

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK UND ASTROPHYSIK

INSTITUT FÜR EXTRATERRESTRISCHE PHYSIK

MPI-PAE/Extraterr. 111

Juni 1975

Eine Möglichkeit zur Unterscheidung  
von magnetosphärischen und ionosphärischen Magnetfeldstörungen  
in der Nähe des magnetischen Äquators

Ioannis Papamastorakis

Das Recht der Veröffentlichung, Vervielfältigung, Verbreitung und Übersetzung in fremde Sprachen des Originaltextes, einschließlich der Zeichnungen, im ganzen oder teilweise, von Auszügen oder Zusammenfassungen, sowie des technischen oder wissenschaftlichen Inhaltes des Berichtes bleibt ausschließlich dem Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik vorbehalten; Ausnahmen bedürfen der schriftlichen Genehmigung.

Das Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik behält sich ferner die ausschließliche Verwertung der in dem Bericht enthaltenen Information zur Erlangung von gewerblichen Schutzrechten, insbesondere Patent- und Gebrauchsmusterrechten im In- und Ausland vor. Benutzungshandlungen, die auf Grund der aus diesem Bericht erlangten Kenntnisse vorgenommen werden, können kein Vorbenutzungsrecht gemäß § 7 Abs. 1 Satz 1 PatG begründen. Auf § 5 PatG wird verwiesen.

Das Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik gewährleistet nicht, daß die Angaben in diesem Bericht frei von Schutzrechten, wie Patent-, Gebrauchsmuster- oder Warenzeichenrechten, sind.

Es ist jede Verantwortung für Schäden ausgeschlossen, die durch die Benutzung der in dem Bericht enthaltenen Informationen oder der beschriebenen Apparate, Methoden und Verfahren verursacht werden.

Eine Möglichkeit zur Unterscheidung  
von magnetosphärischen und ionosphärischen Magnetfeldstörungen  
in der Nähe des magnetischen Äquators

Ioannis Papamastorakis

## INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
2. Ströme in der Ionosphäre und Magnetosphäre und deren Magnetfeld	6
2.1 Geomagnetische Tagesvariation in der äquatorialen Zone	20
2.2 Geomagnetische Störungen in der äquatorialen Zone	27
3. Auswertung von Magnetogrammen indischer und anderer Observatorien	35
3.1 Darstellung des auf der Erdoberfläche gemessenen Magnetfeldes	35
3.2 Geomagnetische Tagesvariation in südindischen Observatorien	37
3.3 Geomagnetische Störungen in südindischen Observatorien	41
3.4 Vergleich der Störungen in Annamalainagar und Trivandrum mit den Störungen in Nachbarstationen	55
3.5 Magnetogrammauswertung zur Feststellung globaler Zusammenhänge und des Zusammenhangs von Z-Null-Störungen in Annamalainagar mit dem interplanetaren Magnetfeld	57
3.6 Fehler beim Ablesen der Magnetogramme	66
3.7 Schlußfolgerungen aus der Magnetogrammauswertung	67
3.8 Trennung des Magnetfeldes der Störungen in ihren ionosphärischen und magnetosphärischen Anteil	70
4. Leitfähigkeitsverteilung in der Erde und Leitfähigkeitsanomalien	74
4.1 Untersuchungsmethoden, geomagnetische Induktionspfeile	74
4.1.1 Konstruktion von Induktionspfeilen in Annamalainagar	79
4.2 Leitfähigkeitsverteilung in Erdkruste und -mantel	83
4.2.1 Leitfähigkeitsanomalien	87
4.3 Leiter, die für das anomale Magnetfeldverhalten bei Magnetfeldstörungen in südindischen Stationen in Frage kommen	93

5. Mathematische Beschreibung von elektromagnetischen Induktionsvorgängen	94
5.1 Induktion in den Ozeanen durch geomagnetische Feldvariationen	95
5.1.1 Zeitkonstante eines Ozeans	99
5.1.2 Bullard-Parker-Methode	100
6. Simulation von elektromagnetischen Induktionsvorgängen und Konstruktion eines Analogmodells	102
6.1 Modellidealisationen	103
7. Messungen am Analogmodell, Meßergebnisse und Diskussion	109
7.1 Magnetfeldmessungen am Analogmodell	109
7.2 Spannungsmessungen am Analogmodell	112
7.3 Meßergebnisse und Diskussion	115
8. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	126
9. Anhang	136
Literaturverzeichnis	137

## 1. EINLEITUNG

Eines der noch nicht völlig geklärten geophysikalischen Probleme besteht darin, die Höhe der Stromsysteme zu lokalisieren, die für die verschiedenen Magnetfeldstörungen verantwortlich sind, welche in dem Bereich von einigen Minuten bis zu ca. 1 Stunde in den Magnetogrammen erdgebundener Observatorien auftreten. Mit der Gauß'schen Methode der Kugelfunktionsanalyse kann man zwar eine Störung in einen äußeren und einen inneren Anteil zerlegen, aber eine genauere Lokalisierung des die Störung verursachenden Stromes ist nicht möglich. Es gibt dabei prinzipiell zwei Möglichkeiten für die Art dieser Ströme. Sie können entweder in der Ionosphäre oder in der Magnetosphäre fließen. Im ersten Fall handelt es sich um einen Leitungsstrom etwa in der Höhe, in der Stoß- und Gyrofrequenzen vergleichbar sind; im zweiten Fall um eine Kombination von diamagnetischen und von der Inhomogenität des Magnetfeldes getriebenen Strömen im energiereichen Plasma der Magnetosphäre. Eine genaue Klärung der relativen Anteile an einer beobachteten Magnetfeldstörung läßt sich mittels Satelliten durchführen. Es kann aber auch überlegt werden, ob nach einer anderen Methode doch noch aus erdgebundenen Registrierungen allein Schlüsse über die Höhe der stromführenden Schicht gezogen werden können. Das könnte in solchen Gebieten der Erde der Fall sein, wo sich aufgrund spezieller Bedingungen die Konfigurationen des ionosphärischen und des magnetosphärischen Feldes stark voneinander unterscheiden. Wenn dann gleichzeitig in der Umgebung dieser ausgezeichneten Gebiete der Erde ein Leiter vorhanden ist, würde die Konfiguration der durch die Magnetfeldstörung in diesem Leiter indu-

zierten Ströme je nach primärer Feldkonfiguration verschieden sein. Die am Leiterrand durch die Induktion auftretenden Magnetfelder könnten dann je nach primärer Feldkonfiguration spezielle Merkmale zeigen, die in einer groben Unterscheidung der Höhe der stromführenden Schicht und damit zur Trennung einer Störung in ihren magnetosphärischen und ihren ionosphärischen Anteil beitragen würden.

Gebiete der Erde, in denen das ionosphärische sich vom magnetosphärischen Feld stark unterscheidet, gibt es unterhalb des magnetischen Äquators. Dort führt am Tage bei vorhandenem elektrischen Feld die Horizontalität der Magnetfeldlinien zu Polarisierungseffekten und als Folge derer zu einem stark gebündelten Strom längs des magnetischen Äquators. Das Magnetfeld dieses Stromes ist am Boden senkrecht zum magnetischen Äquator stark inhomogen, während das magnetosphärische Feld über denselben Bereich sehr homogen und horizontal ist. Eine der magnetischen äquatorialen Stationen ist Annamalainagar (Anr.) an der Küste Südostindiens (Abb. 1). In dieser Abb. sind der Modellozean und der ionosphärische Modellstrom dargestellt, die in Kapitel 6 beschrieben werden. Im Zusammenhang mit den Raketenexperimenten des Instituts für extraterrestrische Physik wurden Magnetogramme dieser Station ausgewertet und dabei die überraschende Tatsache festgestellt, daß gewisse Störungen am Tage nur in der horizontalen, nicht aber in der vertikalen Komponente zu sehen waren, während in der Nacht jede Störung sowohl in H als auch in Z auftrat. In der ca. 400 km von Anr. entfernten, ebenfalls in der Nachbarschaft des magnetischen Äquators befindlichen Station Trivandrum (Trv.) (Abb. 1) treten dagegen alle Nacht- und Tagesstörungen in H und Z auf. Da in der Nacht der ionosphärische Strom sehr klein im Vergleich zum Tage ist,

wurde überlegt, ob diese am Tage in Anr. nur in H aber nicht in Z auftretenden Störungen (die wir im folgenden als Z-Null-Störungen bezeichnen werden) ionosphärische Störungen sind, weil sie nur am Tage auftreten, während die Nachtstörungen magnetosphärische Störungen sind. Die am Tage auftretenden übrigen Störungen mit  $\frac{Z}{H} \neq 0$  würden dann nach dieser Vorstellung sowohl ionosphärische als auch magnetosphärische Anteile enthalten, die man durch eine geeignete Methode voneinander trennen kann. Da Anr. an der Küste lokalisiert ist, wurde die Hypothese aufgestellt, daß die geschilderten Verhältnisse Ausdruck der Induktion zweier verschieden konfigurierter äußerer Felder - des inhomogenen ionosphärischen und des homogen horizontalen magnetosphärischen - im Ozean sind.

In Kapitel 2 werden zunächst die Ströme in der Ionosphäre und in der Magnetosphäre und deren Magnetfelder rekapituliert. Anschließend werden dann speziell die Kenntnisse ausführlich diskutiert, die man bis jetzt über die geomagnetischen Störungen in der Äquatorialzone und über den Zusammenhang zwischen ihnen und Störungen in hohen magnetischen Bereichen sowie zwischen ihnen und dem Solarwind-Magnetosphäre-System gesammelt hat. In Kapitel 3 erfolgt eine Auswertung von Magnetogrammen der indischen Stationen sowie eine Erörterung des Zusammenhangs zwischen Z-Null-Störungen und Störungen in hohen geomagnetischen Breiten und dem interplanetaren Magnetfeld (IMF) wie auch die globale Feldkonfiguration einer Z-Null-Störung. Anschließend wird anhand von SSC-Störungen die Zerlegung von Störungen in ihren ionosphärischen und magnetosphärischen Anteil demonstriert.

In Kapitel 4 werden zunächst Untersuchungsmethoden bei geomagnetischen Induktionsanomalien besprochen und geomagnetische Induktionspfeile für Annamalainagar konstruiert. Es wird dann auf die Leitfähigkeitsverteilung in der Erde und auf die an verschiedenen Plätzen auftretenden Leitfähigkeitsanomalien eingegangen.

In Kapitel 5 wird die mathematische Beschreibung von elektromagnetischen Induktionsvorgängen und insbesondere die Induktion in den Ozeanen durch geomagnetische Feldvariationen behandelt. Die Schwierigkeiten eines rein mathematischen Lösungsweges für das vorliegende Problem werden aufgezeigt.

In Kapitel 6 wird gezeigt, wie sich elektromagnetische Induktionsvorgänge im Modell simulieren lassen und wie ein Analogmodell für das vorliegende Problem auszusehen hat.

In Kapitel 7 werden die am Analogmodell durchgeführten Magnetfeld- und Spannungsmessungen beschrieben und diskutiert.

In Kapitel 8 wird eine Zusammenfassung gegeben und es werden Schlußfolgerungen gezogen. .

