

Vortrag Dr.M.Siebert, Göttingen

Bemerkungen zur Untersuchung der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie

Donnerstag, den 30.9.1965

Die Deutung einer Anomalie besteht logischerweise darin, zu erklären, wie es zu einer vom Normalen gefundenen Abweichung kommen kann. Das heißt für den vorliegenden Fall, daß die normale Leitfähigkeitsverteilung eigentlich als bekannt vorausgesetzt werden müßte. Formal könnte man sich mit der Aussage begnügen: Eine Leitfähigkeitsverteilung ist normal, wenn sie sich in keiner horizontalen Richtung ändert; oder: jede horizontale Änderung der Leitfähigkeit ist eine Leitfähigkeitsanomalie, unabhängig davon, wie sich die Leitfähigkeit in vertikaler Richtung verhält. Nun sehen wir es allerdings als unsere Aufgabe an, aus Magnetfeldregistrierungen an der Erdoberfläche möglichst quantitativ auf die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund zu schließen, und dazu ist die Kenntnis des normalen Verhaltens der Leitfähigkeit mit der Tiefe von ausschlaggebender Bedeutung.

Zur Zeit stützen wir uns in dieser Frage auf Überlegungen über den mutmaßlichen Leitungsmechanismus in den verschiedenen Tiefen, wie er von Angenheister auf den beiden vorangegangenen Symposien erörtert worden ist [1], [2]. Es ist aber sicher auch nützlich, dieses Problem stärker von der empirischen Seite her anzupacken, d.h. erdmagnetische Tiefensondierung zum Zwecke der Ermittlung der normalen Leitfähigkeitsverteilung zu betreiben. Das kann man natürlich nicht durch Registrierungen genau über einer Anomalie tun. Ich will damit sagen, daß es nicht nur interessant ist, Anomalien aufzufinden, sondern ebenso wichtig, Gebiete abzugrenzen, die außerhalb der Einflusbereiche von Anomalien liegen. Verfahren, die Registrierungen aus solchen Gebieten auszuwerten, liegen vor. J. Meyer's Beitrag [11] auf diesem Symposium zeigt, wie das Cagniardsche Verfahren auf den Fall der Beobachtung nur magnetischer Größen übertragen werden kann. Auf dem letzten Symposium habe ich ein anderes, für Tiefensondierung im anomaliefreien Untergrund geeignetes Verfahren angegeben [17]. Beide Verfahren ergänzen sich, indem das erste ein homogenes induzierendes Magnetfeld und das zweite ein zweidimensionales inhomogenes Feld voraussetzt.

Wahrscheinlich sollte man aber noch einfacher beginnen und noch weniger Anforderungen an das Beobachtungsmaterial stellen, um bestehende Modelle zu testen. Auch dazu eine Anregung: Die derzeitige Vorstellung der normalen Leitfähigkeitsverteilung bei uns hat auf folgendes Drei-Schichten-Modell geführt. Eine relativ dünne Deckschicht (Dicke  $d=0-15$  km) besitzt eine elektrische Leitfähigkeit um  $\sigma = 0,1 (\Omega\text{m})^{-1}$ . Darunter folgt eine schlecht leitende Schicht (Resistosphäre benannt und 40 - 250 km mächtig), der man im Modell die Leitfähigkeit  $\sigma = 0$  geben kann. Im Erdmantel steigt dann die Leitfähigkeit zum Erdkern hin sehr stark an. Modellmäßig wird dieser Anstieg (in der sog. Conductosphäre) durch einen Sprung der Leitfähigkeit auf  $\sigma = \infty$  beschrieben, wobei die Tiefe  $z$  der Sprungfläche, also die Oberfläche des dort beginnenden ideal leitenden Halbraums, über die Eindringtiefe des magnetischen Störungsfeldes von der Frequenz des induzierenden Feldes abhängt. Für die Sprungfläche wurde auch der Name Conductopause vorgeschlagen. Unter homogenen Verhältnissen, insbesondere für ein homogenes horizontales induzierendes magnetisches Wechselfeld läßt sich die Induktion in der Deckschicht leicht berechnen. Ich möchte hier nur auf folgenden, nicht unvernünftigen Grenzfall hinweisen. Ist  $\beta = \sqrt{4\pi\omega d}$  der komplexe Induktionsparameter der Deckschicht (mit  $\omega =$  Kreisfrequenz des Wechselfeldes), so sollen drei Bedingungen erfüllt sein:  $|\beta| d \ll 1$  (dünne Deckschicht);  $|\beta| z \gg 1$  und  $|\beta|^2 z d \gg 1$  (sehr tief liegende Conductopause); dann findet man für die relative Größe des Gradienten der Horizontalkomponente  $H$  in Vertikalrichtung  $z$  an der Erdoberfläche  $(\partial H / \partial z)_0 = -1/d$ . Der gleiche Ausdruck ist für ein Magnetfeld, das in einen homogenen Halbraum der Leitfähigkeit  $\sigma$  eindringt, gegeben durch:  $-\beta$ . Wegen  $|\beta| \ll 1/d$  äußert sich das Drei-Schichten-Modell unter den gemachten Annahmen vor allem darin, daß das in die Deckschicht eindringende Magnetfeld viel schneller abnimmt als beim Eindringen in einen Halbraum der gleichen Leitfähigkeit. Eine Differenzregistrierung in einem Schacht plus Feldregistrierung an der Erdoberfläche würde bereits zur Überprüfung dieses Modells ausreichen, wobei für den praktischen Fall die Beziehung  $\Delta H / H_0 = -b/d$  zugrunde gelegt werden könnte ( $b =$  Schachttiefe). Außerdem sollte das Verhalten so schneller magnetischer Störungen damit verglichen werden, für die die Deckschicht immer noch die Wirkung eines Halbraumes hat. Eine Schwierigkeit besteht in der Ungenauigkeit, mit der die Tiefe  $z$  angegeben werden und damit die erforderlichen Abschätzungen vorgenommen werden können. Allerdings sollte es möglich sein, bei

Verzicht auf den hier allein angeführten Grenzfall aus dem Vergleich der Registrierungen mit den Ergebnissen des allgemein behandelten Drei-Schichten-Modells auch auf  $\epsilon$  zu schließen.

Nach dieser Anregung, die Untersuchung des "Normalfalles" nicht außer acht zu lassen, möchte ich etwas zu den Versuchen sagen, die Norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie zu interpretieren. Das zuvor beschriebene Drei-Schichten-Normalmodell legt es nahe, nach Schmucker [14] drei Grenzfälle für das Auftreten einer Anomalie zu betrachten:

- 1) Eine horizontale Änderung der effektiven Leitfähigkeit in der Deckschicht, sei es durch eine Änderung der Schichtdicke, sei es durch einen horizontalen Leitfähigkeitssprung an der Grenze geologischer Körper.
- 2) Isolierte Störkörper mit guter Leitfähigkeit, eingebettet in die Resistosphäre.
- 3) Verformungen der im Normalfall als eben angenommenen Conductopause.

Theoretische Untersuchungen wurden zunächst nur für den Fall 2) vorgelegt, da sich die Induktion in isolierten Störkörpern (Kugel und Zylinder ohne Deckschicht und Conductosphäre) noch am einfachsten behandeln ließ. Dennoch wurde und wird dieser Fall kaum als brauchbares Modell der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie angesehen. So wird das von Fleischer [5] 1954, also im Anfangsstadium der Untersuchungen, gefundene Erscheinungsbild der Anomalie als das eines Linienstromes in 85 km Tiefe sogleich von Bartels [3] gedeutet als Wirkung eines horizontalen induzierten Feldes in einer vertikalen Platte von 40 km Dicke, die aus der Conductosphäre bis zu einer Tiefe von 50 km hinaufragt. In diesem Sinne waren letzten Endes auch die berechneten Kugel- und Zylindermodelle eher als (nicht ganz realistische) Aufwölbungen der Conductosphäre gemeint, denn als wirklich in der Resistosphäre vorkommende isolierte Störkörper.

