

ABHANDLUNGEN
DER AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN GÖTTINGEN
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE
Beiträge zum Internationalen Geophysikalischen Jahr
Heft 5

ERDMAGNETISCHE TIEFENSONDIERUNG
IN DEUTSCHLAND 1957/59:
MAGNETOGRAMME UND ERSTE AUSWERTUNG

von

Ulrich Schmucker



GÖTTINGEN · VANDENHOECK & RUPRECHT · 1959



Vorgelegt in der Sitzung am 12. Juni 1959

Druck: fotokop C. m. b. H., Darmstadt
7616

Inhalt

	Seite:
Bezeichnungen und Einheiten	IV
Verzeichnis der Satellitenstationen	V
Einleitung: Kurze Beschreibung der erdmagnetischen Tiefensondierung	1
Kapitel I : Durchführung der Registrierungen	2
1 Zahl und Anordnung der Satellitenstationen	2
2 Die Variometer der Satellitenstationen	3
3 Anordnung und Justierung der Variometer	4
Kapitel II : Beschreibung und Auswertung des Beobachtungsmaterials	4
1 Bezeichnungen	4
2 Die Zerlegung der beobachteten Variationen in ihre einzelnen Anteile; das KERTZsche Trennungungsverfahren	5
3 Praktische Durchführung der Analyse zur Bestimmung des anomalen inneren Anteils	5
4 Die Normierung des anomalen inneren Anteils	6
5 Der anomale innere Anteil von Baystörungen	6
6 Der anomale innere Anteil von plötzlichen Sturmereignissen (ssc)	11
7 Bemerkungen über den anomalen inneren Anteil bei magnetischen Stürmen	14
8 Der anomale innere Anteil von solar flare effects (sfe)	14
9 Der anomale innere Anteil von Pulsationen	14
10 Der anomale innere Anteil des Sq-Ganges	15
11 Die Phasenbeziehung zwischen dem normalen Anteil und dem anomalen inneren Anteil	18
12 Zusammenfassung der Beobachtungsergebnisse	18
Kapitel III: Modellrechnungen für die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund Norddeutschlands	25
1 Vorbemerkung	25
2 Elektromagnetische Induktion in Kugel- und Zylindermodellen	25
3 Anwendung des Zylindermodells auf die norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie	26
4 Grenzfälle, in denen es möglich ist, ohne Verwendung der Maxwell'schen Gleichungen Induktionsvorgänge zu berechnen	27
5 Der anomale innere Anteil von Modellen, bei denen die Leitfähigkeit an einer beliebigen 2-dimensionalen Fläche von null auf unendlich springt	27
6 Anwendung auf den anomalen inneren Anteil der norddeutschen Leitfähigkeits-Anomalie	32
7 Die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund Norddeutschlands unter Verwendung eines bestimmten Temperatur- und Leitfähigkeitsmodelles	35
8 Zusammenfassung der Auswertung, Vergleich mit den Ergebnissen anderer Untersuchungsmethoden	37
Anhang : 2-dimensionale periodische Feldverteilung	40
Literatur	41
Erläuterungen zu den Tafeln	42
Schluß-Bemerkung	51

Bezeichnungen und Einheiten

D (gamma)	Ostkomponente der erdmagnetischen Variationen
D_n, D_{en}, D_{in} (gamma)	Normaler, normaler äußerer und normaler innerer Anteil in D
D_e (gamma)	Inhomogener äußerer Anteil in D
D_i (gamma)	Anomaler innerer Anteil in D
$F = \sqrt{H^2 + Z^2}$	Totalvektor der erdmagnetischen Variationen, projiziert in die Meridianebene
$F_n = \sqrt{H_n^2 + Z_n^2}$	Normaler Anteil des Totalvektors der erdmagnetischen Variationen, projiziert in die Meridianebene
H (gamma)	Nordkomponente der erdmagnetischen Variationen
H_n, H_{en}, H_{in} (gamma)	Normaler, normaler äußerer und normaler innerer Anteil in H
H_e (gamma)	Inhomogener äußerer Anteil in H
H_i (gamma)	Anomaler innerer Anteil in H
$h_i = H_i/F_n$	Normierter anomaler innerer Anteil in H
i (cgs) = $10 i$ (Amp/cm ²)	Stromdichte
j (cgs) = $10 j$ (Amp/cm)	Flächenstromdichte
$q = 2\pi\sqrt{\sigma/T}$ (cm) ⁻¹	σ in cgs, T in sec
σ (cgs) = $10^{11} \sigma$ (Ohm m) ⁻¹	Elektrische Leitfähigkeit
S (-Fläche)	In den Leitfähigkeitsmodellen Trennfläche des oberen und unteren Halbraumes; oberer Halbraum: $\sigma = 0$
Sq-Gang	Tagesgang der erdmagnetischen Variationen an ruhigen Tagen
ssc	Plötzlicher Einsatz eines magnetischen Sturmes
T (sec)	Periode der erdmagnetischen Variationen
Z (gamma)	Vertikalkomponente erdmagnetischer Variationen
Z_n, Z_{en}, Z_{in} (gamma)	Normaler, normaler äußerer und normaler innerer Anteil in Z
Z_e (gamma)	Inhomogener äußerer Anteil in Z
Z_i (gamma)	Anomaler innerer Anteil in Z
$z_i = Z_i/F_n$	Normierter anomaler innerer Anteil in Z

Verzeichnis der Satellitenstationen
(Symbole und geographische Koordinaten)

1) Dauerstationen

Westprofil

Ostprofil

Juist	Jui	7°00' 53°41'	Lensahn	Len	10°55' 54°13'
Lathen	Lat	7°19' 52°52'	Kronsförde	Kro	10°35' 53°46'
Westerholte	Wes	7°50' 52°33'	Ebstorf	Ebs	10°25' 53°02'
Hankenberge	Han	8°07' 52°12'	Fallersleben	Fal	10°44' 52°25'
			Göttingen	Gt	9°58' 51°32'
Ehringhausen	Ehr	8°24' 50°36'	Wildeck	Wil	9°57' 50°58'
Waldmichelbach	Wba	8°52' 49°34'	Bieberstein	Bib	9°51' 50°35'

2) Einzel- und Zwischenstationen, alphabetisch geordnet

Aurich	Aur	7°29' 53°28'	Pöhlde	Pöh	10°20' 51°37'
Bad Orb	BdO	9°21' 50°13'	Rimpar	Rim	9°57' 49°51'
Bentheim	Ben	7°08' 52°18'	Riddagshausen	Rid	10°35' 52°16'
Colmberg	Col	10°25' 49°21'	Ritzerau	Rit	10°35' 53°40'
Duderstadt	Dud	10°16' 51°31'	Schaumburger Wald	SWa	9°07' 52°21'
Elze	Elz	9°45' 52°07'	Weddingen	Wed	10°28' 51°58'
Hahnenklee	Hah	10°21' 51°52'	Wesel	Wel	6°39' 51°39'
Hohne b.L	Hoh	10°22' 52°36'	Wittmar	Wit	10°39' 52°08'
Herten	Her	7°09' 51°35'			
Isenhagen	Ish	10°36' 52°44'			
Langenberg	Lan	7°10' 51°22'			
Leer	Lee	7°27' 53°14'			
Lintorf	Lin	6°51' 51°20'			
Münster	Mün	7°37' 51°57'			
Olpe	Olp	7°51' 51°01'			

Lage der Stationen: Abb.1

Einleitung
=====

Kurze Beschreibung der erdmagnetischen Tiefensondierung.

Aus dem unterschiedlichen Verlauf von Baystörungen an den Observatorien Wingst (Niederelbe) und Niemegek (Potsdam) schloß MEYER [13], daß im Untergrund Norddeutschlands eine Anomalie der elektrischen Leitfähigkeit vorhanden sein mußte. Diese Leitfähigkeitsanomalie wurde erstmals von FLEISCHER [7] im Raum von Bremen direkt nachgewiesen. FLEISCHER registrierte hierzu mit einer transportablen Reisestation (Askania-Variograph) zwischen den Observatorien Göttingen und Wingst. Gleichzeitig beschrieb RIKITAKE [19] eine ähnliche Leitfähigkeitsanomalie unter Mitteljapan.

Eine großräumige Untersuchung von WIESE [26] zeigte, daß solche Leitfähigkeitsanomalien im Bereich des europäischen Kontinents keine außergewöhnliche Erscheinung darstellen. PARKINSON [15] stellte das gleiche für Australien fest. Auch im tieferen Untergrund von Nordamerika hatte BARTELS [1] schon früher Leitfähigkeitsanomalien vermutet, dies haben weitere Untersuchungen [12] bestätigt.

Die vorliegende Arbeit ist einer genaueren Untersuchung der bereits bekannten Anomalie in Norddeutschland gewidmet. An diesem Modellfall sollte durch den Einsatz von sechs gleichzeitig registrierenden Satellitenstationen ein möglichst vollständiges Beobachtungsmaterial gewonnen werden.

Die bisherige Kenntnis über den Aufbau des tieferen Untergrundes stützt sich auf gravimetrische, magnetische und vor allem seismische Untersuchungen. Die "Erdmagnetische Tiefensondierung" erfaßt mit Hilfe der erdmagnetischen Variationen einen weiteren Parameter des Untergrundes, die elektrische Leitfähigkeit.

Dabei sind unter "erdmagnetischen Variationen" jene relativ geringen zeitlichen Schwankungen zu verstehen, denen der erdmagnetische Feldvektor ständig nach Richtung und Betrag unterworfen ist. Die Variationen setzen sich aus einem "äußeren" Anteil und einem "inneren" Anteil zusammen. Der äußere Anteil ist das Magnetfeld von großräumigen Stromwirbeln im Außenraum, vornehmlich in der Ionosphäre. Sie werden von der Partikel- und Wellenstrahlung der Sonne verursacht. Da der Erdkörper eine wenn auch geringe elektrische Leitfähigkeit besitzt, induziert ein zeitlich variabler Stromwirbel des Außenraums elektrodynamisch einen sekundären inneren Stromwirbel, dessen Magnetfeld als "innerer" Anteil bezeichnet wird. An der Erdoberfläche wird die Summe des äußeren und inneren Anteils beobachtet.

Der induzierte sekundäre Stromwirbel verteilt sich nicht gleichmäßig auf das gesamte Erdinnere, er ist vielmehr auf die äußeren Erdschalen beschränkt. Dies ist eine Folge der Selbstinduktion (Skinneffekt). Die Eindringtiefe des induzierten Stromwirbels ist somit von der Periode des äußeren induzierenden Stromsystems abhängig und nimmt mit zunehmender Periode zu. Beim Sq-Gang ($T = 24$ Std.) beträgt sie etwa 500 km.

Ist der Erdmantel von homogener elektrischer Leitfähigkeit oder besteht er aus konzentrischen Schalen gleicher Leitfähigkeit, so ist der innere Anteil der Variationen "normal", d.h. ebenso wie der äußere Anteil innerhalb größerer Gebiete von einheitlicher Größe und Richtung. Enthält aber der Erdmantel Leitfähigkeitsanomalien, also Zonen erhöhter oder erniedrigter Leitfähigkeit, so treten diese in einem "anomalen inneren" Anteil der Variationen in Erscheinung. Aus der genauen Analyse des "anomalen inneren Anteils" kann man versuchen, Form und Lage solcher Leitfähigkeitsanomalien zu ermitteln: Erdmagnetische Tiefensondierung.

Durchführung der Registrierungen.

1. Zahl und Anordnung der Satellitenstationen.

Für die Untersuchung des anomalen inneren Anteils erdmagnetischer Variationen ist die Zahl der festen erdmagnetischen Observatorien zu gering. Es ist daher der Einsatz zusätzlicher "Satellitenstationen" notwendig. Diese Satellitenstationen sind provisorische Observatorien. Sie können an jedem gewünschten Ort schnell und ohne besondere Vorkehrungen aufgebaut werden. An dem betreffenden Ort bleiben sie nur so lange, bis eine genügende Zahl erdmagnetischer Variationen registriert worden ist (2 - 12 Monate). Zur Lösung bestimmter Aufgaben (II, 3 und II, 11) ist es notwendig, gleichzeitig mit mehreren Satellitenstationen zu beobachten. Es wurden daher für die vorliegenden Untersuchungen sechs Satellitenstationen eingesetzt, davon fünf Stationen mit Variometern der üblichen Bauart und ein Askania-Variograph.

Die Untersuchung von FLEISCHER [7] und MEYER [13a] hatten ergeben, daß die Leitfähigkeitsanomalie in Norddeutschland etwa ost-westlich verläuft. Die Stationen wurden daher auf Nord-Südprofilen senkrecht zum Streichen der Anomalie angeordnet (Abb. 1).

Der geeignete Stationsabstand innerhalb der Profile wurde folgendermaßen ermittelt: Zunächst werden alle Stationen in kleinen Abständen von 10 - 20 km aufgestellt (Zwischenstationen Abb. 1). Nach einer Proberegistrierzeit von 1 - 2 Monaten ist dann ersichtlich, welche Stationen an ausgezeichneten Punkten der Anomalie stehen,

etwa im Maximum oder Minimum des anomalen inneren Anteils einer Komponente. Diese Stationen werden dann als Dauerstationen (Abb. 1) an ihrem Aufstellungsort belassen, während die Zwischenstationen abgebaut und zur Erweiterung des Profils verwandt werden.

Es wurden ein Ostprofil von Lensahn/Ostsee bis Bieberstein/Rhön (Juni 1957 bis März 1958) errichtet, sowie anschließend ein Westprofil von Juist/Nordsee bis Waldmichelbach/Odenwald (September 1958 bis Februar 1959). Die beiden Profile wurden dadurch aneinander angeschlossen, daß für drei Monate (April 1958 bis Juni 1958) jeweils drei Stationen auf dem Ost- und Westprofil gleichzeitig liefen.

Das Gebiet zwischen den Profilen sowie die östliche, westliche und südliche Fortsetzung der Anomalie wurde mit Einzelstationen (Abb. 1) vermessen.

Die festen Observatorien Niemeck, Wingst und Witteveen (Abb. 1) kamen als weitere "Einzelstationen" hinzu.

Fünf Stationen mit getrenntem Aufbau von Variometern und Filmkassette wurden in abgelegenen Räumen, möglichst im Keller, isoliert gelegener Gebäude aufgestellt. Als vortrefflich für diesen Zweck geeignet haben sich Forsthäuser erwiesen. Ganz jedoch ließen sich künstliche magnetische Störungen in keinem Fall vermeiden. Aber die Wiedergabe der Magnetogramme (Tafel I - VI) zeigt, daß künstliche Störungen leicht als solche zu erkennen sind und die Auswertung nicht beeinträchtigen.

Der Askania-Variograph, der wegen seiner leichten Handhabung meist als Zwischen- oder Einzelstation eingesetzt war, wurde nach Möglichkeit im Freien aufgestellt.

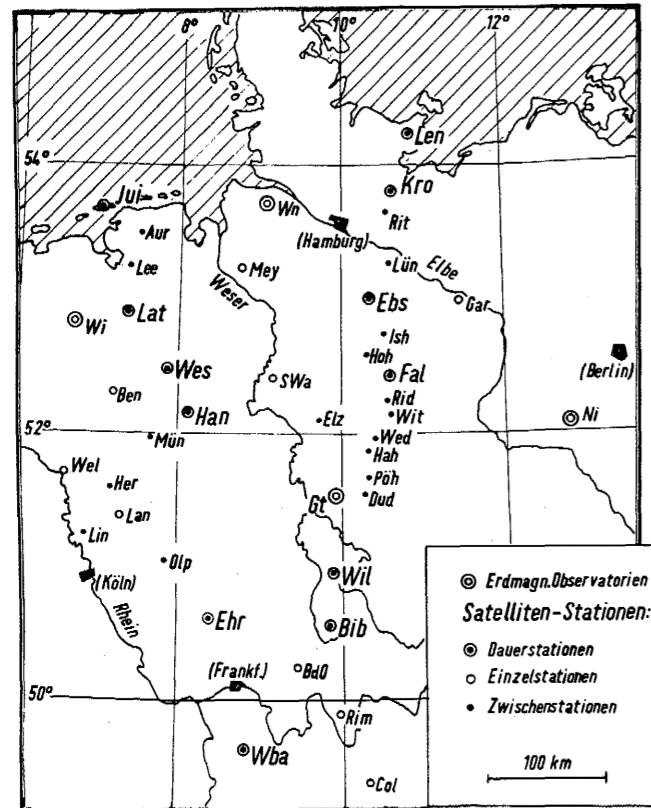


Abb. 1: Lage der Satellitenstationen; Registrierzeit: Dauerstationen 8-12 Monate, Einzel- und Zwischenstationen 1-3 Monate.

2. Die Variometer der Satellitenstationen.

Die erdmagnetischen Variationen wurden wie üblich in ihren drei Komponenten D, H und Z registriert (D: Ostkomponente; H: Nordkomponente; Z: Vertikalkomponente). Da es auf einen Vergleich von Registrierungen verschiedener Satellitenstationen ankommt, wurden die Empfindlichkeiten aller Variometer einer Komponente gleich bemessen.

D-Variometer

Technische Daten:

Torsionsfaden: Phosphorbronzeband, 6.5 x 80 mü; 28 cm lang
Moment des Magneten: 20 Gauß cm³
Lichtweg: 150 cm, durch festen Gegenspiegel am Variometer verdoppelt
Skalenwert: 3.2 gamma/mm
Registrierbereich: +100 gamma bis -150 gamma (kein Nachfolgepunkt)
Torsionsverhältnis: $D^+/M H_0 = 0.02$ (D^+ : Winkelrichtgröße; M: Magnetisches Moment; H_0 : Horizontalintensität des Permanentfeldes)

Durch die Verwendung eines Bandes ist es möglich, den Magneten auf $\pm 0.9^\circ$ in der Nulllage in den magnetischen Meridian zu justieren. Einer Dejustierung von $\pm 0.9^\circ$ entspricht eine Verdrillung des Bandes von $\pm 45^\circ$, die sichtbar und deshalb zu vermeiden ist.

H-Variometer

Technische Daten:

Torsionsfaden: Messing, 54 mü ϕ , 28 cm lang
Moment des Magneten: 40 Gauß cm³, im magnetischen Wechselfeld auf 70% der Sättigungsremanenz abmagnetisiert
Lichtweg: 120 cm
Skalenwert: 3.2 gamma/mm
Registrierbereich: ± 200 gamma (ein Nachfolgepunkt)
Temperaturgang: +13 gamma/°C
Vortorsion des Fadens: 220°

Durch die Vortorsion des Fadens wird der Magnet in der Nulllage senkrecht zum magnetischen Meridian gestellt. Der Skalenwert des H-Variometers beträgt bei einem Winkel Δu gegen die Nulllage

$$\frac{dH}{du} = \frac{D^+}{M} (1 - \alpha \cdot \Delta u) \text{ wobei } D^+ : \text{Winkelrichtgröße,} \\ M : \text{Magnetisches Moment,} \\ \alpha : \text{Vortorsion}$$

In dem Registrierbereich von +200 gamma - dies entspricht Winkelausschlägen von maximal $\Delta u = \pm 1.5^\circ$ - ist die Skalenwertänderung kleiner als 7%.

Der Fehler in der Justierung des Momentes senkrecht zum magnetischen Meridian wurde mit Hilfe starker Zusatzfelder auf $< \pm 1.5^\circ$ gebracht. Die D-Empfindlichkeit des H-Variometers ist deshalb gering; erst 60 gamma in D geben 1 mm Ausschlag am H-Variometer (kurz gesagt: D-Empfindlichkeit des H-Variometers etwa 60 gamma/mm.)

Beim Temperaturgang überwiegt die Temperaturabhängigkeit des Torsionsmoduls des Fadens.

Z-Variometer

Technische Daten:

Spannfäden: 2 Messingfäden, 54 mü ϕ , 7.5 cm lang, vorbehandelt
Moment des Magneten: 100 Gauß cm³, im Wechselfeld auf 70% der Sättigungsremanenz abmagnetisiert
Lichtweg: 85 cm
Skalenwert: 1.6 gamma/mm
Registrierbereich: ± 150 gamma (zwei Nachfolgepunkte)
Temperaturgang: -13 gamma/°C
Keine Vortorsion der Spannfäden

Die Spannfäden geben dem Magneten eine horizontale Drehachse in Richtung des magnetischen Meridians. Die Vertikalkomponente des Permanentfeldes wird nur durch exzentrische Schwerpunktlage des Magnetsystems kompensiert. Durch starke Zusatzfelder senkrecht zum magnetischen Meridian wurde das Moment auf $\pm 0.8^\circ$ in die Horizontale justiert.

In dem Registrierbereich von ± 150 gamma sind die Winkelausschläge des Systems $\leq 3.2^\circ$. Mit einer Dejustierung von $\pm 0.8^\circ$ beträgt somit die D-Empfindlichkeit des Z-Variometers maximal 25 gamma/mm. Innerhalb der normalen Z-Variationen von ± 50 gamma ist sie mit ± 75 gamma/mm zu vernachlässigen.

Der Temperaturgang wird durch die Temperaturabhängigkeit des Momentes bestimmt.

3. Anordnung und Justierung der Variometer.

Die gegenseitige Beeinflussung der Variometer soll innerhalb des Registrierbereiches möglichst klein sein, die Registrierung soll parallaxenfrei erfolgen, und das registrierende Lichtbündel soll senkrecht auf die Zylinderlinse der Filmkassette einfallen.

Die in Abb. 2 angegebene Anordnung der Variometer erfüllt diese Bedingungen. Die beobachtete gegenseitige Beeinflussung der Variometer ist der Tabelle I zu entnehmen.

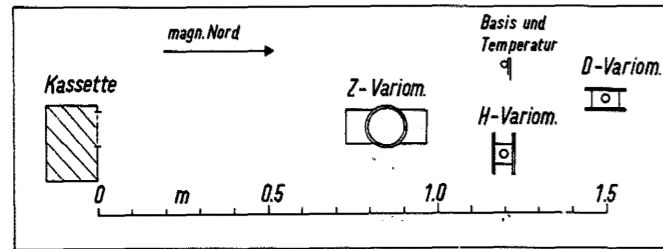


Abb. 2: Anordnung der Variometer einer Satellitenstation (vgl. Tafel VIII)

Die Justierung der H- und D-Variometer erfolgte nach dem magnetischen Meridian des Aufstellungsortes. Unterschiede in der Deklination des Normalfeldes sind innerhalb des Untersuchungsgebietes $\leq 1.5^\circ$ und zu vernachlässigen. Lokale Deklinationsabweichungen am Aufstellungsort, etwa durch Eisenträger im Gebäude, ließen sich mit einem Kompaß feststellen; sie wurden vor allem dadurch vermieden, daß nach Möglichkeit die Stationen in sehr alten Gebäuden aufgestellt wurden.

Die Dauerstationen registrierten 8-12 Monate am gleichen Ort, die Einzel- und Zwischenstationen 1-3 Monate. Der Filmvorrat der Filmkassetten (durch Synchronmotor angetrieben) reichte für 40 Tage. In diesen Zeitabständen wurden die Stationen kontrolliert.

Die Temperatur wurde mit einem Bimetall registriert, wobei der Skalenwert $0.3^\circ\text{C}/\text{mm}$ betrug. Das stündliche, bei einigen Stationen auch viertelstündliche Zeitzeichen wurde von Kontaktuhren gegeben, z. T. mit elektrischem Aufzug. Da die Stationen meist etwa 40 Tage ohne Aufsicht liefen, mußten Uhrstandkorrekturen bis zu 10 min in Kauf genommen werden. Doch war mit Hilfe der D-Variationen, die innerhalb des Untersuchungsgebietes gleich verliefen, in jedem Fall eine genaue Synchronisation der einzelnen Registrierungen möglich.

Kapitel II

Beschreibung und Auswertung des Beobachtungsmaterials.

In den Abschnitten 1 bis 4 wird das Auswertungsverfahren dargestellt, aus den beobachteten Variationen den anomalen inneren Anteil zu bestimmen. Die Abschnitte 5 bis 10 enthalten eine Beschreibung des anomalen inneren Anteils der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie, geordnet nach der Art der untersuchten Effekte. Im Abschnitt 11 wird die Phasenbeziehung zwischen dem normalen und dem anomalen inneren Anteil an Hand besonders ausgewählter Variationen untersucht. Eine Zusammenfassung der Beobachtungsergebnisse gibt Abschnitt 12.

1. Bezeichnungen.

Die an einem Ort der Erdoberfläche $P(x, y)$ zu einem festen Zeitpunkt beobachtete Variation sei in Komponenten gegeben durch

$$D(x, y), H(x, y), Z(x, y).$$

Wir zerlegen sie in folgende Anteile:

$$H(x, y) = H_{en} + H_e(x, y) + H_{in} + H_i(x, y)$$

D und Z werden entsprechend zerlegt.

Dabei bedeutet H_{en} den normalen, d. h. innerhalb des Untersuchungsgebietes konstanten äußeren Anteil, und H_{in} den normalen inneren Anteil. H_{in} wäre der zu H_{en} gehörige innere Anteil, wenn der Erdmantel aus konzentrischen Schalen gleicher Leitfähigkeit bestände. Gleiches gilt für D_{en} , Z_{en} und D_{in} , Z_{in} . Im folgenden werden H_{en} und H_{in} häufig zusammengefaßt zu $H_n = H_{en} + H_{in}$. H_n wird als "normaler Anteil" bezeichnet.

Durch $D_e(x, y)$, $H_e(x, y)$ und $Z_e(x, y)$ werden die räumlichen Unterschiede des äußeren Anteils beschrieben, die auf Inhomogenitäten des Stromwirbels im Außenraum beruhen. $D_e(x, y)$, $H_e(x, y)$ und $Z_e(x, y)$ werden als "inhomogener äußerer Anteil" bezeichnet. Wie sich später ergibt, ist dieser Anteil bei den untersuchten Variationen klein gegenüber allen anderen.

$D_i(x, y)$, $H_i(x, y)$ und $Z_i(x, y)$ schließlich sind die Komponenten des "anomalen inneren Anteils" der Variationen, die auf Leitfähigkeitsanomalien im Untergrund zurückzuführen sind.

2. Die Zerlegung der beobachteten Variationen in ihre einzelnen Anteile; das KERTZsche Trennungsverfahren.

Eine vollständige Zerlegung der beobachteten Variationen in ihre inneren und äußeren Anteile ist grundsätzlich nicht möglich. Denn der normale, innerhalb des Untersuchungsgebietes konstante Anteil kann nicht in seinen inneren und äußeren Anteil zerlegt werden. Diese Trennung wird später (III, 5) unter Zugrundelegung eines Leitfähigkeitsmodelles vorgenommen.

Dagegen läßt sich der ortsabhängige Anteil der Variationen nach einem von KERTZ [9] angegebenen Verfahren in seinen inhomogenen äußeren Anteil und seinen anomalen inneren Anteil zerlegen. Das Trennungsverfahren ist quasistationär und setzt daher keinen Zusammenhang zwischen dem äußeren und inneren Anteil voraus. Die Erdoberfläche wird als eben betrachtet. Ferner nimmt KERTZ [9] eine 2-dimensionale Feldverteilung an. SCHEUBE u. SIEBERT [20, 22] gaben eine Erweiterung auf den allgemeinen dreidimensionalen Fall.

Kurze Beschreibung des Trennungsverfahrens für den zweidimensionalen Fall:

Die x-Achse weise nach Norden, die z-Achse nach unten. Die beobachtete Feldverteilung an der Erdoberfläche genüge folgendem einfachen periodischen Ansatz:

$$H(x) = H_e(x) + H_i(x) = (b_e + b_i) \cdot \sin wx + (a_e - a_i) \cdot \cos wx$$

Für $Z(x)$ folgt dann (siehe Anhang S. 40)

$$Z(x) = Z_e(x) + Z_i(x) = (b_e - b_i) \cos wx - (a_e + a_i) \sin wx$$

Aus

$$H(x) = (a_e - a_i) \quad Z(x) = (b_e - b_i) \quad \text{für} \quad wx = 0,$$

$$H(x) = (b_e + b_i) \quad Z(x) = -(a_e + a_i) \quad \text{für} \quad wx = \frac{\pi}{2}.$$

lassen sich die vier Koeffizienten a_e , a_i und b_e , b_i bestimmen.

Ebenso kann für jede periodische Form der Feldverteilung durch Entwicklung in eine Fourierreihe eine entsprechende Zerlegung in den inneren und äußeren Anteil vorgenommen werden. Durch Übergang zu einem Fourierintegral wird diese Zerlegung auf jede nichtperiodische, im Unendlichen verschwindende Feldverteilung erweitert. SIEBERT u. KERTZ [23] haben für die Auswertung der sich dann ergebenden Fourierintegrale ein einfaches Rechenschema angegeben. SIEBERT [22] gelangte durch entsprechende Anwendung des zweidimensionalen Fourier-Theorems zur Zerlegung einer allgemeinen flächenhaften Feldverteilung $D(x, y)$, $H(x, y)$, $Z(x, y)$.

