multipliziert und zurücktransformiert. Die anzuwendende Gewichtsfunktion ist bei allen auszufilternden Frequenzen gleich Null und sonst gleich der reziproken Übertragungsfunktion des verwendeten Magnetometers gesetzt. Dabei wurde hier allerdings nicht die vollständige Übertragungsfunktion, wie sie in Kapitel 4 bestimmt wurde angewandt, sondern nur ein mittlerer Verstärkungsfaktor. Grund dafür war, dass alle hier durchgeführten Analysen sich auf einen Frequenzbereich beschränken, in dem die Amplitude der Übertragungsfunktion als konstant angesehen werden kann (innerhalb des Plateaus der Übertragungsfunktion). Die Phaseninformation wird im folgenden überhaupt nicht ausgewertet und erfordert demnach auch keine Instrumentenkorrektur.

Die Filterung im Frequenzbereich mit einer Gewichtsfunktion bietet eine hohe Flexibilität bei der Wahl des Filters, weist aber einen Nachteil auf: Die

¹Dieser etwas „krumme“ Wert entspricht 500 LLP, einer NLDN-intern verwandten Einheit, die auch in den NLDN-Dateien verwendet wird.

der Gewichtsfunktion entsprechende Filterfunktion ist im Fall eines aus idealen Hoch- und Tiefpässen mit unendlicher Flankensteilheit zusammengesetzten Filters unendlich lang. Dies bedeutet, dass Randeffekte vom Rand des zu filternden Zeitreihenausschnittes zwar zur Mitte dieses Ausschnittes hin abnehmen, aber niemals restlos verschwinden. Um die Randeffekte dennoch vernachlässigen zu können muss der zu filternde Zeitreihenausschnitt wesentlich länger gewählt werden, als ein in der Mitte davon gelegener eigentlich interessierender Unterausschnitt. Hier wurden Ausschnitte von 1 min Länge gefiltert, um anschließend nur einen 31,25 ms (64 Samples) langen Unterausschnitt weiterzuverwenden.

Nach Abschluss der Filterungen und Einschränkungen der Zeitreihen auf Unterausschnitte werden aus den Zeitreihen für die Nord-Süd- und für die Ost-West-Komponenten Zeitreihen für die Horizontalintensität gemäß $|B_h| = [B_x^2 + B_y^2]^{1/2}$ gebildet.

In diesen Zeitreihen werden nun die maximalen Amplituden gesucht. Diese bilden diejenigen Amplituden, die im folgenden zur Bildung von Amplitudenverhältnissen zwischen Stationen verwendet werden. Dabei wird noch eine letzte Selektion der Daten durchgeführt: Nach Festlegung von Höhe und Lage des Peaks im Signal wird überprüft, ob andere Datenwerte innerhalb des Zeitreihen-Unterausschnittes auftreten, die außerhalb eines vorgegeben Maximalabstandes zum Peak (hier 4 Samples) mehr als 1/4 der Amplitude des Peaks aufweisen. Von derartigen Zeitreihenunterabschnitten muss angenommen werden, dass sich mehrere Effekte teilweise überlagert haben. Dies könnte – insbesondere bei einer Fehlzuweisung zwischen unterschiedlichen Peaks in zwei Zeitreihen – zu Fehlern führen. Tatsächlich wurde dieser Selektionsschritt nachträglich eingeführt, um die Natur einiger sehr großer Ausreißer zu erkunden – bis auf wenige Ausnahmen ließen sie sich alle durch diesen Schritt eliminieren.

5.4 Ergebnisse

5.4.1 Test an Hand ausgewählter Effekte

Da zunächst nicht klar war, wie gut die Methode mit beliebigen Blitzen zurecht kommt, wurde sie zunächst auf 16 ausgewählte Blitze angewendet, deren Signalform zuvor einzeln gesichtet wurde um sicherzustellen, dass es sich um Beispiele mit gutem Signal-Rausch-Verhältnis und einfacher, impulsförmiger Wellenform handelt. Abbildung 5.1 zeigt ein Beispiel für ein solches Signal, wie es an den drei Stationen gemessen wurde.

Die Signale wurden von besonders starken Blitzen positiver Polarität (+CG's) erzeugt. Alle Blitze fanden nachts statt, allerdings in unterschiedlichen Nächten und in unterschiedlichen Gewitterzentren. Insbesondere befanden sich einige der Blitze sehr dicht an einer der Stationen (Die Bedingung Entfernung > 500 km wurde nicht immer erfüllt!). Die Lage der Blitze und der Messstationen ist auf der Karte in Abbildung 5.2 eingetragen.