Die eigentliche Diskussion bei der Erklärung der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie ging und geht darum ob sie eine Anomalie vom Typ 1) oder vom Typ 3) ist. Bis vor zwei Jahren gab es in dieser Frage zwei getrennte Fronten. Die Vertreter der ersten Gruppe trieben Phänomenologie, ohne Modelle durchzurechnen, und suchten nach

lokalen Zusammenhängen zwischen geologischen Strukturen und dem anomal induzierten Magnetfeld. Die Vertreter der zweiten Gruppe recheneten Modelle und waren schon aus diesem Grund gezwungen, komplizierte geologische Bedingungen außer acht zu lassen. Ihr hauptsächliches Argument für eine Tiefe der Anomalie unter etwa 50 km ist der glatte Verlauf und die große räumliche Ausdehnung des magnetischen Wirkungsbereiches der Anomalie, abzulesen an den großen Halbwertsbreiten der Extrema in den Komponenten des magnetischen Störungsfeldes oder auch an dem großen Abstand, den die Extrema untereinander haben. Auf dem Schmuckerschen Ostprofil betragen diese Größen nach [13], Abb. 19, 100 - 200 km. Die dadurch bedingten Maßstabsfaktoren führten in den Modellrechnungen automatisch zu den angegebenen Tiefen und damit zu einer Deutung der Anomalie im Sinne des Falles 3), wozu auch das Beobachtungsergebnis paßt, daß fast der Grenzfall reiner Selbstinduktion vorliegen müsse.

Vor zwei Jahren wurde nun auf dem damaligen Symposium eine Deutung der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie vorgeschlagen, die eine gewisse Synthese der beiden Auffassungen 1) und 3) darstellt. Danach soll der eigentliche Anlaß der Anomalie von einem horizontalen Leitfähigkeitssprung in der Deckschicht herrühren, etwa durch Zusammentreffen der gut leitenden Sedimente im Norden mit schlecht leitendem Gestein südlich davon, das den Bereich der Mittelgebirge im Norden begrenzt. Der große räumliche Wirkungsbereich dieser Anomalie wird dabei dem Einfluß der Conductosphäre (mit glatter Conductopause) zugeschrieben, d.h. also der wechselseitigen Induktion zwischen Deckschicht-Anomalie und Conductosphäre.

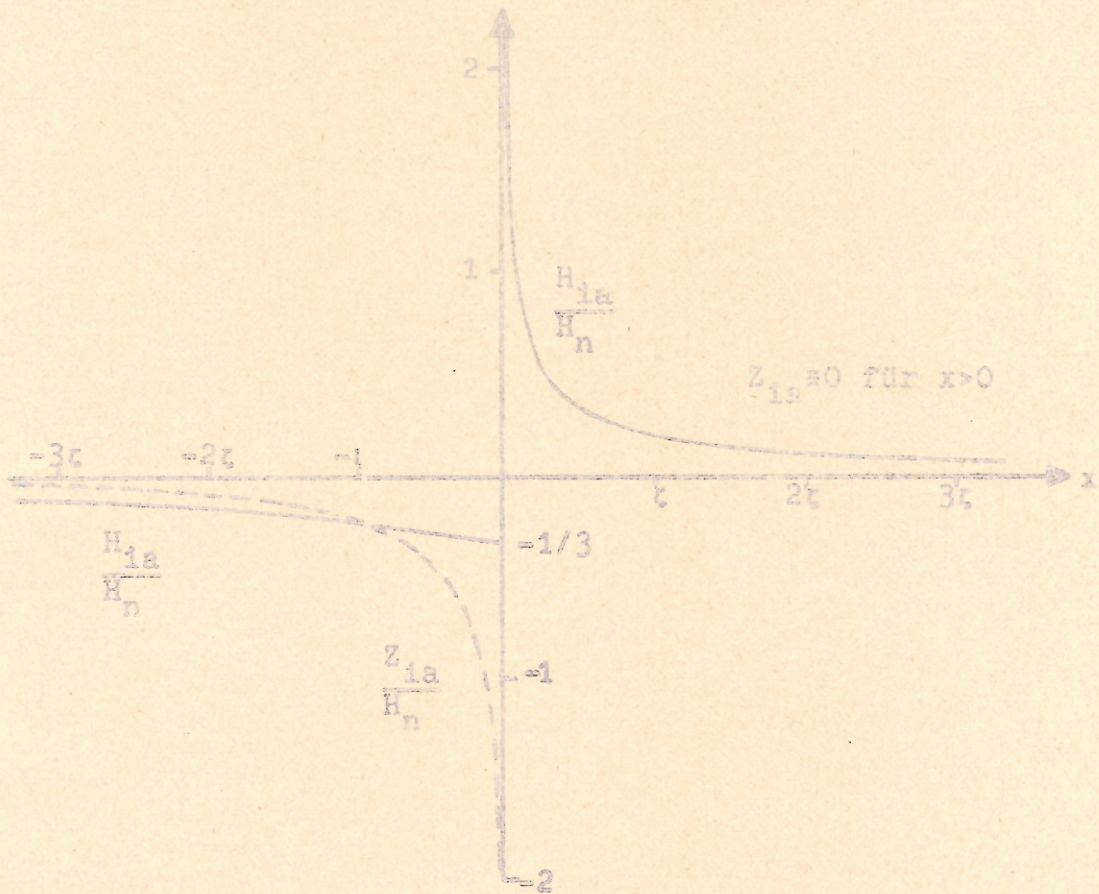
Die Richtigkeit dieser letzten Vorstellung soll im folgenden an Hand einfacher Modellbetrachtungen in Zweifel gezogen werden. Das erste und nicht ganz unproblematische Modell ist in dem Bericht von Kertz [8] über die Schmuckerschen Ergebnisse der Tiefensondierung in den USA bereits angeführt worden. Übertragen auf die Verhältnisse in Norddeutschland, betrachten wir den Grenzfall, daß die Sedimente im Norden durch eine ideal leitende Halbplatte ( $\sigma \rightarrow \infty$ ) dargestellt werden, während südlich davon die Resistosphäre mit der Leitfähigkeit  $\sigma = 0$  bis an die Erdoberfläche reicht. In der Tiefe  $z$  befindet sich die ebene Conductopause, an der die Leitfähigkeit auf  $\sigma \rightarrow \infty$  springt. Dieses Modell hat den formalen Vorzug, daß sich die Induktion trotz ihrer Zeitabhängigkeit über eine zweidimensionale Laplace-Gleichung

behandeln läßt und damit die Methoden der Funktionentheorie und insbesondere die der konformen Abbildung anwendbar sind.

Figur 1 zeigt im unteren Teil das soeben angegebene Modell zusammen mit dem Verlauf einiger magnetischer Feldlinien (ausgezogene Linien) unter der Voraussetzung, daß das induzierende Feld  $H_0$  homogen und parallel zur x-Achse gerichtet ist. Mit eingezeichnet sind die Äquipotentiallinien (gestrichelte Linien) als Orthogonaltrajektorien der Feldlinien. Im oberen Teil der Figur ist der Verlauf der beiden Komponenten  $H_{1a}$  und  $Z_{1a}$  des anomal induzierten Störungsfeldes längs der als Profil gewählten x-Achse wiedergegeben; dabei ist  $H_{1a}$  die Horizontalkomponente dieses Feldes, positiv in Richtung von + x (nach Norden), und  $Z_{1a}$  die Vertikalkomponente des Feldes, positiv in Richtung von + z (nach unten). Das Feld  $H_n$  ist die Summe aus dem induzierenden Feld  $H_0$  und dem normal induzierten Feld  $H_{in}$ , also  $H_n = H_0 + H_{in}$ . In dem vorliegenden, einfachen Fall ist  $H_0 = H_{in}$ . Das Feld  $H_n$  ist eine zweckmäßige Größe zur Normierung des anomal induzierten Anteils. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß im oberen Diagramm (im Gegensatz zum unteren) nur die normierten Komponenten dieses anomalen Feldes dargestellt sind. Würde man das ganze induzierte Feld angeben wollen, so müßte überall der Betrag  $1/2$  zu  $H_{1a}/H_n$  hinzuaddiert werden; und das gesamte Feld, einschließlich des induzierenden Feldes  $H_0$ , erhielte man durch Hinzufügen des Betrages 1 zu  $H_{1a}/H_n$ . In beiden Fällen würde diese Komponente auch für  $x < 0$  positiv, wie es dem Feldlinienbild darunter entspricht.