3. Praktische Durchführung der Analyse zur Bestimmung des anomalen inneren Anteils.

Die Anwendung des Trennungsverfahrens setzt voraus, daß die zu analysierende Variation gleichzeitig im gesamten Bereich der Anomalie beobachtet wird. Im Falle der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie ist kein anomaler innerer Anteil in D vorhanden: $D_i(x, y) = 0$. Die Linien gleichen anomalen inneren Anteils in H und Z verlaufen etwa ost-westlich (Abb. 20 und 21). Daher konnte man sich bei der Beobachtung der Variationen auf Nord-Südprofile beschränken, und zur Trennung konnte das zweidimensionale Trennungsverfahren angewandt werden.

Es wurden bestimmte Arten häufig auftretender Variationen ausgewählt: Bays, ssc, solar flare effects, Pulsationen und Sq-Gang.

Die Auswertung beginnt mit der Festlegung eines ungestörten Bezugsniveaus, es wurde aus dem möglichst ruhigen Verlauf der Registrierung vor und nach dem zu untersuchenden Effekt bestimmt. Sodann wurden für einen festen Zeitpunkt die Störwerte D , H und Z als Abweichungen von diesem Bezugsniveau den einzelnen Registrierungen entnommen. Von den so ermittelten Störwerten D , H und Z längs eines Nord-Südprofils wurde der normale Anteil D_n , H_n , Z_n abgezogen. Der normale Anteil wurde den Störwerten derjenigen Stationen gleichgesetzt, die außerhalb der Leitfähigkeitsanomalie gelegen waren. Die Profile mußten also so weit nach Norden und Süden fortgesetzt werden, bis keine wesentlichen Unterschiede zwischen den Registrierungen aufeinanderfolgender Stationen mehr feststellbar waren. (Vgl. hierzu die Registrierungen von Kro und Len, Wil und Bib, Abb. 16 bzw. Abb. 5)

Der verbleibende ortsabhängige Anteil der Störwerte wurde nach dem KERTZschen Trennungsverfahren in seinen inhomogenen äußeren Anteil $H_e(x)$, $Z_e(x)$ und seinen anomalen inneren Anteil $H_i(x)$, $Z_i(x)$ zerlegt. Wenn der normale Anteil richtig bestimmt worden war, so mußte der anomale innere Anteil an den Profilstationen gegen null gehen und der inhomogene äußere Anteil, über das Profil gemittelt, verschwinden.

Die Analyse wurde im allgemeinen nur für einen bestimmten Zeitpunkt einer Variation vorgenommen. Welcher Zeitpunkt hierzu gewählt wurde, soll im zweiten Teil dieses Kapitels gesagt werden.

In einigen ausgewählten Fällen wurde die Analyse auf den gesamten zeitlichen Ablauf der Variation ausgedehnt. Diese zeitlich fortlaufende Analyse wurde bei Variationen mit sinus-förmigem Verlauf vorgenommen, sie diente zur Bestimmung der Phasenbeziehung zwischen dem normalen und anomalen inneren Anteil (II, 11).

Ein oder zwei Satellitenstationen waren gelegentlich außerhalb der Profile als "Einzelstationen" eingesetzt (s. Karte Abb. 1). Mit ihrer Hilfe sollte der anomale innere Anteil in der Umgebung der Profile bestimmt sowie das Westprofil an das Ostprofil angeschlossen werden. Die Auswertung der Registrierungen einer Einzelstation geschah in Verbindung mit gleichzeitigen Registrierungen auf einem Profil. Der normale Anteil wurde von dem Profil übernommen und als inhomogener äußerer Anteil derjenige Wert eingesetzt, der sich für die nächstgelegene Profilstation ergeben hatte. Der Abstand der Einzelstationen vom Profil war meist kleiner als 60 km.

4. Die Normierung des anomalen inneren Anteils.

Der anomale innere Anteil von Variationen gleicher Art (\approx gleicher Periode), aber verschiedener Amplitude soll so normiert werden, daß er auf jeweils gleiches äußeres induzierendes Feld bezogen wird. Empirisch wurde festgestellt, daß hierzu eine Normierung auf gleichen normalen Anteil (projiziert in die Profilebene \approx Meridianebene) geeignet ist (Abb. 7):

$$h_i = \frac{H_i}{F_n} \quad ; \quad z_i = \frac{Z_i}{F_n} \quad ; \quad F_n = \sqrt{H_n^2 + Z_n^2}$$

$$d_i = 0$$

h_i und z_i werden als normierte anomale innere Anteile in H und Z bezeichnet. Eine physikalische Begründung dieser Normierung wird in II, 12 gegeben.

5. Der anomale innere Anteil von Baystörungen.

Das Stromsystem, welches bei einer Baystörung in der Ionosphäre durch die Partikelstrahlung der Sonne angeregt wird, besteht aus einem konzentrierten Ost-Weststrom in der Polarlichtzone (65° - 72° nördl. Breite) sowie einem flächenmäßigen Rückstrom sehr viel geringerer Stromdichte nördlich und südlich der Polarlichtzone. Norddeutschland liegt im Bereich des südlichen Rückstroms, der hier ein Störfeld in H und D liefert. Dennoch überwiegt auch noch in Norddeutschland der vertikale Feldanteil, welcher von dem konzentrierten Polarlichtzonenstrom direkt herrührt. Nach FLEISCHER [7] sollte man bei Baystörungen in Norddeutschland ein Verhältnis $Z/H = -3$ erwarten. Dieses Verhältnis entspricht einem Inklinationwinkel von -70° .

Es sei folgende Analogie erwähnt: Die magnetischen Störungen, welche bei der Station "Langenberg" in der Nähe des Ruhrgebietes durch die etwa 10 km entfernten Straßen- und Werkbahnen verursacht werden, äußern sich ebenfalls überwiegend in Z : Mittlerer Störpegel in Z : + 1 gamma; mittlerer Störpegel in H und D : + 0.5 gamma. Auch hier ist also das vertikale Feld der entfernteren Linienströme der Bahnen größer als das horizontale Feld der flächenmäßigen Rückströme, am Orte der Station.

Für die Untersuchung von Leitfähigkeitsanomalien des Untergrundes sind Baystörungen aus drei Gründen sehr geeignet:

- 1) Sie sind ein relativ häufiges Ereignis (50 pro Jahr)

2) Sie setzen nicht selten aus vollkommener magnetischer Ruhe ein, so daß die Wahl eines ungestörten Bezugsniveaus einfach ist.

3) Sie treten besonders häufig in den späten Abendstunden auf, so daß sie relativ frei von künstlichen Störungen sind.

Abb. 5 (Ostprofil) zeigt eine typische Baystörung. Die Unterschiede der Magnetogramme sind in Z , aber auch in H auffallend, in D sehr gering. Zur Analyse sei die Zeit der maximalen Störung in H , 18.49 h gewählt. Abb. 3 zeigt die an den Profilstationen zu diesem Zeitpunkt beobachteten Störvektoren, sie sind in die Profilebene

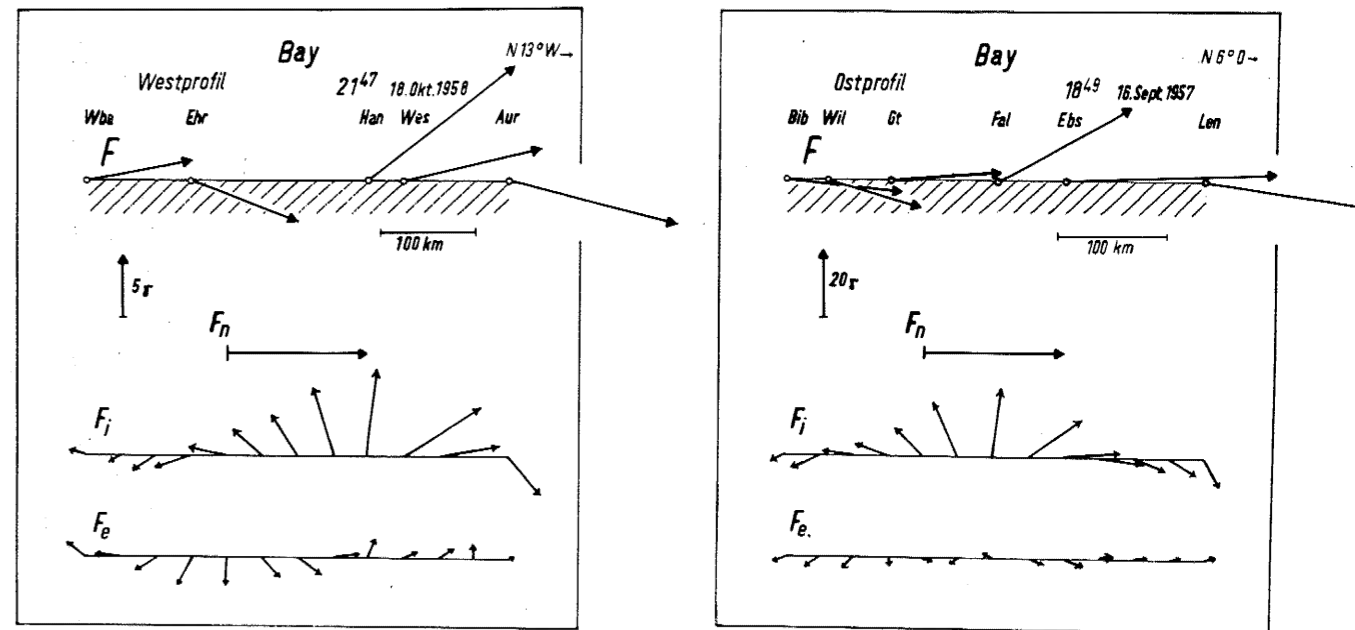


Abb. 3: West- und Ostprofil: Analyse einer Baystörung im Maximum der H-Bay; Magnetogramme Abb. 5 und 6, Tafel I und II; F : der beobachtete Störvektor, darunter seine Zerlegung in F_n : normaler Anteil, F_i : anomaler innerer Anteil, F_e : inhomogener äußerer Anteil; die Trennung von F_i und F_e nach dem KERTZschen Verfahren.

projiziert. Der Feldanteil senkrecht zur Profilrichtung, also D , ist an allen Stationen etwa gleich. Der beobachtete Störvektor F wird in drei Anteile zerlegt (Abb. 3): Den normalen Anteil F_n , - er ist definitionsgemäß längs des Profils konstant - den anomalen inneren Anteil F_i und den inhomogenen äußeren Anteil F_e . Die Trennung von F_i und F_e erfolgte nach dem KERTZschen Trennungsverfahren, und zwar mit folgenden Vernachlässigungen:

Die Feldverteilung wurde als zwei-dimensional vorausgesetzt, und die Trennung mußte an den Profilstationen abgebrochen werden, obwohl hier der anomale Anteil noch nicht vollständig verschwunden ist. Diese Vernachlässigung ist für die Trennung in der Profilmitte ohne wesentlichen Einfluß, verfälscht aber das Ergebnis an den Profilstationen. Für die Endpunkte wird das Trennungsverfahren nicht angewandt, sondern sie werden wie Einzelstationen behandelt (s. II, 3).

Zur Erleichterung der Rechenarbeit wurde die Analyse in äquidistanten Punktabständen vorgenommen und die Beobachtungswerte entsprechend interpoliert.

Der Abb. 3 sind vier bemerkenswerte Ergebnisse zu entnehmen:

- 1) Der anomale innere Anteil des Profils zeigt nach Größe und Richtung ein stetiges und gesetzmäßiges Verhalten. Zur Ergänzung und Bestätigung sei auf eine andere Baystörung verwiesen, die auf dem Profilschnitt Göttingen - Lüneburg mit zahlreichen Zwischenstationen registriert worden ist (Abb. 4).
- 2) Der inhomogene äußere Anteil F_e ist gegenüber den anderen Anteilen des beobachteten Störvektors sehr klein und verschwindet, wenn über das Profil gemittelt wird.
- 3) Der normale Anteil F_n besitzt nur eine Horizontalkomponente. Diese Beobachtung gilt allgemein für alle untersuchten Baystörungen und, wie später gezeigt wird, für alle kurzperiodischen Variationen mit Perioden $T \leq 2$ Std. Wenn also nach dem äußeren Stromsystem der Bay eine Inklination des äußeren normalen Anteils F_n von -70° zu erwarten ist - siehe oben -, so muß die Vertikalkomponente des äußeren normalen Anteils Z_n

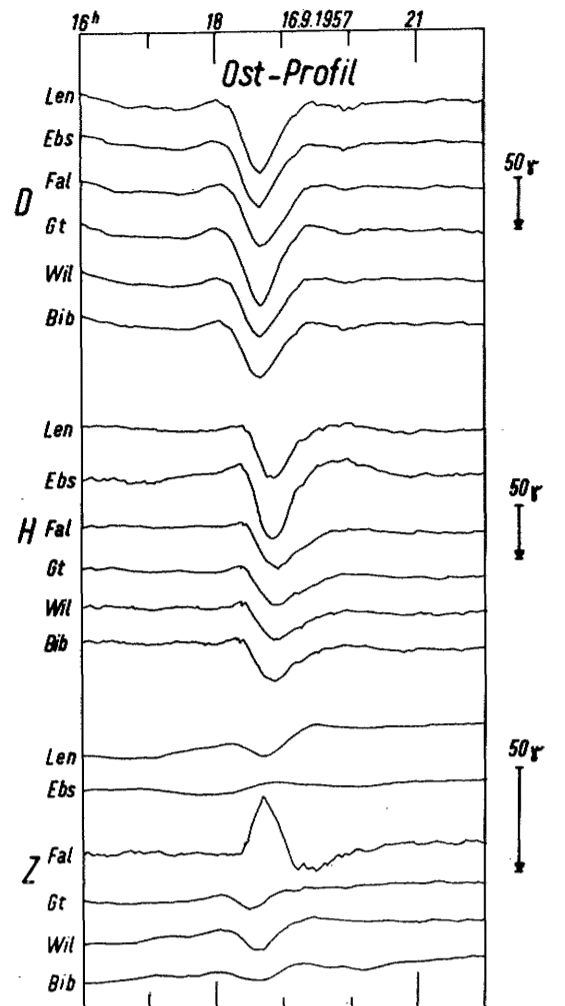
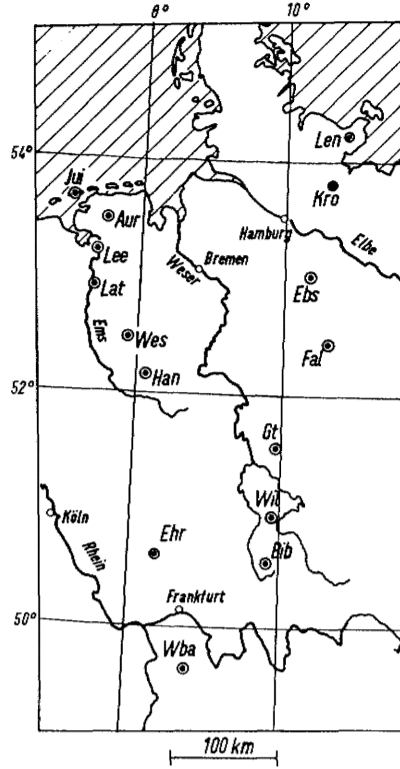
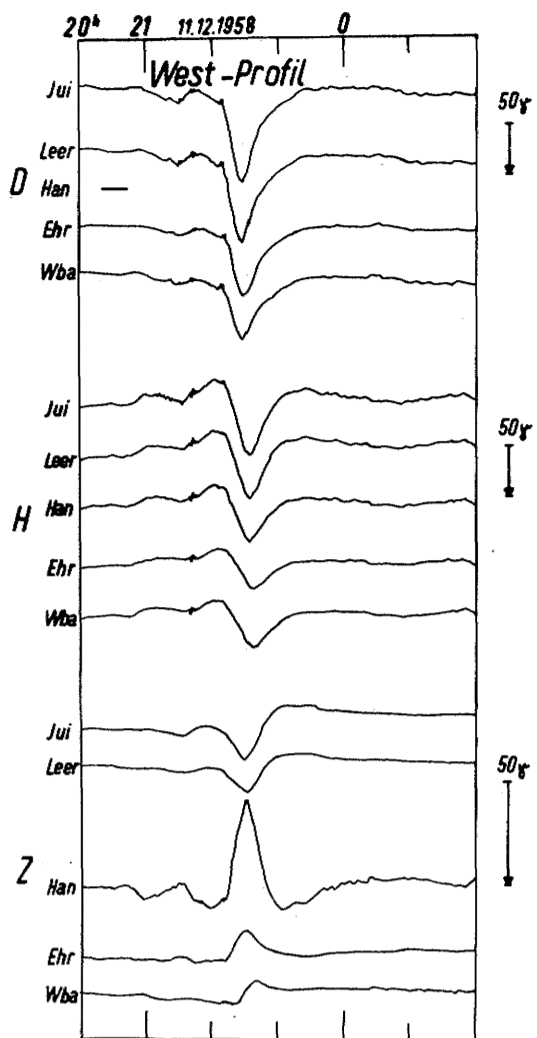


Abb. 5: Isolierte Baystörung; Magnetogramme Tafel I; Unterschiede der H- und Z-Registrierungen entsprechen dem (örtlich verschiedenen) anomalen inneren Anteil der Bays; in Han und Fal Maximum der Z-Variationen, in Ebs und Bib, Jui und Ehr Z-Variationen fast vollständig verschwunden; zweimalige Vorzeichenumkehr von Z/Ostprofil.

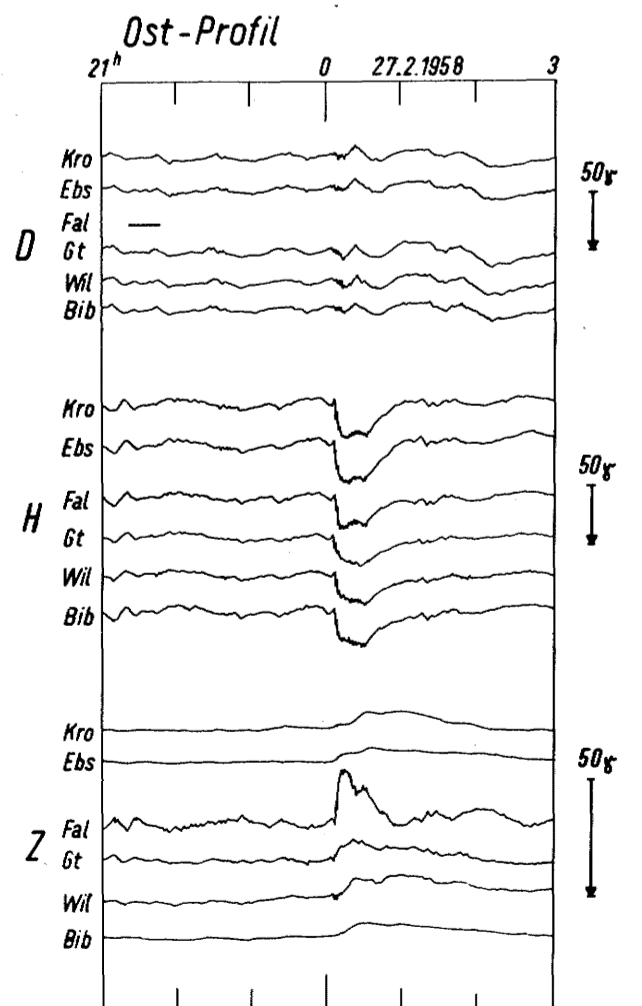
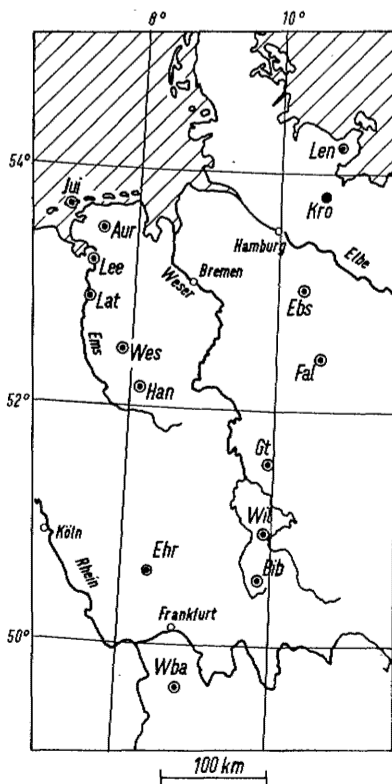
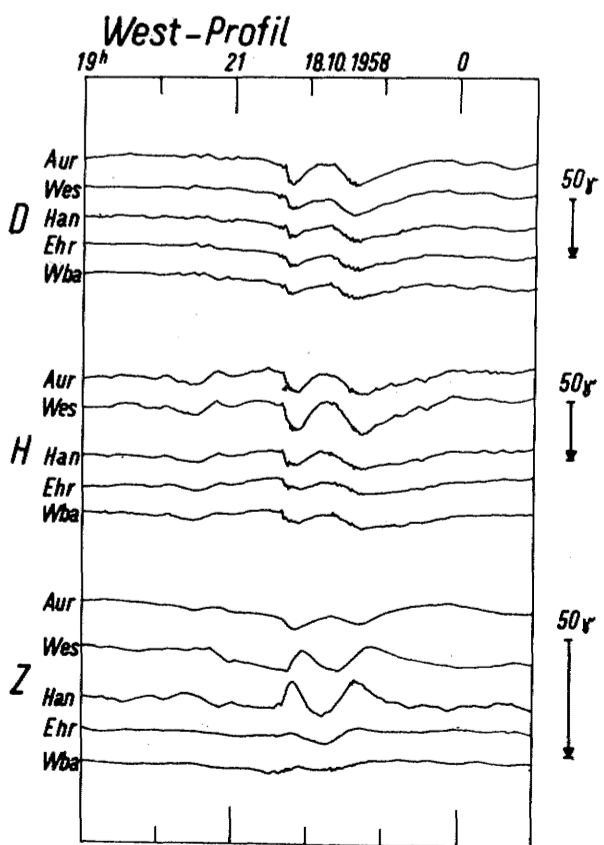


Abb. 6: Baystörung mit scharfem Einsatz und Pulsationen (bps); Magnetogramme Tafel II; Unterschiede der H- und Z-Störungen s. Unterschrift Abb. 5; Vorzeichenumkehr der Z-Bay zwischen Aur und Wes.

durch einen gleichgroßen entgegengerichteten normalen inneren Anteil Z_{in} kompensiert sein: $Z_{en} = -Z_{in}$.

Die Z-Variationen geben also fast nur den anomalen inneren Anteil einer Station wieder.

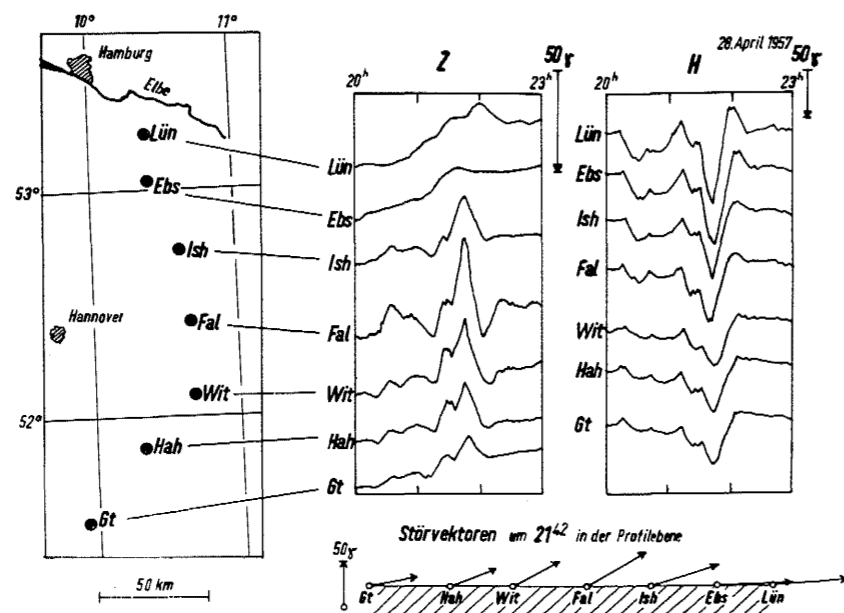


Abb. 4: Baystörung, registriert von Göttingen bis Lüneburg; stetige Änderung des anomalen inneren Anteils aus den gleichmäßigen Unterschieden der H- und Z-Registrierungen und dem stetigen Heben und Senken der beobachteten Störvektoren ersichtlich.

4) Eine Bay ähnlicher Art, wie sie auf dem Westprofil registriert wurde (Abb. 5 links), ergab bei ihrer Analyse einen dem Ostprofil sehr ähnlichen anomalen inneren Anteil (Abb. 3 links). Der anomale innere Anteil der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie besitzt also die geforderte zwei-dimensionale Feldverteilung.

Die Magnetogramme der Abb. 6 zeigen einen anderen Baytyp, der mit einem scharfen Einsatz beginnt und von Pulsationen begleitet ist. Auch hier beobachten wir die gleichen charakteristischen Unterschiede zwischen den Z- und H-Registrierungen der einzelnen Stationen.

In der angegebenen Weise wurde eine größere Zahl weiterer Baystörungen untersucht (Ostprofil: 40, Westprofil: 25). Zur Analyse wurde einheitlich das (zeitliche) Maximum in H gewählt. Das Maximum in H ist identisch mit dem Maximum des normalen Anteils (projiziert in die Profilebene).

Betrachten wir den anomalen inneren Anteil dieser Bays an einem festen Ort als Funktion des normalen Anteils (projiziert in die Profilebene), so erhalten wir ein konstantes Verhältnis

$$h_i(x) = \frac{H_i(x)}{F_n} \quad ; \quad z_i(x) = \frac{Z_i(x)}{F_n} \quad ; \quad F_n = \sqrt{H_n^2 + Z_n^2}$$

Für Fallersleben und Hankenberge - dies sind Stationen mit besonders großem anomalen inneren Anteil in Z - ist dieser Zusammenhang in der Abb. 7 dargestellt. Auf diesem konstanten Verhältnis gründet sich die im Abschnitt 4 angegebene Normierung.

$h_i(x)$ und $z_i(x)$ werden als normierte anomale innere Anteile eingeführt, sie werden sich als ortsfest und nur noch von der Periode des äußeren induzierenden Feldes abhängig erweisen.

Größe und Richtung des normierten anomalen inneren Anteils, gemittelt über alle Baystörungen des Ost- und Westprofils sind in den Abb. 18 und 19 dargestellt.

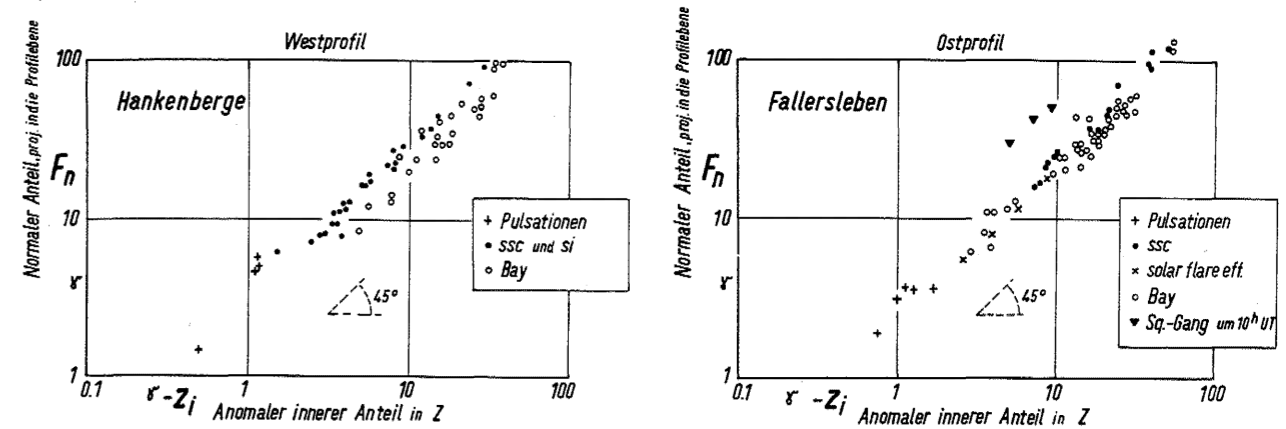


Abb. 7: Anomaler innerer Anteil in Z als Funktion des normalen Anteils $F_n = \sqrt{H_n^2 + Z_n^2}$, $Z_n \approx 0$; doppelt logarithmischer Maßstab; die Punkte einer Variationsart liegen auf Geraden unter 45° ; Linearer Zusammenhang $Z_i \sim F_n$; die Geraden der Variationsarten sind entsprechend ihrem unterschiedlichen Proportionalitätsfaktor parallel zueinander verschoben.

6. Der anomale innere Anteil von plötzlichen Sturmereignissen (ssc).

Der Beginn eines magnetischen Sturmes ist im allgemeinen durch einen scharfen Einsatz gekennzeichnet: ssc = "storm sudden commencement". Die Abb. 9 und 10 geben vier Beispiele. Der ssc tritt gleichzeitig weltweit auf, und zwar in stets wiederkehrenden charakteristischen Formen. Nach der Theorie von CHAPMAN u. FERRARO [5] fließt das Stromsystem, welches den ssc verursacht, weit außerhalb der Erdatmosphäre im Außenraum. Es wird in der Front einer von der Sonne heranfliegenden Partikelwolke durch das Permanentfeld der Erde induziert.