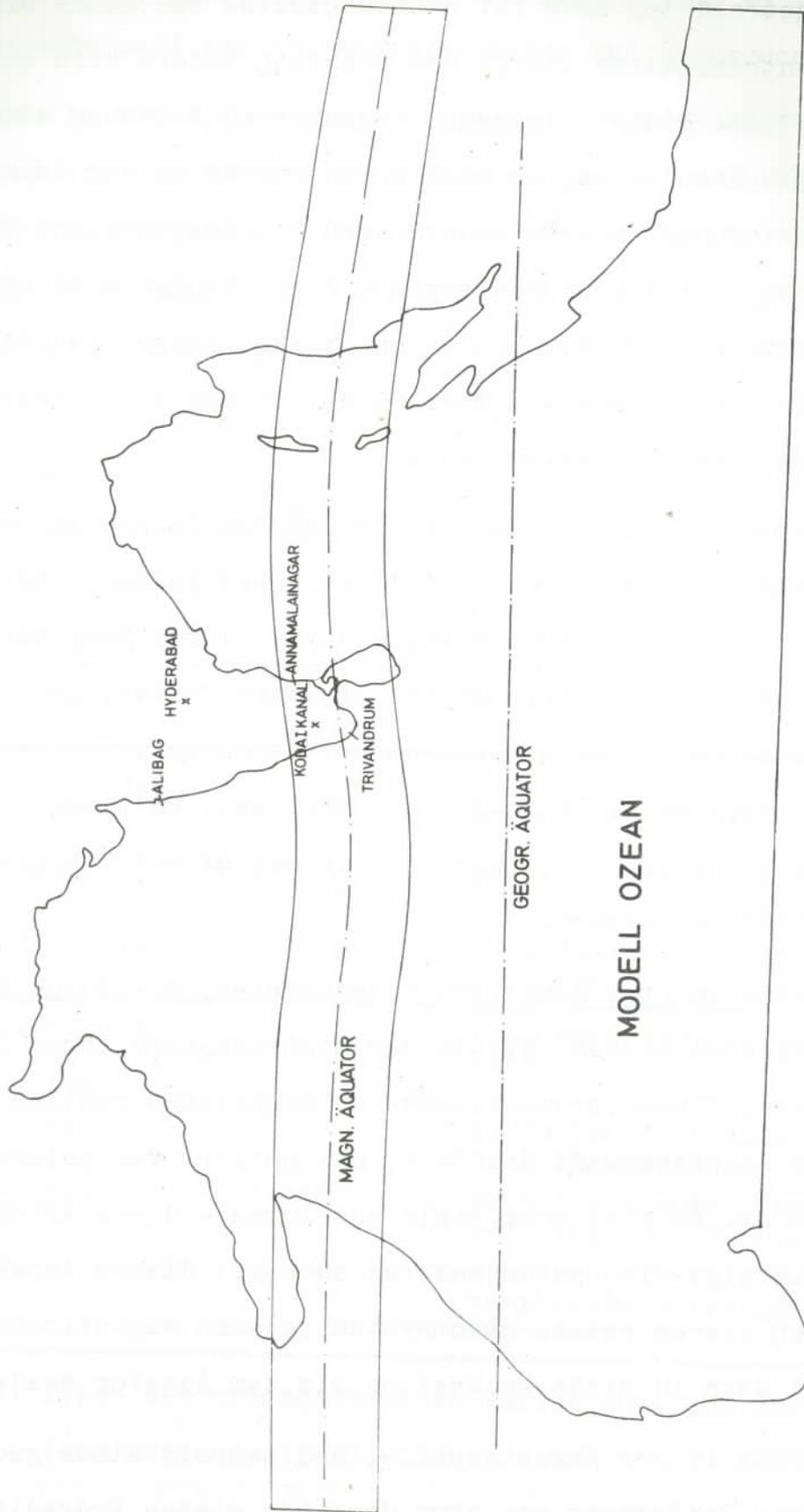


Abb. 1: Modellozean mit ionosphärischem Modellstrom

## 2. STRÖME IN DER IONOSPHERE UND MAGNETOSPHERE UND DEREN MAGNETFELD

Das Magnetfeld der Erde ist näherungsweise das eines Dipols in ihrem Zentrum. Seine Stärke und Richtung ändern sich langsam mit der Zeit. Dieser langsamen (säkularen) Änderung sind schnelle Änderungen überlagert, erzeugt durch Ströme in der Ionosphäre und Magnetosphäre oder erzeugt durch hydromagnetische Wellen. Die Ströme wiederum werden erzeugt durch mechanische Kräfte oder elektrische Felder und deren Stärken hängen von der Leitfähigkeit des ionisierten Mediums ab, in dem sie fließen. Man kann diese Ströme unterteilen in:

- I. Ströme, die in der E- und der unteren F-Schicht der Ionosphäre (Maximum etwa bei 110 km Höhe) fließen und von Winden in der Hochatmosphäre, und zwar ihrer Komponente senkrecht zu den Feldlinien des Erdmagnetfeldes, getrieben werden. Dies ist der sogenannte atmosphärische Dynamo; das Stromsystem heißt Sq-Stromsystem, weil es einen Gang mit dem Sonnenstand hat und auch an magnetisch ruhigen Tagen (quiet) existiert.
- II. Ströme in etwa demselben Höhenbereich, die durch Kräfte getrieben werden, die in der Magnetosphäre ihren Ursprung haben. Diese Ströme fließen an magnetisch ruhigen Tagen in der Nachbarschaft des Pols, man spricht vom polaren Stromsystem. Es gibt aber viele Anzeichen - diese Arbeit beschäftigt sich unter anderem auch mit diesem Aspekt - daß sich dieses polare Stromsystem je nach magnetischer Aktivität auch in niedrige Breiten bis zum Äquator ausdehnt.
- III. Ströme in der Magnetosphäre, und zwar in einer geozentrischen Entfernung von etwa drei bis sieben Erdradien der so-

genannte Ringstrom, und daran unmittelbar anschließend Ströme in der Plasmaschicht, die sich bis weit hinaus in den Magnetosphärenschweif auf der Nachtseite der Erde erstrecken.

IV. Ströme in der Magnetopause als Folge der Kompression des geomagnetischen Feldes durch den solaren Wind und als Folge der durch den solaren Wind ausgeübten "Reibung".

V. Ströme längs der Magnetfeldlinien, die im Prinzip die Systeme I. - IV. untereinander verbinden können.

In Tabelle 1 sind die Magnetfeldänderungen, die am Erdboden registriert werden, zusammengefaßt. Sie werden durch die obengenannten Ströme erzeugt. Im folgenden wird kurz auf die Ströme und ihre Magnetfelder eingegangen.

Typ	Bedeutung der Symbole	Art	Ursache
Sq	S = solar day q = quiet		Thermisch bedingte atmosphärische Gezeitenwinde
S <sub>q</sub> <sup>p</sup>	p = polar	regulär	Elektrisches Konvektionsfeld der ruhigen Magnetosphäre
L	L = lunar day		Gravitationsbedingte Gezeitenwinde
DCF	D = disturbed CF = corpuscular flux		Diskontinuität im solaren Wind
DR	R = ring		Auffüllung der äußeren Strahlungsgürtel
DP1	P = polar	irregulär	Erhöhtes elektrisches Konvektionsfeld und Polarlichter
DP2			Erhöhtes elektrisches Konvektionsfeld der gestörten Magnetosphäre

Tabelle 1: Typen der erdmagnetischen Variationen und ihre Ursachen (aus Volland, 1972).

Sq und L gehören zur Stromkategorie I. Infolge der tagesperiodischen Sonnenerwärmung bzw. der periodischen Gravitationsanziehung des Mondes werden periodische Luftbewegungen in der Atmosphäre erzeugt. Mit  $\vec{V}$  als horizontale Windgeschwindigkeit der neutralen Atmosphäre in der ionosphärischen E-Schicht relativ zu den Magnetfeldlinien wird eine elektromotorische Kraft  $\vec{V} \times \vec{B}$  erzeugt. Durch den dadurch getriebenen Strom werden auch Raumladungen mit Potential  $\phi$  frei, so daß das Gesamtfeld durch  $\vec{E} = -\text{grad } \phi + \vec{V} \times \vec{B}$  gegeben ist. Vernachlässigt man in erster Näherung vertikale Winde, dann ist für den magnetisch äquatorialen Bereich folgende Konsequenz wichtig: Die horizontale Komponente der dynamo-elektromotorischen Kraft  $\vec{V} \times \vec{B}$  wird längs des magnetischen Äquators wegen der Horizontalität von  $\vec{B}$  Null und es existiert dort nur noch der elektrostatische Feldanteil  $-\text{grad } \phi$ , der am Tag ostwärts und in der Nacht westwärts gerichtet ist.

Zur Diskussion der Stromsysteme II, III, IV und V und ihrer Magnetfelder ist es notwendig, auf die Wechselwirkung der Magnetosphäre mit dem solaren Wind einzugehen. Unter dem Einfluß des hoch leitfähigen solaren Windes bildet die Magnetosphäre einen Hohlraum, in dem ihr Magnetfeld eingeschlossen wird. Abb. 2 zeigt einen Querschnitt der Magnetosphäre längs des Mittag-Mitternachts-Meridians. Aufgezeigt wird die Verteilung des magnetosphärischen Plasmas (Sckopke, 1974).

Durch die Bewegung des solaren Windes senkrecht zu der Magnetopause, die die äußere Begrenzung der Magnetosphäre darstellt, werden - wie aus Abb. 3 ersichtlich - Ströme in der Magnetopause induziert, deren Magnetfeld auf der Erde zum Erdmagnetfeld einen positiven Beitrag von einigen  $\gamma$  an magnetisch ruhigen Tagen liefert.

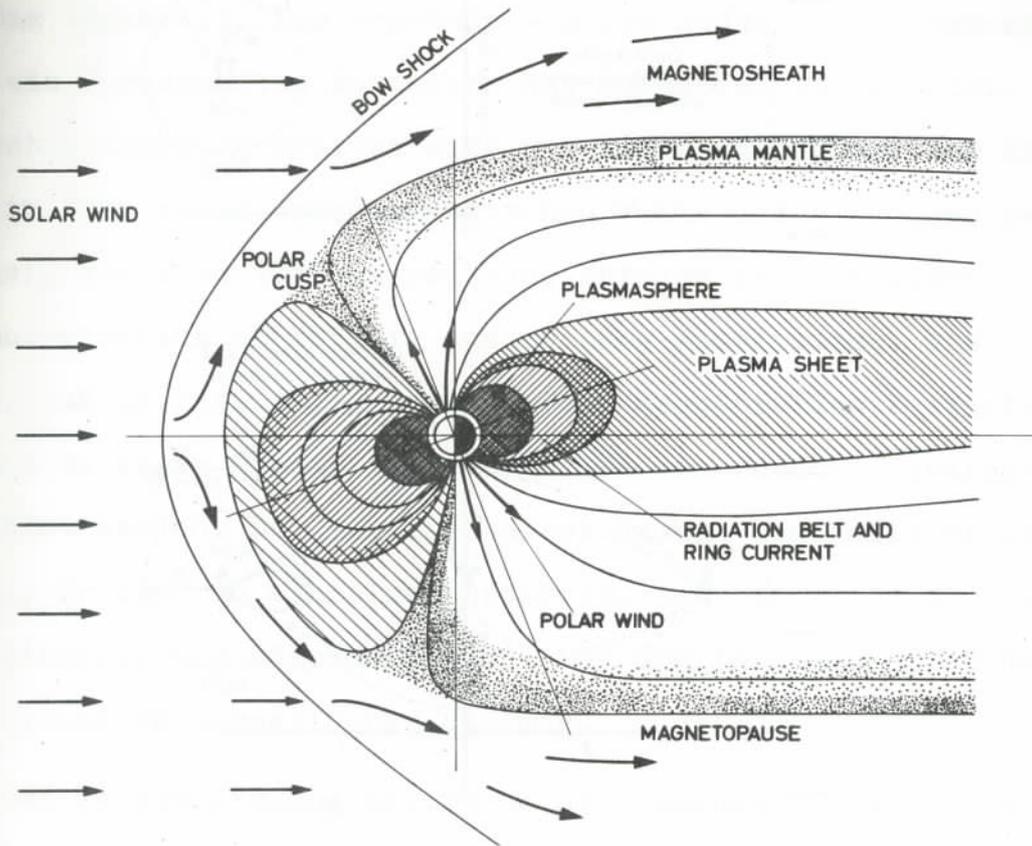


Abb. 2: Die Verteilung des Plasmas in der Magnetosphäre.  
Gezeigt wird der Mittag-Mitternachts-Querschnitt  
(nach Sckopke, 1974).