Abbildung 5.3 zeigt die nach der geometrischen Korrektur bestimmten Amplitudenverhältnisse logarithmisch aufgetragen gegen die Entfernungsdifferenz zwischen den Stationen. Trotz der Unterschiede zwischen den verwendeten Effekten zeigt sich deutlich ein linearer Abfall des Logarithmus der Am-

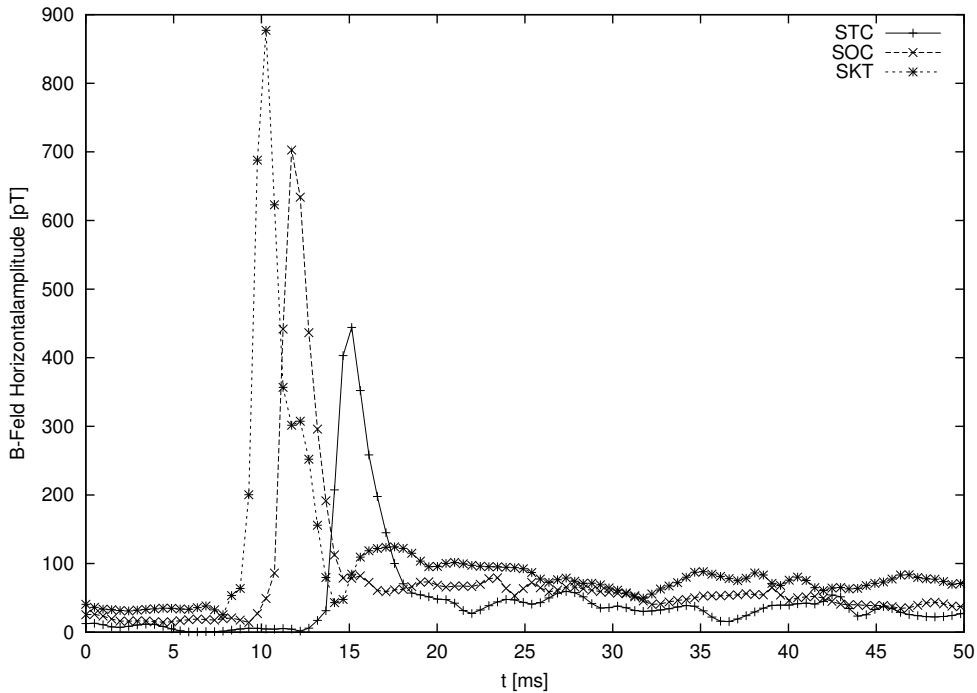


Abbildung 5.1: Beispiel für einen an drei Stationen in unterschiedlichen Quellentfernungen gemessenen Sferic. Unterschiedliche Einsatzzeiten und Amplituden sind deutlich sichtbar.

plitudenverhältnisse mit Zunahme der Entfernungsdifferenz. An Hand dieser Daten wurde eine lineare Regression durchgeführt, die auf einen Abfall mit $\alpha = 2,552 \text{ dB/Mm}$ und einen Ordinatenschnittpunkt von $\ln(Z_2/Z_1) = 2,3 \cdot 10^{-4}$ führt.² Letzterer liegt, wie in der Abbildung ersichtlich, verglichen mit der Streuung der Datenpunkte sehr nahe bei Eins. Dies führte zu dem Schluß, dass die lokalen Ankopplungsfaktoren Z_i auf diese Messungen keinen signifikanten Einfluss hatten.

5.4.2 Processing mit vielen Effekten

Hauptanliegen dieser Untersuchung ist die Anwendung der vorgestellten Analyse-methode auf möglichst viele Blitze, nicht auf einzelne ausgewählte Effekte. Es wurde vorerst das Datenmaterial von 3 Tagen und 3 Nächten ausgewertet. Davon sind in den folgenden Abbildungen 5.4 bis 5.7 zwei Beispiele zu sehen. Das erste beinhaltet nur Nachtdaten vom 19.7.1998, das zweite nur Tagdaten vom 20.7.1998.

Beim Vergleich der Abbildungen 5.5 und 5.7 erkennt man einen leichten Unterschied in der Steigung des linearen Abfalls. Wieder wurde eine lineare Regression auf die Daten angewandt und bestätigt diesen Eindruck: Für den Nachtdatensatz ergibt sich ein Absorptionskoeffizient $\alpha = 2,726 \text{ dB/Mm}$, und

²Die Einheit dB/Mm (Dezibel pro 1000 km) wurde gewählt, um Vergleiche mit Literaturangaben zu erleichtern.