Zur Analyse ihres anomalen inneren Anteils sind ssc's sehr geeignet: Sie setzen wie Bays meist aus völliger magnetischer Ruhe ein und besitzen wegen der weiten Entfernung ihres äußeren Stromsystems im Bereich der Leitfähigkeitsanomalie ein homogenes äußeres Feld.

Ein Vergleich der Registrierkurven der Abb. 9 und 10 zeigt, daß zwischen den Z- und H-Registrierungen der einzelnen Profilstationen wieder dieselben charakteristischen Unterschiede bestehen, wie wir sie von den Baystörungen kennen. Die Bestimmung des anomalen inneren Anteils wurde zur Zeit der maximalen Auslenkung in der Spitze des ssc vorgenommen. Dieser Zeitpunkt lag etwa drei Minuten nach dem Beginn des Effektes. Die Analyse der Störvektoren (Abb. 8) führt zu einem ähnlichen Bild des anomalen inneren Anteils wie bei

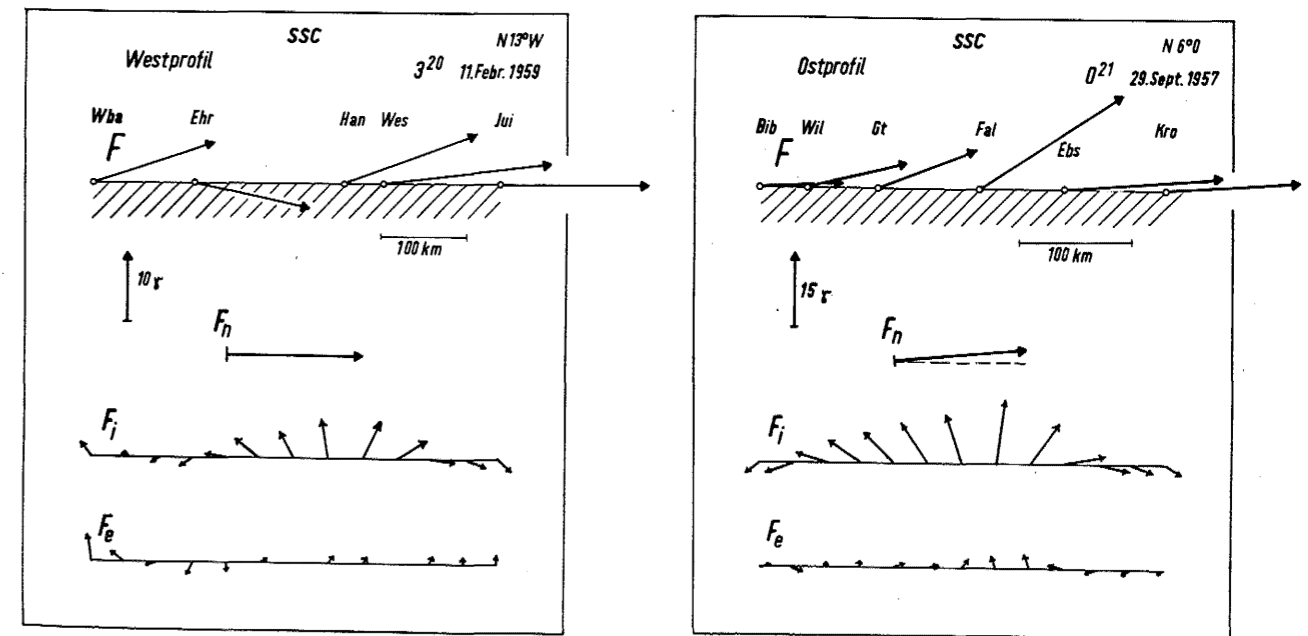


Abb. 8: West- und Ostprofil: Analyse eines ssc im Maximum der Auslenkung; Magnetogramme Abb. 9 und Tafel III; weitere Erläuterungen s. Abb. 3

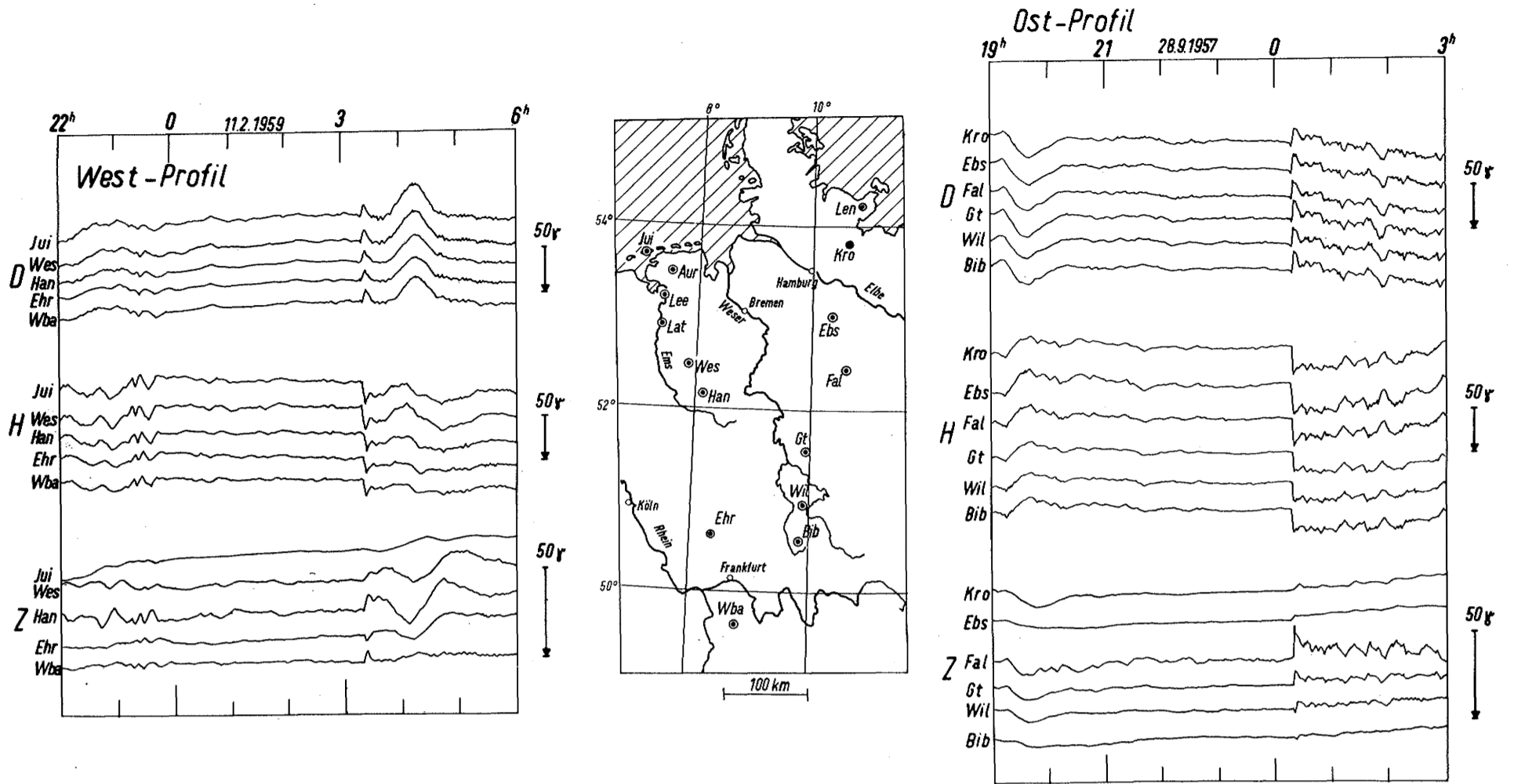


Abb. 9: Sturmeinsatz "ssc" um 3^{20} (Westprofil) und 0^{16} (Ostprofil); Magnetogramme Tafel III; charakteristische, dem anomalen inneren Anteil entsprechende Unterschiede in H und Z: H-Maximum in Wes und Ebs; Z-Maximum in Han und Fal; ssc in Z in Jui, Ebs und Bib fast verschwunden; zweimalige Vorzeichenumkehr des ssc in Z zwischen Han und Wba.

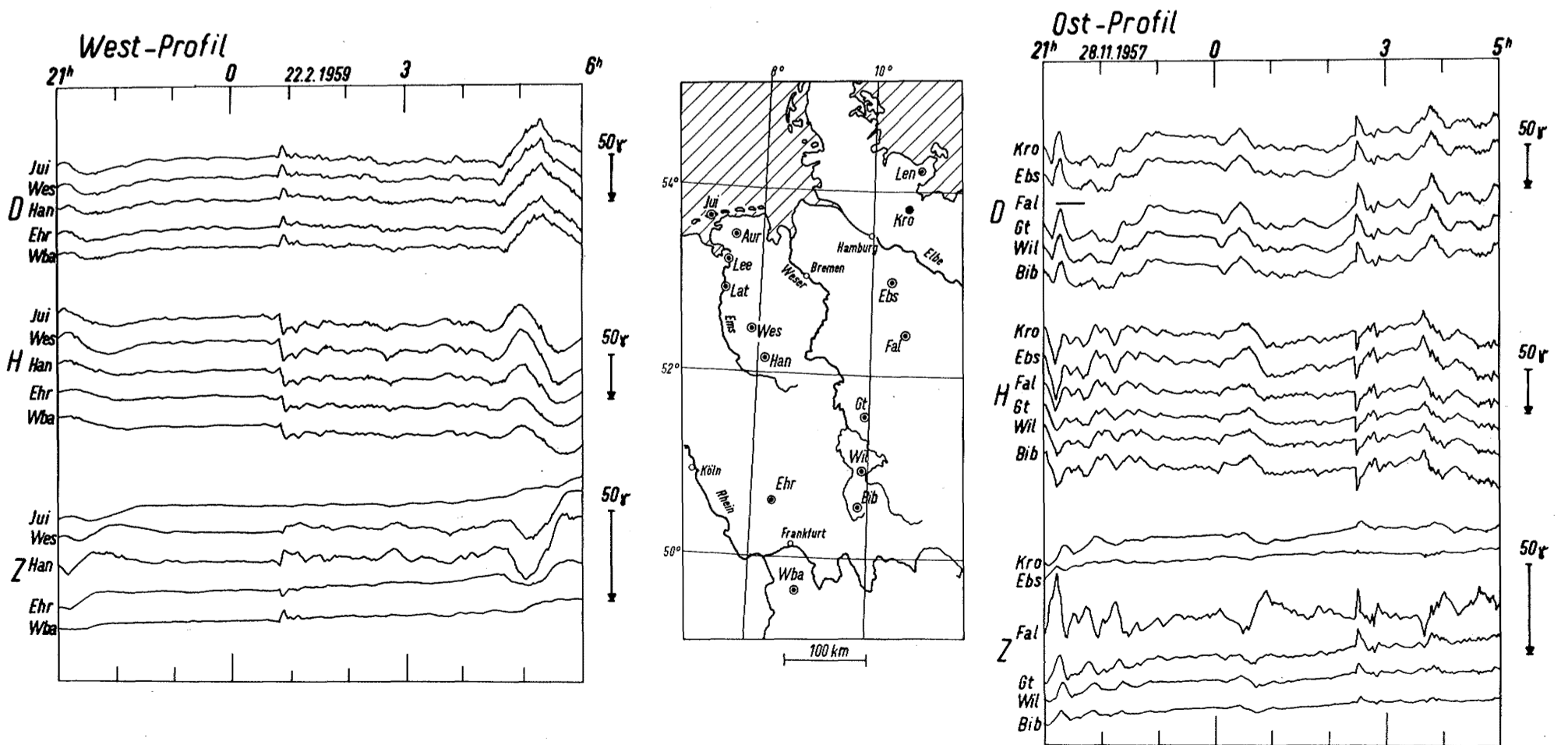


Abb. 10: Sturmeinsatz "ssc" um 0^{48} (Westprofil) und 2^{30} (Ostprofil) Magnetogramme Tafel IV; Unterschiede der H- und Z-Registrierungen dem anomalen inneren Anteil entsprechend, vgl. Abb. 9; zweimalige Vorzeichenumkehr des ssc in Z zwischen Han und Wba.

Baystörungen.

Es sei auf folgende Unstimmigkeit hingewiesen: Bei allen ssc's des Ostprofils ergab sich ein kleiner, stets negativer normaler Anteil in Z, im Westen dagegen war $Z_n = 0$. In den Magnetogrammen kommt dies darin zum Ausdruck, daß der ssc im Süden des Westprofils sein Vorzeichen umkehrt, während dies auf dem Ostprofil nicht oder nur sehr viel weniger ausgeprägt der Fall ist. Die Analyse ergab jedoch sowohl für Ehr (Westprofil) wie für Bib (Ostprofil) einen positiven anomalen inneren Anteil in Z. Er wird in Bib durch den genannten negativen normalen Anteil Z_n kompensiert.

Die südlichste Station des Westprofils, Wba, besitzt bereits wieder einen negativen anomalen inneren Anteil in Z; Wba liegt also bereits im Bereich einer neuen Leitfähigkeitsanomalie, die aber nur bei ssc's und Pulsationen (s. II, 9) einen anomalen inneren Anteil bewirkt. Diese südliche Leitfähigkeitsanomalie wird sich also in einer geringeren Tiefe als die norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie befinden.

Die Bearbeitung einer größeren Zahl von ssc's zeigt wiederum das konstante Verhältnis von anomalem inneren Anteil zu normalem Anteil (projiziert in die Meridianebene) an einem bestimmten Ort. Jedoch ist hier der Proportionalitätsfaktor kleiner als bei den Bays. In der Abb. 7 erscheinen die Vollkreise der ssc's deutlich von den Kreisen der Bays getrennt und nach oben verschoben.

Ebenfalls anders als bei Baystörungen unterscheiden sich hier Ost- und Westprofil. Der normierte anomale innere Anteil hat zwar im Osten und Westen die gleiche Richtungsverteilung, er ist aber im Westen etwas kleiner. Dies zeigen die Darstellungen des normierten anomalen inneren Anteils in den Abb. 18 und 19.

Da die Zahl der auf dem Westprofil beobachteten ssc's für eine Statistik nicht ausreichte, wurde eine Anzahl von Effekten hinzugezogen, die meist als "si"-sudden impulse - gemeldet worden sind. Sie haben etwa die gleiche Periode wie ssc's und treten ebenfalls weltweit auf. Tafel VI (Westprofil) gibt ein Beispiel.

7. Bemerkungen über den anomalen inneren Anteil bei magnetischen Stürmen.

Beim Zusammentreffen der Erde mit einer Partikelwolke von Sonnengas entsteht ein magnetischer Sturm. Er wird durch rasch wechselnde Stromwirbel in der Ionosphäre verursacht. Im Magnetogramm stellt er eine Überlagerung von Variationen der verschiedensten Amplituden und Perioden dar.

Eine genauere Bestimmung des anomalen inneren Anteils ist nicht möglich. Es fehlt ein ungestörtes Bezugsniveau, auch ist im Bereich der Leitfähigkeitsanomalie mit einem sehr inhomogenen äußeren Feld zu rechnen. Da aber trotzdem bereits die Magnetogramme allein qualitative Auskunft über den anomalen inneren Anteil geben, seien Ausschnitte aus zwei magnetischen Stürmen mittlerer Intensität abgebildet.

Wir entnehmen den Abb. 11 und 12 die folgenden, von Baystörungen und Sturmereignissen bereits bekannten Beobachtungen: Gleichbleibende D-Variationen längs der Profile, auffallende Unterschiede in H, aber vor allem in Z. Wenn auch nicht die gesamten Z-Variationen dem anomalen inneren Anteil zuzuschreiben sind, so zeigen doch Fallersleben und Hankenberge deutlich das Maximum des anomalen inneren Anteils in Z. Wie zu erwarten, sind in Ebs die Z-Variationen bis zu Perioden von etwa zwei Stunden ausgelöscht, während der langperiodische Gang erhalten bleibt.

Bemerkenswert ist der sehr ähnliche Verlauf von Z in Kronsforde und Bieberstein, Juist und Ehringhausen, an den südlichen Stationen allerdings um den Faktor zwei bis drei verkleinert. Wenn wir diesen Unterschied dem (inhomogenen) äußeren Anteil zurechnen und den Polarlichtzonenstrom als Linienstrom ansetzen, so ergibt sich für die Z-Spitze um 17^{30} (Ostprofil, Abb. 12) als Entfernung des Polarlichtzonenstroms 500 km (Südschweden).

8. Der anomale innere Anteil von solar flare effects (sfe).

Durch kurzzeitig erhöhte Wellenstrahlung bei Sonnenflecken-Eruptionen wird das Sq-Stromsystem vorübergehend verstärkt. Dies äußert sich in einer kleinen Ausbuchtung des Sq-Ganges für 10 bis 15 Minuten, dem solar flare effect (sfe). Deutliche sfe's sind selten. Eine einwandfreie Registrierung gelang auf dem Ostprofil nur in vier Fällen.

In ihrem anomalen inneren Anteil entsprechen sie Baystörungen (Abb. 18), ihrer Periode nach sind sie zwischen ssc's und Bays einzuordnen.

9. Der anomale innere Anteil von Pulsationen.

Als Pulsationen werden Schwingungen des erdmagnetischen Feldvektors mit Perioden zwischen 5 sec und 600 sec bezeichnet. Sie werden teils ionosphärischen, teils extraterrestrischen Stromsystemen zugeschrieben. Sie treten meist in Gruppen auf. Wegen ihrer geringen Amplitude und sehr kleinen Periode war ihre Registrierung und Auswertung mit den verwendeten Instrumenten nur unvollkommen möglich (Papiervorschub des Registrierfilms: 0.33 mm/min).

Es wurden zwei Arten von Pulsationen ausgewertet, jeweils mit Perioden von 1 - 2 Minuten: Riesenpulsationen,

wie sie gelegentlich in den Vormittagsstunden auftreten, und Pulsationen, mit denen gewisse Baystörungen (Abb. 6 und Tafel II) eingeleitet werden. Tafel VII gibt Beispiele dieser Pulsationsarten.

Ein Vergleich der gleichzeitig an verschiedenen Stationen aufgenommenen Pulsationen zeigt, daß auch hier vor allem in Z wesentliche Unterschiede zwischen den einzelnen Stationen bestehen (Tafel VII); diese Unterschiede sind bedingt durch ihren anomalen inneren Anteil. Im Norden (Lensahn, Kronsforde/Ostprofil; Juist/Westprofil) sind die Z-Pulsationen völlig ausgelöscht, in Fallersleben und Hankenberge sind sie besonders groß, weiter im Süden werden sie wieder kleiner. Bemerkenswert ist die Beobachtung, daß im Süden des Westprofils, in Waldmichelbach (Wba), die Z-Pulsationen wieder mit großer Amplitude auftreten. Waldmichelbach liegt also bereits im Bereich einer neuen Leitfähigkeitsanomalie.

Es war nicht möglich, den Registrierungen Störwerte zu exakt gleichen Zeitpunkten zu entnehmen; daher wurden jeweils nur die Maximalamplituden der Pulsationszüge der Analyse unterzogen, Phasendifferenzen konnten also nicht berücksichtigt werden. Der so gewonnene anomale innere Anteil ist dem der ssc's ähnlich (Abb. 13), jedoch auf F_n normiert kleiner als bei den ssc's (Abb. 18).

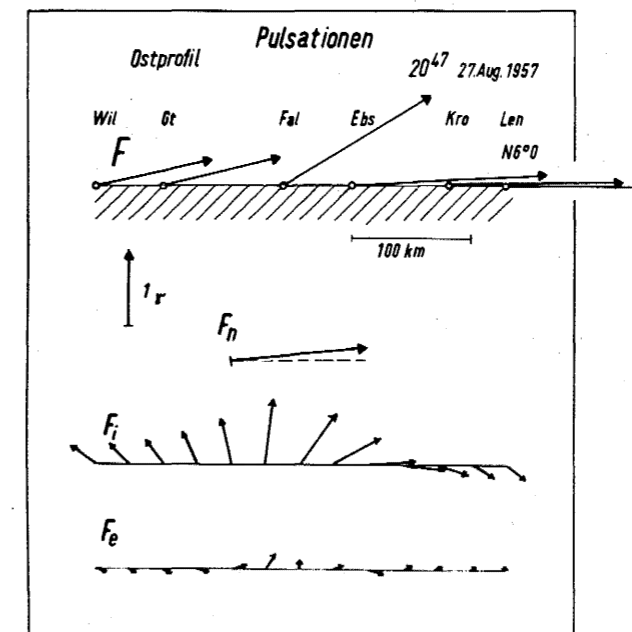


Abb. 13: Ostprofil: Analyse im H-Maximum einer Pulsationsgruppe; Magnetogramme Tafel VII; F: beobachteter Störvektor, F_n : sein normaler Anteil, F_i : anomaler innerer Anteil, F_e : inhomogener äußerer Anteil.

Eine entsprechende Untersuchung der Pulsationen mit speziellen Registriereinrichtungen ist wünschenswert, zumal wenn die Pulsationen mit Perioden unter einer Minute hinzugenommen werden.

10. Der anomale innere Anteil des Sq-Ganges.

Die Registrierung der erdmagnetischen Feldkomponenten weist einen sonnentäglichen Gang auf, der an magnetisch ruhigen Tagen in reiner Form in Erscheinung tritt: Sq (solar quiet)-Gang. Das Sq-Stromsystem, das symmetrisch zum Äquator ist, wird durch die Kopplung zweier Vorgänge bewirkt: Die ionisierende Wellenstrahlung der Sonne und die Bewegung der ionisierten Luftschichten im Permanentfeld der Erde. Der Mittelpunkt des Sq-Stromsystems liegt in 35° nördlicher bzw. südlicher Breite.

Die Bestimmung des Sq-Ganges setzt einen genau bekannten, möglichst kleinen Temperaturgang der Variometer voraus. Die eingesetzten nichttemperaturkompensierten Variometer waren daher für diesen Zweck ungeeignet. - Temperaturdifferenzen von $\pm 3^\circ\text{C}$ bewirkten bereits Auslenkungen in H und Z in der Größe des gesamten Sq-Ganges. -

Die Auswertung des Sq-Ganges wurde daher auf solche magnetisch ruhigen Tage beschränkt, bei denen die Temperaturdifferenzen von Mitternacht zu Mitternacht $\pm 0,3^\circ\text{C}$ nicht überschritten. Dies entspricht einer Temperaturkorrektur von ± 4 gamma. Die Stationen des Ostprofils waren zumeist in tiefen Kellern untergebracht, so daß sich insgesamt fünf zur Auswertung geeignete Tage fanden.

An den ausgewählten Tagen wurden die Störwerte gegenüber einer festen Basis alle zwei Stunden von Mitternacht zu Mitternacht den Magnetogrammen entnommen, die Temperaturkorrekturen angebracht und die Mitternachtsdifferenzen linear ausgeglichen. Diese Mitternachtsdifferenzen besaßen stets das dem abklingenden Ringstrom entsprechende Vorzeichen und waren bei allen Stationen etwa gleich.

Die Analyse längs des Profils wurde etwa im H-Maximum des Sq-Ganges um $10^h \text{ UT} \approx 10^{40}$ Ortszeit vorgenommen. Der so gewonnene anomale innere Anteil zeigt das bekannte Bild (Abb. 14), nur mit umgekehrten Vorzeichen entsprechend der umgekehrten Richtung des normalen Anteils (H_n ist negativ). Im Unterschied zu allen kurzperiodischen Variationen besitzt der normale Anteil eine Vertikalkomponente Z_n . Dies kommt schon in den Registrierungen dadurch zum Ausdruck, daß wir auch außerhalb der Leitfähigkeitsanomalie einen deutlichen

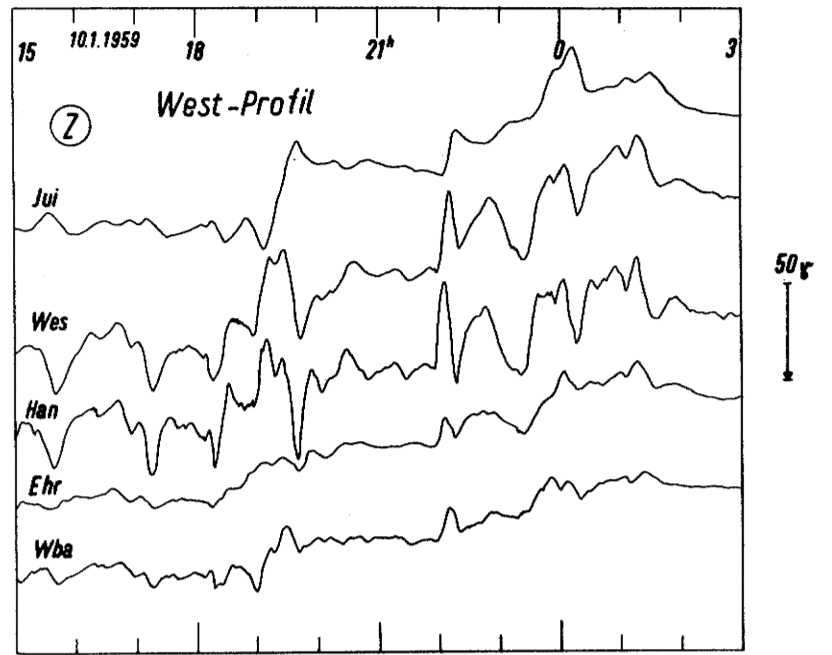
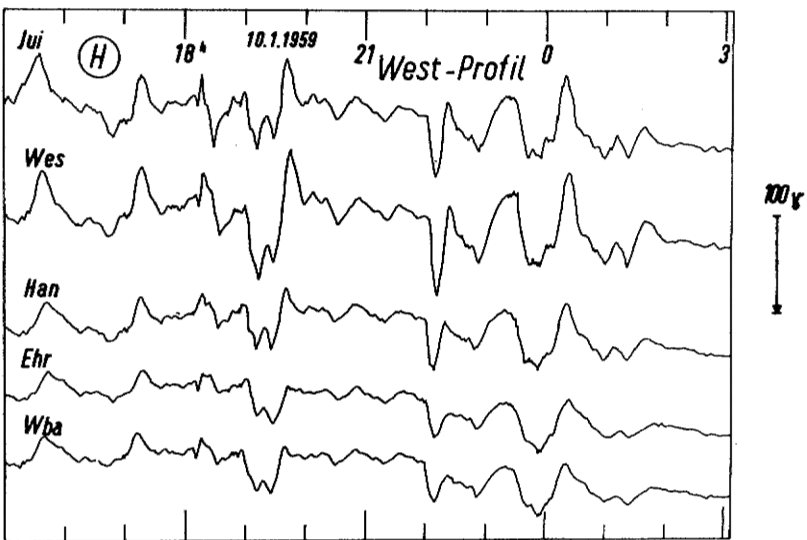
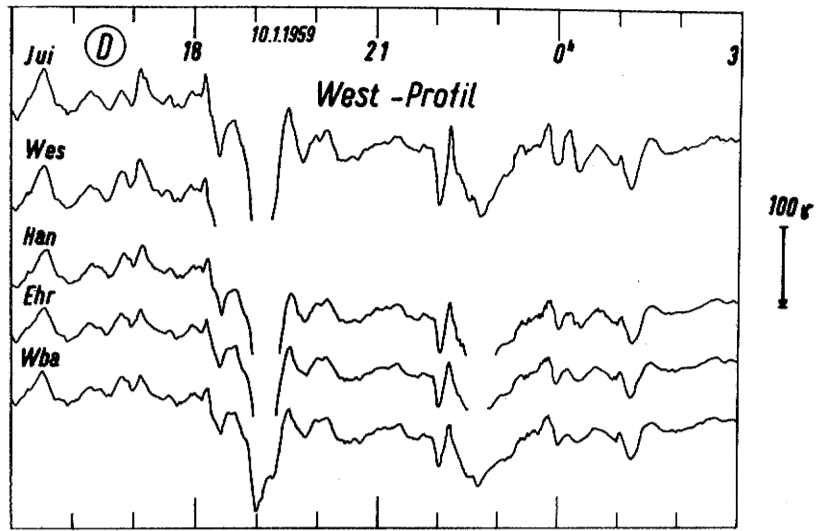


Abb. 11: Westprofil, Ausschnitt aus einem magnetischen Sturm; Magnetogramme Tafel V; Variationen in D nahezu gleich, Variationen in H mit Maximum in Wes, Variationen in Z mit Maximum in Han, kurzperiodische Variationen ($T = 100$ min) in Jui, Ehr und Wba fast vollständig ausgelöscht; man beachte den antiparallelen Verlauf von H und Z in Han.