Diesen Sachverhalt habe ich deshalb so ausführlich dargestellt, weil es üblich ist, für eine Anomalie nach Möglichkeit das anomal induzierte Feld anzugeben, wobei das Bezugsniveau seiner Komponenten von der Größe des subtrahierten normalen Anteils  $H_n$  (oder allgemeiner  $H_n$ ) abhängt (vgl. Schmucker [13], Kap. II). Dieser normale Anteil läßt sich in der Praxis nicht völlig genau bestimmen, auch nicht durch Anwendung von Trennungsverfahren zur Zerlegung des beobachteten Feldes in seinen äußeren und inneren Anteil (vgl. Siebert und Kertz [15]). Wird der normale Anteil, wie üblich, als konstant angesetzt, so muß dazu vor allem der normal induzierte inhomogene innere Anteil klein sein (vgl. Siebert [15]).

Die einzige räumliche Maßstabsgröße im Modell der Figur 1 ist die Tiefe  $\tau$  der Conductopause unter der Deckschicht. Dafür gilt der einmal ermittelte Feldlinienverlauf für jedes  $\tau$  aus  $0 < \tau < \infty$ . Je



Figur 1

nachdem, ob man für  $r$  z.B. 1 km, 10 km oder 100 km ansetzt, vergrößert sich auch der Maßstabsfaktor der magnetischen Anomalie in gleicher Weise. Das heißt, daß sich die Deckschicht-Anomalie um so weiträumiger auswirkt, je tiefer die Conductopause liegt. Nähert sich diese der Deckschicht, so schrumpft das anomale Magnetfeld in gleichem Maße zusammen. Nun muß man sinnvollerweise annehmen, daß der Einfluß der Conductopause bei Annäherung an die Anomalie wächst. Damit besteht der Einfluß der Conductopause gerade darin, den magnetischen Wirkungsbereich der Anomalie zu verkleinern.

Ich habe schon gesagt, daß dieses Modell nicht unproblematisch ist, und zwar aus zwei Gründen: 1) der Einfluß der Conductopause kann hier nur relativ, d.h. bei Annäherung an die Halbplatte betrachtet werden. Um ein absolutes Maß für diesen Einfluß zu erhalten, müßte die Induktion in der Halbplatte allein behandelt werden; aber dieser Fall ist nicht eindeutig lösbar. Mit anderen Worten, eine im Unendlichen vorhandene Conductopause ist bei diesem Modell nicht dasselbe wie eine fehlende Conductopause. Nicht zur Diskussion steht die Vorstellung, daß die magnetische Anomalie wie bei dem vorliegenden Modell überhaupt erst auf dem Vorhandensein der Conductopause beruht; denn 2) macht man die folgenden, den natürlichen Verhältnissen angemessenen Annahmen: Dicke der Deckschicht 10 km, Widerstand 10  $\Omega$ m und Periode der magnetischen Störung 40 min, dann ergibt sich eine Eindringtiefe der Störung von 80 km, und das ist so groß gegen die Dicke der Schicht, daß von einer Abschirmwirkung nach unten, wie sie eine ideal leitende Halbplatte bereits in einiger horizontaler Entfernung von ihrer Kante haben sollte, bei einer Baystörung nicht mehr viel übrig bleibt. Dagegen wird dieses Modell brauchbarer, wenn man in den Periodenbereich der Pulsationen kommt, obwohl der horizontale Sprung der Leitfähigkeit in der Deckschicht von Null auf Unendlich immer unrealistisch bleibt.

Es soll zu dieser Frage des Einflusses der Conductopause ein zweites einfaches Modell betrachtet werden. Ich gehe aus von der bekannten und auch auf den vorangegangenen Symposien wiederholt erörterten Induktion in einem leitenden homogenen Zylinder durch ein homogenes horizontales magnetisches Wechselfeld senkrecht zur Zylinderachse. Das ist der einfachste Fall der bereits in großer Allgemeinheit behandelten Zylindermodelle (vgl. Lippmann [9], Meyer [10], v. Conbruch [4]). Danach erzeugen die im (unendlich langen) Zylinder fließenden Induktionsströme außerhalb des Zylinders ein zweidimensionales

Dipolfeld. Wir denken uns den gut leitenden Zylinder in einer nicht zu großen Tiefe unter der Beobachtungsebene (Erdoberfläche  $z = 0$ ) horizontal liegend. Wird nun zusätzlich zu dieser Anordnung die zur Beobachtungsebene parallele Conductopause in einer so großen Tiefe angenommen, daß der Abstand vom Zylinder zur Conductopause sehr viel größer ist als der Durchmesser des Zylinders, so läßt sich dieses Induktionsproblem auch ohne Rechnung mit hier ausreichender Genauigkeit behandeln: Das homogene induzierende Feld  $H_0$  wird durch das in der Conductopause normal (d.h. ohne eine Wechselwirkung mit dem Zylinder) induzierte Feld  $H_{in}$  verdoppelt, so daß jetzt für die Induktionswirkung im Zylinder das Wechselfeld  $H_n = H_0 + H_{in} = 2 H_0$  verantwortlich ist. Damit verdoppelt sich auch das Dipolfeld des Zylinders, das als ein Feld, das zusammen mit der Anomalie verschwinden würde, ausschließlich zum anomal induzierten Magnetfeld beiträgt. Dazu kommt nun noch die Wechselinduktion zwischen Zylinder und Conductopause, die wegen der Eigenschaft der Conductopause, ideal leitend zu sein, nach dem Spiegelungsprinzip ermittelt werden kann. Das zweidimensionale Dipolfeld des Zylinders induziert in der Conductopause Ströme (Flächenströme), deren Magnetfeld oberhalb der Conductopause übereinstimmt mit dem Feld des an der Conductopause gespiegelten Strom-Dipols im Zylinder. Das Magnetfeld dieses gespiegelten Dipols induziert nun ebenfalls und zusätzlich zu  $H_n$  Ströme im Zylinder. Dadurch ändert sich das ursprüngliche Dipolfeld des Zylinders, damit wiederum das Feld des ursprünglich gespiegelten Dipols usw. Unter der Voraussetzung, daß der Abstand vom Zylinder zur Conductopause und damit auch die Entfernung zwischen dem Zylinder und seinem magnetischen Spiegelbild sehr groß ist gegenüber dem Durchmesser des Zylinders kann jedoch angenommen werden, daß das Feld des gespiegelten Strom-Dipols am Ort des Zylinders weitgehend homogen ist; es ist dort horizontal und im Grenzfall der Selbstinduktion dem induzierenden Feld  $H_n$  genau entgegen gerichtet. Das bewirkt, daß die Induktion im Zylinder vermindert wird. Es ändert sich jedoch nichts an der Struktur des induzierten Feldes, solange das induzierende Feld über den Zylinder hin praktisch homogen bleibt. Indem man also auf eine genaue Bestimmung der Abschwächung des anomal induzierten Feldes verzichtet, weil dazu eine mindestens mehrfache Anwendung des Spiegelungsprinzips erforderlich wäre, erhält man die Struktur des anomal induzierten Feldes im Rahmen der angegebenen Näherung bereits aus der Überlagerung der Felder des Strom-Dipols im Zylinder und des dazu-



gehörigen gespiegelten Dipols. Die Komponenten dieses Feldes können in der Beobachtungsebene unschwer für ein Profil senkrecht über dem Zylinder berechnet werden.

Diesen Sachverhalt illustrieren die Figuren 2a und 2b. Um aber davon unabhängig zu sein, welche Entfernung die beiden Dipole (in Einheiten des Zylinderdurchmessers) gerade haben, ist für einen Vergleich mit den Komponenten  $H_D$  und  $Z_D$  des Dipolfeldes dasjenige Feld berechnet worden, das entsteht, wenn sich die Conductopause und mit ihr der gespiegelte Dipol dem Strom-Dipol im Zylinder bis auf infinitesimalen Abstand nähern. Bei gleichzeitigem entsprechendem Anwachsen des Dipolmomentes erhält man so das Feld eines axialen Strom-Quadrupols. Die Komponenten  $H_Q$  und  $Z_Q$  des Quadrupolfeldes haben auf dem Profil über dem Zylinder den in Figur 2a bzw. Figur 2b eingezeichneten Verlauf. Dieser Grenzfall würde praktisch erreicht werden, wenn das im Zylinder induzierte Feld bis zuletzt homogen bliebe. Das ist sicher nicht der Fall, und diese Aussage soll auch nicht aus der Abbildung abgelesen werden. Die Komponenten  $H_Q$  und  $Z_Q$  geben vielmehr den Feldverlauf an, gegen den die Komponenten  $H_D$  und  $Z_D$  des Dipolfeldes streben, solange die gemachten Voraussetzungen erfüllt sind. Das trifft in unserem Fall zu, wenn man die Conductopause in etwa 100 km Tiefe annimmt und die Deckschicht-Anomalie durch einen Zylinder der Dicke 10 km ersetzt, was der Form und der Leitfähigkeit nach falsch, aber der vertikalen Ausdehnung nach richtig ist. Wie aus den Figuren 2a und 2b klar hervorgeht, besteht der Einfluß der Conductopause darin, daß die räumliche Ausdehnung des anomal induzierten Feldes reduziert wird; denn der Abstand der Extrema und deren Halbwertsbreiten verkleinern sich bei beiden Komponenten, wenn das Dipolfeld, das ja bei unendlich großer Entfernung der Conductopause exakt vorliegt, mit näher kommender Conductopause sich auf das Quadrupolfeld hin entwickelt.