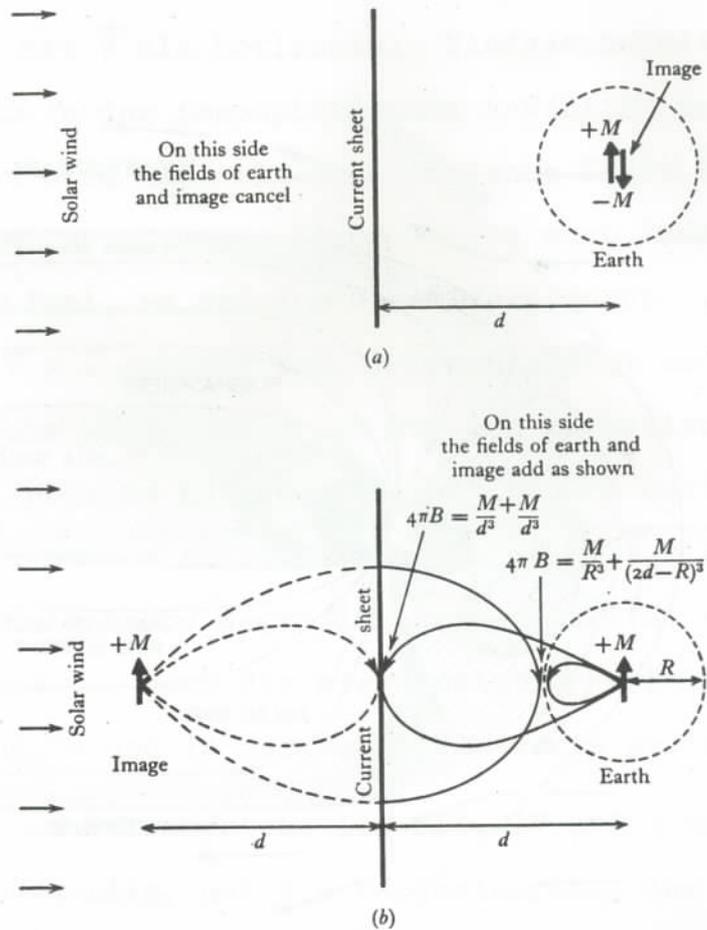


Abb. 3: Das Magnetfeld, das erzeugt würde, wenn die Begrenzung der Magnetosphäre eben wäre. Das Feld der Erde ist das eines Dipols des Moments  $+M$  in ihrem Zentrum. Ströme fließen in der ebenen Magnetopause um ein Feld zu erzeugen, das an der sonnenwärts gerichteten Seite von einem Dipol  $-M$  im Erdzentrum und an der erdwärts gerichteten Seite von einem Spiegeldipol  $+M$  zu stammen scheint. (Aus Ratcliffe, 1972)

Kommt von der Sonne ein Windstoß in Form eines verstärkten solaren Windes an (DCF) (Teilchenkonzentration ca.  $10^7/m^3$  statt  $5 \times 10^6/m^3$  an ruhigen Tagen, Windgeschwindigkeit ca. 900 km/sec anstatt 300 km/sec), so werden in der Magnetopause stärkere Ströme induziert. Das Ergebnis - Storm Sudden Commencement (SSC) - ist ein sprunghaftes Ansteigen des Magnetfeldes am Boden. Die Magnetfeldstörung breitet sich von der Magnetopause zum Erdboden in Form einer hydromagnetischen Welle mit einer Geschwindigkeit von rund 1000 km/sec aus. Infolge der ionisierten Atmosphärenschichten ist die Ausbreitung kompliziert. Das führt dazu, daß am Beginn des Anstiegs des Magnetfeldes Zeitunterschiede bis zu einer Minute in voneinander entfernten Stationen beobachtet werden. Der Anstieg selbst dauert ebenfalls einige Minuten. Er kann an einzelnen Observatorien bis zu  $100\gamma$  betragen (Akasofu und Chapman, 1972). Der SSC ist gewöhnlich der Vorbote eines geomagnetischen Sturmes.

Bei der Wechselwirkung solarer Wind / Magnetosphäre ist von wesentlicher Bedeutung, daß der solare Wind ein Magnetfeld mit sich trägt (Dungey, 1953, 1958, 1961, 1963). Hat das IMF eine südgerichtete Komponente, so können sich die interplanetaren Magnetfeldlinien mit den Linien des Erdmagnetfeldes verbinden (Abb. 4a). Beim nordgerichteten IMF bilden sich zwei neutrale Punkte über den Polen (Abb. 4b). Dadurch, daß das IMF mit dem solaren Wind transportiert wird, wird das Kraftlinienbild von Abb. 4a gestört und nimmt die Form in Abb. 4c an. So nehmen die Stromlinien 0, die den neutralen Punkt P passieren, in aufeinander folgender Reihe die Formen 1, 2, 3 ... an. Die terrestrische und die interplanetare Feldlinie verbinden sich in P und

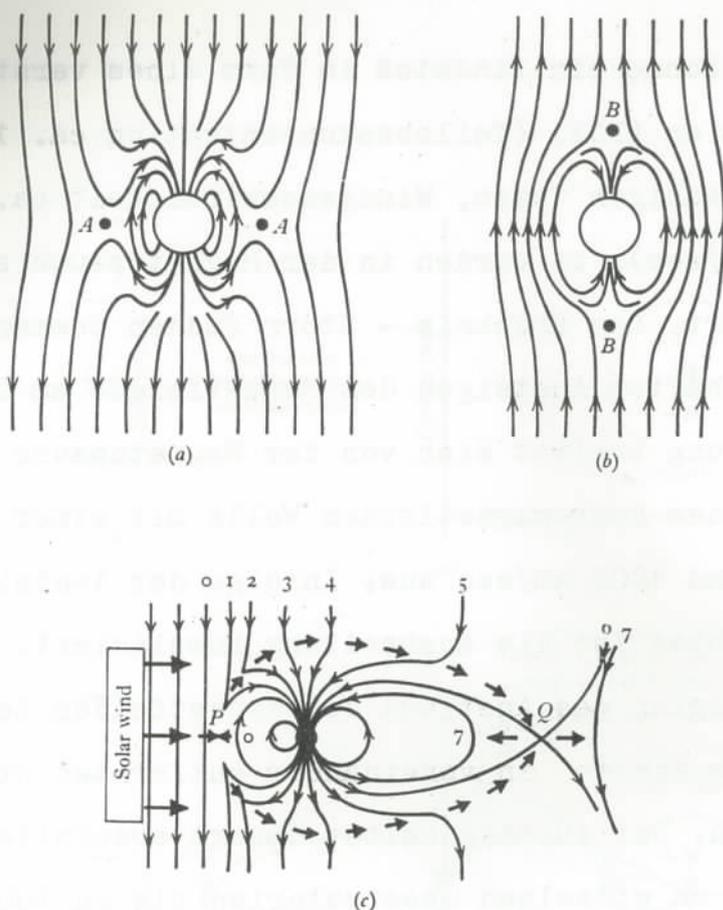
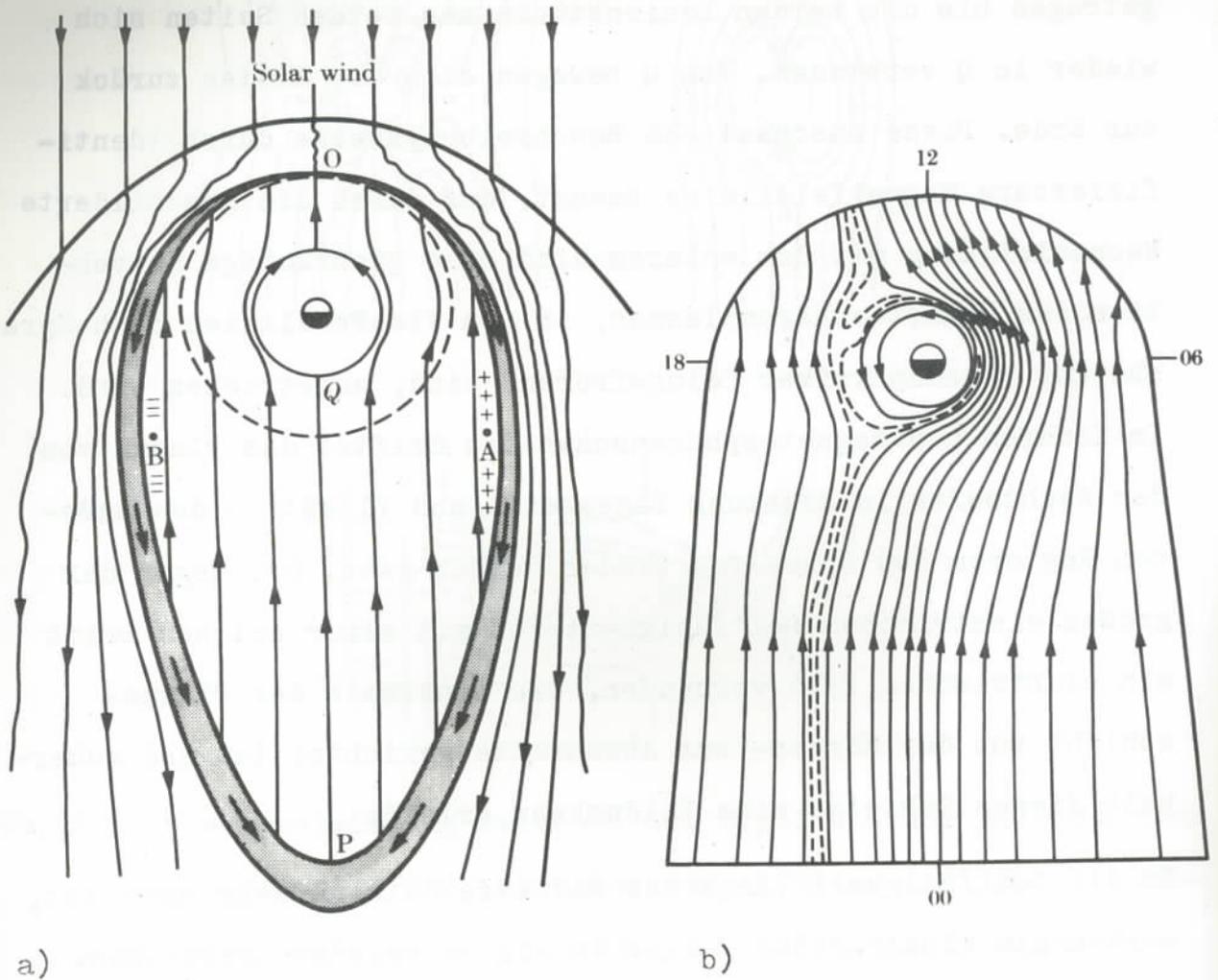