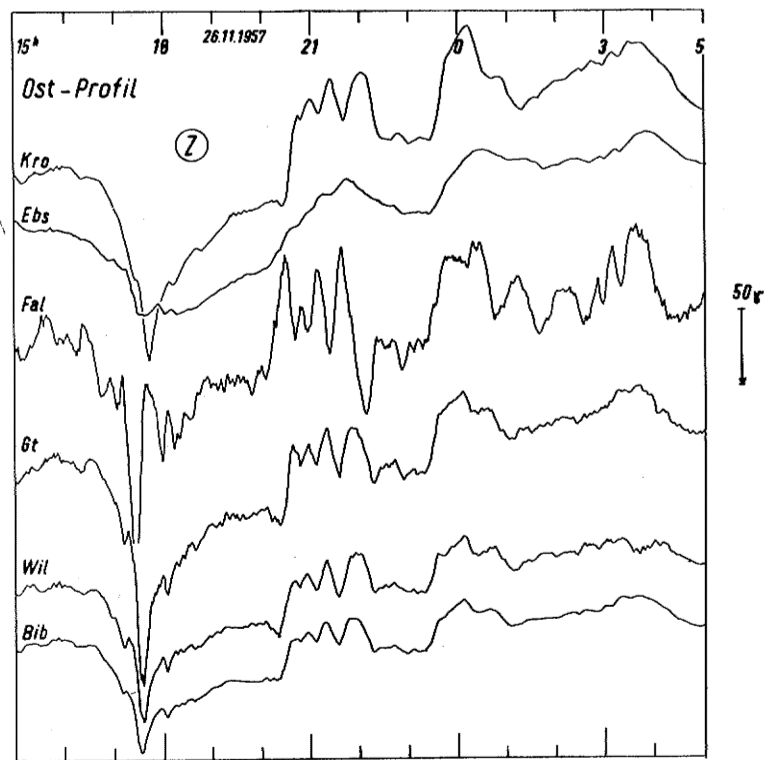
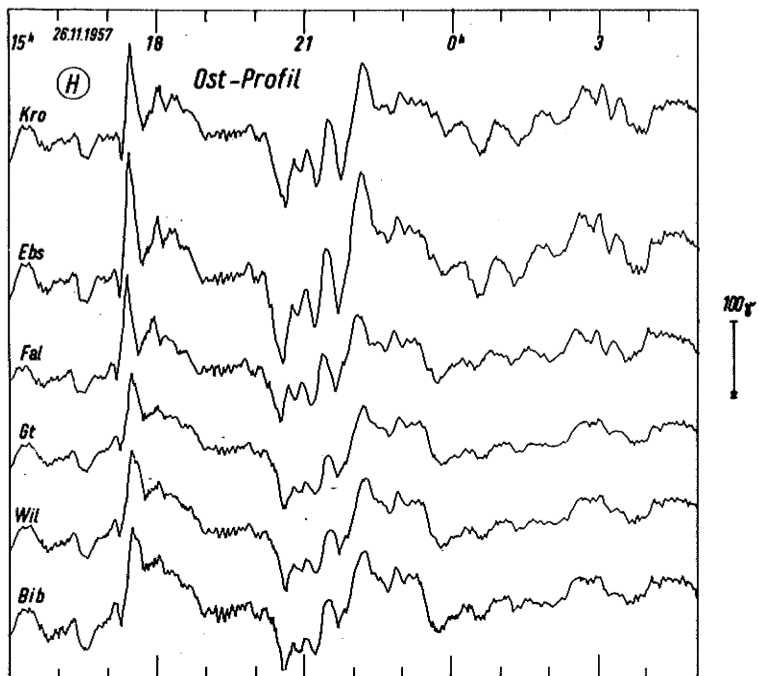
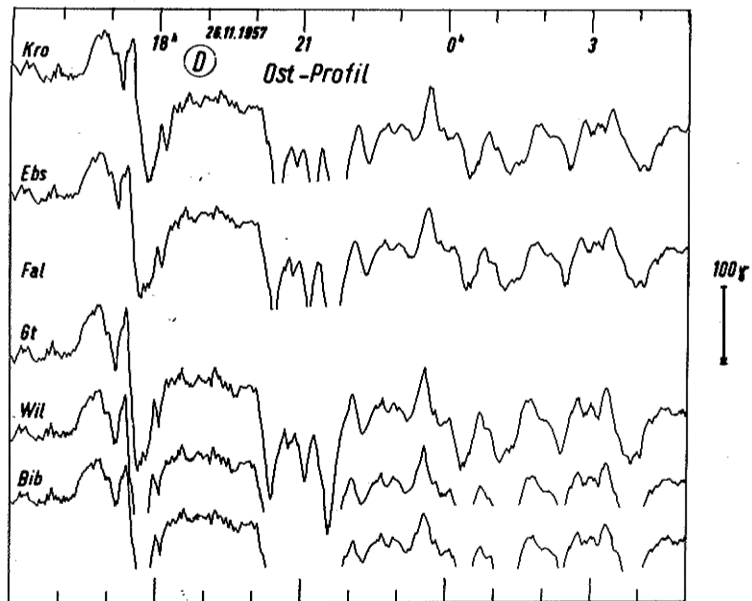


Abb. 12: Ostprofil, Ausschnitt aus einem magnetischen Sturm; Magnetogramme Tafel V; Variationen in D nahezu gleich; Variationen in H Maximum in Ebs; Variationen in Z Maximum in Fal; Z-Variationen $T \approx 100$ min in Ebs, Bib und Kro fast vollständig verschwunden, langperiodischer Gang an allen Stationen etwa gleich; Kro und Bib ähnliche Z-Variationen, in Bib 2-3 mal kleiner (größere Entfernung zum Polarlichtzonenstrom); antiparalleler Verlauf von H und Z in Fal.

Sq-Gang in Z haben.

Der normierte anomale innere Anteil ist kleiner als bei Baystörungen (Abb. 18).

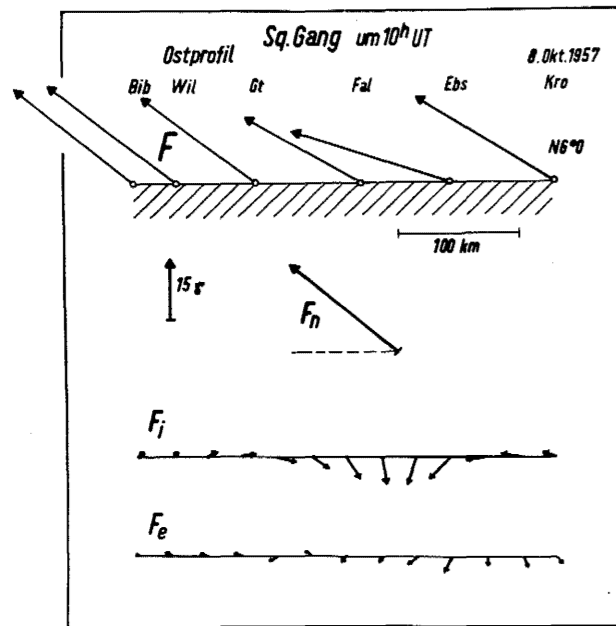


Abb. 14: Ostprofil: Analyse des Sq-Ganges etwa im zeitlichen H-Maximum; Bezeichnungen s. Abb. 13.

11. Die Phasenbeziehung zwischen dem normalen Anteil und dem anomalen inneren Anteil.

Im folgenden Kapitel III soll aus dem beobachteten anomalen inneren Anteil die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund berechnet werden. Zur Lösung dieser Aufgabe ist es von Nutzen, die Phasenbeziehung zwischen dem äußeren induzierenden Feld und dem in der Leitfähigkeitsanomalie induzierten Stromsystem zu kennen. Das induzierte Stromsystem bewirkt den anomalen inneren Anteil und das äußere Feld ist in dem normalen Anteil enthalten. Der inhomogene äußere Anteil soll vernachlässigt werden. Wir haben also die Phasenbeziehung zwischen dem normalen Anteil und dem anomalen inneren Anteil zu untersuchen, insbesondere in Abhängigkeit von der Periode des induzierenden Feldes.

Hierfür sind Variationen mit einem (zeitlich) sinusförmigen Verlauf besonders geeignet. Variationen dieser Art wurden daher einer zeitlich fortlaufenden Analyse unterworfen. Für die kurzen Perioden bis etwa 2 Minuten stehen hierfür die meist streng sinusförmig verlaufenden Pulsationen zur Verfügung (Abb. 15a), aber schon die langsamen Pulsationen (Abb. 15b, Tafel VI) sind in dieser sinusförmigen Ausbildung ein sehr seltenes und kostbares Ereignis. Die langperiodische Variation (Abb. 15d) ist keinem eigentlich schwingungs-

artigen Vorgang zuzuschreiben. Sie ist in der Abb. 17 räumlich dargestellt.

Ein Vergleich des normalen Anteils, (projiziert in die Profilebene, $F_n = H_n$) mit dem anomalen inneren Anteil in Z und H zeigt, daß bis zu einer Periode von 15 Minuten normaler und anomaler innerer Anteil in Phase laufen (Abb. 15 a-c). Bei einer Periode von 60 - 100 Minuten (Abb. 15 d-e) deutet sich ein kleiner Phasenwinkel an. Der anomale Anteil läuft dem normalen um etwa 10° - 20° voraus. Dabei wurde der Baystörung eine Periode zugeordnet, die der halben Basisöffnung entspricht. Die Analyse anderer Baystörungen ergab das gleiche Resultat. Weniger klar sind die Phasenbeziehungen beim Sq-Gang, dem eine Periode von 20 Std. zugeordnet wurde, doch scheint auch hier kein größerer Phasenunterschied zu bestehen (Abb. 15f).

12. Zusammenfassung der Beobachtungsergebnisse.

1) Der anomale innere Anteil H_i und Z_i ist dem normalen Anteil $F_n = \sqrt{H_n^2 + Z_n^2}$ proportional. Die Proportionalitätsfaktoren $h_i = H_i/F_n$ und $z_i = Z_i/F_n$ werden als normierte anomale innere Anteile bezeichnet. h_i und z_i sind an einem bestimmten Ort bei allen Variationen gleicher Periode gleich. Eine statistische Zusammenstellung des normierten anomalen inneren Anteils aller untersuchten Effekte geben die Abb. 18 und 19.

2) Die norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie besitzt keinen anomalen inneren Anteil in D. Ost- und Westprofil zeigen die gleiche Verteilung des anomalen inneren Anteils (Abb. 18 und 19). Die Linien gleichen anomalen inneren Anteils (normiert) verlaufen also etwa ost-westlich (Abb. 20 und 21). Zur Ergänzung sind gleichzeitig aufgenommene Magnetogramme von Stationen wiedergegeben, die etwa auf diesen Isanomalien liegen und daher gleiche Variationen zeigen sollten. Ein Vergleich der Magnetogramme (Abb. 23 und 24) bestätigt diese Erwartung.

3) Der normale Anteil in Z ist bei allen kurzperiodischen Variationen ($T \leq 2$ Std.) gleich null; $F_n = H_n$ (Abb. 18). Dies bedeutet, daß bei den kurzperiodischen Variationen der - sicher vorhandene - normale äußere Anteil Z_{en} durch einen gleich großen normalen inneren Anteil Z_{in} kompensiert wird: $Z_{en} = -Z_{in}$

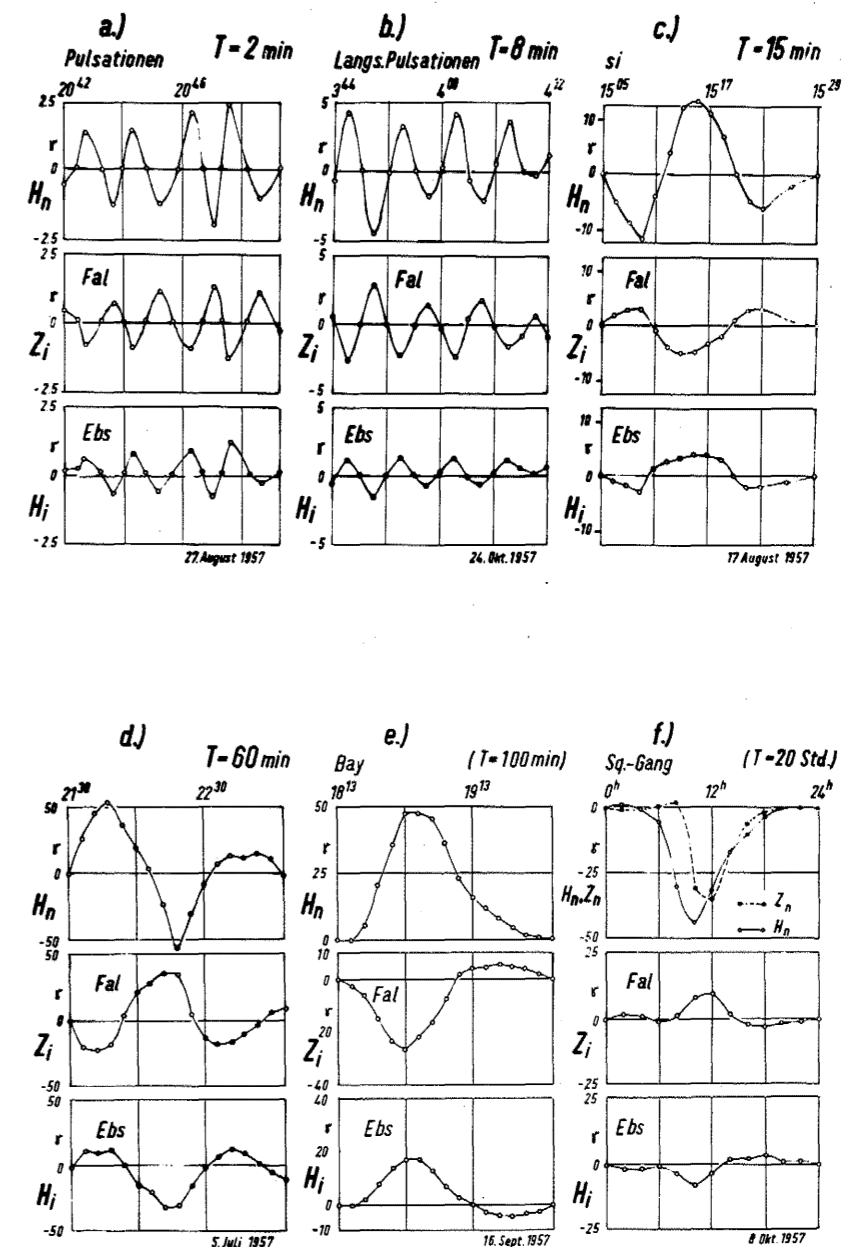


Abb. 15: Zeitlich fortlaufende Analyse ausgewählter Variationen zur Bestimmung der Phasenbeziehung zwischen dem normalen Anteil und dem anomalen inneren Anteil; dargestellt ist der zeitliche Verlauf des normalen Anteils H_n ($Z_n = 0$ mit Ausnahme des Sq-Ganges) darunter der zeitliche Verlauf des anomalen inneren Anteils in H (Ebs) und Z (Fal); Magnetogramme: a: Tafel VII, b: Tafel VI, d: Abb. 18 und 17, e: Abb. 5 und Tafel I.

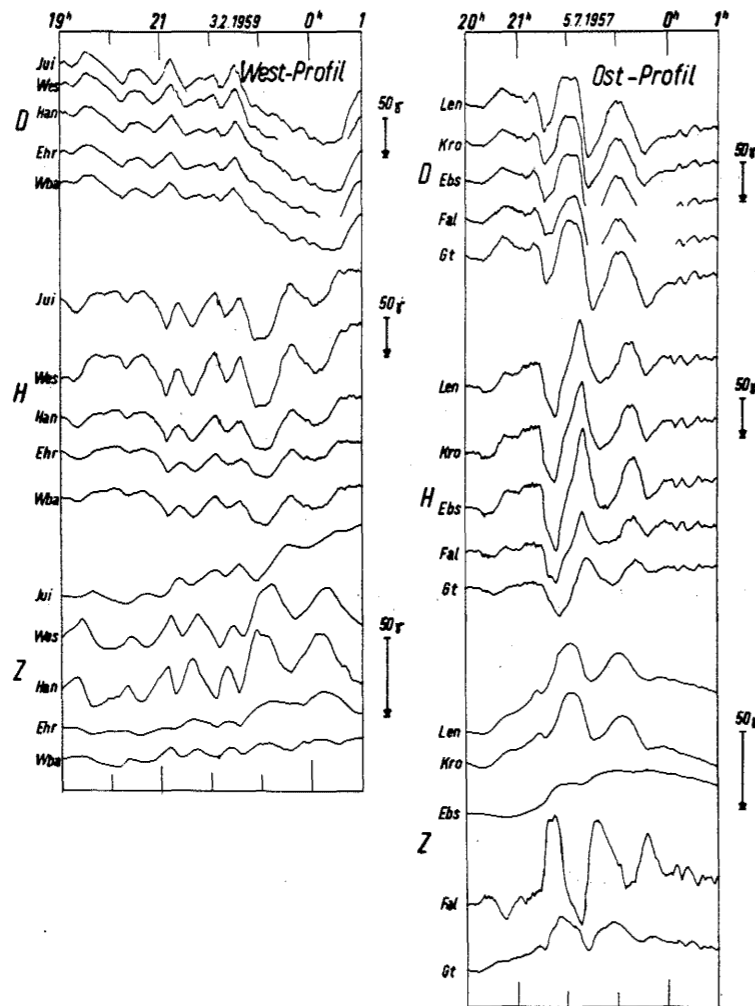


Abb. 16: Variationen mit etwa sinus-förmigem Verlauf; die Variationen des Ostprofils wurden in 6-Minutenabständen analysiert: Abb. 15d; man beachte den antiparallelen Verlauf von H und Z in Hankenberge und Fallersleben.

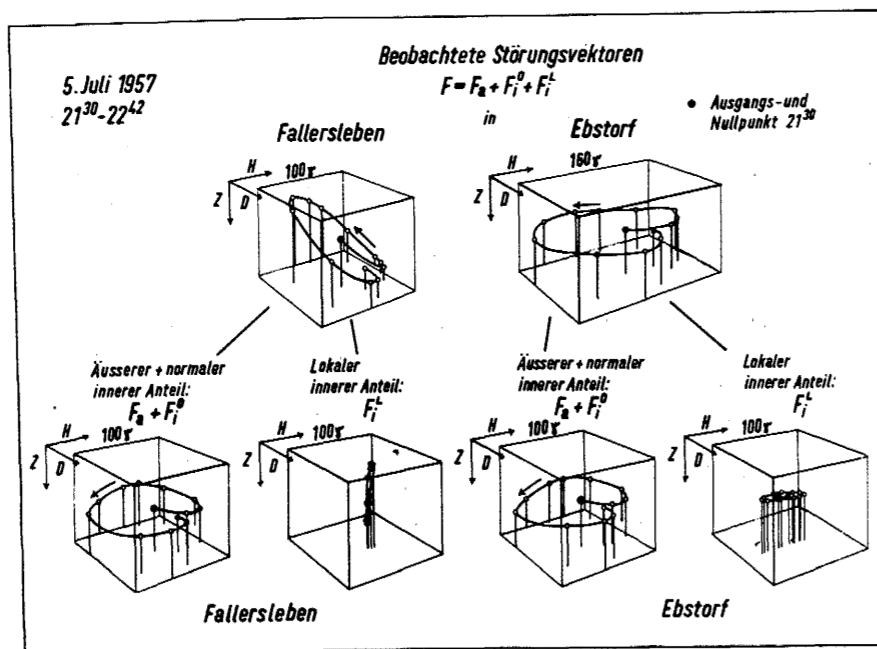


Abb. 17: Sinusförmige Variationen der Abb. 16 (rechts) in ihrem zeitlichen Verlauf räumlich dargestellt (Fal und Ebs), Störvektor des anomalen inneren Anteils bewegt sich in Fal auf vertikaler, in Ebs auf horizontaler Geraden, kein anomaler innerer Anteil in D.

4) Im zeitlichen Ablauf einer Variation laufen der normale (induzierende) und der anomale innere (induzierte) Anteil in Phase. Die unter 1) genannte Proportionalität gilt also für jeden Zeitpunkt im Verlauf einer Variation. Dies bedeutet: Der elektromagnetische Induktionsvorgang in der Leitfähigkeitsanomalie nähert sich bereits jenem Grenzfall, bei dem die Stromdichte des induzierten Stromsystems nicht mehr durch die elektrische Leitfähigkeit des Mediums, sondern nur noch durch die Größe der Selbstinduktion bestimmt wird. (Dieser Zustand entspricht den Verhältnissen supraleitender Materialien.)

Kurze Erläuterung:

In einem Leiterkreis sei R der Ohmsche Widerstand, L der Selbstinduktionskoeffizient des Kreises, W der magnetische Fluß im Leiterkreis. Dann gilt für die bei einer Flußänderung $\frac{dW}{dt}$ im Leiterkreis induzierte Stromstärke I:

$$I R - L \frac{dI}{dt} = \frac{dW}{dt}$$

Der magnetische Fluß ist proportional zu H_n , die Stromstärke I proportional zum anomalen inneren Anteil. Ist $I R \ll L \frac{dI}{dt}$, so folgt

$$L \cdot H_i \sim H_n$$

$$L \cdot Z_i \sim H_n$$

Punkt 1 - 4 zusammengefaßt ergeben für das Verhältnis von Z- zu H-Variationen bei Perioden $T \neq 2$ Std.

$$\frac{Z}{H} = \frac{Z_n + Z_e + Z_i}{H_n + H_e + H_i} = \frac{z_i}{1 + h_i} ; Z_e, H_e \ll H_n$$

Wenn wir also den inhomogenen äußeren Anteil H_e und Z_e vernachlässigen, so sollte man für jede Station ein konstantes Verhältnis Z/H erwarten. Der Endpunkt des Störvektors in der H-Z-Ebene bewegt sich bei allen kurzperiodischen Variationen auf Geraden, die um $\arctan \left(\frac{z_i}{1+h_i} \right)$ gegen die Horizontale geneigt sind. Die direkte Registrierung dieses Winkels kann mit einem Vektographen nach UNTIEDT [24] vorgenommen werden.

Das konstante Verhältnis Z/H tritt besonders deutlich in den Magnetogrammen folgender Stationen hervor:

- Ebstorf: $z_i = 0$; $Z/H = 0$ (Abb. 19). In Ebstorf sind die Z-Variationen bis zu einer Periode von $T \leq 2$ Std. völlig ausgelöscht. Dieses völlige Verschwinden der Z-Variationen ist nur zu verstehen, wenn induzierter anomaler innerer Anteil und induzierender normaler äußerer Anteil streng in Phase laufen.
- Fallersleben (\approx Hankenberge, Westprofil): Maximum von z_i (Abb. 19). Das Verhältnis Z/H erreicht in Fallersleben und Hankenberge ein Maximum, so daß in den Magnetogrammen dieser Stationen der antiparallele (z_i negativ) Verlauf der Z- und H-Variationen besonders klar in Erscheinung tritt. Tafel VIII zeigt einen Ausschnitt aus einer Pulsationsregistrierung (Mikroaufnahme), bei der dieser antiparallele Verlauf von Z und H sehr gut zu sehen ist.

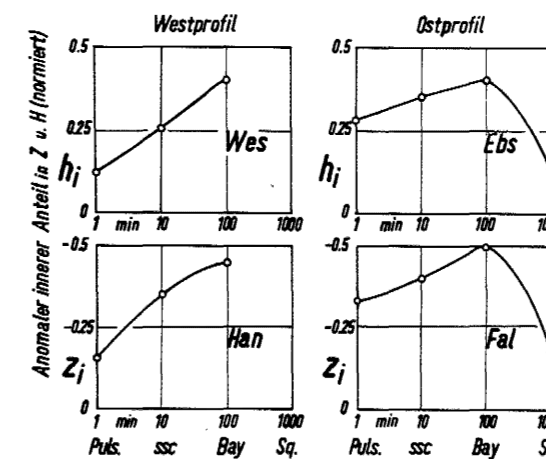


Abb. 22: Normierter anomaler innerer Anteil in H und Z als Funktion der Periode des normalen Anteils.

5) Der normierte anomale innere Anteil ist für eine Station nur noch von der Periode der Variation abhängig. Abb. 22 zeigt h_i und z_i als Funktion der Periode, und zwar für Ebstorf und Fallersleben im Osten, Westerholte und Hankenberge im Westen (Stationen mit besonders großem h_i und z_i): Der normierte anomale innere Anteil ist bei Baystörungen ($T = 100$ min) am größten und nimmt sowohl für kürzere als auch für längere Perioden ab. Dabei unterscheiden sich Ost- und Westprofil: Die Abnahme in Richtung kürzerer Perioden ist im Westen größer als im Osten; so haben die ssc's des Westprofils einen deutlich kleineren anomalen inneren Anteil als im Osten (vgl. Han und Fal, Baystörung und ssc, Abb. 23 und 24).

Da zu jeder Periode eine bestimmte Tiefenlage des normal-induzierten Stromsystems gehört, die mit zunehmender Periode ebenfalls zunimmt, folgt hieraus, daß die Leitfähigkeitsunterschiede in derjenigen Tiefe am größten sind, in der das induzierte Stromsystem bei Baystörungen fließt.

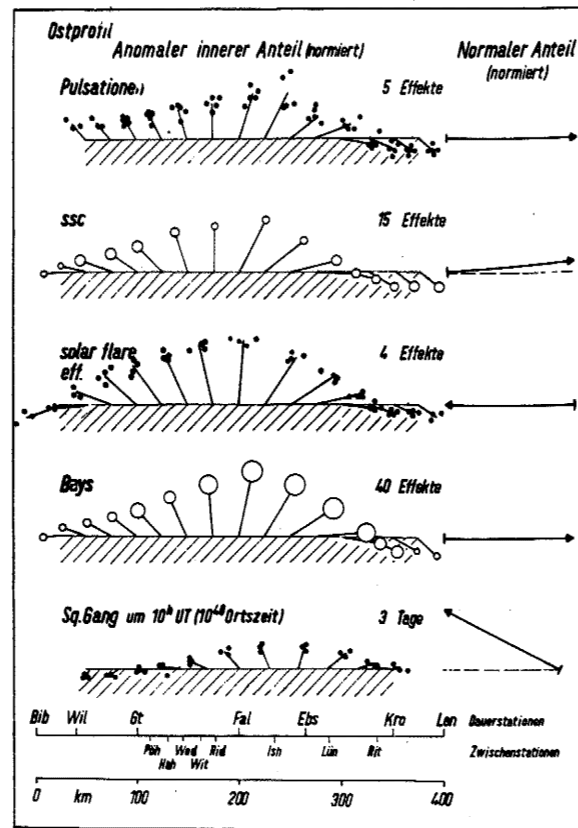
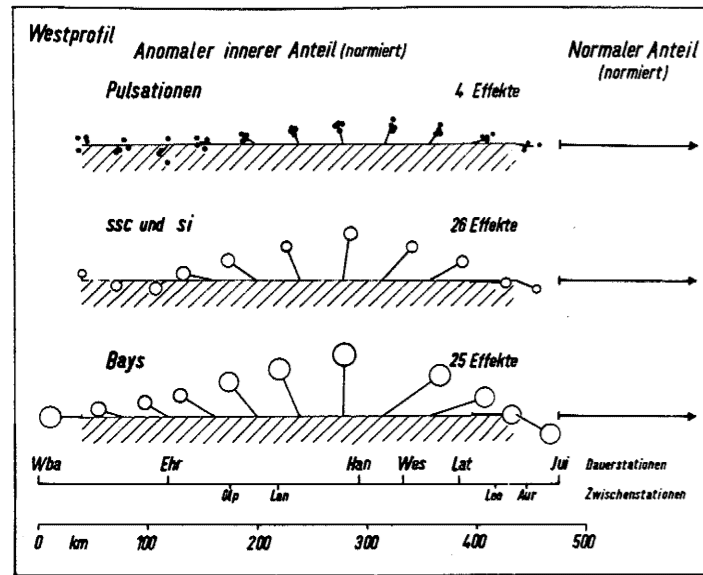


Abb.18: Normierter anomaler innerer Anteil, gemittelt über alle Effekte einer Variationsart; innerhalb der Kreise am Ende der Vektoren liegen die Enden von 50% der (normierten) Einzelvektoren.

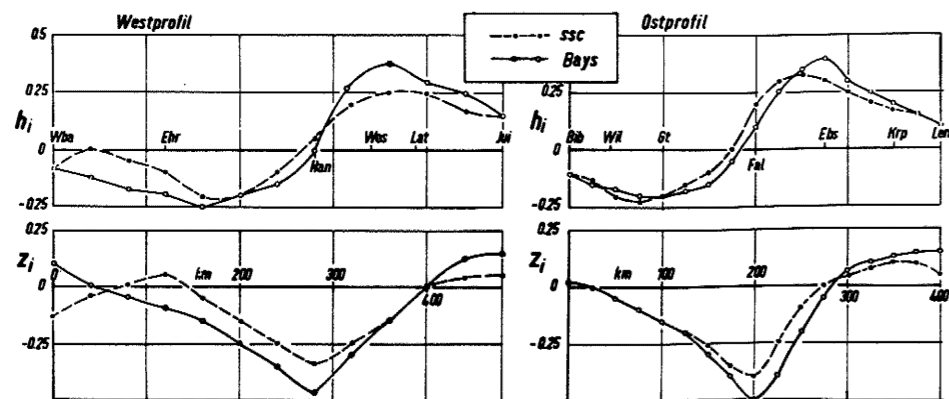


Abb.19: Normierter anomaler innerer Anteil, dargestellt in den Komponenten h_i und z_i .