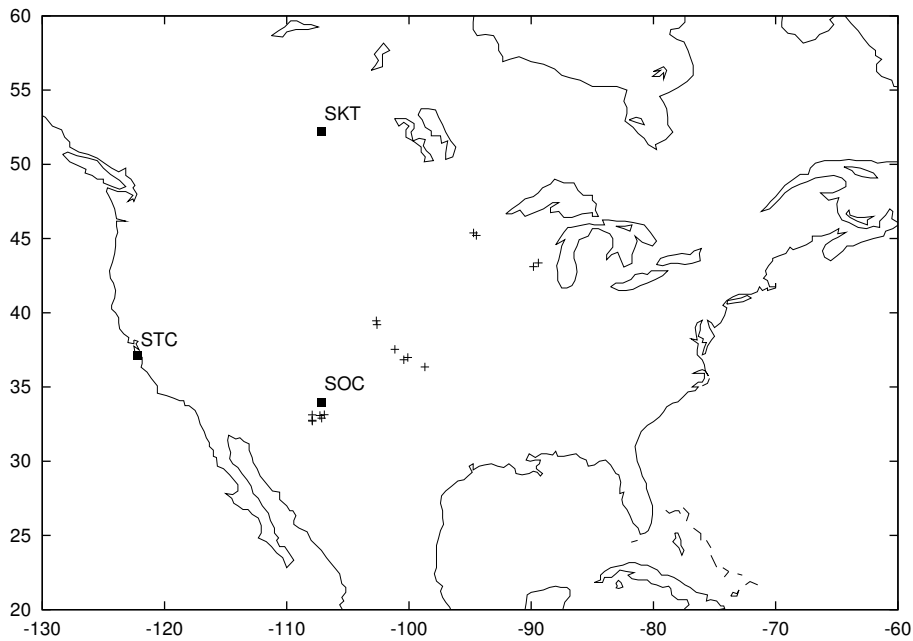


Abbildung 5.2: Karte von Nordamerika mit der Lage der 3 ELF-Messstationen, die während der Sprite-Kampagne'98 in Betrieb waren. Weiterhin sind die NLDN-Blitzlokationen von 16 ausgewählten Blitzen, die für die in Abbildung 5.3 dargestellte Analyse herangezogen wurden, eingetragen.

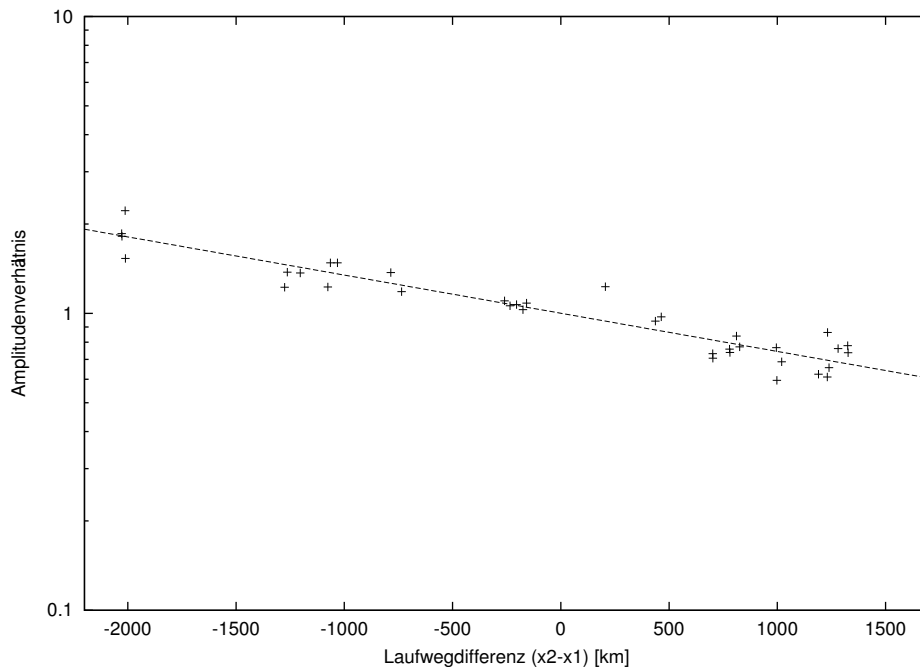


Abbildung 5.3: Auftragung der Amplitudenverhältnisse gegen die Entfernungsdifferenz zwischen Stationspaaren für die 16 ausgewählten Blitze, deren Lokationen in Abbildung 5.2 sichtbar sind.