Abb. 4: Die Wechselwirkung zwischen dem Dipolfeld der Erde und der N-S-Komponente des interplanetaren Feldes (a). Ein gleichförmiges Feld im freien Raum, gerichtet wie gezeigt, d. h. in Richtung des Südpols der Erde, verbindet sich zusammen mit dem Dipolfeld zu einem neutralen Ring, der die Ebene des Diagramms bei AA schneidet (b). Wenn er die gegenteilige Richtung hat, bilden sich zwei neutrale Punkte B und B oberhalb der beiden Pole. Wenn das Feld der Abb. (a) durch den solaren Wind von links nach rechts getragen wird, werden die Feldlinien verzerrt, so daß sie im folgenden die Positionen 0, 1, 2, 3 ... wie in (c) angegeben einnehmen. Plasma wird - wie durch die kleinen dunklen Pfeile dargestellt - mitgetragen. Es wird in die Magnetosphäre am neutralen Punkt Q injiziert, um in Richtung der Erdpolarregionen zu wandern (nach Ratcliffe, 1972)

die sich dadurch ergebende Linie wird zu dem Magnetoschweif getragen bis die beiden Linienstücke aus beiden Seiten sich wieder in Q verbinden. Von Q bewegen sich die Linien zurück zur Erde. Diese anschauliche Beschreibungsweise durch identifizierbare Magnetfeldlinien besagt, daß durch die geschilderte Wechselwirkung mit dem solaren Wind eine großräumige Konvektion des Magnetosphärenplasmas, in dem die Feldlinien nach Sprache der Plasmaphysiker "eingefroren" sind, angetrieben wird. Im Inneren des Magnetosphärenschweifes driftet das Plasma von der Nachtseite in Richtung Tagesseite und fließt in den äußeren Regionen des Schweifes wieder zurück (Abb. 5). Wegen der großen elektrischen Leitfähigkeit ist mit einer solchen Drift ein elektrisches Feld verbunden, das innerhalb der Plasmaschicht von der Morgen- zur Abendseite gerichtet ist und außerhalb dieses Gebietes eine Feldumkehr erleidet.

Da die Leitfähigkeit längs der Magnetfeldlinien sehr hoch ist, werden die elektrischen Felder in die Ionosphäre übertragen. Dieses in die Ionosphäre übertragene Stromsystem wird mit dem als  $S_q^P$  bezeichneten Stromsystem in Verbindung gebracht. Da polare Magnetogramme fast immer sehr gestört sind, ist es üblich, auf die globale magnetische Tagesvariation  $S_q$  zu schließen, ohne magnetische Daten aus der polaren Region zu verwenden. Das dann auf dieser Grundlage konstruierte äquivalente ionosphärische Stromsystem wird auf die polare Region extrapoliert. Das aus polaren Magnetfelddaten gewonnene Stromsystem unterscheidet sich aber vom extrapolierten. Die Differenz wird als  $S_q^P$ -Stromsystem bezeichnet. Abb. 6 zeigt nach Feldstein und Zaitzev (1967) die  $S_q^P$ -Magnetfeldvektoren.  $S_q^P$  ist ein Tagesphänomen.



a) Abb. 5 a: Die Strömungslinien der Konvektion des magnetosphärischen Plasmas in der Äquatorialebene (aus Axford, 1964).

b) Abb. 5 b: Die Strömungslinien unter Berücksichtigung der Korotation des Plasmas mit der Erde (nach Brice, 1967).

Kawasaki und Akasofu (1972, 1973) betrachten die  $S_q^D$ -Variation als Bestandteil der oben erwähnten großräumigen Plasmakonvektion in der Magnetosphäre.

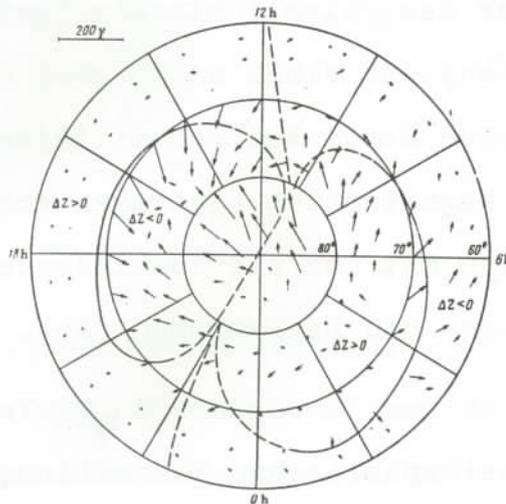


Abb. 6: Die Verteilung der geomagnetischen Vektoren über der polaren Region für  $S_q^D$ -Variation (nach Feldstein und Zaitzev, 1967).

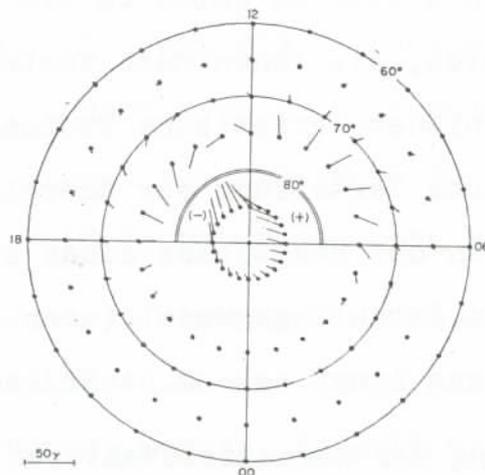


Abb. 7: Die berechnete Verteilung der geomagnetischen Vektoren, die von einem Modell- $S_q^D$ -Stromsystem erzeugt werden (nach Kawasaki und Akasofu, 1973).

Anhand einer Modellrechnung konnten sie zeigen, daß man das  $S_q^P$ -Stromsystem in Übereinstimmung mit Abb. 6 betrachten kann als bestehend aus einem nach innen gerichteten, längs der Feldlinien fließenden Strom von der Morgenseite der Magnetopause zu dem Vormittagssektor des Polarlichtovals (getragen von positiv geladenen Teilchen) und einen nach außen gerichteten längs der Feldlinien fließenden Strom vom Nachmittagssektor des Ovals zu der Abendseite der Magnetopause (getragen von negativ geladenen Teilchen) zusammen mit den sie verbindenden transversalen ionosphärischen Pedersen- und Hallströmen (Abb. 7).

Die Verhältnisse, die in der Ionosphäre durch Verstärkung und Modifizierung des magnetosphärischen Konvektionsfeldes durch Änderung der Solarwind-Parameter entstehen, werden ausführlich in Kapitel 2.2 behandelt.

Der Ringstrom entsteht durch Auffüllung des äußeren Strahlungsgürtels durch Protonen und Elektronen von einigen keV bis einigen 10 keV. Die Elektronen driften dabei um die Dipolachse des Erdmagnetfeldes nach Osten, die Ionen nach Westen. Magnetisch am wirksamsten ist die niederenergetische Protonenkomponente. Abb. 8 zeigt die räumliche Verteilung der Energiedichte niederenergetischer Protonen, in der Hauptphase eines schwachen, erdmagnetischen Sturmes, im Strahlungsgürtel (nach Frank, 1967). Das Zentrum der Verteilung liegt bei ca. 4 Erdradien.

Die berechnete Verteilung der Magnetfeldvektoren eines Modellringstromes nach Sckopke (1974) ist in Abb. 9 wiedergegeben. Die angenommene Verteilung der Energiedichte reicht von 1.95 bis 7.80 Erdradien mit einem Maximum von  $\epsilon = 1.16 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}^3$  bei 3.1 Erdradien.

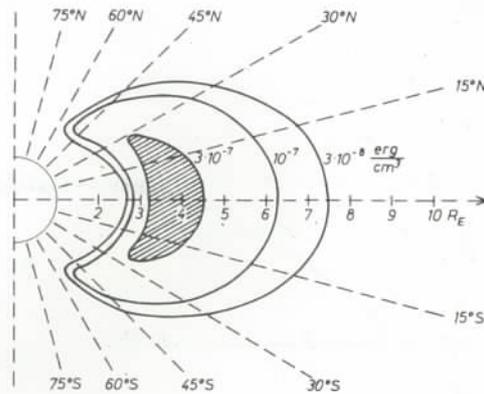


Abb. 8: Strahlungsgürtel: Energiedichte niederenergetischer Protonen  $0.2 < \epsilon_p < 50$  keV in der Hauptphase eines schwachen erdmagnetischen Sturmes (9. Juli 1966).

Koordinaten: Invarianter geozentrischer Abstand und invariante Breite (nach Frank, 1967).

Die Breitenabhängigkeit der Feldkomponenten auf der Erdoberfläche, berechnet nach demselben Modell von Sckopke (1974), ist in Abb. 10 dargestellt. Am geomagnetischen Äquator ist das Feld horizontal.  $H(\lambda)/H(0)$  und  $Z(\lambda)/Z(90)$  wo  $\lambda$  die geomagnetische Breite bedeutet, ändern sich in sehr guter Näherung wie  $\cos \lambda$  bzw.  $\sin \lambda$ . Innerhalb von einigen Grad um den geomagnetischen Äquator ist das Feld in guter Näherung homogen und horizontal.

Die verschiedenen in diesem Kapitel beschriebenen Stromsysteme können im Prinzip durch Ströme längs der Magnetfeldlinien untereinander verbunden werden. Es gibt darüber Messungen wie auch eine Reihe von Modellen (Akasofu und Chapman, 1972).

Abschließend soll noch darauf hingewiesen werden, daß wir uns in dieser Arbeit mit Teilstürmen (substorms) nicht näher befassen werden, da es sich bei ihnen im wesentlichen um Nachtereignisse handelt, deren Einfluß am Äquator gering ist.