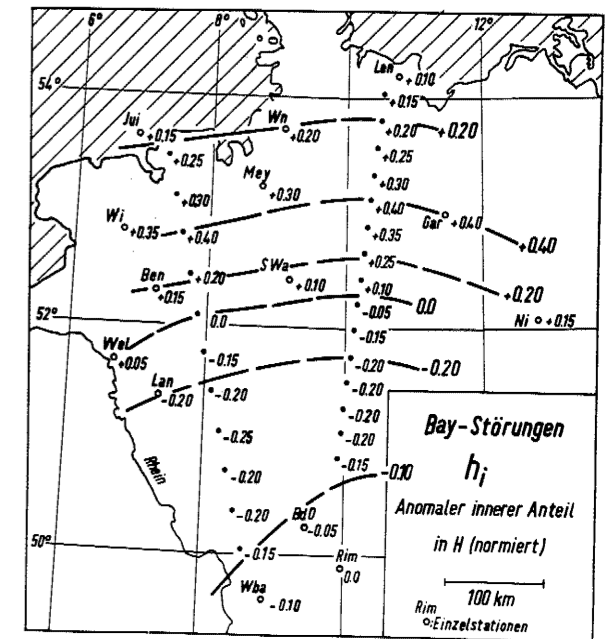
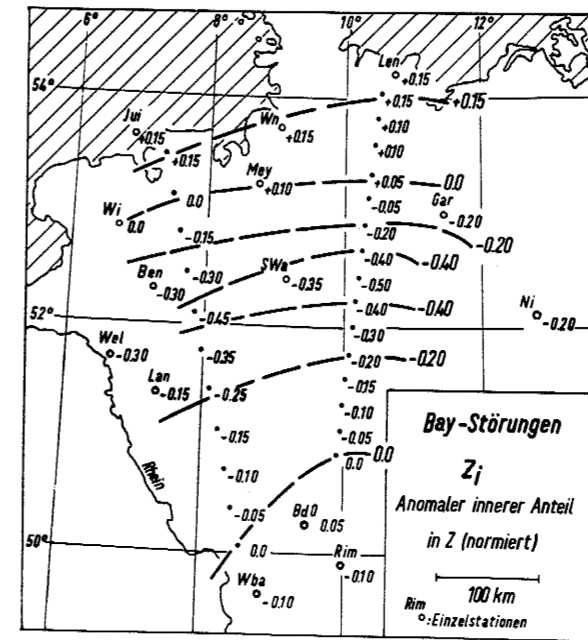


Abb.20: Baystörungen: Isanomalien des normierten anomalen inneren Anteils in Norddeutschland; angegeben sind die Werte des Ost- und Westprofils sowie die Werte der Einzelstationen.

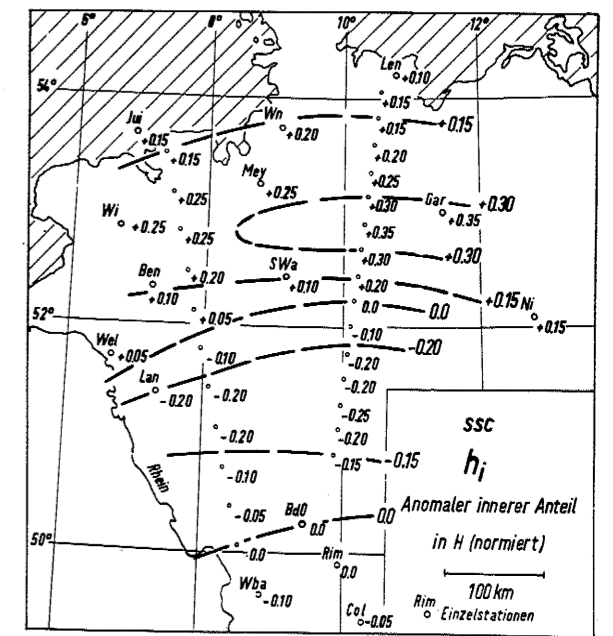
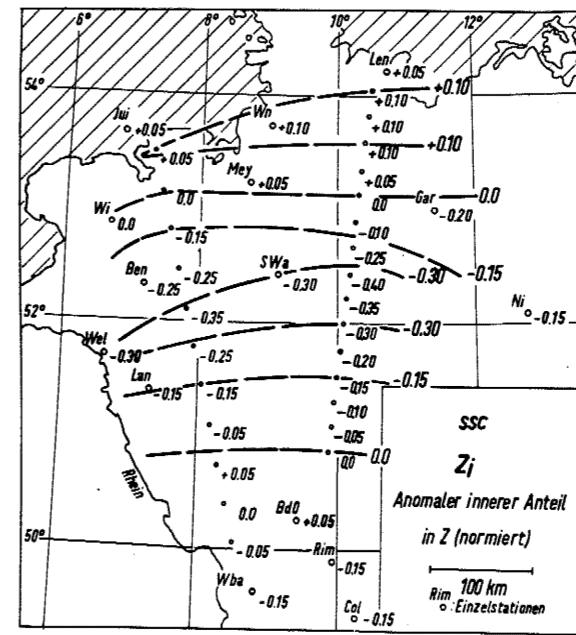


Abb.21: ssc: Isanomalien des normierten anomalen inneren Anteils in Norddeutschland; angegeben sind die Werte des Ost- und Westprofils sowie die Werte der Einzelstationen.

Modellrechnungen für die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund Norddeutschlands.

FLEISCHER [7] deutete den anomalen inneren Anteil der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie als das Feld eines Linienstromes, der in 70 - 100 km Tiefe unter Bremen in ost-westlicher Richtung fließt. In diesem Bereich erhöhter elektrischer Leitfähigkeit erwartet BARTELS [2] eine Leitfähigkeit von $\sigma = 10^{-11}$ cgs. Mit Hilfe des vervollständigten Beobachtungsmaterials werden weitere Modellrechnungen vorgenommen.

1. Vorbemerkung.

Bei der Auswertung gravimetrischer oder magnetischer Anomalien berechnet man Dichte (Magnetisierungs)-Verteilungen im Untergrund, die die beobachtete Anomalie hervorrufen können. Denn das Kraftfeld, welches jedes Volumelement bestimmter Dichte (Magnetisierung) an der Erdoberfläche erzeugt, kann nach einfachen Gesetzen berechnet werden, unabhängig davon, wie die Dichte (Magnetisierungs)-Verteilung in der Umgebung dieses Volumelementes beschaffen ist. Die Berechnung des Gesamtfeldes besteht also in einer einfachen Integration über alle Volumelemente.

Bei der Auswertung des anomalen inneren Anteils erdmagnetischer Variationen kann man ganz entsprechend vorgehen: Man sucht nach Stromdichteverteilungen ($\hat{=}$ Dichte oder Magnetisierung) im Untergrund, die gerade den beobachteten anomalen inneren Anteil liefern. Will man jedoch von der Stromdichte zu der gesuchten elektrischen Leitfähigkeit übergehen, so ist dies nur über die Gesetze der elektromagnetischen Induktion möglich. Denn die in einem Volumelement induzierte Stromdichte ist nicht nur von der elektrischen Leitfähigkeit dieses Volumelementes abhängig, sondern auch von der Stromdichteverteilung in seiner Umgebung. Auch tritt ein weiterer Parameter hinzu: die Periode des induzierenden Feldes. Wir werden später sehen, daß gerade durch ihn die Vielzahl äquivalenter Lösungen eingeschränkt werden kann.

In den Abschnitten 2 und 3 werden strenge, von den Maxwell'schen Gleichungen ausgehende Modellrechnungen vorgelegt. Ein eigenes Verfahren zur Bestimmung der Leitfähigkeitsverteilung wird in den Abschnitten 4-7 dargestellt. Die Ergebnisse, im Abschnitt 8 zusammengefaßt, werden abschließend mit den Erkenntnissen verglichen, die man auf anderen Wegen über den Aufbau des tieferen Untergrundes gewonnen hat.

2. Elektromagnetische Induktion in Kugel- und Zylindermodellen.

Die folgenden Berechnungen sind Arbeiten von WAIT [25], LIPPMANN [11] und KERTZ [10] entnommen. Es seien R und σ Radius und elektrische Leitfähigkeit einer Kugel. Ihre Permeabilität sei $\mu = 1$. Die Kugel befinde sich in einem homogenen magnetischen Wechselfeld $H_{en}(t) = H_0 \sin(\omega t)$ ($\omega = \frac{2\pi}{T}$, T : Periode des magn. Wechselfeldes). Durch das magnetische Wechselfeld wird in der Kugel ein Stromsystem induziert. Das magnetische Feld dieses Stromsystems ist im Außenraum ($\sigma = 0$) das Feld eines Dipols mit dem Moment $M(t) = M_0 \sin(\omega t - \delta)$ antiparallel zu H_{en} , im Kugellinneren ein Feld antiparallel zu H_{en} . Der Parameter $qR = R \cdot \sqrt{2\pi\omega\sigma}$ bestimmt die Größe von δ und M_0 . Für $qR \rightarrow 0$ geht der Phasenwinkel δ gegen 90° , für $qR \rightarrow \infty$ gegen 0° . Im ersten Grenzfall wird das induzierte Stromsystem nur von der Leitfähigkeit, im zweiten Grenzfall nur von der Selbstinduktion im Leiter bestimmt. Für $qR \rightarrow \infty$ strebt M_0 gegen einen festen Grenzwert, da die Selbstinduktion ein beliebiges Anwachsen des induzierten Stromsystems verhindert. Dieser Grenzwert von M_0 ergibt sich daraus, daß dann im Kugellinneren gerade das äußere Feld H_{en} durch das induzierte Gegenfeld kompensiert sein muß: $M_0 = \frac{1}{2} H_{en} R^3$. Für $qR = 15$ ist dieser Grenzfall nahezu erreicht ($M_0 = 0.9 \cdot \frac{1}{2} H_{en} R^3$; $\delta = 6^\circ$).

Zahlenbeispiel: $R = 100$ km, $\sigma = 10^{-11}$ cgs = 1 (Ohm m) $^{-1}$. Bei einer Periode von 45 min ist dann der Grenzfall $qR = 15$ erreicht. Das bedeutet: Von $T = 45$ min an unterscheidet sich diese Kugel trotz ihrer äußerst geringen Leitfähigkeit (Kupfer: $\sigma = 10^{-3}$ cgs) kaum noch von einer Kugel unendlicher Leitfähigkeit. Der bestimmende Einfluß der Selbstinduktion beruht auf der (absoluten) Größe der Kugel.

Wir betrachten die Stromdichteverteilung im Kugellinneren: Die induzierten Ströme fließen auf konzentrischen Kreisbahnen senkrecht zu H_{en} . Die Stromdichte $i(z)$ nimmt mit wachsendem Abstand z von der Kugeloberfläche ab (Skinneffekt).

Für die Stromdichteverteilung kann eine einfache Beziehung abgeleitet werden, wenn man sich auf den Fall $qR \geq 3$ beschränkt. Dann ist $\cos qR \approx \sin qR = \frac{1}{2} e^{qR}$ und aus den Formeln von LIPPMANN [11] folgt dann näherungsweise - ohne Berücksichtigung der Phase -

$$i(z) = i_0 e^{-qz}$$

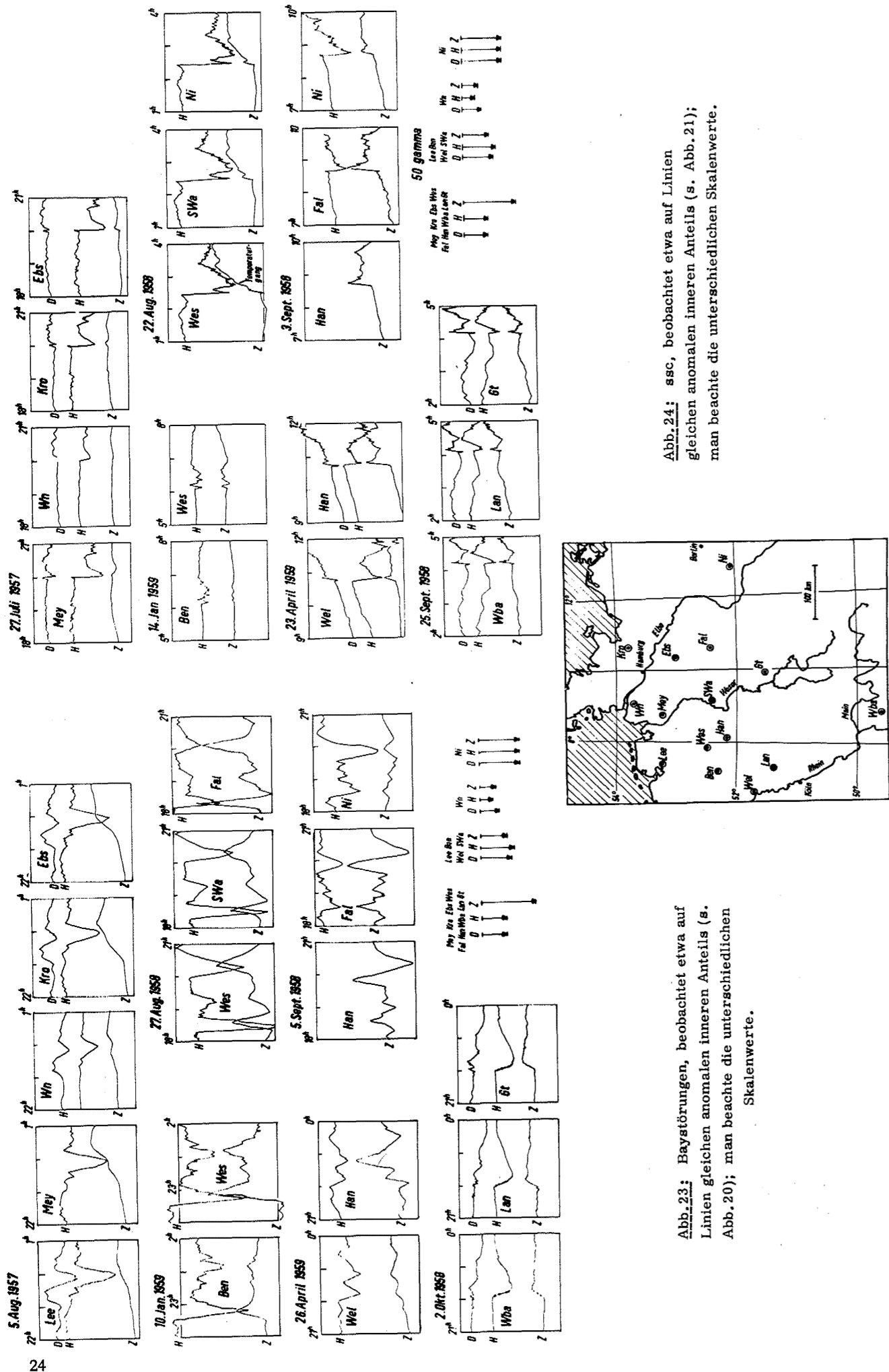


Abb. 24: ssc, beobachtet etwa auf Linien gleichen anomalen inneren Anteils (s. Abb. 21); man beachte die unterschiedlichen Skalenwerte.

Abb. 23: Baystörungen, beobachtet etwa auf Linien gleichen anomalen inneren Anteils (s. Abb. 20); man beachte die unterschiedlichen Skalenwerte.

Zerlegen wir das induzierte Stromsystem in seine 0° -Phase und 90° -Phase, so erhalten wir aus den entsprechenden Formeln von KERTZ [10]

$$0^\circ\text{-Phase: } i(z) = i_0 e^{-qz} \cos\left(\frac{\pi}{4} - qz\right)$$

$$90^\circ\text{-Phase: } i(z) = i_0 e^{-qz} \sin\left(\frac{\pi}{4} - qz\right)$$

Für $qR \geq 3$ ist also $i(z)$ näherungsweise nicht mehr von R abhängig und mit $R \rightarrow \infty$ gelten diese Beziehungen auch für den unendlichen Halbraum. Dabei muß man sich auf einen Ausschnitt beschränken, in dem das äußere Feld als homogen anzusehen ist (vgl. CAGNIARD [4]).

Die Stromdichte i_0 an der Kugeloberfläche soll folgendermaßen bestimmt werden: Das Feld einer Stromschicht $i(z) dz$ ist im Kugellinneren homogen und antiparallel zu H_{en} , es beträgt $-dH = \frac{8\pi}{3} i(z) dz$. Das Feld aller Stromschichten muß gerade H_{en} im Kugellinneren aufheben:

$$H_{en} = \frac{8\pi}{3} \int_0^\infty i_0 e^{-qz} \cos\left(\frac{\pi}{4} - qz\right) dz$$

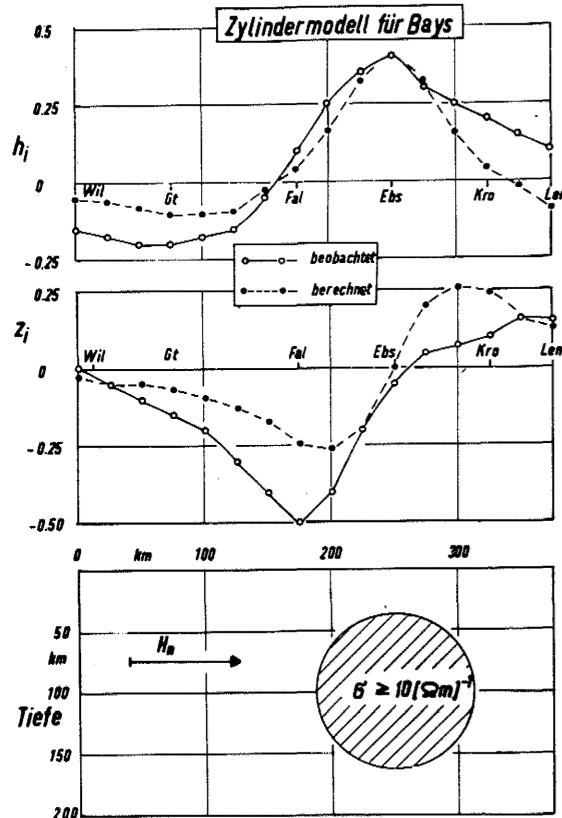
$$H_{en} = \frac{8\pi}{3} i_0 \frac{1}{q\sqrt{2}} \quad \text{oder} \quad i_0 = H_{en} q \frac{3\sqrt{2}}{8\pi}$$

Das Feld der 90° -Phase ist gerade null.

Ein Zylinder unendlicher Länge und mit dem Radius R befinde sich in einem homogenen magnetischen Wechselfeld H_{en} senkrecht zur Zylinderachse. Es gelten analoge Beziehungen: Das induzierte Feld des Außenraums ist das Feld eines zwei-dimensionalen Dipols, das Dipolmoment antiparallel zu H_{en} ($M_0 = H_{en} R^2$). Für $qR = 10$ ist der Phasenwinkel zwischen äußerem und induziertem Anteil $\delta = 5^\circ$ und $M_0 = 0.9 H_{en} R^2$.

3. Anwendung des Zylindermodells auf die norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie.

Die Linien gleichen anomalen inneren Anteils verlaufen etwa ost-westlich (Abb. 20 und 21). Als Modell wird daher ein unendlich langer Zylinder gewählt, Zylinderachse horizontal und ost-westlich. Die Zylinderachse liege unter dem Maximum in h_1 , also unter der Linie Ebstorf-Scheessel-Lathen-Witteveen. Es soll angenommen werden, daß sich die Leitfähigkeitsanomalie hoch über derjenigen Tiefe befinde, in welcher das normal-induzierte Stromsystem fließt. Induzierend wirkt also $H_n = H_{en} + H_{in}$ ($Z_n = 0$, siehe II, 12, Punkt 3).



Es seien R der Radius und r die Mittelpunktstiefe des Zylinders unter Ebstorf (Abb. 25). Dann ist H_i in Ebstorf:

$$H_i = \frac{M_0}{r^2}; \quad M_0: \text{Magnetisches Moment des Zylinders}$$

Setzen wir für M_0 den Grenzwert aus III, 2 ein und beachten, daß das induzierende Feld nicht H_{en} sondern $H_{en} + H_{in} = H_n$ ist, so erhalten wir

$$H_i = \frac{H_n R^2}{r^2} \quad \text{oder} \quad \frac{R}{r} = \sqrt{h_1}$$

Da der Phasenwinkel zwischen dem normalen Anteil und H_i für alle kurzperiodischen Variationen nahezu null ist, darf der obere Grenzwert von M_0 eingesetzt werden. Mit $h_1 = 0.4$ (Abb. 19) folgt $R/r = 0.63$.

Die Mittelpunktstiefe r des Zylinders ist gleich dem Abstand der $h_1(\max)$ -Isanomale von der $h_1 = 0$ -Isanomale; er beträgt 100 km bei Baystörungen (Abb. 20). Es sind

Abb. 25: Zylindermodell (ost-westlich) zur Erklärung des anomalen inneren Anteils; der Zylinder befindet sich hoch über derjenigen Tiefe, in der das normal-induzierte innere Stromsystem fließt.

also $R = 63$ km und $r = 100$ km, d.h. die Oberkante des Zylinders befindet sich 37 km tief unter Ebstorf (Abb. 25). Setzen wir $qR \geq 10$ (s. III, 2), so erhalten wir für die Periode einer Baystörung ($T = 100$ min) als Leitfähigkeit des Zylinders $\sigma \geq 4 \cdot 10^{-10}$ cgs = 40 (Ohm m) $^{-1}$. Ist die vermutete Phasendifferenz $\delta = 10^\circ - 20^\circ$ tatsächlich vorhanden (II, 11), so beträgt die Leitfähigkeit $= 1 \cdot 10^{-10}$ cgs.

Im Unterschied zur entsprechenden Auswertung gravimetrischer oder magnetischer Anomalien ist diese Modellrechnung eindeutig. In der Gravimetrie würde man etwa durch Erhöhung der Dichte des Zylinders den Zylinder-radius verkleinern können, während hier eine Erhöhung der Leitfähigkeit ohne Einfluß ist. Das induzierte Stromsystem wird ohnehin kaum noch von der Leitfähigkeit beeinflusst.

Das Modell ist in zwei Punkten unvollkommen:

- 1) Das beobachtete anomale innere Feld ist nicht das Feld eines 2-dimensionalen Dipols. Ein Dipolfeld wäre in h_1 spiegelsymmetrisch und in z_1 antisymmetrisch zu Ebstorf. So können weder die Größe des z_1 -Maximums in Fallersleben noch die Größe der negativen Werte von h_1 im Süden des Profils erklärt werden (Abb. 25).
- 2) Das Modell kann nicht das Verhalten des anomalen inneren Anteils bei verschiedenen Perioden des induzierenden normalen Anteils erklären, insbesondere nicht, warum der anomale Anteil bei kürzeren Perioden kleiner wird (Abb. 22); er sollte größer werden oder zumindest gleich bleiben. Offensichtlich trifft also die oben gemachte Voraussetzung, die Leitfähigkeitsanomalie befinde sich oberhalb derjenigen Tiefe, in der das normalinduzierte Stromsystem fließt, bei ssc's und Pulsationen nicht zu.

4. Grenzfälle, in denen es möglich ist, ohne Verwendung der Maxwell'schen Gleichungen Induktionsvorgänge zu berechnen.

1. Grenzfall: Die Stromdichte des induzierten Stromsystems wird nur durch den Ohmschen Widerstand des Leiters bestimmt. Dann genügt es, äquivalente Stromdichteverteilungen im Untergrund zu berechnen, denn zwischen Stromdichte und gesuchter elektrischer Leitfähigkeit besteht innerhalb der Leitfähigkeitsanomalie ein konstantes Verhältnis. Dieser Grenzfall ist daran zu erkennen, daß anomaler innerer Anteil und normaler Anteil um 90° phasenverschoben sind. Diese Voraussetzung ist aber bei dem beobachteten anomalen inneren Anteil nicht erfüllt, vielmehr laufen anomaler und normaler Anteil in Phase (II, 12, Punkt 4). Das erfüllt die Bedingungen für den
2. Grenzfall: Die Stromdichte in der Leitfähigkeitsanomalie wird nur durch die Selbstinduktion bestimmt. Da also die Leitfähigkeit der Anomalie beliebig groß gesetzt werden darf, sei folgendes Modell eingeführt: Gegeben sei eine (geschlossene) Trennfläche S , außerhalb sei die Leitfähigkeit null, innerhalb unendlich groß. Wir können S etwa die Form eines Zylindermantels geben entsprechend der Modellrechnung des Abschnitts 3. Da jedoch gezeigt wurde (II, 12 Punkt 5), daß die Leitfähigkeitsanomalie in der Tiefe des normal-induzierten inneren Stromsystems liegt, sei die Leitfähigkeitsverteilung durch folgendes Modell ersetzt: Die Fläche S trenne im Erdinneren einen oberen Halbraum der Leitfähigkeit null von einem unteren Halbraum der Leitfähigkeit unendlich. Im oberen und unteren Halbraum herrsche ein zeitlich variables äußeres Feld $H_{en}(t)$, parallel zur Erdoberfläche. H_{en} sei der Ausschnitt aus der Wirkung eines sehr viel größeren äußeren Stromsystems und innerhalb der Leitfähigkeitsanomalie homogen. Das zeitlich variable äußere Feld induziert im unteren Halbraum ein Stromsystem, welches in der Trennfläche S als Flächenstrom fließt (Skinneffekt im Grenzfall). Das Feld dieses induzierten Stromsystems, also der innere Anteil zu H_{en} ist so beschaffen, daß es zu jedem Zeitpunkt im gesamten unteren Halbraum gerade das äußere induzierende Feld aufhebt. Äußerer und innerer Anteil müssen also in Phase laufen.

Ist S eine Ebene parallel zur Erdoberfläche, so ist der innere Anteil gerade $H_{in} = -H_{en}$ im unteren und $H_{in} = H_{en}$ im oberen Halbraum. H_{in} wurde als normaler innerer Anteil bezeichnet (II, 4).

Ist S eine beliebig gestaltete Fläche, so tritt neben den normalen inneren Anteil im oberen Halbraum ein anomaler innerer Anteil. Im unteren Halbraum dagegen darf kein anomaler Anteil erscheinen, wofür eine geeignete Stromverteilung in S sorgen muß.

In dem folgenden Abschnitt wird ein Verfahren abgeleitet, den anomalen inneren Anteil des oberen Halbraums für eine beliebig vorgegebene 2-dimensionale Form von S zu berechnen.

5. Der anomale innere Anteil von Modellen, bei denen die Leitfähigkeit an einer beliebigen 2-dimensionalen Fläche von null auf unendlich springt.

Die x -Achse weise nach Norden, die z -Achse positiv nach unten. Die Spur der 2-dimensionalen Trennfläche S in der (x, z) -Ebene sei s (Abb. 26). Die Koordinaten eines Linienelementes ds seien x und $z = f(x)$; die Koordinaten eines Aufpunktes x_0 und z_0 . Oberhalb von s sei $\sigma = 0$, unterhalb $\sigma = \infty$. Gegeben sei ferner ein äußeres homogenes Feld $H_{en}(t)$, das im unteren Halbraum induzierend wirkt. Dabei wird in s diejenige Stromdichteverteilung induziert, deren Feld im unteren Halbraum zu jedem Zeitpunkt H_{en} gerade kompensiert.

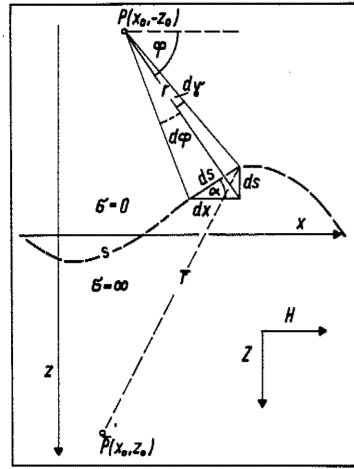


Abb. 26

Zur Lösung dieser Aufgabe belegen wir zunächst versuchsweise s mit einer (Flächen) Stromdichte

$$j(x) = j_0 \cos \alpha ; \quad j_0 = \text{const.}, \quad \text{tg } \alpha = f'(x) \quad (1)$$

Der Strom soll senkrecht zur (x, z) -Ebene nach hinten fließen.

An dem Aufpunkt $P(x_0, -z_0)$ bewirkt ein Linienelement $ds(x, z)$ das Feld (Abb. 26):

$$dH = \frac{2j(x)}{r} \sin \varphi \, ds = 2j_0 \, d\varphi$$

PETERS [16] setzt nun

$$d\varphi = (d\varphi + d\gamma) - d\gamma$$

und aus

$$d\gamma = 2j_0 \cos \varphi \frac{dz}{r} = 2j_0 \frac{x-x_0}{r^2} f'(x) \, dx$$

folgt

$$dH = 2j_0 (d\varphi + d\gamma) - 2j_0 \frac{x-x_0}{r^2} f'(x) \, dx$$

Über s von $x = +\infty$ bis $x = -\infty$ integriert ergibt sich

$$H = 2\pi j_0 - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} f'(x) \, dx = H_{\text{in}} + M \quad (2)$$

Für Z erhalten wir

$$dZ = \frac{-2j(x)}{r} \cos \varphi \, ds = -2j_0 \frac{x-x_0}{r^2} \, dx$$

und

$$Z = -2j_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} \, dx = N ; \quad r^2 = (x-x_0)^2 + (z+z_0)^2 \quad (3)$$

An dem gespiegelten Aufpunkt im unteren Halbraum $\bar{P}(x_0, z_0)$ bewirkt das gleiche Linienelement (Abb. 26):

$$\bar{H} = -2\pi j_0 - 2j_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} f'(x) \, dx = -H_{\text{in}} + \bar{M} \quad (2a)$$

$$\bar{Z} = -2j_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} \, dx = \bar{N} ; \quad \bar{r}^2 = (x-x_0)^2 + (z-z_0)^2 \quad (3a)$$

$H_{\text{in}} = 2\pi j_0$ ist der normale innere Anteil, er würde H_{en} im unteren Halbraum gerade aufheben, wenn S eine Ebene parallel zur Erdoberfläche wäre. M und N sind die anomalen Anteile in H und Z .