Es sei ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß die Komponenten  $H$  und  $Z$  in den Figuren 2a und 2b willkürlich so normiert worden sind, daß die Horizontalkomponenten für  $x = 0$  den Betrag 1 haben. Bei einem gleichbleibend konstanten äußeren Feld  $H_0$  würden zusätzlich noch die Amplituden der Komponenten abnehmen und schließlich gegen Null gehen. Das heißt, daß der Einfluß der Conductopause sogar in einer Schrumpfung des anomalen Magnetfeldes nach Ausdehnung und Stärke besteht. Die für die Figuren 2a und 2b gewählte Normierung bedeutet also, daß  $H_0$  mit kleiner werdendem Abstand der Conducto-

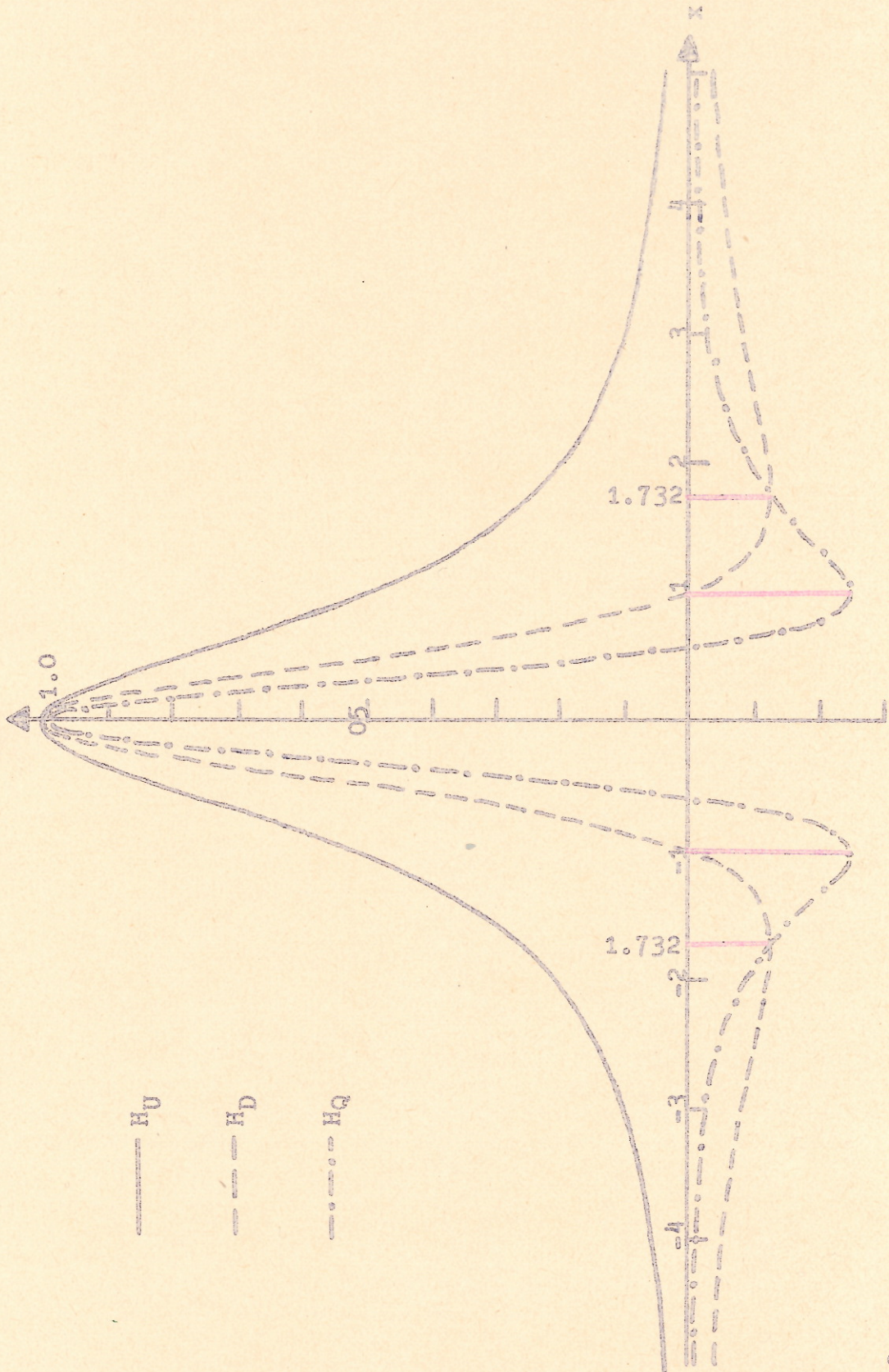
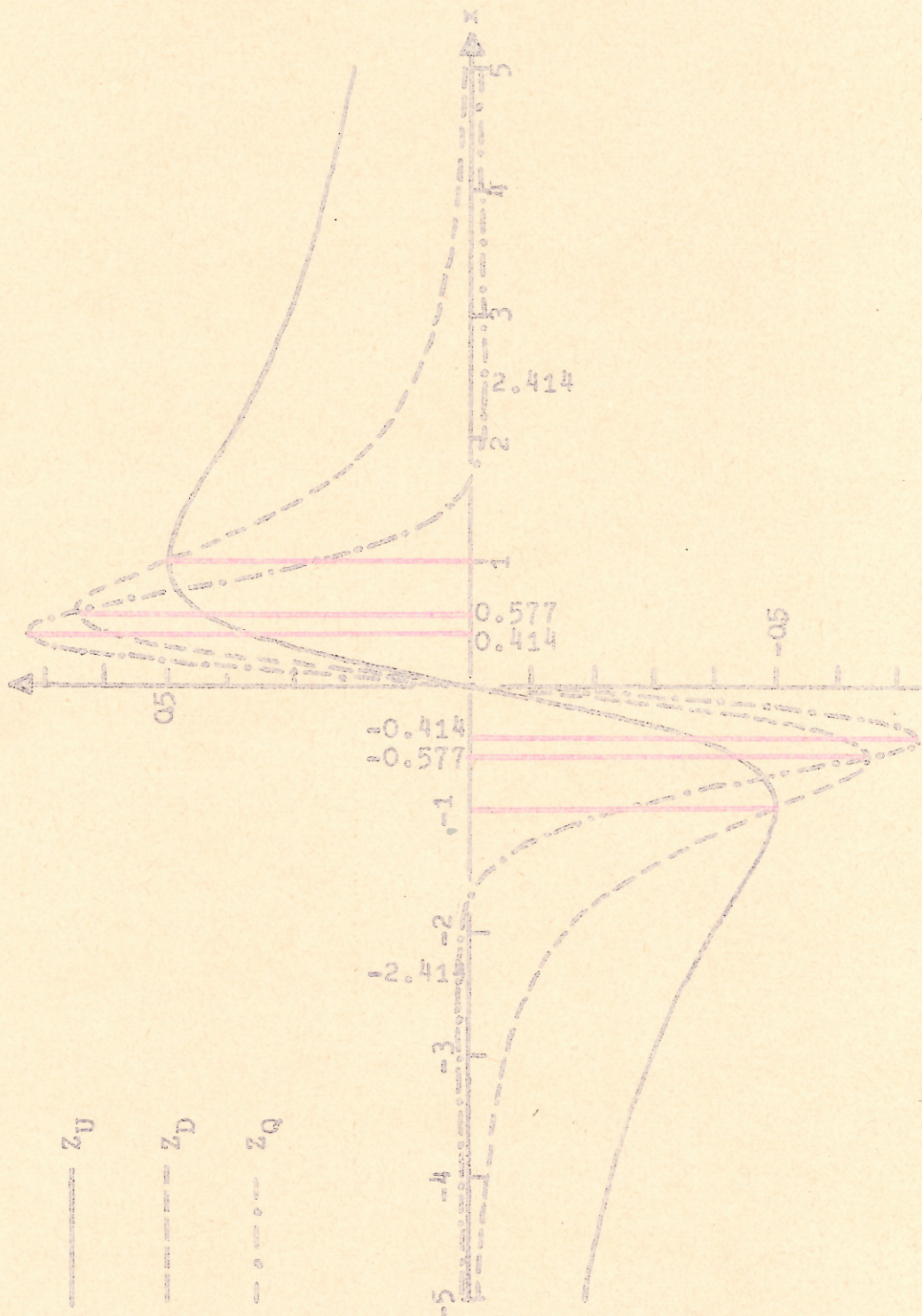


Figure 2a



Figur 2b

pause gerade so anwachsen muß, daß diese Normierung erfüllt bleibt.