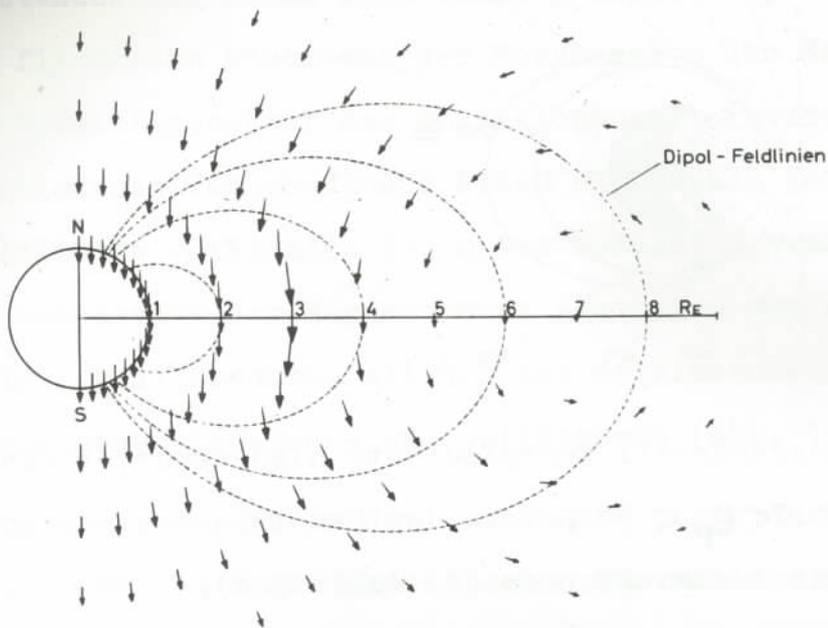


Abb. 9: Die Verteilung der Magnetfeldvektoren eines Modellringstromes. Die angenommene Energieverteilung der Ringstromteilchen reicht von  $1.95$  bis  $7.80 R_E$ , mit einem Maximum von  $\mathcal{E} = 1.16 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}^3$  bei  $R = 3.1 R_E$ . Das Störfeld liefert am geomagnetischen Äquator  $H_{\text{äq}} = 76.9 \gamma$ . Eine Pfeillänge von  $10 \text{ mm} \cong 100 \gamma$ .  
(nach Sckopke, 1974)

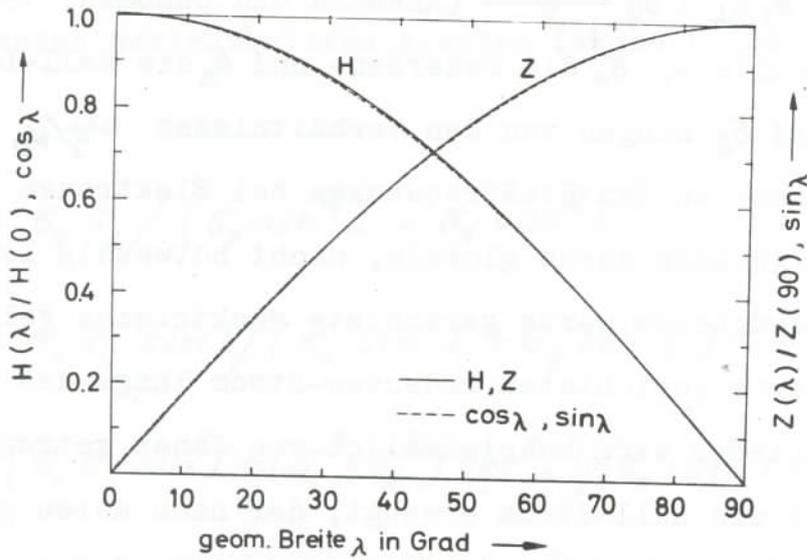


Abb. 10: Geomagnetische Breitenabhängigkeit der Magnetfeldkomponenten des Ringstromes auf der Erdoberfläche (nach demselben Modell von Sckopke wie in Abb. 9).  $H(\lambda)/H(0)$  und  $Z(\lambda)/Z(90)$  ändern sich in sehr guter Näherung wie  $\cos \lambda$  bzw.  $\sin \lambda$ . (nach Sckopke, 1974)

## 2.1 GEOMAGNETISCHE TAGESVARIATION IN DER ÄQUATORIALEN ZONE

Die Leitfähigkeit in der Ionosphäre ist wegen des Erdmagnetfeldes und der neutralen Luftkomponente ein Tensor. Bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes ist der Strom  $\vec{j}$  gegeben durch

$$\vec{j} = \sigma_0 E_{\parallel} + \sigma_1 \vec{E}_{\perp} + \sigma_2 \frac{(\vec{B} \times \vec{E})}{B} \quad (\text{Akasofu und Chapman, 1972}).$$

$\sigma_0$  ist die Parallel-,  $\sigma_1$  die Pedersen- und  $\sigma_2$  die Hall-Leitfähigkeit.  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  hängen von den Verhältnissen  $\omega_e/\nu_e$  und  $\omega_i/\nu_i$  der Gyrationen- zu den Stoßfrequenzen bei Elektronen und Ionen ab. Das am Äquator durch globale, nicht notwendig lokale Dynamowirkung erzeugte ostwärts gerichtete elektrische Feld treibt einen ostwärts gerichteten Pedersen-Strom längs des magnetischen Äquators. Dieser wird hauptsächlich von Ionen getragen. Gleichzeitig wird ein Hall-Strom erzeugt, der nach unten gerichtet ist. Da aber die leitfähigen ionosphärischen Schichten eine dünne Schale darstellen, entstehen durch diesen Hall-Strom an der oberen und unteren Seite der Ionosphäre Polarisationsladungen und infolgedessen ein nach oben gerichtetes elektrisches Feld. Der mit diesem elektrischen Feld verbundene nach oben gerichtete Pedersen-Strom hat dieselbe Größe wie der nach unten gerichtete Hall-Strom, so daß kein Netto-Vertikal-Strom entsteht. Andererseits treibt das nach oben gerichtete elektrische Feld nicht nur den nach oben gerichteten Pedersen-Strom, sondern auch einen starken ostwärts gerichteten Hall-Strom. Der Strom wird im wesentlichen durch einen westwärts gerichteten Strom von Elektronen getragen und addiert sich zu dem ursprünglichen Pedersen-Strom. Insgesamt werden hierdurch bei gegebenem primären Horizontalfeld der Strom und die Leitfähigkeit verstärkt. Man erhält bei einer solchen Konfiguration die sogenannte Cowling-Leitfähigkeit.

Betrachtet man die Ionosphäre als eine dünne sphärische Schale und wählt man kartesische Koordinaten mit den x- und y-Achsen in Richtung magnetisch Süd und Ost entsprechend sowie die z-Achse nach oben gerichtet, so erhält man nach Einführung des Neigungs- oder Dipwinkels  $I = \arctg\left(\frac{Z}{H}\right)$  folgende Ausdrücke für die sogenannten Schichtleitfähigkeiten (Akasofu und Chapman, 1972).

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \sigma_1 / (\sigma_0 \cdot \sin^2 I + \sigma_1 \cdot \cos^2 I) \quad (3.1a)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_0 \sigma_1 \cdot \sin I / (\sigma_0 \cdot \sin^2 I + \sigma_1 \cdot \cos^2 I) = -\sigma_{yx} \quad (3.1b)$$

$$\sigma_{yy} = [\sigma_0 \sigma_1 \cdot \sin^2 I + (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \cdot \cos^2 I] / (\sigma_0 \cdot \sin^2 I + \sigma_1 \cdot \cos^2 I) \quad (3.1c)$$

Aus Gleichung 3.1c ergibt sich für  $I = 0$  d. h. am Äquator

$$\sigma_{yy} = \sigma_1 + \sigma_2^2 / \sigma_1 = \sigma_3 \cdot \sigma_3 \text{ ist die Cowling-Leitfähigkeit.}$$

Für die höhenintegrierten Leitfähigkeiten  $\Sigma_{xx} = \int \sigma_{xx} dh$ ,

$\Sigma_{xy} = \int \sigma_{xy} dh$ ,  $\Sigma_{yy} = \int \sigma_{yy} dh$  lassen sich in Abhängigkeit vom

Neigungs- oder Dipwinkel folgende Werte für die Mittagszeit

errechnen (Tabelle 2). Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß  $\Sigma_{yy}$

stark mit dem Abstand vom magnetischen Äquator abnimmt. Inner-

halb eines schmalen Bereiches von ca.  $\pm 3^\circ$  um den Äquator hat

diese Leitfähigkeitsverstärkung einen intensiven äquatorialen

elektrischen Strom zur Folge, der nach S. Chapman (1951) äqua-

torialer Elektrojet genannt wird.

Der Elektrojet ist zuerst aufgrund seines Magnetfeldes am

Boden entdeckt worden. Erst später kamen Raketenmessungen und

Radarbeobachtungen hinzu.

Latitude (deg.)	$\Sigma_{xx}$ (e.m.u.)	$\Sigma_{xy}$ (e.m.u.)	$\Sigma_{yy}$ (e.m.u.)
0	$1.07 \times 10^{-4}$	0	$2.50 \times 10^{-7}$
1	$1.03 \times 10^{-5}$	$5.88 \times 10^{-7}$	$5.28 \times 10^{-8}$
2	$2.83 \times 10^{-6}$	$3.31 \times 10^{-7}$	$2.58 \times 10^{-8}$
3	$1.28 \times 10^{-6}$	$2.25 \times 10^{-7}$	$1.95 \times 10^{-8}$
6	$3.24 \times 10^{-7}$	$1.12 \times 10^{-7}$	$1.51 \times 10^{-8}$
9	$1.45 \times 10^{-7}$	$7.30 \times 10^{-8}$	$1.38 \times 10^{-8}$
12	$8.28 \times 10^{-8}$	$5.34 \times 10^{-8}$	$1.30 \times 10^{-8}$
15	$5.40 \times 10^{-8}$	$4.15 \times 10^{-8}$	$1.22 \times 10^{-8}$
21	$2.89 \times 10^{-8}$	$2.79 \times 10^{-8}$	$1.08 \times 10^{-8}$
30	$1.55 \times 10^{-8}$	$1.78 \times 10^{-8}$	$8.90 \times 10^{-9}$
45	$8.14 \times 10^{-9}$	$1.03 \times 10^{-8}$	$6.52 \times 10^{-9}$
60	$5.41 \times 10^{-9}$	$6.91 \times 10^{-9}$	$4.99 \times 10^{-9}$
75	$4.27 \times 10^{-9}$	$5.38 \times 10^{-9}$	$4.19 \times 10^{-9}$
90	$4.05 \times 10^{-9}$	$5.12 \times 10^{-9}$	$4.05 \times 10^{-9}$

Tabelle 2: Höhenintegrierte Leitfähigkeiten für verschiedene Neigungswinkel am Mittag (nach Matsushita, 1967).

Für ein genaueres theoretisches Modell des Elektrojets ist es, wie Untiedt (1967) gezeigt hat, notwendig, meridionale Ströme zu berücksichtigen. Abb. 11 zeigt eine durch Raketenmessungen bestimmte und die von Untiedt (1967) theoretisch berechnete Stromverteilung innerhalb des Jets. Das Maximum der Stromdichte liegt in ca. 107 km Höhe.

In Abb. 45, Kurve c, sind die von Untiedt (1967) errechneten Magnetfeldkomponenten am Boden unterhalb des Jets dargestellt. Während die Beobachtungen den Verlauf der von Untiedt berechneten H-Komponente des Jets bestätigen, zeigt die Z-Komponente des Elektrojets in vielen Stationen ein im Vergleich zu den Rechnungen abweichendes Verhalten.