Zur weiteren Berechnung habe s einen einfachen sinusförmigen Verlauf:

$$z(x) = h_0 \sin wx ; \quad w = 2\pi/L, \quad L: \text{"Wellenlänge"}, \quad h_0: \text{"Amplitude"}$$

Für M erhalten wir dann mit Gl. (1)

$$M = -2j_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} w h_0 \cos wx \, dx \quad (4)$$

und mit $x-x_0 = u$

$$M = 2j_0 w h_0 \left[\sin wx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u}{r^2} \sin wu \, du - \cos wx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u}{r^2} \cos wu \, du \right]$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$w h_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u}{r^2} \sin wu \, du = B \quad \text{und} \quad w h_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u}{r^2} \cos wu \, du = A \quad (4a)$$

so erhalten wir

$$M = 2j_0 (B \sin wx_0 - A \cos wx_0) \quad (5)$$

Indem wir r durch \bar{r} ersetzen, folgt für den Aufpunkt im unteren Halbraum entsprechend

$$\bar{M} = 2j_0 (\bar{B} \sin wx_0 - \bar{A} \cos wx_0) \quad (5a)$$

Wegen der periodischen Form von S muß die Feldverteilung durch einen allgemeinen periodischen Ansatz beschrieben werden können:

$$M = 2j_0 \sum_1^{\infty} (b_n \sin nwx_0 - a_n \cos nwx_0) \quad (6)$$

$$\bar{M} = 2j_0 \sum_1^{\infty} (\bar{b}_n \sin nwx_0 + \bar{a}_n \cos nwx_0) \quad (6a)$$

(Das Vorzeichen der Koeffizienten a_n und b_n ist so gewählt worden, daß für die vorgegebene Form von S die Koeffizienten positiv sind. Wegen einer späteren Erweiterung soll die allgemeine Form stehen bleiben, obwohl die spezielle Form von S Vereinfachungen erlaubt.)

Die Vertikalkomponenten N und \bar{N} können aus den Horizontalkomponenten M und \bar{M} berechnet werden (s. Anhang):

$$N = -2j_0 \sum_1^{\infty} (b_n \cos nwx_0 + a_n \sin nwx_0) \quad (7)$$

$$\bar{N} = 2j_0 \sum_1^{\infty} (\bar{b}_n \cos nwx_0 - \bar{a}_n \sin nwx_0) \quad (7a)$$

Aus den Gleichungen (5) und (6) folgt

$$\begin{aligned} A &= a_1 + \sum_1^{\infty} (a_{n+1} \cos nwx_0 - b_{n+1} \sin nwx_0) \\ B &= b_1 + \sum_1^{\infty} (b_{n+1} \cos nwx_0 + a_{n+1} \sin nwx_0) \\ \bar{A} &= -\bar{a}_1 - \sum_1^{\infty} (\bar{a}_{n+1} \cos nwx_0 + \bar{b}_{n+1} \sin nwx_0) \\ \bar{B} &= \bar{b}_1 + \sum_1^{\infty} (\bar{b}_{n+1} \cos nwx_0 - \bar{a}_{n+1} \sin nwx_0) \end{aligned} \quad (8)$$

Gesucht ist nunmehr eine zusätzliche Stromdichteverteilung $J(x)$ in s , die im unteren Halbraum gerade das Feld $\bar{U} = -\bar{M}$ und $\bar{V} = -\bar{N}$ liefert. Dabei sollen U und V die Horizontal- und Vertikalkomponente der zusätzlichen Stromdichte $J(x)$ sein.

Als zusätzliche Stromdichte setzen wir versuchsweise

$$J(x) = j_0 \cos \alpha (w h_0 \sin wx) \quad (9)$$

Mit Gl. (3a) erhalten wir für \bar{V} im unteren Halbraum

$$\bar{V} = -2j_0 w h_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} \sin wx \, dx,$$

und mit $x-x_0 = u$ und den Abkürzungen von Gl. (4a) folgt

$$\bar{V} = -2j_0 (\bar{A} \sin wx_0 + \bar{B} \cos wx_0)$$

Setzen wir für \bar{A} und \bar{B} die Werte aus Gl. (8) ein, so ergibt sich

$$\bar{V} = -2j_0 \sum_1^{\infty} (\bar{b}_n \cos nwx_0 - \bar{a}_n \sin nwx_0)$$

und aus Gl. (7a)

$$\bar{V} = -\bar{N} \quad (10a)$$

Aus \bar{V} kann wiederum \bar{U} berechnet werden (Anhang):

$$\bar{U} = -2j_0 \sum_1^{\infty} (\bar{b}_n \sin nwx_0 + \bar{a}_n \cos nwx_0) \quad (11a)$$

und aus Gl. (6a) und (11a) folgt

$$\bar{U} = -\bar{M} \quad (12a)$$

Damit ist gezeigt, daß die zusätzliche Stromdichte die gewünschten Eigenschaften besitzt.

$$\text{Aus (1) und (9) folgt: } j(x) + J(x) = j_0 \cos \alpha (1 + w h_0 \sin wx) \quad (13)$$

Dies ist also diejenige Stromdichteverteilung in s , die mit $j_0 = H_{en}/2$ das induzierende äußere Feld H_{en} im unteren Halbraum aufhebt.

Nunmehr ist noch das Feld der zusätzlichen Stromdichteverteilung im oberen Halbraum zu berechnen. Entsprechend \bar{V} erhalten wir

$$V = -2j_0 (A \sin wx_0 + B \cos wx_0).$$

Die Werte von A und B aus Gl. (8) eingesetzt ergeben

$$V = -2j_0 \sum_1^{\infty} (b_n \cos wx_0 + a_n \sin wx_0) \quad (10)$$

und mit Gl. (7)

$$V = -N$$

Ebenso folgt, wenn wir U aus V berechnen

$$U = 2j_0 \sum_1^{\infty} (b_n \sin nwx_0 - a_n \cos nwx_0) \quad (11)$$

und mit Gl. (6)

$$U = M \quad (12)$$

Die zusätzliche Stromdichte $J(x)$ verdoppelt also im oberen Halbraum die anomalen Anteile M und N der einfachen Stromdichteverteilung $j(x) = j_0 \cos \alpha$ (Gl. 1). Der gesamte anomale innere Anteil ist das Feld der Stromdichteverteilung $j(x) + J(x)$, und es beträgt im oberen Halbraum

$$\begin{aligned} H_i &= M + U = 2M \\ Z_i &= N + V = 2N \end{aligned} \quad (14)$$

Der anomale innere Anteil kann also ohne Verwendung der komplizierteren zusätzlichen Stromdichte $J(x)$ berechnet werden.

Setzen wir $H_n = 2 H_{en} = 4 \pi j_0$, so erhalten wir aus den Gleichungen (4), (3) und (14) den normierten anomalen inneren Anteil:

$$h_i = \frac{H_i}{H_n} = \frac{2M}{4\pi j_0} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} w h_0 \cos wx \, dx \quad (15)$$

$$z_i = \frac{Z_i}{H_n} = \frac{2N}{4\pi j_0} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} \, dx \quad (15)$$

S habe nunmehr einen beliebigen periodischen Verlauf

$$z(x) = \sum_1^N (h_n \sin nwx + g_n \cos nwx)$$

Das Ausgangsintegral Gl. (4) verwandelt sich in eine Summe von Einzelintegralen der Form

$$M_n = -2j_0 \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} nwh_n \cos nwx \, dx - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} nwg_n \sin nwx \, dx \right]$$

Da in der obigen Rechnung nur von der Periodizität des Feldes, nicht aber von der speziellen Form von s Gebrauch gemacht wurde, kann jedes Einzelintegral der Gl. (5a) in der obigen Weise behandelt werden. Führen wir als zusätzliche Stromdichte

$$J(x) = \sum_1^N J_n(x) = j_0 \cos \alpha \sum_1^N (nwh_n \sin nwx + nwg_n \cos nwx) \quad (9a)$$

ein, so ist diese gerade so beschaffen, daß ihr Feld den anomalen Anteil \bar{M} und \bar{N} des unteren Halbraums aufhebt und den anomalen Anteil M und N des oberen Halbraums verdoppelt.

Durch Übergang zu einem Fourierintegral erhalten wir bei einem beliebigen Verlauf von s

$$z = f(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dw \int_{-\infty}^{+\infty} f(\beta) \cos w(\beta-x) \, d\beta$$

eine induzierte Stromdichte in S von

$$j(x) + J(x) = j_0 \cos \alpha \left(1 + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} w dw \int_{-\infty}^{+\infty} f(\beta) \cos w(\beta-x) \, d\beta \right), \quad \text{tg } \alpha = f'(x)$$

Ihr Feld im oberen Halbraum, der gesuchte anomale innere Anteil (normiert), ist dann entsprechend Gl. (15)

$$\begin{aligned} h_i &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} f'(x) \, dx \\ z_i &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} \, dx \end{aligned} \quad (15a)$$

$$r^2 = (x-x_0)^2 + (z+z_0)^2$$

Damit ist die Berechnung des anomalen inneren Anteils auf ein einfaches Integral zurückgeführt worden, dessen Lösung analytisch oder planimetrisch gefunden werden kann.

PETERS [16] hat für das Integral (15a) eine Näherungslösung für beliebiges $f(x)$ angegeben, vorausgesetzt daß $z = f(x) \ll z_0$ ist.

Die Normierung mit $H_n = H_{in} + H_{en} = 4 j_0$ ist nur für den ebenen Halbraum abgeleitet worden, der normale äußere Anteil H_{en} und der normale innere Anteil H_{in} sind an der Erdoberfläche gleich groß.

Wir betrachten nunmehr die Erdoberfläche als nahezu ebenen Ausschnitt einer Kugelschale (Erde). Die Kugel befinde sich in einem äußeren homogenen magnetischen Wechselfeld $H_{en}(t)$ beliebiger Richtung. Die Leitfähigkeit der Kugel sei wieder unendlich groß. Dann ist an der Kugeloberfläche (H : Tangentiale Feldkomponente in der Meridianebene parallel zu H_{en})

$$H_{in} = \frac{M}{R_3} = \frac{1}{2} H_{en} = \frac{4}{3} \pi j_0 \quad (\text{vgl. III, 2})$$

und somit

$$H_n = H_{en} + H_{in} = 4 \pi j_0$$

Die Normierung des anomalen inneren Anteils ist also die gleiche wie im ebenen Halbraum.

Nach diesem Verfahren wurde eine Reihe von Modellen berechnet (Abb. 27). Grundmodell war ein periodisch fortgesetzter sinusförmiger Verlauf von s (Modell I). Der normierte anomale innere Anteil h_i wurde für das Niveau $z_0 = h_0$ bestimmt. z_1 sowie h_1 in anderen Niveaus $z_0 > h_0$ können hieraus analytisch berechnet werden (s. Anhang). Die Integration von Gl. (15) wurde planimetrisch vorgenommen.

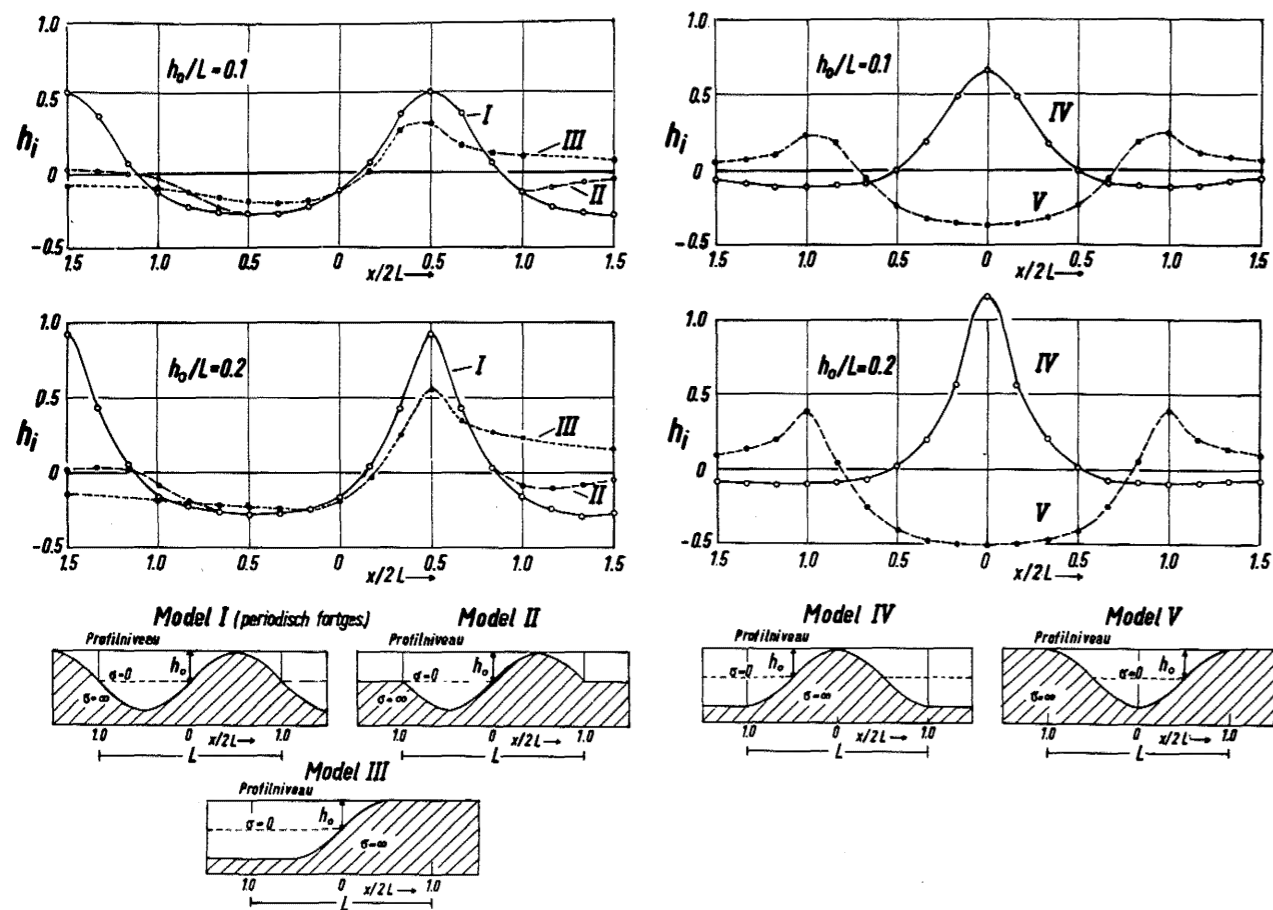


Abb. 27: 2-dimensionale Leitfähigkeitsmodelle; die Leitfähigkeit ist im unteren schraffierten Halbraum unendlich und im oberen Halbraum null: anomaler innerer Anteil (normiert) der Modelle für zwei Parameter von h_0/L (L "Wellenlänge", h_0 "Amplitude")

Als weitere Modelle wurden begrenzte Ausschnitte aus diesem Grundmodell berechnet, Gl. (15a).

Nebenbei sei bemerkt, daß die Berechnung magnetostatischer Anomalien auf dem gleichen Wege erfolgen kann. Der obere Halbraum habe die Magnetisierung null, der untere Halbraum die vertikale Magnetisierung I_z . Dann ist entsprechend Gl. (15a)

$$Z = 2\pi I_z \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x_0}{r^2} f'(x) dx$$

6. Anwendung auf den anomalen inneren Anteil der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie.

Im folgenden wird stets nur eine Komponente des anomalen inneren Anteils betrachtet, und zwar h_i . Durch die Anwendung des Trennverfahrens (II, 2) zur Ermittlung des anomalen inneren Anteils ist $z_1(x)$ stets so beschaffen, wie es sich bei einer Berechnung aus $h_1(x)$ ergeben würde; z_1 liefert also keine zusätzliche Information oder Kontrolle.

Wir vergleichen den anomalen inneren Anteil h_i der Modellkurven (Abb. 27) mit dem beobachteten h_i (Abb. 19). Dabei zeigt sich, daß die Modelle I-III die Form der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie am richtigsten wiedergeben. Die Leitfähigkeitsanomalie besteht also nicht nur aus einer Zone erhöhter Leitfähigkeit unter Ebstorf-Lathen (dies entspräche Modell IV), sondern es kommt eine Zone erniedrigter Leitfähigkeit im Süden hinzu (Abb. 28).

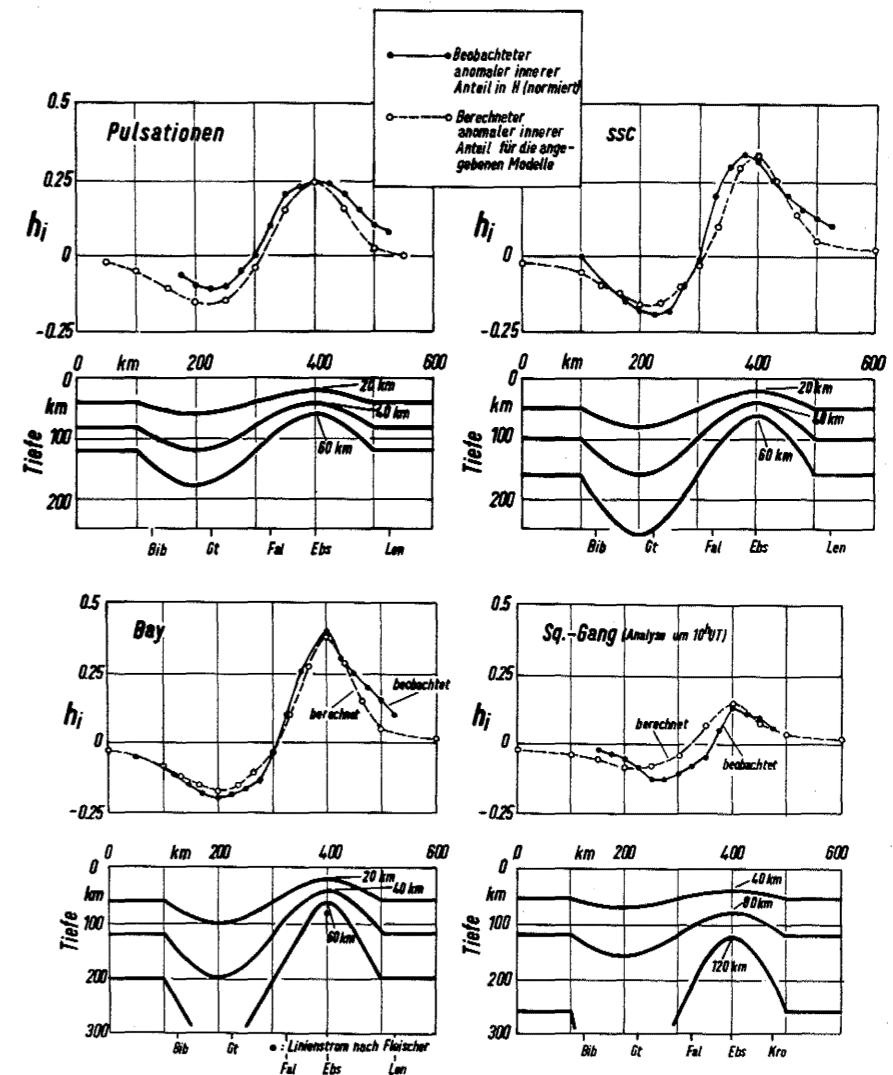


Abb. 28: Leitfähigkeitsmodelle zur Erklärung des anomalen inneren Anteils der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie (Ostprofil); an den dick ausgezogenen Linien springt die Leitfähigkeit von null (oben) auf unendlich (unten); es sind drei äquivalente Modelle für jede Variationsart angegeben.

Fallersleben liegt in der Mitte zwischen beiden Zonen, wodurch das z_1 -Minimum zu erklären ist.

Zur Auswertung wurde Modell II gewählt: Die sonst ebene Trennfläche besitzt eine isolierte sinusförmige Verbiegung. Dieses Modell liefert die beste Übereinstimmung von beobachteter und berechneter Anomalie.

In Abb. 28 sind für die einzelnen Variationsarten jeweils drei äquivalente Modelle dargestellt. Sie liefern alle den gleichen anomalen inneren Anteil an der Erdoberfläche. Die Übereinstimmung von Beobachtung und Berechnung ist vor allem im Zentrum der Anomalie gut (Abb. 28, zum Vergleich Abb. 25). Parameter der äquivalenten Modelle ist die Scheitelpunktstiefe von S unter Ebstorf (20, 40 und 60 km). Entsprechend ihrem größten anomalen inneren Anteil (Abb. 22) ist das Ausmaß der Anomalie bei Baystörungen am ausgeprägtesten, d.h. das induzierte Stromsystem der Bay fließt in derjenigen Tiefe, in der die horizontalen Leitfähigkeitsunterschiede am größten sind.

Die Vielzahl der äquivalenten Modelle, aus denen drei ausgewählt wurden, wird von folgenden Grenzfällen eingeschlossen: In dem einen Grenzfall berührt die S -Fläche die Erdoberfläche in Ebstorf, d.h. die Scheitel-

punktstiefe ist null, und die Amplitude der Verbiegung besitzt ihren kleinsten möglichen Wert. Im zweiten Grenzfall unendlich großer Amplitude erreicht die Scheitelpunktstiefe unter Ebstorf ihren größten möglichen Wert. Bei Baystörungen beträgt dieser Grenzwert gerade 80 km. Dies entspricht dem Linienstrom von FLEISCHER [7]: Das induzierte Stromsystem wird zu einem Linienstrom in der Spitze einer aus unendlicher Tiefe herausragenden Platte zusammengedrängt.

Übergang zu endlicher Leitfähigkeit im unteren Halbraum.

Der untere Halbraum habe nunmehr die endliche Leitfähigkeit σ . Dann dürfen wir das induzierte Stromsystem nicht mehr durch einen Flächenstrom in S ersetzen, sondern wir müssen mit einer räumlichen Stromdichteverteilung $i(x, z)$ im unteren Halbraum rechnen (Flächenstromdichte: $j \hat{=} \text{Amp/cm}$; (räumliche) Stromdichte: $i \hat{=} \text{Amp/cm}^2$). z ist der Abstand von S, positiv nach unten.

Zunächst sei S eine Ebene parallel zur Erdoberfläche. Dann ist die Stromdichte (x, z) der 0° -Phase nicht von x abhängig und beträgt nach III, 2

$$i(x, z) = i(z) = i_0 \cdot e^{-qz} \cos\left(\frac{\pi}{4} - qz\right) \quad q = 2\pi \sqrt{\sigma/T}$$

In einer Schicht der Dicke dz fließt dann der "Schichtstrom" $i(x, z) dz$. Die Summe aller Schichtströme der 0° -Phase muß im unteren Halbraum gerade das äußere Feld H_{en} aufheben:

$$2\pi \int_0^\infty i(z) dz = 2\pi i_0 \frac{1}{q\sqrt{2}} = H_{en}$$

oder

$$i_0 = H_{en} q \frac{\sqrt{2}}{2\pi}$$

Dies gilt unter der Voraussetzung, daß H_{en} innerhalb des Bereiches, in dem sich der Induktionsvorgang abspielt, homogen ist.

S sei nunmehr eine beliebige 2-dimensionale Fläche. Jeder Schichtstrom $i(x, z) dz$, der der Stromdichteverteilung von Gl. (13)/III, 5 genügt, erzeugt weiterhin im unteren Halbraum ein homogenes Feld. In diesem Fall darf auch die gleiche z -Abhängigkeit für $i(x, z)$ wie oben eingesetzt werden.

Das anomale Feld des Schichtstromes in S, $i(x, z=0) dz = i_0 dz$ ist mit den Bezeichnungen von Gl. (6)/III, 5 in einem Niveau z_0 des oberen Halbraumes

$$dH_i = 4 i_0 \left\{ \sum_1^\infty (b_n \sin nwx_0 - a_n \cos nwx_0) \right\} dz$$

$$b_n = b_n(z_0); \quad a_n = a_n(z_0)$$

Der Faktor 4 statt 2 folgt aus Gl. (14). Ein Schichtstrom in der Tiefe z unter S erzeugt im gleichen Niveau z_0 das Feld der 0° -Phase

$$dH_i = 4 i_0 e^{-qz} \left\{ \sum_1^\infty (b_n e^{-nwz} \sin nwx_0 - a_n e^{-nwz} \cos nwx_0) \right\} \left\{ \cos\left(\frac{\pi}{4} - qz\right) \right\} dz$$

Wir integrieren von $z=0$ bis $z=\infty$ und erhalten

$$H_i = 4 i_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_1^\infty \frac{2q+nw}{(q+nw)^2+q^2} (b_n \sin nwx_0 - a_n \cos nwx_0) \right\}$$

Mit dem Wert von i_0 und nach Division durch $H_{en} = 2 H_{in}$ ergibt sich

$$h_i = \frac{1}{\pi} \sum_1^\infty (b_n c_n \sin nwx_0 - a_n c_n \cos nwx_0) \quad (16)$$

mit

$$c_n = \frac{(2q+nw)q}{(q+nw)^2+q^2}$$

Man könnte nunmehr der Abb. 28 entsprechende Modellkurven für endliche Leitfähigkeiten des unteren Halbraums berechnen. Das soll hier aber nicht geschehen. Wir beschränken uns vielmehr auf folgenden Grenzfall:

Die Leitfähigkeit des unteren Halbraums habe für eine vorgegebene Periode T diejenige Leitfähigkeit erreicht, für die $c_1, c_2 \dots \approx 1$ ist. Dann ist der anomale innere Anteil nahezu der gleiche wie bei unendlicher Leitfähigkeit im unteren Halbraum.

Der untere Grenzwert der Leitfähigkeit beträgt für $L = 400 \text{ km}$ (Abb. 28), $w = \frac{2\pi}{L} = 1.6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$, und $c_1 = 0.85$:

Variation	Periode min	σ cgs
Pulsationen	1	$4 \cdot 10^{-13}$
ssc	10	$4 \cdot 10^{-12}$
Bay	100	$4 \cdot 10^{-11}$
Sq-Gang	1000	$4 \cdot 10^{-10}$

Diese Leitfähigkeiten dürfen als untere Grenzwerte in der Abb. 28 statt der unendlichen Leitfähigkeit des unteren Halbraums eingesetzt werden.

7. Die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund Norddeutschlands unter Verwendung eines bestimmten Temperatur- und Leitfähigkeitsmodelles.

Die Vielzahl äquivalenter Leitfähigkeitsmodelle (Abb. 28) kann durch Hinzunahme der Periode des induzierenden Feldes folgendermaßen eingeschränkt werden: Die Eindringtiefe des induzierten Stromsystems nimmt mit zunehmender Periode zu. Also hat man von der Erdoberfläche ausgehend mit der S-Fläche der Pulsationen zu beginnen und die S-Flächen der übrigen Variationen ihrer Periode nach darunter anzuordnen. An der S-Fläche der Pulsationen soll die Leitfähigkeit von null auf $\sigma = 10^{-13}$ cgs springen, an derjenigen der ssc's von 10^{-13} auf 10^{-12} cgs, an derjenigen der Bays von 10^{-12} auf 10^{-11} cgs.

Abweichend von dem Ausgangsmodell springt also σ an der S-Fläche nicht auf null, sondern verringert sich jeweils um den Faktor 10 (mit Ausnahme der S-Fläche der Pulsationen). Auch ist der untere Halbraum nicht homogen leitend, sondern σ vergrößert sich an der nächstfolgenden S-Fläche um den Faktor 10. Die Auswirkungen dieser Vereinfachung sollen in einer späteren Arbeit untersucht werden.

Es zeigt sich, daß der anomale innere Anteil des Sq-Ganges bereits aus dem Verlauf der S-Fläche der Bays erklärt werden kann, indem in der Gl. (16)/III, 6 die entsprechenden Werte für c_n eingesetzt werden.

Wenn wir nun noch diejenigen Tiefen angeben können, in denen die Leitfähigkeiten $\sigma = 10^{-13}$, $\sigma = 10^{-12}$, $\sigma = 10^{-11}$ cgs bei normaler Leitfähigkeitsverteilung im Erdmantel erreicht werden, kommen wir zu einer eindeutigen Lösung für die anomale Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund Norddeutschlands.

Für die normale Leitfähigkeitsverteilung des Erdmantels geben CHAPMAN u. PRICE [5] und RIKITAKE [18] folgendes, aus dem normalen inneren Anteil des Sq-Ganges abgeleitete Modell an: Bis zu einer Tiefe von 400 km ist die Leitfähigkeit konstant $\sigma = 10^{-15}$ cgs. Bei 400 km springt sie dann auf $\sigma = 10^{-12}$ bis 10^{-11} cgs. Da aber nach den vorliegenden Untersuchungen eine Leitfähigkeit von $\sigma = 10^{-11}$ schon in sehr viel geringeren Tiefen gefordert werden muß, soll versucht werden, die Leitfähigkeitsverteilung auf einem anderen Weg zu berechnen: Die Leitfähigkeit von Tiefengesteinen als Funktion der Temperatur sowie die Temperaturverteilung im Erdmantel werden als bekannt vorausgesetzt und daraus die Leitfähigkeitsverteilung bestimmt. RIKITAKE [19a] ging den umgekehrten Weg, indem er die Temperaturverteilung aus der Leitfähigkeitsverteilung bestimmte.