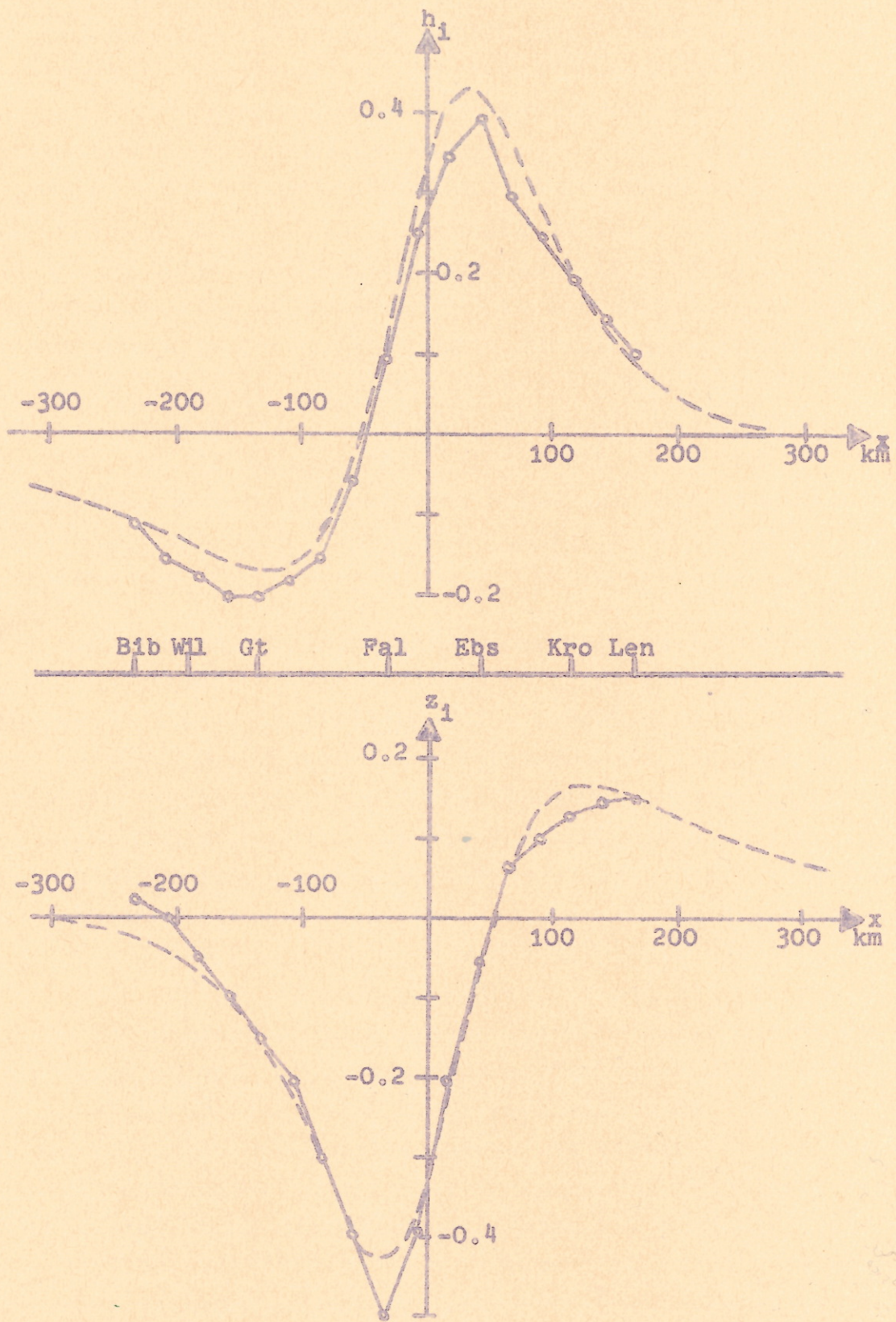
In den Figuren 2a und 2b sind außerdem noch die Komponenten  $H_U$  und  $Z_U$  des Feldes eines unendlich langen Linienstromes mit eingezeichnet worden, den man in der Bezeichnungsweise der linearen Multipole einen Strom-Unipol nennen müßte. Er ist im Abstand 1 des Abszissenmaßstabes unterhalb der Stelle  $x = 0$  zu denken, wo der Strom in die Zeichenebene hineinfließen soll. Auch der Strom-Dipol und der Strom-Quadrupol liegen in der gleichen Tiefe unter  $x = 0$  und sind so orientiert, daß der jeweils obere Pol einem in die Zeichenebene hineinfließenden Strom entspricht. Aus dem Verlauf der Komponenten dieser drei ersten Multipolfelder wird bereits das allgemeine Prinzip deutlich, daß das Feld sich verengt, wenn als Folge der Spiegelung an der aus dem Unendlichen heraufkommenden Conductopause jeder  $2^n$ -Pol in einen  $2^{n+1}$ -Pol übergeht. Damit scheint der hier für ganz spezielle Modelle nachgewiesene reduzierende Einfluß der Conductopause eine allgemeinere Gültigkeit zu haben.

Für das Drei-Schichten-Modell mit endlichem, horizontalem Leitfähigkeitssprung als Anomalie ist diese Frage von Weidelt eingehend untersucht worden und Gegenstand seines Beitrages auf diesem Symposium [20]. Obwohl die Voraussetzungen in diesem Fall ganz erheblich komplizierter sind, was sich auch in den Ergebnissen äußert, tritt der Einfluß der Conductopause doch in sehr ähnlicher Weise zutage wie bei meinen einfachen Modellbetrachtungen. Es scheint mir daher nicht möglich zu sein, die Norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie in der Weise zu interpretieren, wie das vor zwei Jahren geschehen ist. Man könnte ganz im Gegenteil zu der Ansicht kommen, daß es der Anomalien reduzierende Einfluß der Conductopause ist, der auf dem Schmuckerschen Ostprofil einen so glatten Verlauf der Komponenten des anomal induzierten Feldes bewirkt, wie er beobachtet wird.

Mit dieser Kritik an einer alten Vorstellung wird noch keine Richtung für eine neue Deutung gewiesen. Ich will das jetzt versuchen, wobei es sich wirklich nur um die vage Angabe von Richtungen handeln kann. Dazu soll mit der ganz formalen Frage begonnen werden, welche möglichst einfache Anordnung von Strom-Multipolen geeignet ist, den Verlauf der normierten anomal induzierten Komponenten  $h_1$  und  $z_1$  nach Schmucker [13], Abb.19, für Baystörungen auf dem Ostprofil möglichst gut darzustellen. Die Antwort auf diese Frage

lautet: Ein geneigter Dipol in einer Tiefe von 127 km unter einem Profilort, der nicht ganz in der Mitte zwischen den Stationen Ebstorf und Fallersleben liegt. Die Neigung des Dipols beträgt  $45^\circ$  gegen die Vertikale, wobei der obere Pol nördlich (das ist näherungsweise die Richtung von  $+x$ ) vom unteren Pol liegt und einem Strom in die Zeichenebene hinein (ungefähr nach Westen) entspricht. Figur 3 zeigt den Verlauf von  $h_1$  und  $z_1$  nach Schmucker (ausgezogene Linien, die die Stationswerte (Kreise) verbinden) und die entsprechenden Kurven der Komponenten des Feldes des geneigten Dipols. (gestrichelte Linien). Die Übereinstimmung ist gut genug, um dieses zunächst sehr formale Modell für weitere Schlüsse zu verwenden. Dabei soll für diese einfachen Betrachtungen von einer wechselseitigen Induktion zwischen Deckschicht und Conductopause abgesehen werden; denn für den Fall 1), daß die Anomalie in der Deckschicht liegt, erhält man ja den größtmöglichen Effekt, wenn man die Anomalie isoliert betrachtet, und für den Fall 3), daß die Anomalie in der Conductosphäre liegt, dürfte der Einfluß einer homogenen Deckschicht auf das anomal induzierte Feld kaum eine Rolle spielen. Der Fall 2) des isolierten Störkörpers in der Resistosphäre soll auch weiterhin ausgeschlossen werden.