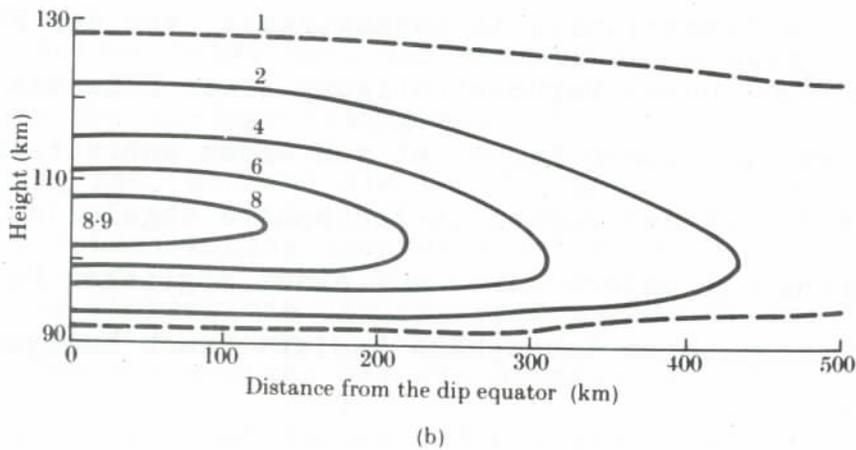
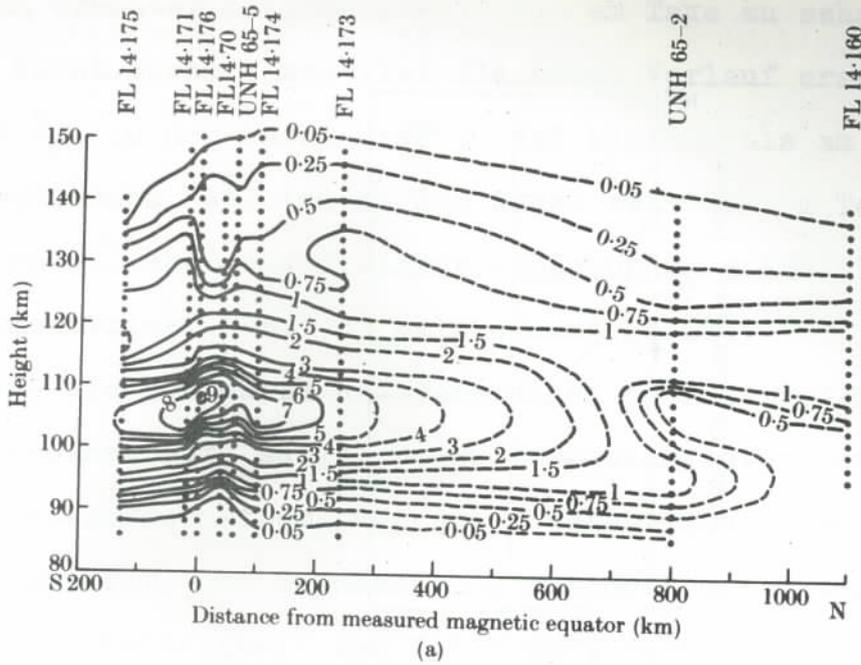


Abb. 11: (a) Die Verteilung des äquatorialen Elektrojetstromes, konstruiert unter Verwendung mehrerer Raketenbeobachtungen von Magnetfeldern; Einheit =  $10^{-6} \text{ A m}^{-2}$ .

(nach Davies et al., 1967)

(b) Die berechnete Verteilung des äquatorialen Elektrojetstromes; Einheit =  $10^{-6} \text{ A m}^{-2}$ . (nach Untiedt, 1967)

Der Elektrojet ist ein Tagesphänomen. Das hat seinen Grund in der im Vergleich zum Tage viel geringeren Nachtleitfähigkeit.

Abb. 12 zeigt nach Kamiyama (1965) die Breitenvariation von  $\Sigma_{yy}$  in der Nacht im Vergleich zu derjenigen am Tage. Der schmale

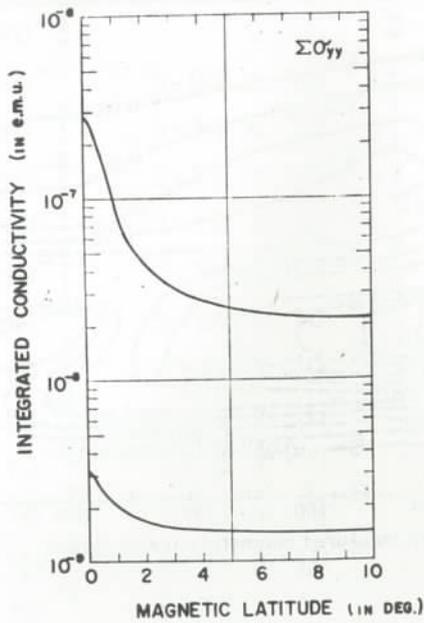


Abb. 12: Die Breitenvariation in Abhängigkeit von der Höhe von  $\Sigma_{yy}$  unter Berücksichtigung einer Höhe bis zu 200 km. Die obere Kurve ist von einem wahrscheinlichen Modell der Tageszeit-Ionosphäre abgeleitet, während die untere Kurve auf einem möglichen Modell der nächtlichen Ionosphäre basiert (nach Kamiyama, 1965).

Streifen erhöhter Leitfähigkeit, der am Tage zu sehen ist, ist in der Nacht durch einen viel flacheren Verlauf ersetzt. Am Äquator ist  $\Sigma_{yy}$  in der Nacht etwa 80 Mal kleiner als am Tage.

Das elektrische Feld ist in der Nacht zwar dem am Tage entgegengerichtet, aber von gleicher Größenordnung (Balsley, 1973). Dies demonstriert Abb. 13, welche nach Balsley (1973) die Ergebnisse, die man durch Radarmessungen an Elektrojetirregularitäten gewonnen hat, zeigt. Diese Irregularitäten bewegen sich mit dem Elektronenstrom, der ja im wesentlichen den Elektrojetstrom darstellt. Der Zusammenhang zwischen der Ost-West-Elektrodriftgeschwindigkeit und dem elektrischen Feld  $E_y$  ist für Jicamarca gegeben durch  $E_y (V/m) \simeq -6 \times 10^{-6} V_e (m/s)$

Aus den beiden Tatsachen, daß nämlich das elektrische Feld in der Nacht dem am Tage entgegengerichtet aber von gleicher Größenordnung ist, während die Leitfähigkeit in der Nacht um mehr als eine Größenordnung kleiner als die am Tage ist, läßt sich der Schluß ziehen, daß die ionosphärischen Ströme in der Nacht eine Stärke von weniger als ein Zehntel der Stärke der Tagesströme aufweisen und diesen entgegengerichtet sind. Aufgrund der flacheren Breitenvariation der integrierten Leitfähigkeit in der Nacht hat der ionosphärische Nachtstrom eine größere Halbwertsbreite als der ionosphärische Strom am Tage.

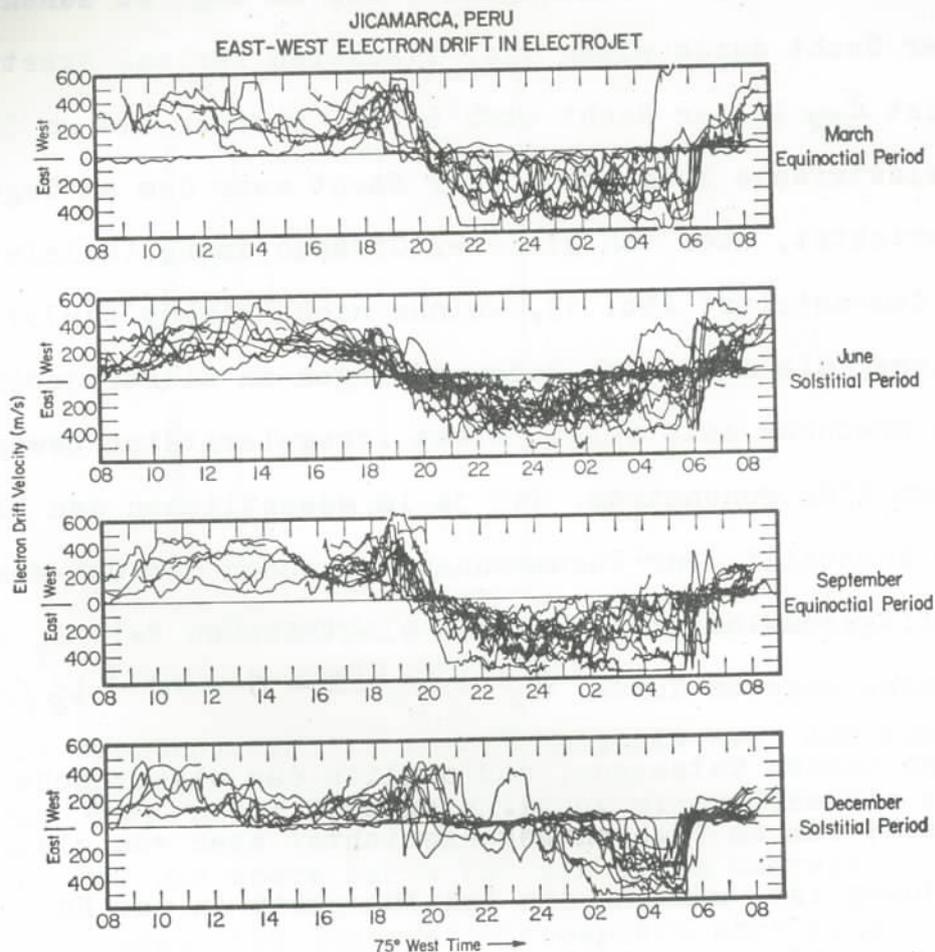


Abb. 13: Eine Zusammensetzung von Typ II Driftgeschwindigkeiten, erhalten in Jicamarca während der Zeit von 1967-1970. Zu beachten sind folgende Besonderheiten:

- (1) Die westwärts gerichteten Driften während der Tageszeit ( 0700 - 2000 h);
- (2) Die ostwärts gerichteten Driften während der Nachtzeit ( 2000 - 0700 h);
- (3) Die Verstärkung vor der Umkehrung am Abend, die am deutlichsten in den September-Sonnenwenden-Daten ist;
- (4) Die Tag-zu-Tag-Variabilität der Geschwindigkeiten für jede Jahres- und Tageszeit.

(nach Balsley, 1973)

## 2.2 GEOMAGNETISCHE STÖRUNGEN IN DER ÄQUATORIALEN ZONE

Dem glatten Elektrojetverlauf sind in den Magnetogrammen von äquatorialen Stationen während fast aller Tage kürzer-periodische Störungen überlagert. Solche Störungen an magnetisch ruhigen Tagen hat vorwiegend Onwumechilli (1967) ausführlich untersucht und beschrieben. Onwumechilli fand, daß solche Störungen an magnetisch ruhigen Tagen mit einer Periode von 5 bis 120 Minuten und einer Intensität von 4 bis  $50 \gamma$  sowohl positive als auch negative Änderungen in der H-Komponente darstellen. Außer ihrem Auftreten unter ruhigen Bedingungen sind sie nach Onwumechilli wenigstens in der Form verschieden von denjenigen, die klar verbunden sind mit geomagnetischen Stürmen. Das Verhältnis  $\frac{H}{Z}$  bei den Störungen beträgt in Ibadan 2.11 am Tag und 4.11 in der Nacht. Da dieses Verhältnis bei der tageszeitlichen Variation des Magnetfeldes an magnetisch ruhigen Tagen ebenfalls 2.11 ist, zieht Onwumechilli die Folgerung, daß das Stromsystem der Störungen mit dem des äquatorialen Elektrojets sehr verwandt sein muß. Die Fluktuationen treten fast gleichzeitig in der ganzen Welt auf; ihre Amplitude in jedem Ort hängt aber von der jeweiligen Amplitude des Sq-Stromsystems an dem Ort z. Z. des Auftretens der Fluktuation.

Onwumechilli, Kawasaki und Akasofu (1972) untersuchten erneut das weltweite Auftreten von Störungen an magnetisch mäßig gestörten Tagen. Sie stellten fest, daß die Störungen eine große Amplitude um den lokalen Mittag herum, bei Stationen mit kleinen Dip-Winkeln, d. h. in der Nähe des magnetischen Äquators, haben. Weiter schlußfolgern die Autoren anhand der von ihnen untersuchten Beispiele, daß obwohl viele Störungen kohärent in

der äquatorialen und der polaren Region auftreten, die Beziehung zwischen ihnen nicht immer so klar ist. Auch wenn gute Kohärenz zwischen äquatorialer und polarer Region existiert, ist sie selten den ganzen Tag gleich gut. Die relativen Amplituden sind ebenfalls variabel.