Die Leitfähigkeit von Tiefengesteinen zeigt nach den experimentellen Untersuchungen von COSTER [6] und NORITOMI u. ASADA [14] die Temperaturabhängigkeit von Halbleitern: $\sigma(t_{abs}) = \sigma_0 e^{-a/t_{abs}}$; t_{abs} : Absolute Temperatur. HUGHES [8] stellte das gleiche für Olivin fest. Die Messungen von COSTER und NORITOMI u. ASADA gingen bis etwa 1000°C und führten zu übereinstimmenden Ergebnissen (Abb. 29). Der Einfluß des Druckes auf die Leitfähigkeit darf bis zu einer Tiefe von 100 km vernachlässigt werden [6], [19a].

Es wurden nunmehr drei Modelle für die Temperaturverteilung im Erdmantel gewählt, die von BULLARD [3] angegeben worden sind (Abb. 30). Parameter der Modelle I-III ist die Dicke einer wärmeerzeugenden Schicht im oberen Teil des Erdmantels. Die spezifische Wärmeproduktion dieser Schicht q kann dann aus dem beobachteten Wärmefluß an der Erdoberfläche errechnet werden, wenn das Alter der Erde, ihre Ausgangstemperatur und die Wärmeleitfähigkeit des Erdinneren als bekannt vorausgesetzt werden. Für die Temperaturmodelle I-III erhalten wir die in Abb. 31 dargestellte Leitfähigkeitszunahme im Erdmantel. Dabei ist die jeweilige Leitfähigkeit von Peridotit (Gabbro, Eklogit) eingesetzt worden.

Legen wir das Leitfähigkeitsmodell II (Abb. 31) zu Grunde, so erhalten wir für die oben angegebenen Leitfähigkeiten folgende Tiefen: $\sigma = 10^{-13}$ cgs: 60 km; $\sigma = 10^{-12}$ cgs: 90 km; $\sigma = 10^{-11}$ cgs: 130 km. Diese

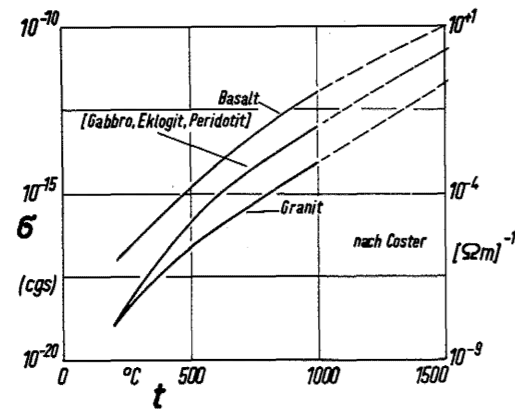


Abb. 29: Leitfähigkeit verschiedener Eruptivgesteine als Funktion der Temperatur; nach COSTER [6] und NORITOMI u. ASADA [14].

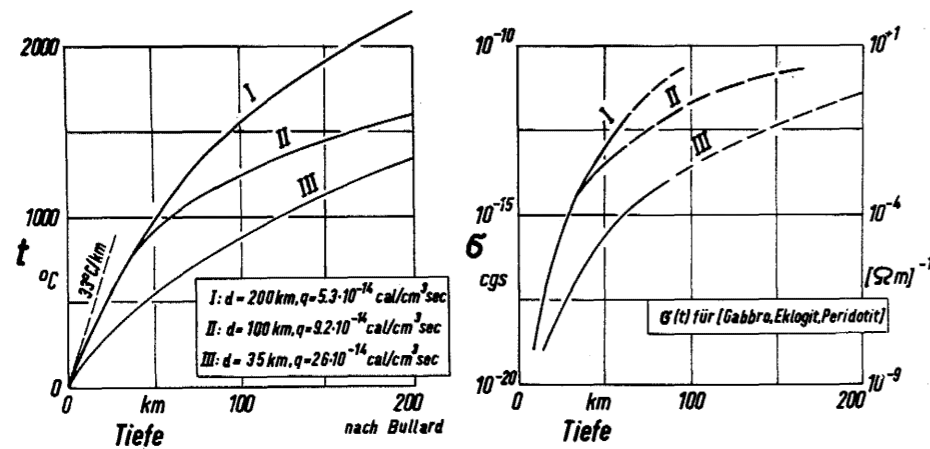


Abb. 30: Temperatur als Funktion der Tiefe im oberen Teil des Erdmantels; Parameter der Modelle I-III: Mächtigkeit d einer Schicht im oberen Teil des Erdmantels mit der (radioaktiven) Wärmeproduktion q.

Abb. 31: Leitfähigkeit als Funktion der Tiefe; bestimmt aus $\sigma(t)$ in Abb. 29 und den Temperaturmodellen I-III, Abb. 30.

Tiefen wurden als "Normaltiefen" der jeweiligen Leitfähigkeit auf die Modellkurven der Abb. 28 angewandt und daraus die endgültige Leitfähigkeitsverteilung ermittelt, dargestellt für das Ost- und Westprofil in Abb. 32. Zur Ergänzung zeigt Abb. 33 einen Tiefenplan der $\sigma = 10^{-11}$ cgs-Fläche. Die $\sigma = 10^{-11}$ cgs-Fläche stellt die Leitfähigkeitsanomalie in ihren maximalen Ausmassen dar.

8. Zusammenfassung der Auswertung, Vergleich mit den Ergebnissen anderer Untersuchungsmethoden.

Der anomale innere Anteil der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie wurde von zwei verschiedenen Modellen ausgehend bearbeitet. Im ersten Modell (III, 2 und 3) wurde die Leitfähigkeitsanomalie durch einen isolierten Störkörper erhöhter Leitfähigkeit ersetzt (Abb. 25), im zweiten Modell wurde eine kontinuierliche Änderung der Leitfähigkeit im Untergrund angenommen (Abb. 32 u. 33). Im ersten Modell liegt das im Störkörper induzierte (anomale) Stromsystem getrennt von dem normal-induzierten Stromsystem, welches in sehr viel größerer Tiefe fließt. Im zweiten Modell dagegen wird der anomale innere Anteil der Variationen dadurch hervorgerufen, daß das (normal-induzierte) innere Stromsystem wegen der Leitfähigkeitsanomalie nicht in Flächen parallel zur Erdoberfläche fließt.

Beide Modelle ergaben übereinstimmend eine Zone erhöhter Leitfähigkeit unter der Linie Lüneburger Heide (Ebstorf) - Emsland (Lathen). Die Leitfähigkeit muß in dieser Zone mindestens $\sigma = 10^{-11}$ cgs betragen. Die zweite Modellrechnung ergibt in besserer Übereinstimmung mit den Beobachtungen eine zusätzliche Zone erniedrigter Leitfähigkeit im Süden unter der Linie Göttingen-Sauerland (Olpe). Die horizontalen Leitfähigkeitsunterschiede müssen in ≈ 20 km Tiefe einsetzen, sie erreichen zwischen 50 und 100 km Tiefe ihren höchsten Wert (10^{-13} cgs in der Zone erniedrigter, 10^{-11} cgs in der Zone erhöhter Leitfähigkeit); unterhalb von 100 km klingen die horizontalen Leitfähigkeitsunterschiede wieder ab.

Es erscheint nicht möglich, den anomalen inneren Anteil durch Leitfähigkeitsunterschiede in geringer Tiefe, etwa im Sedimentmantel, zu erklären:

1. Der anomale innere Anteil geht sehr stetig über alle Unterschiede im geologischen Aufbau des Untergrundes hinweg, und zwar über einige hundert Kilometer (Abb. 4 und 18). So hat etwa die Harz-Nordrandverwerfung keinerlei Einfluß auf den anomalen inneren Anteil. Dies zeigte ein Vergleich der Registrierungen von Hahnenklee/Oberharz-Weddingen/Goslar.

2. Wegen der Stetigkeit des anomalen inneren Anteils müßte man entsprechend kontinuierliche Leitfähigkeitsunterschiede im Untergrund fordern, was bei dem sehr wechselhaften geologischen Aufbau des Untersuchungsgebietes unwahrscheinlich ist. Auch wären für einen Sedimentmantel von 1 km Mächtigkeit eine Leitfähigkeit von $\sigma = 10^{-8}$ cgs erforderlich, um einen nennenswerten anomalen inneren Anteil erklären zu können. Die Leitfähigkeit von Gesteinen liegt aber zwischen 10^{-13} und 10^{-16} cgs ($\approx 10^{-2}$ und 10^{-5} [Ohm m]⁻¹).

3. Die Periodenabhängigkeit des anomalen inneren Anteils (II, 12 Punkt 5) weist darauf hin, daß die Leitfähigkeitsunterschiede erst mit zunehmender Tiefe ihr größtes Ausmaß erreichen.

Die Kenntnis über den Aufbau des tieferen Untergrundes beruht auf geologisch-petrographischen und geophysikalischen Beobachtungen. Keine dieser Beobachtungen ließ bisher in Norddeutschland eine Leitfähigkeitsanomalie dieses Ausmaßes vermuten.

So ergab die Auswertung der Helgoland-Sprengung von FÖRTSCH u. SCHULZE [21] eine einheitliche Tiefe der M-Diskontinuität. Ebenso steht die Lage und Größe gravimetrischer oder magnetischer Anomalien in keinem

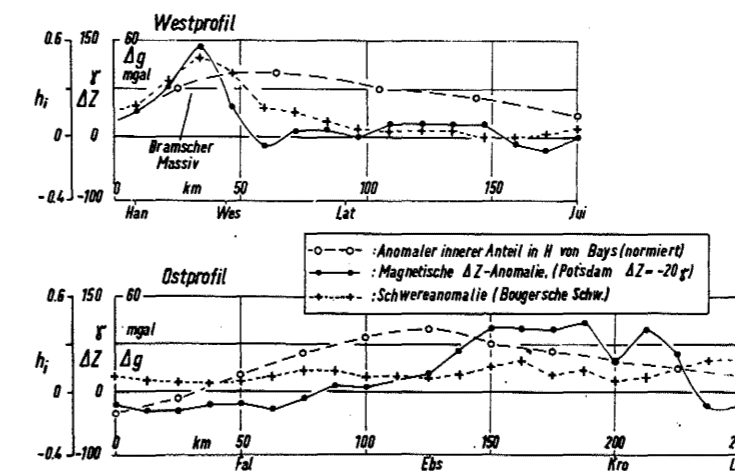


Abb. 34: Vergleich des anomalen inneren Anteils h_i mit ΔZ des magnetischen (magnetostatischen) Regionalfeldes und Δg des Schwerfeldes; ΔZ und Δg nach REICH [17].

klaren Zusammenhang zum anomalen inneren Anteil erdmagnetischer Variationen (Abb. 34). Da ein solcher Zusammenhang auch nicht unbedingt erwartet werden darf, ist es vorerst nicht möglich, Lage und Ausmaß der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie, wie sie hier angegeben wurden, durch die Ergebnisse anderer Untersuchungen zu überprüfen.

Jedenfalls können die Leitfähigkeitsunterschiede nicht durch Materialunterschiede erklärt werden, die mit einem Dichteunterschied verbunden sind. Man sollte daher erwägen, ob die Leitfähigkeitsanomalie nicht auf einer ungleichmäßigen Temperaturverteilung im tieferen Untergrund beruht. Der Temperaturunterschied zwischen der Zone erhöhter und erniedrigter Temperatur ($\hat{=}$ Leitfähigkeit) würde zwischen 50 und 100 km Tiefe 400°C betragen (1400°C gegen 1000°C);

dies entspricht einem horizontalen Temperaturgradienten von $2^{\circ}\text{C}/\text{km}$ (Abb. 32 und 33). Wie diese unterschiedliche Temperaturverteilung zu erklären ist, ob mit ungleichmässiger Verteilung (radioaktiver) Wärmequellen oder unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit, sei dahingestellt. Ein Zusammenhang mit bekannten geologischen Strukturen ist ebenfalls nicht zu erkennen.

Auffallend ist allerdings der Verlauf der Anomalie (Abb. 20, 21 und 33), welche zunächst dem Streichen der variscischen Faltenachsen folgt ($N 70^{\circ}O$), um in der Höhe des Ostprofils Göttingen-Lensahn/Ostsee in die Richtung $O 20^{\circ}S$ zu schwenken.

WIESE [26] schloß aus einem sehr viel großräumigeren Beobachtungsmaterial, daß die Zonen erhöhter elektrischer Leitfähigkeit an bestimmte großtektonische Grenzen gebunden sind. Auch die Leitfähigkeitsanomalie unter Mitteljapan läuft nach RIKITAKE [19] auffallend parallel zum japanischen Inselbogen. RIKITAKE [19] gibt als Tiefe der japanischen Leitfähigkeitsanomalie 150 km an; Berechnungen von LIPPMANN [11] bestätigten diese Tiefe, ferner ist nach LIPPMANN auch für diese Leitfähigkeitsanomalie eine Leitfähigkeit von $\sigma = 10^{-11}$ cgs zu fordern.

Man darf also erwarten, daß weitere Untersuchungen des anomalen inneren Anteils erdmagnetischer Variationen Aufschluß geben, wie solche Leitfähigkeitsanomalien in die bestehenden Vorstellungen vom Aufbau des tieferen Untergrundes einzuordnen sind. Sollten sie tatsächlich durch Anomalien der Temperaturverteilung im Erdmantel zu erklären sein, so sei eine Bemerkung von A. VON HUMBOLDT zitiert (Kosmos Bd. I): "Was aber auch die Ursache der inneren Wärme unseres Planeten und der begrenzten oder unbegrenzten Zunahme in den tieferen Schichten sein mag: immer führt sie uns... durch das gemeinsame Band, welches die Molekularkräfte umschlingt, in das dunkle Gebiet des Magnetismus."

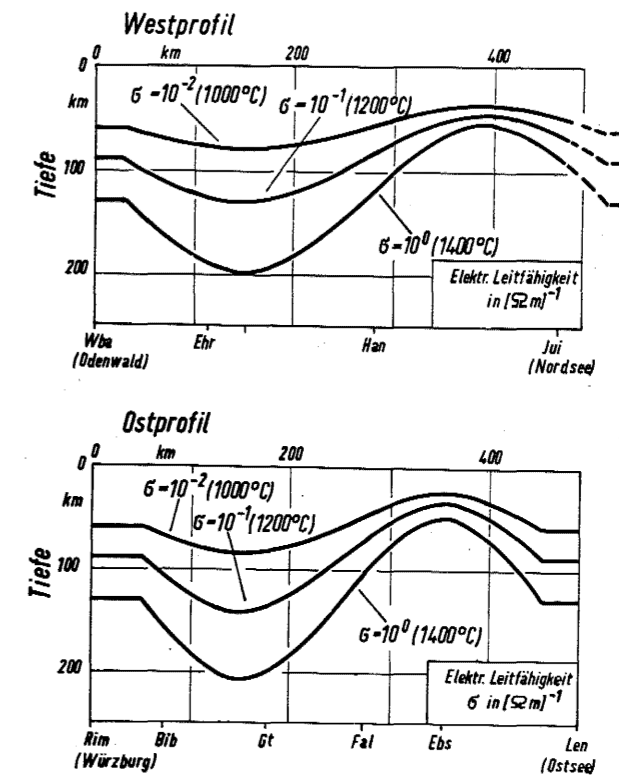


Abb. 32: Leitfähigkeitsmodell für die norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie; Linien gleicher Leitfähigkeit; in Klammern die der Leitfähigkeit entsprechenden Temperaturen (Abb. 29, Peridotit)

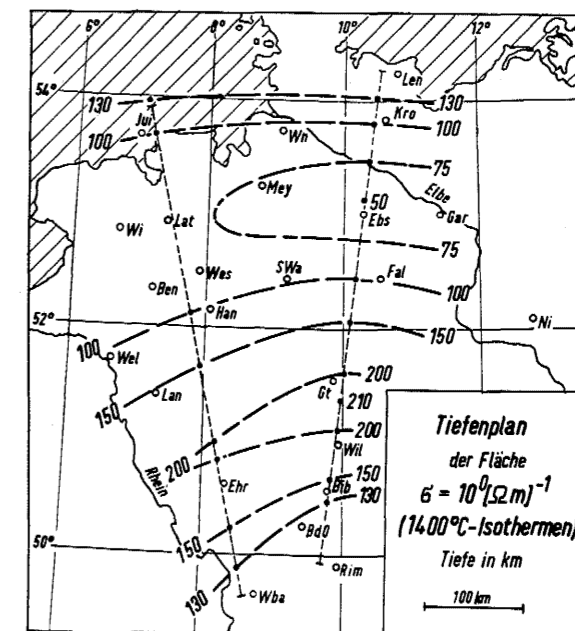


Abb. 33: Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund Norddeutschlands; die Leitfähigkeit $\sigma = 10^{-11}$ cgs entspricht einer Temperatur von Peridotit von 1400°C (Abb. 29)

2-dimensionale periodische Feldverteilung.

Die x-Achse sei horizontal, die z-Achse positiv nach unten. Das magnetische Potential $V(x_0, z_0)$ eines Aufpunktes $P(x_0, z_0)$ sei als Lösung der 2-dimensionalen Laplace-Gleichung $\Delta V = 0$ durch folgenden periodischen Ansatz gegeben:

1. Aufpunkt über den Quellen, $z_0 < 0$, innerer Anteil:

$$V(x_0, z_0) = \sum_1^{\infty} e^{+nwz_0} \left(\frac{a_n}{nw} \sin nwx_0 + \frac{b_n}{nw} \cos nwx_0 \right)$$

Durch partielle Differentiation erhält man die Feldkomponenten

$$X = - \frac{\partial V}{\partial x} = \sum_1^{\infty} e^{+nwz_0} (b_n \sin nwx_0 - a_n \cos nwx_0)$$

$$Z = - \frac{\partial V}{\partial z} = \sum_1^{\infty} e^{+nwz_0} (-a_n \sin nwx_0 - b_n \cos nwx_0)$$

2. Aufpunkt unterhalb der Quellen, $z_0 > 0$, äußerer Anteil:

$$V(x_0, z_0) = \sum_1^{\infty} -e^{-nwz_0} \left(\frac{a_n}{nw} \sin nwx_0 - b_n \cos nwx_0 \right)$$

und

$$X = - \frac{\partial V}{\partial x} = \sum_1^{\infty} e^{-nwz_0} (b_n \sin nwx_0 + a_n \cos nwx_0)$$

$$Z = - \frac{\partial V}{\partial z} = \sum_1^{\infty} e^{-nwz_0} (-a_n \sin nwx_0 + b_n \cos nwx_0)$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen können X und Z jeweils im oberen oder unteren Halbraum auseinander berechnet werden.

Ebenso können die Feldverteilungen für verschiedenen Niveaus oberhalb oder unterhalb der Quellen auseinander bestimmt werden. Die Koeffizienten im Niveau z_0 seien $b_n(o)$, $a_n(o)$. Dann sind die Koeffizienten in einem Niveau $z' = z_0 + z$: $b_n(o) e^{\pm nwz}$, $a_n(o) e^{\pm nwz}$.

Literatur

- [1] BARTELS, J., HECK, N.H. and JOHNSTON, H.F.: The three-hour-range index measuring geomagnetic activity. Terr. Magn. 44, 411 (1939).
- [2] BARTELS, J.: Erdmagnetisch erschließbare lokale Inhomogenitäten der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund. Nachr. Akad. d. Wiss., Göttingen, Phys.-Math. Kl. Abt. IIa, 95 (1954).
- [3] BULLARD, E.: The Interior of the Earth; in: The Earth as a Planet. Chicago 1954.
- [4] CAGNIARD, L.: Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. Geoph. 18, 605 (1953).
- [5] CHAPMAN, S. and BARTELS, J.: Geomagnetism. Oxford 1951.
- [6] COSTER, H.P.: The electrical Conductivity of Rocks at High Temperatures. Mon. Not. Roy. Astronom. Soc. Geophys. Suppl. 5, 193 (1949).
- [7] FLEISCHER, U.: Charakteristische erdmagnetische Baystörungen in Mitteleuropa und ihr innerer Anteil. Z.f. Geophysik 20, 120 (1954).
- [8] HUGHES, H.: Ph. D. Thesis University of Cambridge.
- [9] KERTZ, W.: Modelle für erdmagnetisch induzierte elektrische Ströme im Untergrund. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Phys.-Math.Kl.Abt.IIa, 101 (1954).
- [10] KERTZ, W.: Leitungsfähiger Zylinder im transversalen, magnetischen Wechselfeld. Erscheint in Gerlands Beitr. Geophys.
- [11] LIPPMANN, H.J.: Erdmagnetische Induktion in Leitfähigkeitseinlagerungen im Untergrund. Z. f. Geophysik 24, 113 (1958).
- [12] MATSUSHITA: Abstracts Am. Geoph. Annual Meeting, Washington 1959.
- [13] MEYER, O.: Über eine besondere Art von erdmagnetischen Bay-Störungen (psc). Dtsch. Hydrogr. Z. 4, 61 (1951)
- [13a] MEYER, O.: Berichte an die Deutsche Forschungsgemeinschaft. (Private Mitteilung)
- [14] NORITOMI, K. and ASADA: Studies on the electrical conductivity of a few samples of Granite and Andesite. Sci. Rep. Tōhoku Univ. Ser. 5; 7, 201 (1955/56).
- [15] PARKINSON, W.D.: Directions of Rapid Geomagnetic Fluctuations. Geophys.Journ. 2, 1 (1959).
- [16] PETERS, L.: The direct approach to magnetic interpretation and its practical application. Geophysics 14, 290 (1949).
- [17] REICH, H.: Geophysikalische Karten von Nordwest-Deutschland 1:500 000. Reichsamt für Bodenforschung, Abtl. Geophysik (1948).
- [18] RIKITAKE, T.: Electromagnetic Induction within the Earth and its Relation to the Electrical State of the Earth's Interior. Bull. Earthq. Res. Inst. 28, 45, 219, 263 (1950).
- [19] RIKITAKE, T.; YOKOYAMA, I. and HISHIYAMA, Y.: The anomalous Behaviour of Geomagnetic Variations of Short Period in Japan and its Relations to the Subterranean Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 30, 207 (1952), 31, 19, 89, 101, 119 (1953), 36, 1 (1958).
- [19a] RIKITAKE, T.: Electrical Conductivity and Temperature in the Earth. Bull. Earthq. Res. Inst. 30, 13 (1952)
- [20] SCHEUBE, H.G.: Die Lösung der Dirichletschen und Neumannschen Randwertaufgaben als Hilfsmittel zur Behandlung von Problemen des Erdmagnetismus. Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl., Beitr. Internat. Geophys. Jahr, Heft 4, 1 (1958).
- [21] SCHULZE, G.A. und FÖRTSCH, O.: Die seismischen Beobachtungen bei der Sprengung auf Helgoland am 18. April 1947 zur Erforschung des tieferen Untergrundes. Geol. Jb. 64, 204 (1950).
- [22] SIEBERT, M.: Die Zerlegung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in äußeren und inneren Anteil mit Hilfe des zweidimensionalen Fourier-Theorems. Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl., Beitr. Internat. Geophys. Jahr, Heft 4, 33 (1958).

- [23] SIEBERT, M. und KERTZ, W. : Zur Zerlegung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in äußeren und inneren Anteil. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. Abt. IIa, 87 (1957).
- [24] UNTIEDT, J. : Über die direkte Aufzeichnung erdmagnetischer Vektogramme. Z. f. Geophysik 24, 125 (1958).
- [25] WAIT, J. : A conducting sphere in a time varying magnetic field. Geoph. 16, 666 (1951).
- [26] WIESE, H. : Tiefentellurik. Abhandl. Geomagn. Institut u. Obs. Potsdam-Niemegk Nr. 18, 1 (1956).

Erläuterungen zu den Tafeln.

Künstliche Störungen, kenntlich an einem Sprung in der Registrierung, sind mit einem verbindenden Bogen versehen worden (z. B. Tafel I, Wildeck Z-Registrierung um 16⁴⁵ und 17¹⁵).

U: Uhrkorrektur der Zeitmarken; in den Tafeln VI-VIII sind zusätzliche Zeitmarken eingezeichnet worden.

Die Magnetogramme der Tafeln I-V sind nach Komponenten getrennt durchgezeichnet und in den Abb. 5, 6, 9, 10, 11 und 12 dargestellt.

Die Lage der Stationen ist der Abb. 1 zu entnehmen.

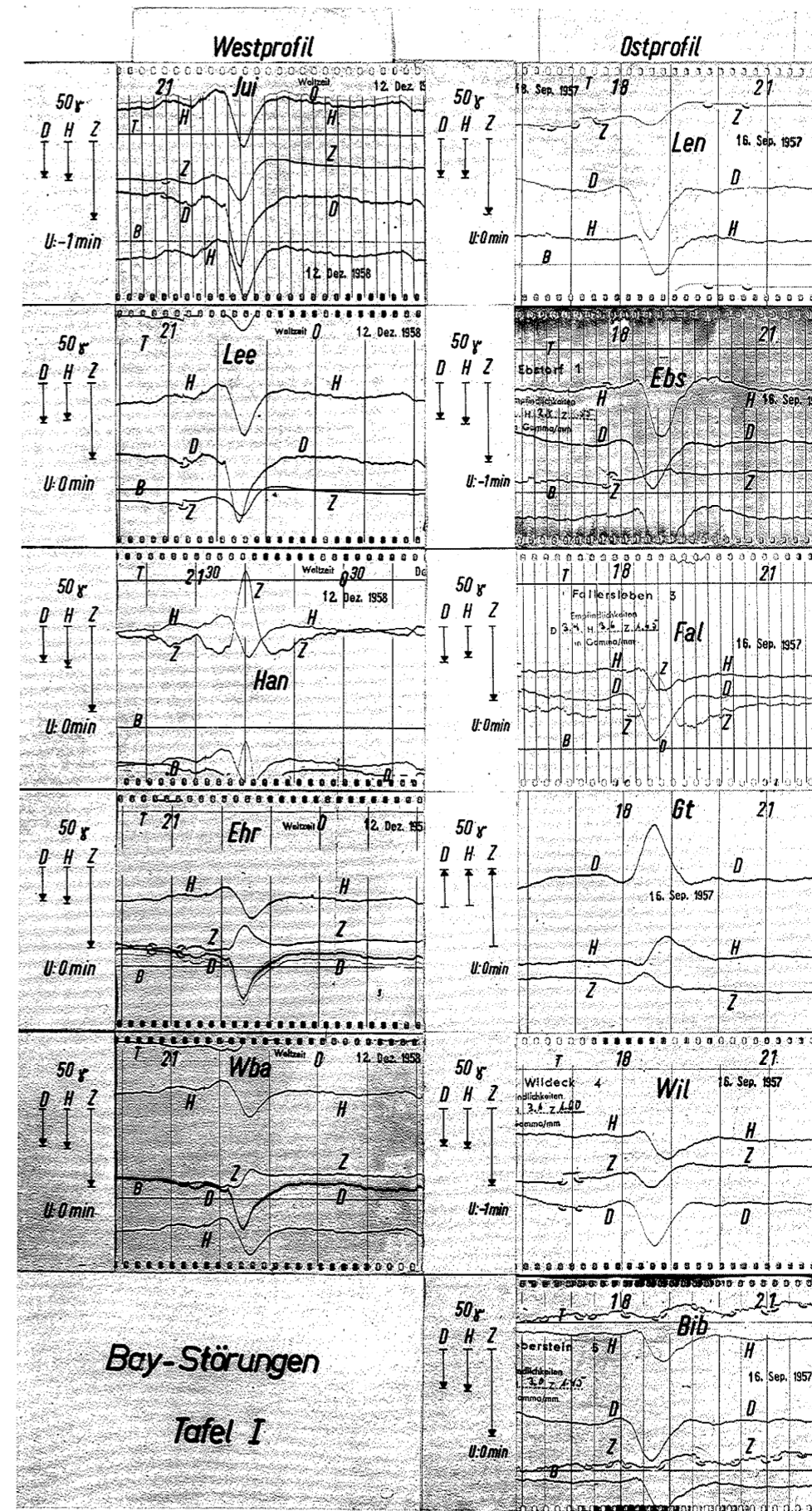
Tafel I-IV: Verkleinerte Ausschnitte aus ausgewählten Magnetogrammen: Baystörungen und plötzliche Sturm-einsätze; nahezu gleicher Verlauf der D-Variationen, Unterschiede in H und vor allem in Z; H-Maximum in Wes und Ebs; Z-Variationen geben fast nur den anomalen inneren Anteil wieder, Z-Maximum in Hankenberge und Fallersleben, Z-Variationen in Ebstorf ausgelöscht, zweimalige Vorzeichenumkehr der Z-Bay auf dem Ostprofil (Len, Fal, Gt) und einmalige Vorzeichenumkehr auf dem Westprofil (Lee, Han und Aur, Han); bei den ssc's keine Vorzeichenumkehr auf dem Ostprofil, zweimalige Vorzeichenumkehr auf dem Westprofil (Han, Ehr, Wba).