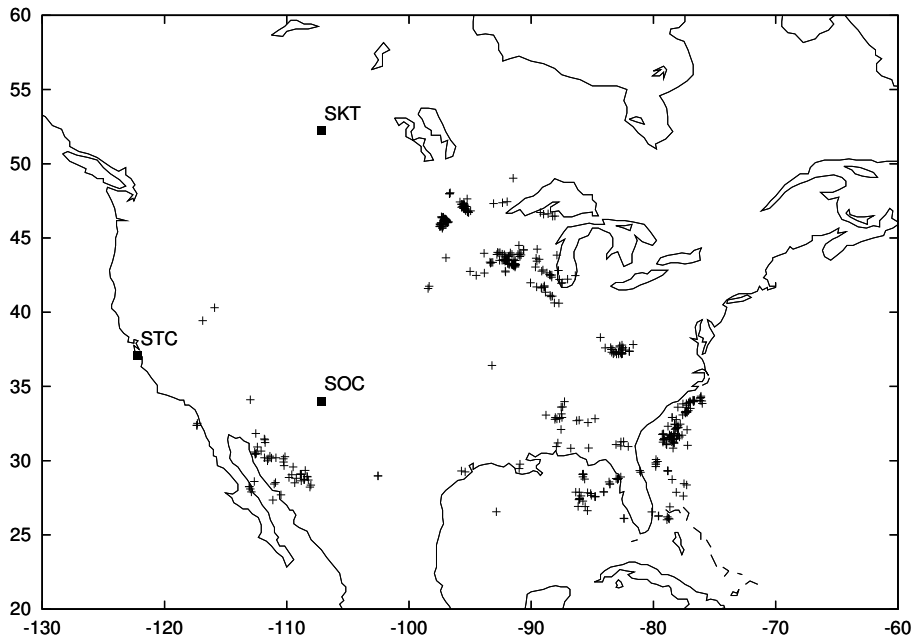


Abbildung 5.4: Karte der NLDN-Blitzlokationen von Blitzen aus der Nacht vom 18.7. auf den 19.7.1998, die für die in Abbildung 5.5 dargestellte Analyse herangezogen wurden.

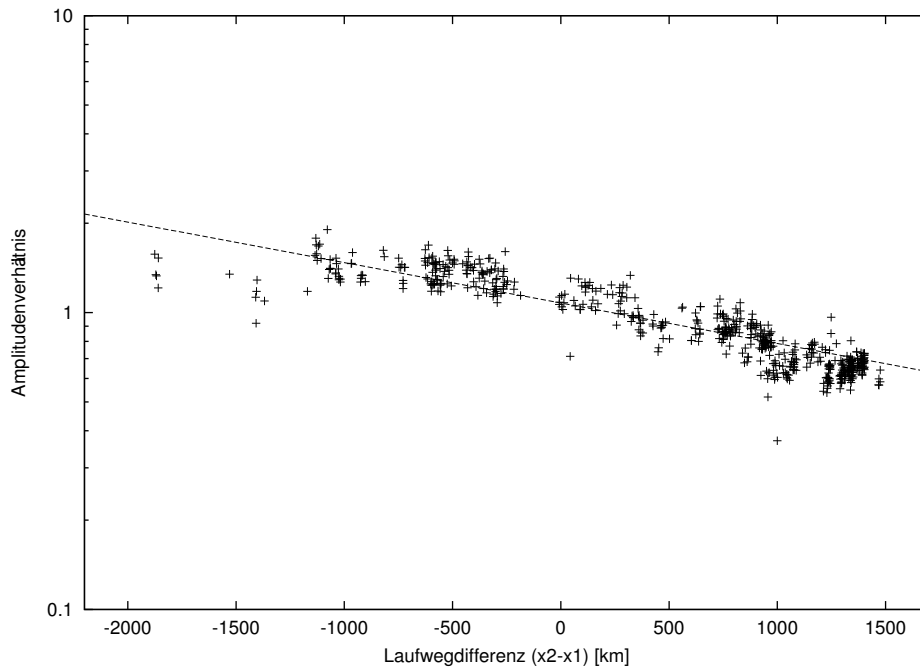


Abbildung 5.5: Auftragung der Amplitudenverhältnisse gegen die Entfernungsdifferenzen für die in Abbildung 5.4 dargestellten Blitze aus der Nacht vom 18.7. auf den 19.7.1998.