Fall 1), die Anomalie liegt in der Deckschicht: Nach der zuvor gegebenen Abschätzung ist selbst die Dicke der gut leitenden Sedimentschicht klein gegen die Eindringtiefe von Baystörungen, die hier allein betrachtet werden sollen. Die Conductopause liege entsprechend der obigen Annahme sehr tief. Dann ändert sich das von der Induktion herrührende elektrische Feld in vertikaler Richtung innerhalb der Deckschicht nur unwesentlich. Bei Annahme einer in vertikaler Richtung konstanten Leitfähigkeit innerhalb der Deckschicht hat man dann dort auch eine in vertikaler Richtung praktisch konstante Stromdichte  $j$ . Diese Stromverteilung läßt sich in guter Näherung durch einen Flächenstrom der Dichte  $jd$  in einer Tiefe  $0 < z < d/2$  ersetzen. Nun läßt sich das Feld des geneigten Dipols ebenso durch das Feld eines Flächenstroms (mit variabler Dichte) ersetzen, wie das von Kertz [6] für das Feld des Fleischerschen Linienstroms getan worden ist. Im vorliegenden Fall kommt man jedoch ohne Rechnung aus; denn das Verhältnis der Tiefe des geneigten Dipols zur Tiefe des Ersatz-Flächenstroms beträgt mindestens  $30 : 1$ , und das bedeutet, daß Flächenstrom und Beobachtungsebene so dicht zusammenliegen, daß das Feld praktisch auf dem Flächenstrom beobachtet wird.



Figur 3

In diesem Fall ist die Horizontalkomponente des Feldes unmittelbar proportional der Flächenstromdichte, also auch  $h_1 \sim j(x)d$  in Figur 3. Dabei ist wieder zu beachten, daß diese Stromverteilung nur dem anomal induzierten Feld entspricht, zu der noch der weitgehend homogene Flächenstrom des normal induzierten Feldes tritt, wodurch das nach Figur 3 scheinbare Auftreten von Hin- und Rückströmen übergeht in ein einseitig gerichtetes Stromsystem, bei dem aber die gleichen Unterschiede in der Stromdichte erhalten bleiben. Im Zusammenhang mit der Struktur der Anomalie genügt es aber, den Verlauf von  $jd$ , also  $h_1$  nach Figur 3 zu betrachten. Nun kann von der Stromdichte allein nicht eindeutig auf die Leitfähigkeit geschlossen werden. Dennoch darf man wohl aus Figur 3 ablesen, daß wegen der Stetigkeit der Tangentialkomponente des elektrischen Feldes eine horizontale Sprungstelle der Leitfähigkeit unmittelbar unter der Beobachtungsebene nicht vorliegen kann. Ein Vergleich mit den Abbildungen der Felder der von Weidelt [20] gerechneten Modelle bestätigt das.

Will man also an der Existenz der Deckschicht-Anomalie festhalten, so muß angenommen werden, daß ein stetiger und sehr allmählicher Übergang von hoher Leitfähigkeit im Norden zu schlechter Leitfähigkeit im Süden Norddeutschlands vorhanden sein muß. Da die Leitfähigkeit selbst sich kaum in der Nähe der Erdoberfläche in dieser Weise ändert, bleibt nur die Annahme, daß sich die sedimentäre Schicht allmählich nach Süden verjüngt, so daß sich der Übergang zum schlecht leitenden Gestein etwa über 100 km erstreckt, also über eine Entfernung, die groß gegen die Dicke der Schicht ist. Ich glaube, es bleibt noch zu klären, ob man aus den geologischen Karten für Norddeutschland diesen Übergang längs des Schmuckerschen Ostprofils ablesen kann. Man sollte sich daher durch Untersuchungen in situ und schon vorhandene geologische Befunde sowie durch Modellrechnungen und Modellversuche mit dieser Art von Deckschicht-Anomalie auseinandersetzen. Der Umstand, daß bei diesem Modell der Ohmsche Widerstand gegenüber dem bisher betrachteten Grenzfall reiner Selbstinduktion an Bedeutung gewinnt, müßte auf charakteristische Phasenunterschiede längs des Profils führen. Ich halte dieses modifizierte Modell auf Grund der hier angestellten Überlegungen für den letzten Versuch, die Norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie, wie sie sich etwa zwischen Hamburg und Göttingen magnetisch darbietet, durch eine Deckschicht-Anomalie zu interpretieren.

Fall 3), die Anomalie liegt in der Conductosphäre: Beim Versagen der Deckschicht-Anomalie ist dieser Fall zweifellos die Alternative. Die Anomalie selbst kann näherungsweise durch eine Verformung der Conductopause beschrieben werden. Auch hierfür gibt das Modell des geneigten Dipols einige Anhaltspunkte. Solange die Verformungen in vertikaler Richtung klein bleiben gegen die Tiefe der Conductopause kann auch das hier induzierte Stromsystem hinsichtlich seines Magnetfeldes in der Beobachtungsebene ersetzt werden durch einen Flächenstrom variabler Dichte in der mittleren Ebene der Conductopause. Überträgt man die Ergebnisse von Kertz [6] über Ersatz-Flächenströme in verschiedenen Tiefen auf den vorliegenden Fall, so kann man sagen, daß die Tiefe der Anomalie mit großer Wahrscheinlichkeit geringer ist als die des geneigten Strom Dipols, also weniger als 127 km beträgt. Andererseits schätzt Angenheister [2], daß die Conductopause unter Norddeutschland tiefer als 60 km liegen muß. Innerhalb dieser Grenzen sollte sich die Anomalie befinden, falls dieser Fall zutrifft. Der Form nach könnte es sich bei der Anomalie um eine Undulation der Conductopause handeln, wie sie schon von Schmucker [13], Abb. 28, zur Deutung der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie herangezogen worden ist. Denkt man sich den Flächenstrom einer einzigen sinusförmigen Undulation ersetzt durch zwei Linienströme in den Schwerpunkten der beiden Bögen, so hat man bereits das Modell eines endlich langen, geneigten Strom-Dipols. Es muß also möglich sein, das hier behandelte formale Modell des geneigten mathematischen Strom-Dipols in ein physikalisch sinnvolles Modell umzudeuten. Dabei ist eine Undulation der Conductopause wohl weniger mechanisch zu verstehen, als vielmehr als eine Temperaturanomalie, die in dieser Tiefe mit einer Leitfähigkeitsanomalie verbunden sein muß. Auch dieses qualitativ sehr ansprechende Modell muß quantitativ noch wesentlich weiter ausgebaut werden, wobei die hohe Leitfähigkeit mit dem auch von den Beobachtungen nahegelegten Grenzfall reiner Selbstinduktion die Behandlung erleichtern dürfte. In einem verfeinerten Modell sollte aber schließlich auch auf die Conductopause als Sprungfläche der Leitfähigkeit verzichtet und zur stetigen Leitfähigkeitsverteilung übergegangen werden, wie sie in dieser Tiefe wohl vorliegt.