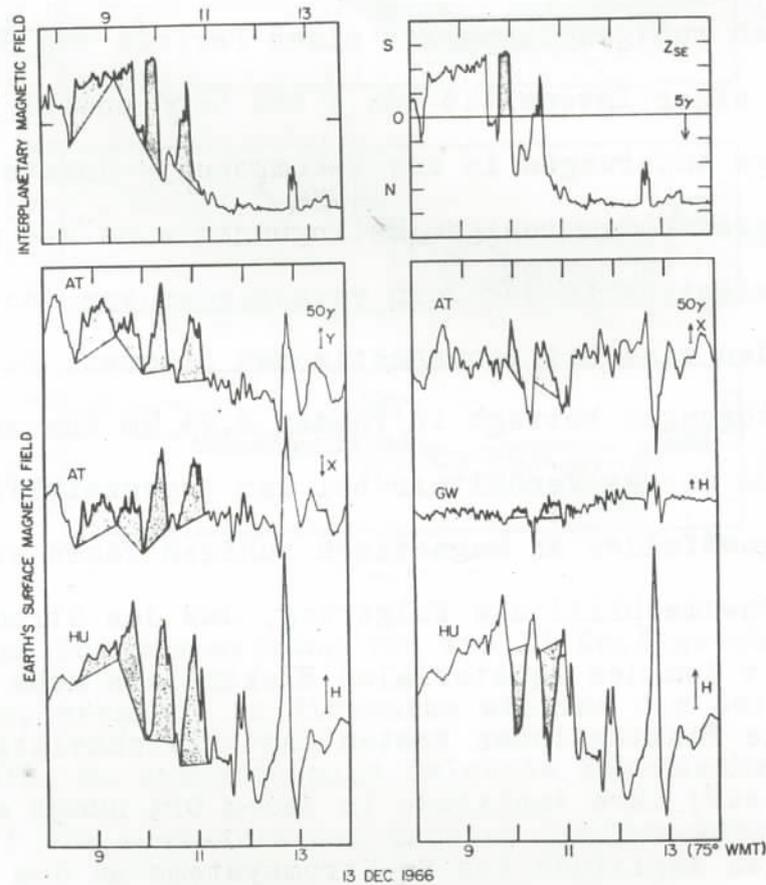
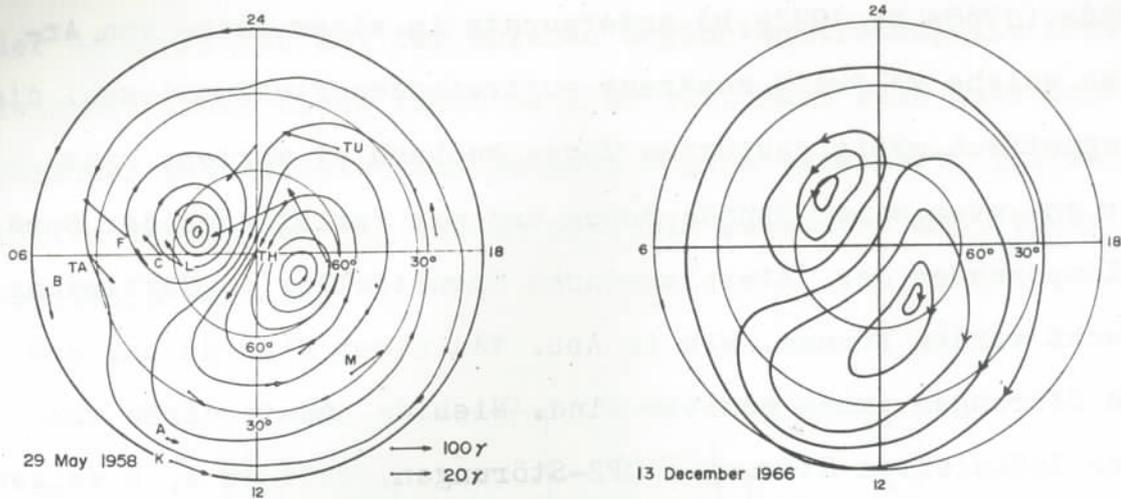


Abb. 14: Zwei verschiedene Wege, (a) nach Nishida (1973), (b) nach Matsushita und Balsley (1973), um das interplanetare südwärts gerichtete Magnetfeld (unter Berücksichtigung der solaren Ebene)  $-Z_{SE}$  mit den Magnetfeldkomponenten X, Y und H in den erdgebundenen Stationen Alert, Great Whale River und Huancayo zu korrelieren. Die Position von Explorer 33 war annähernd 39 R sonnenwärts, 41 R ostwärts und 2 R unterhalb der solaren ekliptischen Ebene, wobei R der Erdradius ist. (nach Matsushita und Balsley, 1973).

Nishida (1968a,b; 1971a,b) untersuchte in einer Reihe von Arbeiten solche weltweit kohärent auftretenden Fluktuationen, die an magnetisch mäßig gestörten Tagen beobachtet werden, eine Dauer von etwa einer Stunde haben und mit Variationen der Nord-Süd-Komponenten des interplanetaren Magnetfeldes in Verbindung gebracht werden können. Wie in Abb. 14a nimmt Nishida an, daß diese Störungen immer positiv sind. Nishida nannte diese von ihm so definierten Störungen DP2-Störungen. Abb. 15 a, b zeigen zwei von Nishida aufgrund solcher DP2-Störungen und unter Verwendung der Magnetogramme mehrerer Observatorien konstruierte äquivalente ionosphärische Stromsysteme. Abb. 15 a erhielt Nishida unter der Annahme, daß die entsprechende DP2-Störung vom 29. Mai 1958 positiv war. Das zweite Strombild (Abb. 15 b) entspricht der von Matsushita und Balsley (1972) als negativ eingestuften Störung in Abb. 14 b (erste schraffierte Störung). Nach Nishida sind die DP2-Störungen deutlich verschieden von den magnetischen Teilstürmen. Aufgrund der hohen Leitfähigkeit längs der Magnetfeldlinien lassen sich die elektrischen Felder, die aus dem DP2-äquivalenten ionosphärischen Stromsystem abgeleitet werden, in die Magnetosphäre projiziert denken, so daß aus ionosphärischen Stromsystemen auf die magnetosphärischen transversalen elektrischen Felder geschlossen werden kann. Nishida hat vorgeschlagen, das DP2-Stromsystem mit dem Stromsystem zu identifizieren, das mit der konvektiven Bewegung des magnetosphärischen Plasmas zusammenhängt, welches erzeugt wird durch Verschmelzung der geomagnetischen und interplanetaren Magnetfeldlinien.



a)

b)

Abb 15: DP2-Stromsysteme nach Nishida (1973)

- (a) Bei einer im Äquator als positiv eingestuften Störung;
- (b) Bei einer im Äquator als negativ eingestuften Störung.

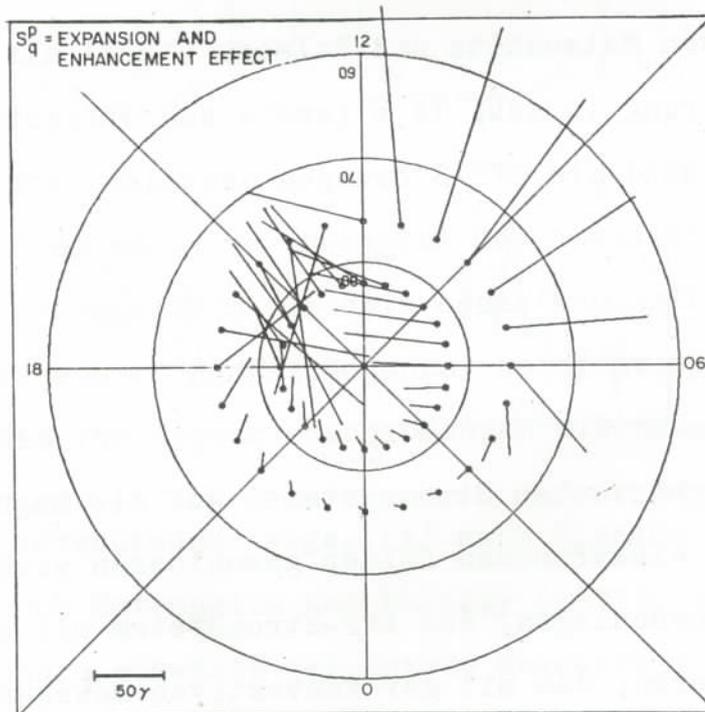


Abb. 16: Die Verteilung der gesamten magnetischen Störvektoren, welche durch die Expansion und Verstärkung des  $S_q^P$ -Stromsystems verursacht werden (nach Akasofu et al., 1973).

Verschiedene Punkte im Konzept Nishidas sind bei mehreren Autoren auf Kritik gestoßen. Kawasaki und Akasofu (1972a,b) und Akasofu und Snyder (1972) untersuchten DP2-Störungen und kamen zu der Schlußfolgerung, daß sie nicht verschieden sind, sondern zum Teilsturmfeld gehören. Sie stellten außerdem fest, daß die Charakteristiken der Störungen, die von Nishida als DP2-Störungen deklariert werden, sich in keiner Weise von den Fluktuationen unterscheiden, die Onwumechilli (1967) aufführt und welche nicht nur Perioden von ungefähr einer Stunde, sondern ein Periodenspektrum in einem größeren Zeitbereich aufweisen. Matsushita und Balsley (1972/1973) kritisierten anhand einer durch inkohärente Radarstreuung untersuchten Störung, daß in Nishidas Arbeiten a) das Vorzeichen der DP2-Störungen, das Nishida immer als positiv angesehen hat, wenn nicht immer falsch, so doch zumindest zufällig gewählt worden war; b) infolgedessen das von Nishida gezeichnete DP2-äquivalente ionosphärische Stromsystem ebenfalls mit Unsicherheit behaftet ist; c) die Phasenbeziehung zwischen den DP2-Störungen und den von Nishida mit ihnen korrelierten Störungen in der Südkomponente des interplanetaren Magnetfeldes falsch ist. - Somit hat Nishida die DP2-Störungen nicht mit den ihnen physikalisch entsprechenden IMF-Störungen korreliert. Matsushita und Balsley (1972) äußern die Ansicht, daß zur Feststellung des Vorzeichens der Störung, d. h. der Basislinie, von der aus die Amplitude der Störung gemessen wird, die Magnetometerdaten der Bodenstationen nicht ausreichen, sondern zusätzlich die Elektronendriftgeschwindigkeit im ionosphärischen Strom, der die Störung verursacht, bekannt sein muß. Dieses Kenntnis ist für jede Station erforderlich, deren Magnetfeld-daten man benutzt, wenn man ein korrektes äquivalentes Strom-

system konstruieren und durch Projektion dessen in die Magnetosphäre auf die Plasmakonvektion dort schließen will.

Matsushita und Balsley (1973) machen ihre Argumentation deutlich durch Gegenüberstellung von Nishidas Identifikations- und Korrelationsmethode (Abb. 14a) mit den Ergebnissen, die sie für denselben gestörten Tag durch Radarmessungen erzielt haben (Abb. 14b).