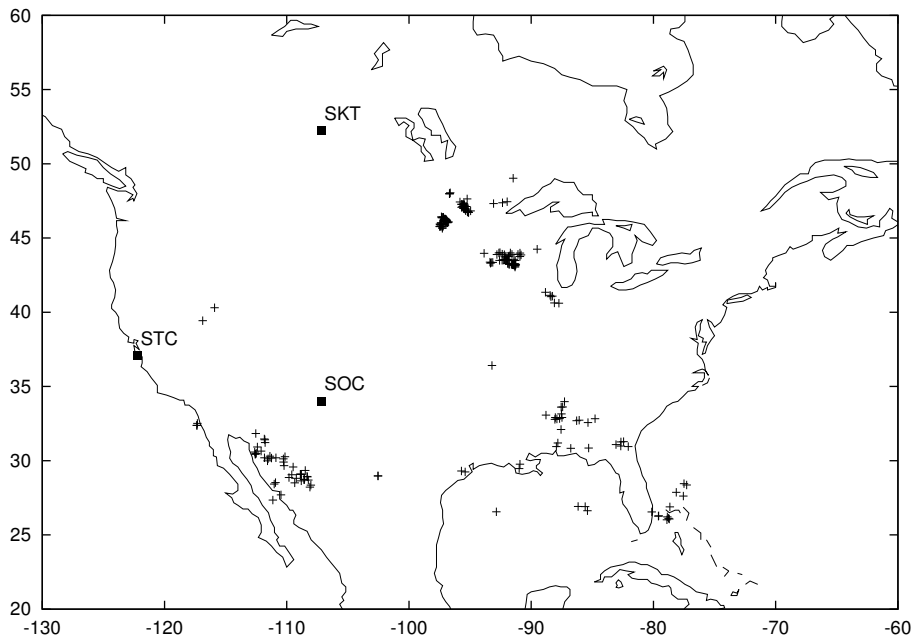


Abbildung 5.6: Karte der NLDN-Blitzlokationen von Blitzen aus der Nacht vom 20.7.1998, die für die in Abbildung 5.7 dargestellte Analyse herangezogen wurden.

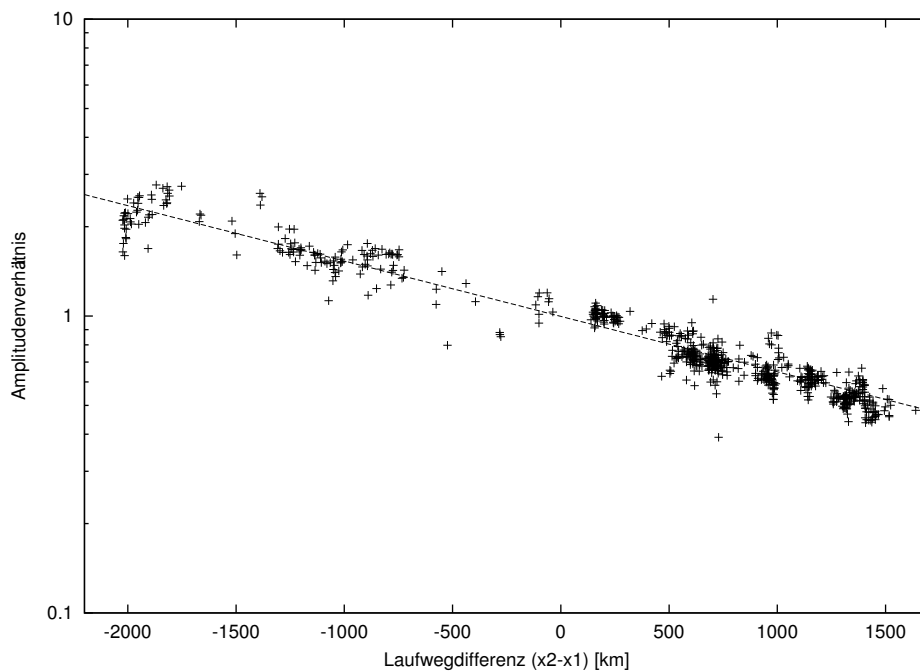


Abbildung 5.7: Auftragung der Amplitudenverhältnisse gegen die Entfernungsdifferenzen für die in Abbildung 5.6 dargestellten Blitze vom 20.7.1998.

für den Tagdatensatz $\alpha = 3,731\text{dB/Mm}$. Ein vergleichbarer Unterschied tritt bei allen untersuchten Nacht- und Tagdatensätzen auf (siehe 5.4.3).