Diese Bemerkungen über die Möglichkeiten einer Deutung der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie entweder durch eine Deckschicht-Anomalie oder durch eine Tiefenanomalie sollen nicht ausschließen,



daß sich Anomalien beider Arten überlagern können, wie das Schwanke [12] in seinem Modell annimmt. Eher noch als für das Ostseegebiet könnte diese Vorstellung auf das Schmuckersche Westprofil (Abb. 19, zutreffen, wenn man sich die dortigen Darstellungen ergänzt denkt durch die Ergebnisse der kleinräumigeren Untersuchungen des Deutschen Hydrographischen Instituts, in der Umgebung von Osnabrück, über die Voppel [19] auf dem ersten Symposium berichtet hat. Ich möchte aber noch einmal betonen, daß die Wechselwirkung, die zwischen einer etwaigen Deckschicht-Anomalie und der Conductosphäre mit oder ohne Anomalie prinzipiell vorhanden ist, nach meiner Meinung bei Baystörungen nicht von primärer Bedeutung ist und sofern sie sich auswirkt, den Verlauf des anomal induzierten Feldes glättet und seinen Wirkungsbereich reduziert. (Das nicht ganz realistische Modell der Figur 1 ist dagegen ein Fall starker Kopplung zwischen Deckschicht und Conductopause, bei dem die Deckschicht-Anomalie überhaupt erst durch das Hinzukommen der Conductopause magnetisch wirksam wird!)

Zum Abschluß möchte ich ein paar Bemerkungen zur Verwendung der Methode des Induktionspfeils machen. Vor allem nach der klaren Definition und Anleitung zur Bestimmung dieser Größe, wie sie von Untiedt [18] gegeben wurde, hat sich der Induktionspfeil immer mehr als das Mittel erwiesen, das eine erste Zusammenfassung der Informationen erlaubt, die in den magnetischen Registrierungen einer Station über das Vorhandensein einer Anomalie enthalten sind. Auf Grund der hineingesteckten Annahmen ist die Verwendung des Verfahrens beschränkt, jedoch sind die gemachten Voraussetzungen gerade auch auf die Erfahrungen mit der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie abgestimmt, so daß die Hauptschwierigkeit darin liegt aus den längs eines Profils (oder auch flächenhaft) ermittelten Induktionspfeilen möglichst genaue Informationen über die Lage der Anomalie zu gewinnen. Die wichtigste Aussage, die sich bisher in der Praxis bewährt hat, ist die, daß beim Vorhandensein einer langgestreckten Anomalie mit klarer Vorzugsrichtung (im Modell durch eine zweidimensionale Leitfähigkeitsverteilung zu approximieren) der Induktionspfeil senkrecht auf der Streichrichtung der

Anomalie steht. Mitunter begegnet man auch der Ansicht, daß darüber hinaus der Induktionspfeil von der Anomalie wegseigt, während sich die Änderung der Länge des Pfeils schwerer deuten läßt.

Diese Frage habe ich an Hand der Daten untersucht, die der Schmuckerschen Ostprofil in Figur 3 zugrunde liegen und die aus dem zugehörigen Modell des geneigten Strom-Dipols folgen. Unter der Annahme, daß das Normierungsfeld  $F_n$  ausschließlich horizontal ist, also  $F_n = H_n$ ,  $Z_n = 0$  gilt, was in guter Näherung sicher zutrifft, wobei  $H_n$  bereits auf die senkrecht zur Streichrichtung verlaufende Profilrichtung bezogen ist, folgt die Länge  $a$  des Induktionspfeils aus den normierten anomal induzierten Komponenten  $h_1$  und  $z_1$  nach  $a = z_1 / (i + h_1)$ . Figur 4 zeigt den Verlauf von  $a$  auf dem Ostprofil, und zwar oben nach den Schmuckerschen empirischen Daten und unten für das Feld des geneigten Dipols nach seiner Anpassung an die Beobachtungen wie in Figur 3. Der Verlauf der oberen Kurve soll nicht weiter diskutiert werden, denn es könnte sein, daß die Bestimmung des ungestörten Niveaus und des Normierungsfeldes kleine Ungenauigkeiten enthält, die sich auf  $a$  auswirken.

Dagegen stellt das theoretische Modell des geneigten Dipols ein Induktionsproblem dar, das sich als Laboratoriumsversuch realisieren läßt und bei dem alle Voraussetzungen für die Anwendung der Methode des Induktionspfeiles zu erfüllen sind. Die untere Kurve kann also hinsichtlich dieses Modells in ihren Einzelheiten diskutiert werden, wobei die Anomalie (genauer ihr Schwerpunkt) im Abstand 1 des Abszissen-Maßstabs unterhalb der Stelle  $x = 0$  liegt. Daraus folgt schon als wichtigstes Ergebnis, daß diese Lage der Anomalie durch kein auffälliges Merkmal im Verlauf von  $a$  angezeigt wird. Genau über der Anomalie ist  $a$  negativ, d.h. es hat die Richtung von  $-x$  (ungefähr nach Süden). Natürlich sind dann ebenso gut Modelle möglich, bei denen  $a$  über der Anomalie positiv ist. Die der Anomalie nächste Nullstelle von  $a$ , bei der seine südliche in die nördliche Richtung umklappt, liegt etwa 53 km nördlich der Anomalie, übertragen auf die Entfernungsverhältnisse auf dem Ostprofil. Ebenso weit nach Süden entfernt liegt das stärkste Extremum von  $a$ . Von prinzipieller Bedeutung ist, daß es eine zweite Nullstelle gibt, so daß  $a$  bei einer Entfernung von mehr als 307 km südlich der Anomalie abermals nach Norden weigt. Auch wenn hier der Betrag von  $a$  recht klein ist, was vielleicht nicht einmal allgemein der Fall zu sein braucht, so ist doch damit die Ansicht widerlegt,

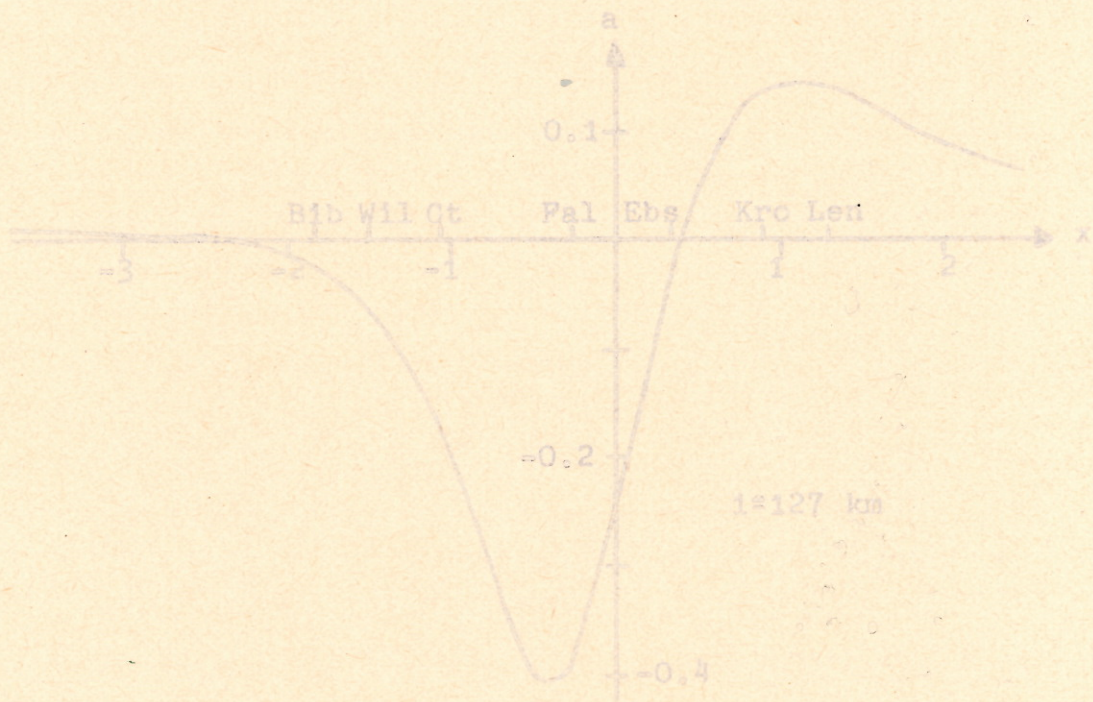
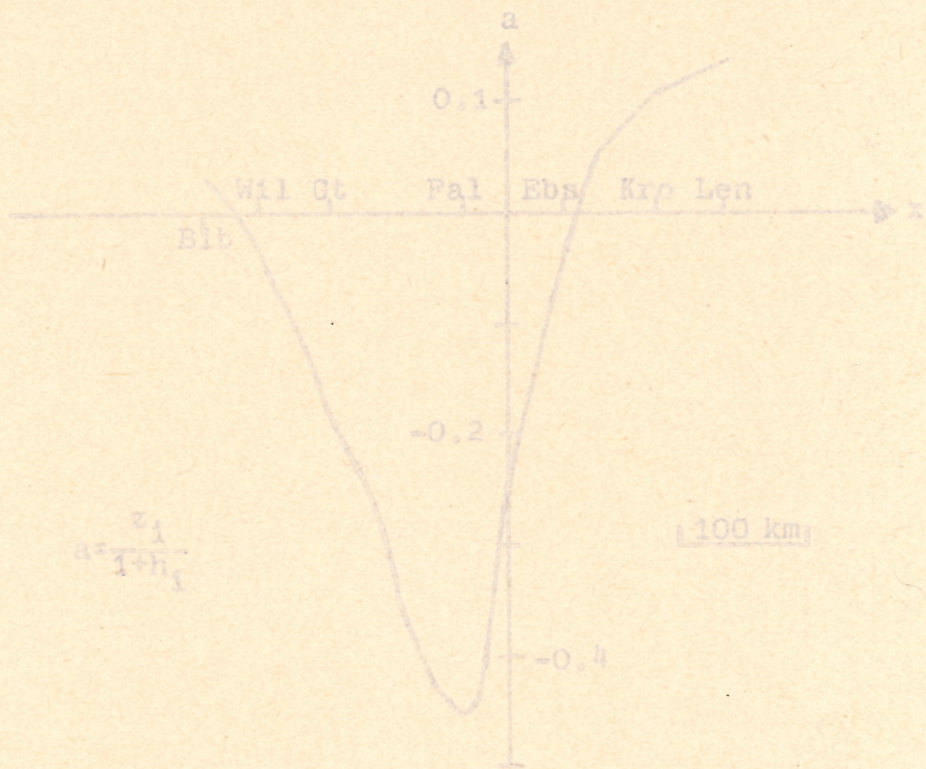