Tafel V: Verkleinerte Ausschnitte aus zwei magnetischen Stürmen, Erläuterungen s. Abb. 11 und 12.

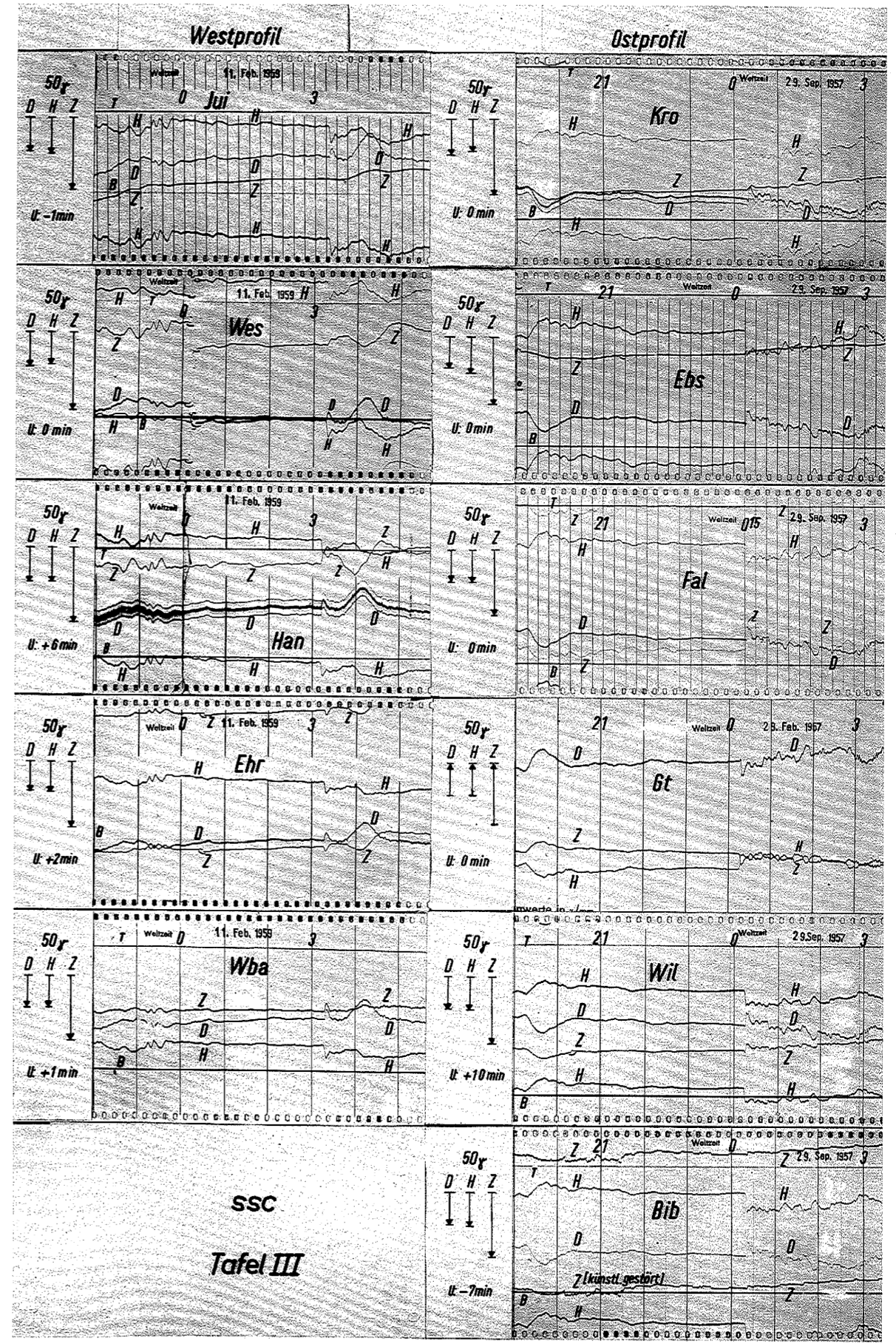
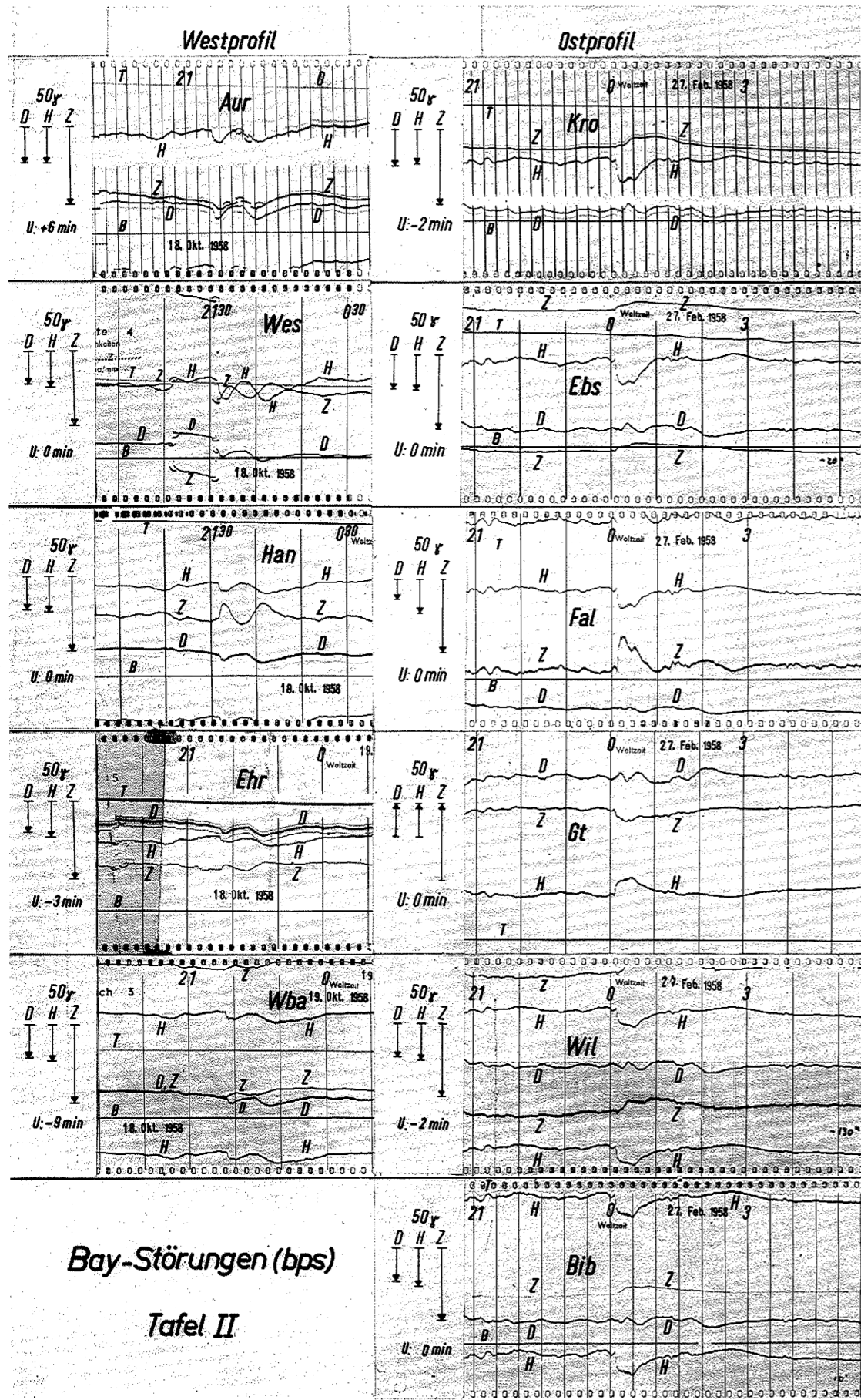
Tafel VI: (2-fach vergrößert) Ostprofil: Langsame Pulsationen; Westprofil: Sudden impulse. Die langsamen Pulsationen wurden zeitlich fortlaufend analysiert (Abb. 15b); Maximum der H-Pulsationen in Ebstorf und Westerholte, Maximum der Z-Pulsationen in Fallersleben und Hankenberge; im Unterschied zu den Baystörungen und ssc's sind die Z-Pulsationen in Ebstorf noch nicht vollständig verschwunden; zweimalige Vorzeichenumkehr der Z-Variationen auf dem Westprofil zwischen Hankenberge und Waldmichelbach.

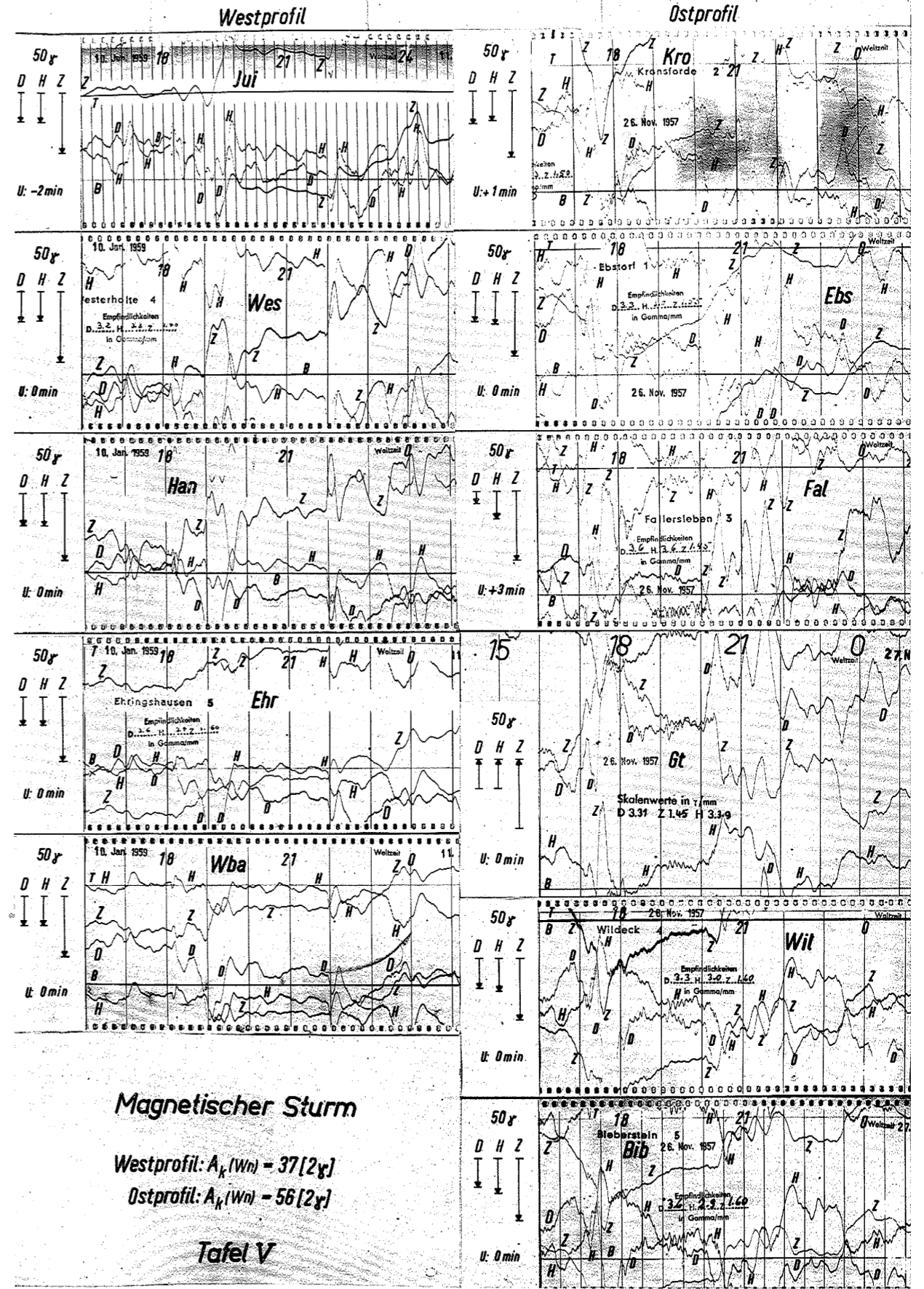
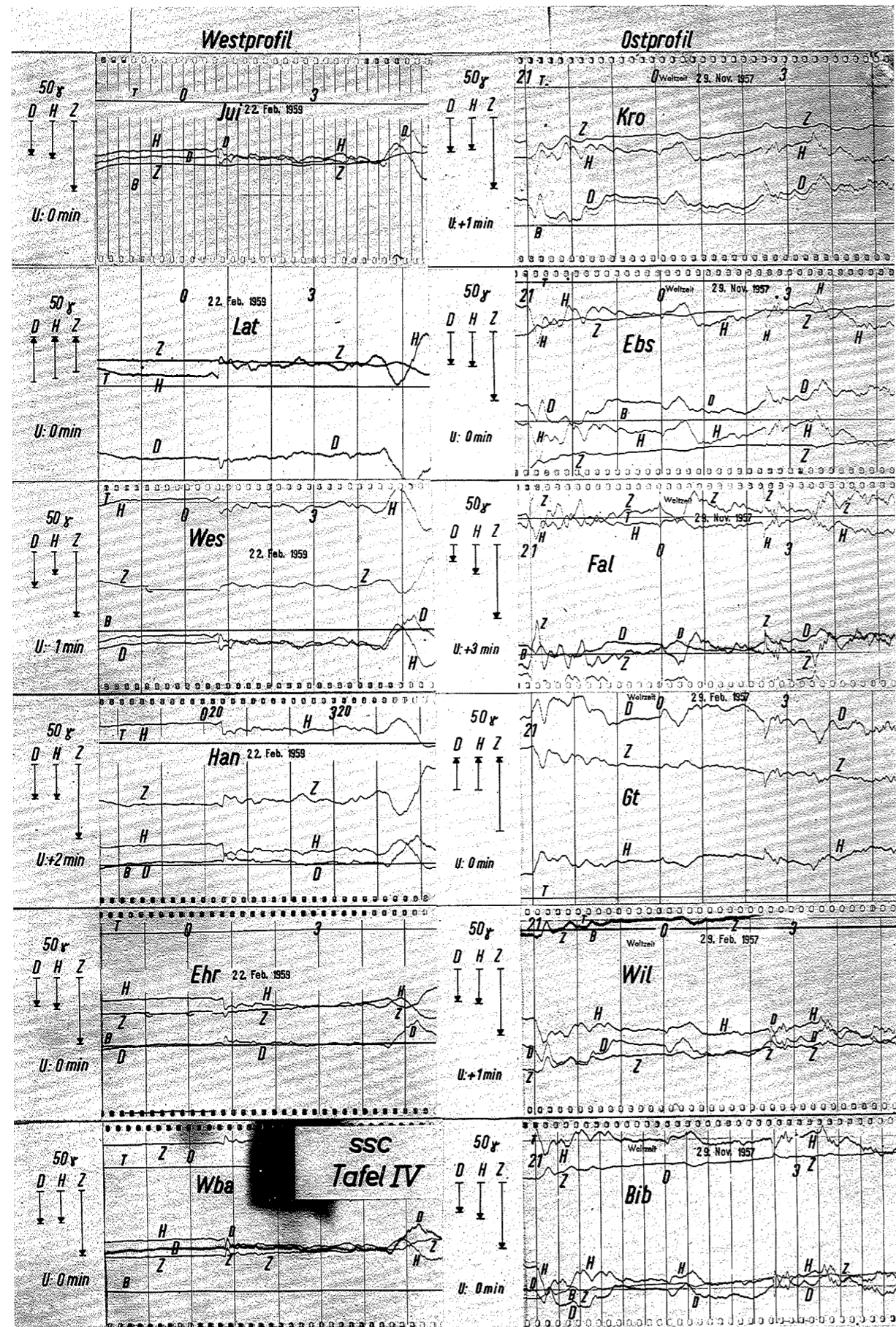
Tafel VII: Mikroaufnahmen von Pulsationen (3.5 fach vergrößert); Ostprofil: Pulsationsgruppe zu Beginn einer Baystörung (27. August 1957) und Riesenpulsationen in den Vormittagsstunden (2. Oktober); Westprofil: Isolierte Pulsationsgruppe (23. Januar 1959). Maximum der Z-Pulsationen in Fallersleben und Hankenberge (Z-Registrierung in Fal doppelt, da der eine Lichtpunkt während der Pulsationen mit der Temperatur zusammengelaufen ist); Z-Pulsationen in Ebstorf noch nicht vollständig verschwunden (vgl. Tafel VI); sehr ausgeprägte Z-Pulsationen in Waldmichelbach: Wba liegt im Bereich einer neuen Leitfähigkeitsanomalie; zweimalige Vorzeichenumkehr der Z-Pulsationen zwischen Han, Ehr und Wba.

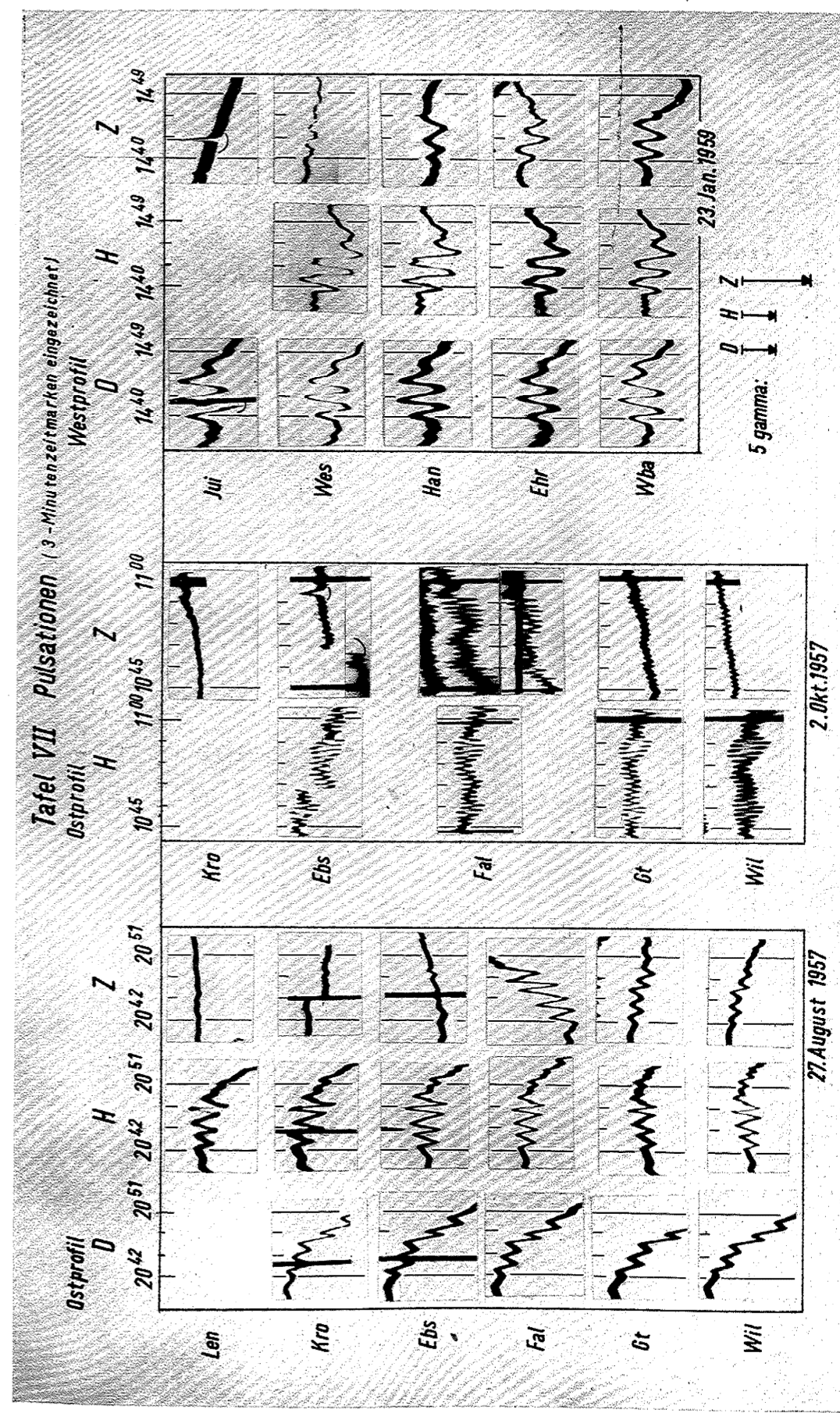
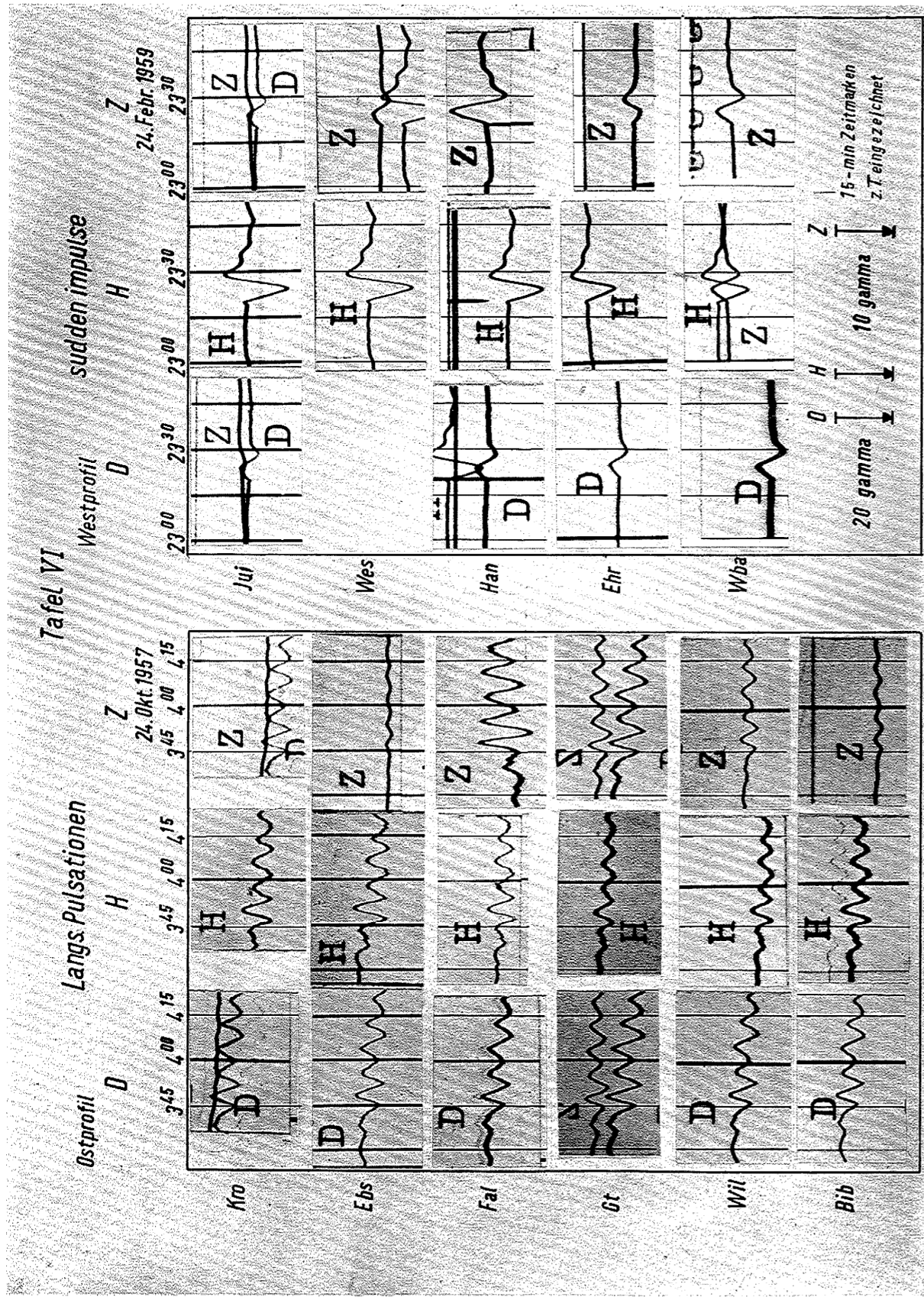
Tafel VIII (links): Mikroaufnahme einer Pulsationsgruppe in Fallersleben (8 fach vergrößert); die H- und Z-Pulsationen verlaufen streng antiparallel (s. II, 12 Punkt 4); Tafel VIII (rechts): Aufbau einer Satellitenstation, vgl. Abb. 2.



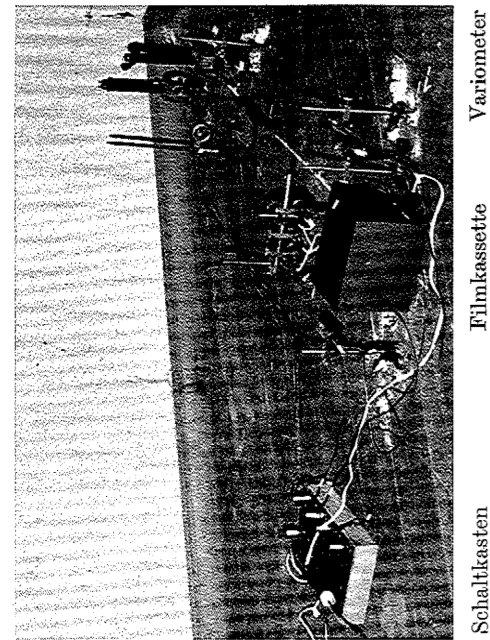
Bay-Störungen
Tafel I



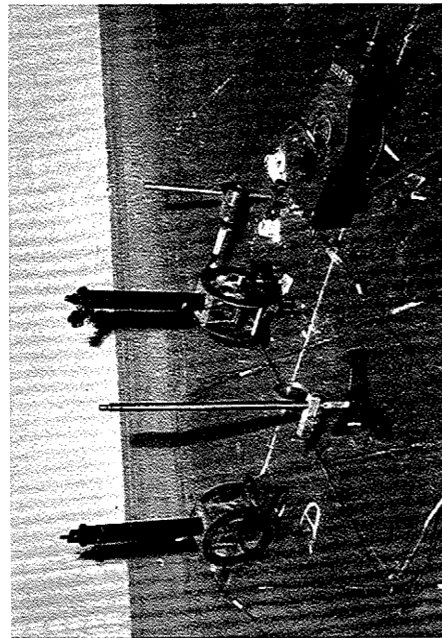




Station „Waldmichelbach“ (Odenwald)
Zimmer im Forsthaus Dürellenbach

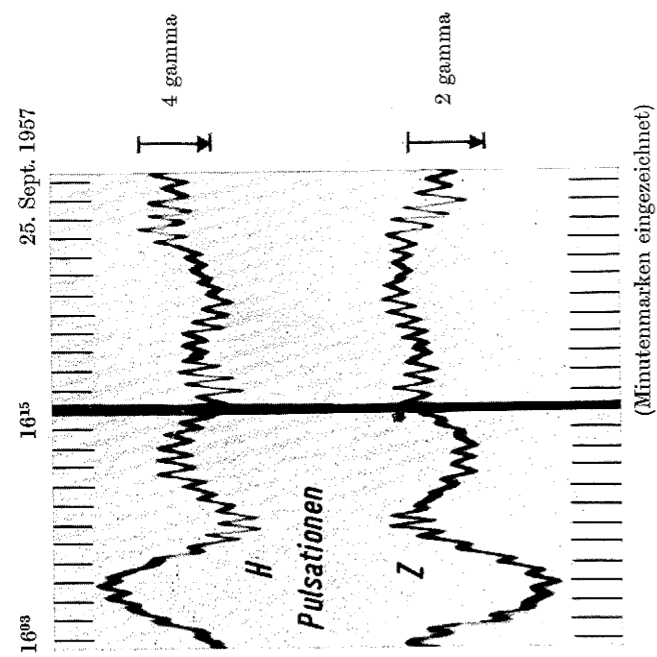


Schaltkasten
Filmkassette
Registrierlampchen
Variometer



D-Variometer
Basis und Temperatur
H-Variometer
Z-Variometer

Tafel VIII



Fallersleben
Antiparalleler Verlauf von H und Z

Schlußbemerkung.
=====

Die vorliegenden Untersuchungen wurden durch ein Stipendium und durch Sachbeihilfen der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht. Herrn Prof. J. BARTELS wird für die Übertragung der Aufgabe sowie für seine steti-ge Förderung gedankt. Ganz besonderen Dank gebührt Herrn Dr. KERTZ sowie Herrn Dr. SIEBERT für vielfäl-tige Anregung und Hilfe.

Die instrumentelle Ausrüstung der Satellitenstationen einschließlich der Variometer ist in der Werkstatt des Geophysikalischen Institutes, Göttingen, von Herrn Mechaniker R. APEL hergestellt worden. Auch unter un-günstigsten Bedingungen haben sich diese Instrumente auf das beste bewährt.

Die Durchführung der "erdmagnetischen Tiefensondierung" wäre nicht möglich gewesen, wenn nicht überall durch verständnisvolle Hilfe ein geeigneter Aufstellungsplatz für die Satellitenstationen gefunden worden wäre. An dieser Stelle ist insbesondere den örtlichen Forstverwaltungen für ihre tatkräftige Unterstützung zu danken.