5.4.3 Vergleich von Tag- und Nachtdaten

In Abbildung 5.8 wurden die über Ausgleichsgeraden bestimmten Werte für alle 7 bisher erfolgten Analysen zusammengestellt. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der bestimmten Ausgleichgeradensteigung, umgerechnet auf dB/Mm.

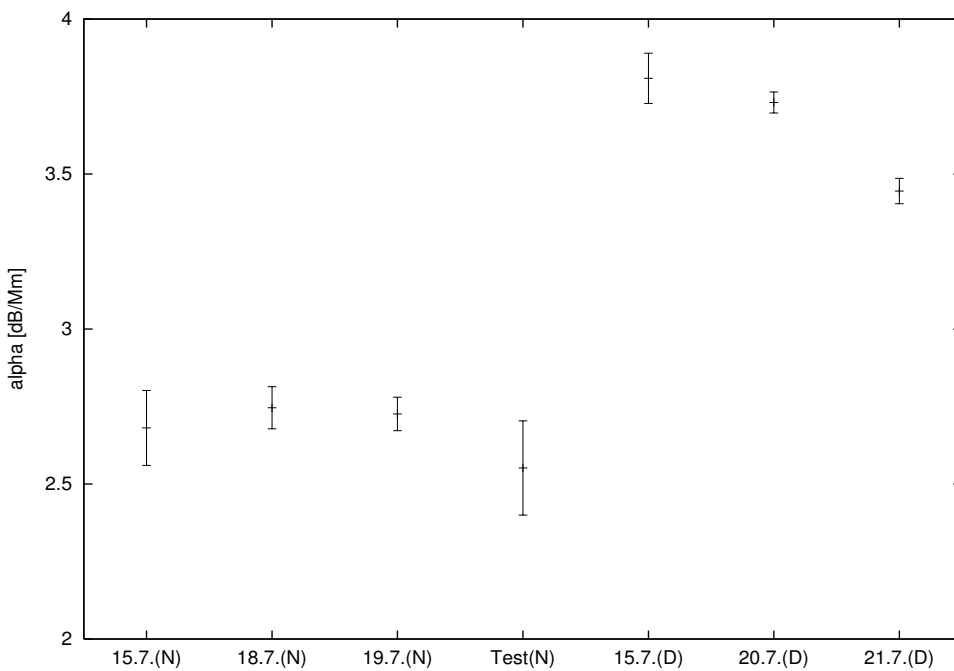


Abbildung 5.8: Mittlerer Absorptionsparameter für verschiedene Teildatensätze. Die mit (D) markierten Sätze beinhalten nur Tagdaten, die mit (N) markierten Sätze nur Nachtdaten. „Test“ bezieht sich auf den in 5.4.1 beschriebenen Datensatz bestehend aus 16 ausgewählten Blitzen.

Man sieht, dass die Dämpfung an unterschiedlichen Tagen oder Nächten nur geringfügig variiert, dafür aber ein deutlicher Unterschied zwischen den Tag- und Nachtwerten besteht. Dies spiegelt den unterschiedlichen Aufbau der Ionosphäre auf der Tag- und Nachtseite wieder: Nachts fehlt die D-Schicht, die am Tag für eine höhere Absorption sorgt. Die hier gezeigten Werte stehen in Übereinstimmung mit Werten, die 1974 von HUGHES UND GALENBERGER [10] über eine vergleichbare Methode im Frequenzbereich bestimmt wurden.

Die Streuung der Dämpfung bei Einzeleffekten ist zwar zu einem Teil statistischer, zum anderen aber auch systematischer Natur: So zeigen sich z.B. Krümmungen der Kurve, wie in dem Beispiel vom 19.7.1998 zu sehen, in einigen Datensätzen, in anderen nicht. Dies ist ein Hinweis auf zeitliche Variationen oder laterale Inhomogenitäten des Absorptionsparameters α , die von entsprechenden Variationen oder Inhomogenitäten der D-Schicht herrühren könnten.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren zur Messung der Absorption der TM_0 -Mode im atmosphärischen Wellenleiter entwickelt, das auf der Bestimmung des Amplitudenabfalls von durch Blitze generierten ELF-Impulsen beruht. Eine Anwendung des Verfahrens setzt die simultane Messungen der ELF-Impulse an verschiedenen Stationen voraus. Im Sommer 1998 wurde im Rahmen der Spritekampagne'98 ein geeigneter Datensatz an drei Stationen im Westen Nordamerikas gewonnen. Bislang wurde ein Teil dieses Datensatzes herangezogen, um das Messverfahren zu testen und mit Ergebnissen aus einer anderen Quelle zu vergleichen. Diese Tests waren erfolgreich und die Ergebnisse von HUGHES UND GALLENBERGER [10] konnten reproduziert werden.