Figure 4

daß der Induktionspfeil bei langgestreckten Anomalien von diesen wegzeigen muß. Damit wird es immer schwieriger, aus der Länge des Induktionspfeils und seiner Änderung zu Aussagen über die Lage der Anomalie zu kommen. Die Größe, die sich beim vorliegenden Modell noch am besten zur Lokalisierung eignet, ist der Betrag des Gradienten von  $a$  in Profilrichtung, also  $|da/dx|$ . Das stärkste Maximum dieser Größe dürfte ungefähr 10 km nördlich der Anomalie liegen. Es wäre aber angebracht, auch diese Aussage an anderen exakt berechenbaren Modellen nachzuprüfen, um vielleicht doch noch zu zuverlässigen Kriterien zu kommen.

Erst dann wird man sich als nächsten Schritt das Problem vornehmen können, bei der Überlagerung der Wirkungsbereiche zweier langgestreckter Anomalien aus den gefundenen Induktionspfeilen auf die Lage beider Anomalien zu schließen. Da eine einfache vektorielle Addition der Pfeile sicher nicht statthaft ist, ist es zur Zeit völlig unklar, wie dieses Problem gelöst werden kann, obwohl seine Lösung schon jetzt von größter Wichtigkeit zur Lokalisierung der Göttinger D-Anomalie wäre, die noch im Einflußbereich der großen Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie liegt.

Zusammenfassung: Es wurden vier Punkte angesprochen und dabei Anregungen und Hinweise gegeben: 1) Erdmagnetische Tiefensondierung im anomaliereinen Untergrund zur Ermittlung der normalen Leitfähigkeitsverteilung; 2) Kritik an dem Modell für die Norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie, das ganz entscheidend auf der wechselseitigen Induktion zwischen Deckschicht-Anomalie und Conductopause basiert; 3) mögliche Anomalie-Modelle bei Berücksichtigung der unter 2) geäußerten Kritik; und 4) die Verwendung der Methode des Induktionspfeils zur Lokalisierung einer Anomalie, erläutert an einem speziellen Modell.

Literatur

- [1] Angenheister, G.: Beziehung zwischen der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit einerseits und den Gesteinen und deren Verhalten andererseits in der Erdkruste und im oberen Mantel. Protokoll Symposion "Erdmagn. Tiefensondierung" Kassel 1962, 60 - 71.
- [2] Angenheister, G.: Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in der Erdkruste und im oberen Mantel. Protokoll Symposion "Erdmagn. Tiefensondierung" Salzgitter 1963, 97 - 108.
- [3] Bartels, J.: Erdmagnetisch erschließbare lokale Inhomogenitäten der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys.Kl., Abt. II a, 1954, 95 - 100.
- [4] Consbruch, G. v.: Elektromagnetische Induktion im Zylinder räumlich-variabler Leitfähigkeit. Dissertation Naturw. Fak. Univ. München, 1963.
- [5] Fleischer, U.: Charakteristische erdmagnetische Baystörungen in Mitteleuropa und ihr innerer Anteil. Z. Geophys. 20, 120 - 136, (1954).
- [6] Kertz, W.: Modelle für erdmagnetisch induzierte elektrische Ströme im Untergrund. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Nat.Kl., Abt. II a, 1954, 101 - 110.
- [7] Kertz, W.: Leitungsfähiger Zylinder im transversalen magnetischen Wechselfeld. Gerl. Beitr. Geophys. 69, 4 - 28, (1960).
- [8] Kertz, W.: Zu Ergebnissen der Tiefensondierung in den USA und der Schmuckerschen Interpretation. Protokoll Symposion "Erdmagn. Tiefensondierung" Salzgitter 1963, 1 - 9.
- [9] Lippmann, H.J.: Erdmagnetische Induktion in Leitfähigkeitseinlagerungen im Untergrund. Z. Geophys. 24, 113 - 124, (1958).
- [10] Meyer, J.: Elektromagnetische Induktion in einem leitenden homogenen Zylinder durch äußere magnetische und elektrische Wechselfelder. Mitteilungen Max-Planck-Inst. Aeronomie, Nr. 13, 1963.
- [11] Meyer, J.: Übertragung des Cagniard'schen Verfahrens auf den Fall der Beobachtung nur magnetischer Größen. Protokoll "Erdmagn. Tiefensondierung" Goslar 1965, (vorliegender Band).

- [12] Scheube, H.G.: Entwicklung und Erprobung eines Auswerteverfahrens für die erdmagnetische Tiefensondierung. Dissertation Naturw.-Philosoph. Fak. T.H. Braunschweig, 1965.
- [13] Schmucker, U.: Erdmagnetische Tiefensondierung in Deutschland 1957/59 : Magnetogramme und erste Auswertung. Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys.Kl., Beitr. IGJ, Heft 5, 1959.
- [14] Schmucker, U.: Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States. J.Geomagn. Geoelectr. 15, 193 - 221, (1964).
- [15] Siebert, M. u. Kertz, W.: Zur Zerlegung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in äußeren und inneren Anteil. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys.Kl., Abt. II a, 1957, 87 - 112.
- [16] Siebert, M.: Bemerkungen zur Auswertung und modellmäßigen Deutung der Beobachtungen bei der erdmagnetischen Tiefensondierung. Protokoll Symposion "Erdmagn. Tiefensondierung" Kassel 1962, 12 - 21.
- [17] Siebert, M.: Ein Verfahren zur unmittelbaren Bestimmung der vertikalen Leitfähigkeitsverteilung im Rahmen der erdmagnetischen Tiefensondierung. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys.Kl., Abt. II a, 1964, 25 - 35; (vgl. auch: Protokoll "Erdmagn. Tiefensondierung" Salzgitter 1963, 72 - 78).
- [18] Untiedt, J.: Über den linearen Zusammenhang zwischen den Komponenten erdmagnetischer Variationen und seine Bedeutung für die erdmagnetische Tiefensondierung. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys.Kl., Abt. II a, 1964, 1 - 24.
- [19] Voppel, D.: Ergebnisse der Geländemessungen des DHI unter der Leitung von Herrn Dr. O. Meyer. Protokoll Symposion "Erdmagn. Tiefensondierung" Kassel 1962, 6 - 9.
- [20] Weidelt, P.: Zur theoretischen Behandlung von Induktionsvorgängen bei Vorhandensein eines horizontalen Leitfähigkeitssprunges. Protokoll "Erdmagn. Tiefensondierung" Goslar 1965, (vorliegender Band).