Die Stationen wurden mit Induktionsspulen-Magnetometern vom Typ Metronix MFS05 im HF-Modus betrieben. Die für die Instrumentenkorrektur erforderlichen Übertragungsfunktionen der Magnetometer waren vorab nur für den LF-Modus mit Vertrauen erweckender Sicherheit bekannt. Dies machte eine Nachkalibrierung der Magnetometer erforderlich, bei der zunächst versucht wurde, die bekannte LF-Übertragungsfunktion zu reproduzieren. Dazu wurde die Einspeisung einer Rechteckschwingung in den Kalibriereingang des MFS05-Magnetometers verwendet.

Bei 5 von 6 verwendeten Magnetometern ließ sich die Übertragungsfunktion für den LF-Modus reproduzieren. Bei einem traten jedoch deutliche Abweichungen auf, die sich auch bei anderen Messungen reproduzieren ließen. Die Übertragungsfunktion des Magnetometers hat sich also seit der letzten Kalibrierung durch den Hersteller verändert. Erst durch diese Nachkalibrierung ist es möglich geworden, diese Veränderung in Instrumentenkorrekturen einzubringen. Nachdem im LF-Modus gezeigt war, dass die verwendete Kalibrierungsmethode funktioniert wurde sie auch für den HF-Modus angewandt.

Neben der Kalibrierung durch Einspeisung eines synthetischen Signals wurden auch Kalibrierungen unter Ausnutzung der natürlichen Anregung durchgeführt. Diese dienten in erster Linie einem Vergleich verschiedener Messgeräte: Den beiden Datenloggern SPAM MkIII und Quanterra QT4120 sowie den beiden Magnetometern Metronix MFS05 und EMI BF-4.

Der QT4120-Datenlogger wurde ursprünglich nicht zum Anschluss von Magnetometern konzipiert und benötigte dazu eine separate Adaptereinheit. Ei-

ne solche Adaptereinheit (kurz „Adapterbox“) wurde im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und gemeinsam mit der am Institut angestellten Elektronikerin VERA FISCHER implementiert.

Die Messergebnisse der Kalibrierungen mit natürlicher Anregung wurden so gedeutet, dass der SPAM MkIII-Datenlogger und das MFS05-Magnetometer gegenüber dem Quanterra QT4120-Datenlogger und dem EMI BF-4-Magnetometer einen geringeren Rauschpegel im ELF-Bereich aufweisen. Dies muss nicht für Frequenzen unterhalb des ELF-Bereichs gelten – dort wurden keine Untersuchungen angestellt.

Literaturverzeichnis

- [1] BICKEL, J.E.: *VLF/LF Propagation Measurements*. In: *AGARD Conference Proceedings 529*. Advisory Group for Aerospace Research & Development, 1993.
- [2] BRACEWELL, R.N. ET AL.: *Analogues of an Ionized Medium*. *Wireless Engineer*, 31(12):320–326, 1954.
- [3] BROOK, D.L: *NRL Plasma Formulary*. Naval Research Laboratory, Washington, 1990.
- [4] BUTTKUS, B: *Spektralanalyse und Filtertheorie in der angewandten Geophysik*. Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [5] DARCY, N: *Magnetotelluric Instrument Development and Application*. Doktorarbeit, University of Edinburgh, Edinburgh, 1997.
- [6] FEYNMAN, R.P., R.B. LEIGHTON und M.L SANDS: *The Feynman Lectures on Physics*. Addison-Wesley, Reading, Ma., 1964.
- [7] FÜLLEKRUG, M: *Dispersion relation for spherical electromagnetic resonances in the atmosphere*, 2000.
- [8] GREIFINGER, C.G. und P GREIFINGER: *Approximate method for determining ELF eigenvalues in the earth-ionosphere waveguide*. *Radio Science*, 13(5):831–837, 1978.
- [9] HOROMITZ, P. und W HILL: *The Art of Electronics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1989.
- [10] HUGHES, H.G. und R.J GALLENBERGER: *Propagation of Extremely low Frequency (ELF) atmospherics over a mixed day-night path*. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36:1643–1661, 1974.
- [11] IDONE, V.P. ET AL: *Performance evaluation of the U.S. National Lightning Detection Network in eastern New York. 2. Location accuracy*. *Journal of Geophysical Research*, 103(D8):9057–9069, 1998.
- [12] IRIBARNE, J.V. und H.-R CHO: *Atmospheric Physics*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1980.

- [13] JACKSON, J.D: *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, Third Edition Auflage, 1998.
- [14] KERTZ, W.: *Einführung in die Geophysik II*. Bibliographisches Institut, Mannheim, 1971.
- [15] MACGORMAN, D. R. und R. D. RUST: *The Electrical Nature of Storms*. Oxford University Press, Oxford, 1998.
- [16] MADDEN, T. und W THOMPSON: *Low-Frequency Electromagnetic Oscillations of the Earth-Ionosphere Cavity*. *Reviews of Geophysics*, 3(2):211–254, 1965.
- [17] MAGUNIA, A: *Numerische Simulation und Messung der täglichen Variation des audiomagnetotellurischen Anregungsfeldes*. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Geophysik der J.W.G.-Universität, Frankfurt am Main, 1993.
- [18] MAXIM INTEGRATED PRODUCTS: *MAXIM Dual Mode 5V / Programmable Micropower Voltage Regulators MAX663 / MAX664 / MAX666*. <http://www.maxim-ic.com>.
- [19] METRONIX MEASUREMENT INSTRUMENTS AND ELECTRONICS CORP., Braunschweig: *Boadband Induction Coil Magnetometer MFS05 – Hardware Description and Operating Manual*.
- [20] PRESS, W.H. ET AL: *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [21] R DEVELOPMENT CORE TEAM: *An Introduction to R*, 2000. <http://cran.r-project.org>.
- [22] RITTER, O.: *Kalibrierung von Metronix MFS05 Induktionsspulenmagnetometern*. In: *EMTF Kolloquiumsband*, 1996.
- [23] RITTER, O., P. RITTER, G. DAWES und N. DARCY: *S.P.A.M. MkIII – User Manual*. University of Edinburgh, Department of Geology and Geophysics, 1996.
- [24] STÖCKER, H: *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren*. Thun, Frankfurt am Main, 1993.
- [25] STÖCKER, H: *Taschenbuch der Physik*. Thun, Frankfurt am Main, 1994.
- [26] UNGER, H.-G: *Elektromagnetische Wellen auf Leitungen*. Hüthig, Heidelberg, 1996.
- [27] WECKMANN, U: *Magnetotellurische Messungen im Nördlichen Spessart*. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Geophysik der J.W.G.-Universität, Frankfurt am Main, 1998.

Anhang A

MFS05- Übertragungsfunktionen

Nach Messung der Übertragungsfunktionen der MFS05-Magnetometer durch Einspeisung eines künstlichen Kalibriersignals (siehe Kapitel 4) wurden Modell-Übertragungsfunktionen an diese Daten angepasst. Folgende Tabelle führt die dabei gewonnenen Modellparameter auf:

Spule	A [V/nT]	f_{H1} [Hz]	f_{H2} [Hz]
Nr.079	0.83235	4.11586	
	0.83044	0.71819	3.22001
Nr.101	0.83553	4.18063	
	0.83180	0.65534	3.35109
Nr.098	0.83498	4.16409	
	0.83174	0.68834	3.29783
Nr.095	0.83676	4.19049	
	0.83425	0.70998	3.29994
Nr.100	0.82829	17.56731	
	0.83019	0.05919	17.07814
Nr.099	0.84082	4.25483	
	0.83374	0.71019	3.32619

Anhang B

Absorptionsparameter

In folgender Tabelle sind die durch lineare Regression erhaltenen Absorptionsparameter, sowie ihre Standardabweichung, zusammengestellt:

Datum	α [dB/Mm]	$\sigma\alpha$ [dB/Mm]
15.7. (Nacht)	2.681	0.121
18.7. (Nacht)	2.746	0.068
19.7. (Nacht)	2.726	0.054
Test* (Nacht)	2.552	0.152
15.7. (Tag)	3.809	0.081
20.7. (Tag)	3.731	0.034
21.7. (Tag)	3.445	0.041

*„Test“ bezieht sich auf einen Datensatz aus 16 ausgewählten besonders starken Blitzen.