Schließlich zeigten Akasofu et al. (1973) anhand einer Modellrechnung, daß "ein bedeutender Teil, wenn nicht die ganze DP2-Störung erklärt werden kann durch den kombinierten Effekt einer zum Äquator hin gerichteten Ausbreitung des permanenten  $S_q^P$ -Stromsystems zusammen mit seiner Intensivierung" (Abb. 16). Die Autoren begründen die Annahme einer solchen Ausbreitung des  $S_q^P$ -Stromsystems durch folgende Überlegung: Aus dem Studium der Beziehungen zwischen der  $B_z$ -Komponente des interplanetaren Magnetfeldes und den magnetosphärisch-ionosphärischen Phänomenen hat sich als wichtiger Aspekt ergeben, daß die Nord-Süd-Komponente  $B_z$  des interplanetaren Magnetfeldes die Ausdehnung des Polarlichtovals kontrolliert. Wann immer  $B_z$  positiv und groß ist, kontrahiert das Oval polwärts. Der Mittagsteil des Ovals ist bei der Inklinationsbreite  $82^\circ - 83^\circ$  und der Mitternachtsteil bei  $71^\circ - 72^\circ$  lokalisiert. Wenn die Amplitude des positiven  $B_z$  kleiner wird, expandiert das Oval äquatorwärts. Die Expansion setzt sich fort, wenn  $B_z$  negativ wird und in der Amplitude wächst. Wenn  $B_z$  negativ ist und dessen Amplitude wächst, ist die zeitliche Variation des "Radius" des Ovals proportional der zeitlichen Variation von  $B_z$ . Eine solche Änderung in der Ausdehnung des Ovals als Funktion von  $B_z$  legt nahe, daß das  $S_q^P$ -Stromsystem

ebenfalls einer entsprechenden Änderung, zumindest in der Ausdehnung unterliegen muß, da die Raumladungen, die mit der  $S_q^D$ -Störung verbunden sind, in der Nachbarschaft des Ovals lokalisiert sind.

Beobachtet man magnetische Störungen in einem Punkt in der polaren Region, so kann eine solche Änderung des  $S_q^D$ -Systems magnetische Störungen verursachen, auch dann, wenn keine Zunahme oder Abnahme des Gesamtstromes im  $S_q^D$ -Stromsystem einhergeht. Akasofu et al. (1973) vertreten also zusammenfassend die Ansicht, daß die DP2-Störung durch die Modulation des permanent existierenden  $S_q^D$ -Stromsystems durch das interplanetare Magnetfeld entsteht und nicht durch das selbständige Wachstum eines besonderen Typs von Stromsystem, wie es Nishida annimmt.

Rastogi und Chandra (1974) fanden durch Radarmessungen in Thumba, eine südindische Station unterhalb des Elektrojets, eine lineare Beziehung zwischen der ostwärts gerichteten Komponente der ionosphärischen F-Schicht-Driftgeschwindigkeit und der Z-Komponente des interplanetaren Magnetfeldes (Abb. 17). Zur Erklärung der Korrelation zwischen dem interplanetaren Magnetfeld und der F-Schichtdrift geben Rastogi und Chandra folgende Interpretation an: "Mit wachsender Südkomponente des interplanetaren Magnetfeldes wächst auch die Wiedervereinigungsrate der Magnetfeldlinien in der sonnenzugewandten Seite der Magnetosphäre, starke Schweifströme und infolgedessen starke Raumladungen zwischen dem Morgen- und dem Abendmeridian verursachend. Das damit verbundene elektrische Feld würde die Tendenz haben, dem normalen  $S_q$  elektrostatischen Feld entgegenzulaufen mit der Konsequenz der Abnahme des Nettofeldes, das der äquatorialen

Ionosphäre auferlegt ist. Die ionosphärischen Sturmeffekte in der äquatorialen Region würden außerdem eine Konsequenz der Änderungen des elektrostatischen Feldes, welches seinen Ursprung in der Magnetosphäre hat, sein."

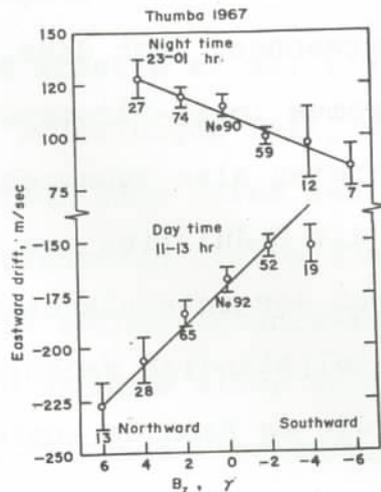


Abb. 17: Variation der ostwärts gerichteten Komponente der ionosphärischen F-Region-Driftgeschwindigkeit in Thumba während der Tageszeit (11 - 13 LT) und während der Nacht (23 - 01 LT) mit der interplanetarischen Magnetfeldkomponente ( $B_z$ ) senkrecht zur ekliptischen Ebene. Nordwärts gerichtetes  $B_z$  ist als positiv, das südwärts gerichtete als negativ angenommen.

(nach Rastogi und Chandra, 1974)

Wir haben der Darstellung dieser Magnetfeldstörungen so viel Raum gewidmet, weil die Untersuchungen, die in dieser Arbeit durchgeführt werden, ein Mittel in die Hand geben, etwas zur Klärung dieser Fragen beizutragen, besonders unter stärker gestörten Verhältnissen, wo sich magnetosphärische und ionosphärische Störungen überlagern.

### 3. AUSWERTUNG VON MAGNETOGRAMMEN INDISCHER UND ANDERER OBSERVATORIEN

---

#### 3.1 DARSTELLUNG DES AUF DER ERDOBERFLÄCHE GEMESSENEN MAGNET- FELDES

---

Wir gehen zuerst auf die Darstellung des auf der Erdoberflä-  
che gemessenen Magnetfeldes ein. Man kann, wie man der Abb. 18  
entnimmt, den Feldvektor auf verschiedene Weise zerlegen. In  
einem rechtwinkligen kartesischen Koordinatensystem lautet  
die Zerlegung:  $X$  = Nordkomponente,  $Y$  = Ostkomponente,  $Z$  = Ver-  
tikalintensität. Die Vertikalintensität weist in der Nordhalb-  
kugel immer nach unten. Damit die  $Z$ -Werte auf der Südhalbkugel  
positiv bleiben, rechnet man dort häufig  $Z$  nach oben positiv.  
Wir wollen jedoch in dieser Arbeit  $Z$  auf beiden Halbkugeln  
konsequent positiv nach unten rechnen.

In einem Zylinder-Koordinatensystem ( $z$ -Achse als Zylinder-  
achse) zerlegt man das Feld in die Komponenten:  $H$  = Horizon-  
talintensität,  $D$  = Deklination,  $Z$  = Vertikalintensität.  
Wachsende Ostdeklination rechnet man als positiv.

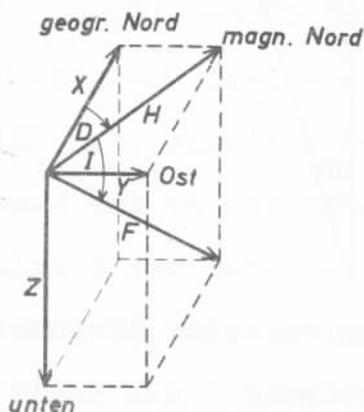


Abb. 18 : Zur Komponentenzerlegung des Erdmagnetfeldes für  
einen Beobachtungspunkt an der Erdoberfläche.

In einem Kugelkoordinatensystem (mit ausgezeichneten Achsen  $z, x$ ) lautet die Zerlegung:  $F$  = Totalintensität,  $I$  = Inklination,  $D$  = Deklination.

Durch die Magnetometer erdgebundener Observatorien werden entweder  $X, Y$  und  $Z$  oder  $H, D$  und  $Z$  registriert. Letzteres trifft bei den indischen Observatorien zu. Im folgenden wird es notwendig sein, im System  $H, D, Z$  Betrag und Richtung der gesamten Horizontalkomponente einer Magnetfeldstörung zu bestimmen. Es sei  $\vec{H}_0$  die Horizontalprojektion des ungestörten Magnetfeldes, in Richtung magnetisch Nordweisend. Diese ändert sich infolge einer Störung zu  $\vec{H}_1$ . In einem Magnetogramm wird man dann, wie aus Abb. 19 ersichtlich, die Werte  $\Delta H$  und  $\Delta D$  für die Änderung der Horizontalintensität und der Deklination ablesen können.

Der Betrag der Horizontalprojektion des Magnetfeldvektors der Störung  $|\Delta \vec{H}|$  ergibt sich dann zu  $|\Delta \vec{H}| = [\Delta H^2 + (H_0 \Delta D)^2]^{1/2}$

Der Winkel  $\varphi$  zwischen  $\Delta \vec{H}$  und magnetisch Nord ist gegeben durch  $\varphi = \arctg \frac{H_0 \Delta D}{\Delta H}$

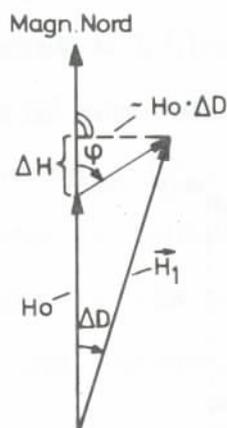


Abb. 19: Zur Bestimmung der gesamten Horizontalkomponente einer Magnetfeldstörung.

### 3.2 GEOMAGNETISCHE TAGESVARIATION IN SÜDINDISCHEN OBSERVATORIEN

In Südindien, d. h. innerhalb der magnetisch-äquatorialen Region, existieren drei magnetische Observatorien. Es sind dies Annamalainagar, Trivandrum und Kodaikanal. Ihre Lage ist der Abb. 1 zu entnehmen. Da in Kodaikanal das Magnetometer in der Z- und D-Komponente sehr unempfindlich ist, werden wir uns hauptsächlich mit den Magnetogrammen von Annamalainagar und Trivandrum beschäftigen.

In Abb. 20 sind die Magnetogramme eines magnetisch ruhigen Tages in den Stationen Trivandrum (Trv.) und Annamalainagar (Anr.) abgebildet. Der Elektrojetanstieg und -abfall ist in beiden Magnetogrammen in der H-Komponente sehr deutlich zu sehen. Das Elektrojetmaximum wird etwa um 11.30 h Ortszeit erreicht. S. Chapman und K. S. Raja Rao (1965) haben die Amplituden der Tagesvariation  $r_{Sq}(H)$  und  $r_{Sq}(Z)$ , d. h. die Differenz des Tagesmaximums vom Nachtwert für eine Reihe von Observatorien in der Nachbarschaft des magnetischen Äquators, darunter auch für Anr. und Trv. ermittelt. Die Amplituden wurden durch Mittelung über die fünf jeweils magnetisch ruhigsten Tage jedes Monats berechnet. Die jährlichen Mittelwerte der Verhältnisse  $r_{Sq}(Z)/r_{Sq}(H)$  in Anr. und Trv. sowie des Verhältnisses  $r_{Sq}(H)_{Trv.}/r_{Sq}(H)_{Anr.}$  sind der Arbeit Chapmans und Raja Raos (1965) entnommen und in der Tabelle 3, Spalte a dargestellt. In der Spalte b der Tabelle 3 sind für dieselben Verhältnisse die Mittelwerte, die im Rahmen dieser Arbeit aus den elf ruhigsten Tagen des Jahres 1969 berechnet wurden, zusammen mit der mittleren quadratischen Abweichung vom jeweiligen Mittelwert aufgeführt. Die mittleren quadratischen Ab-

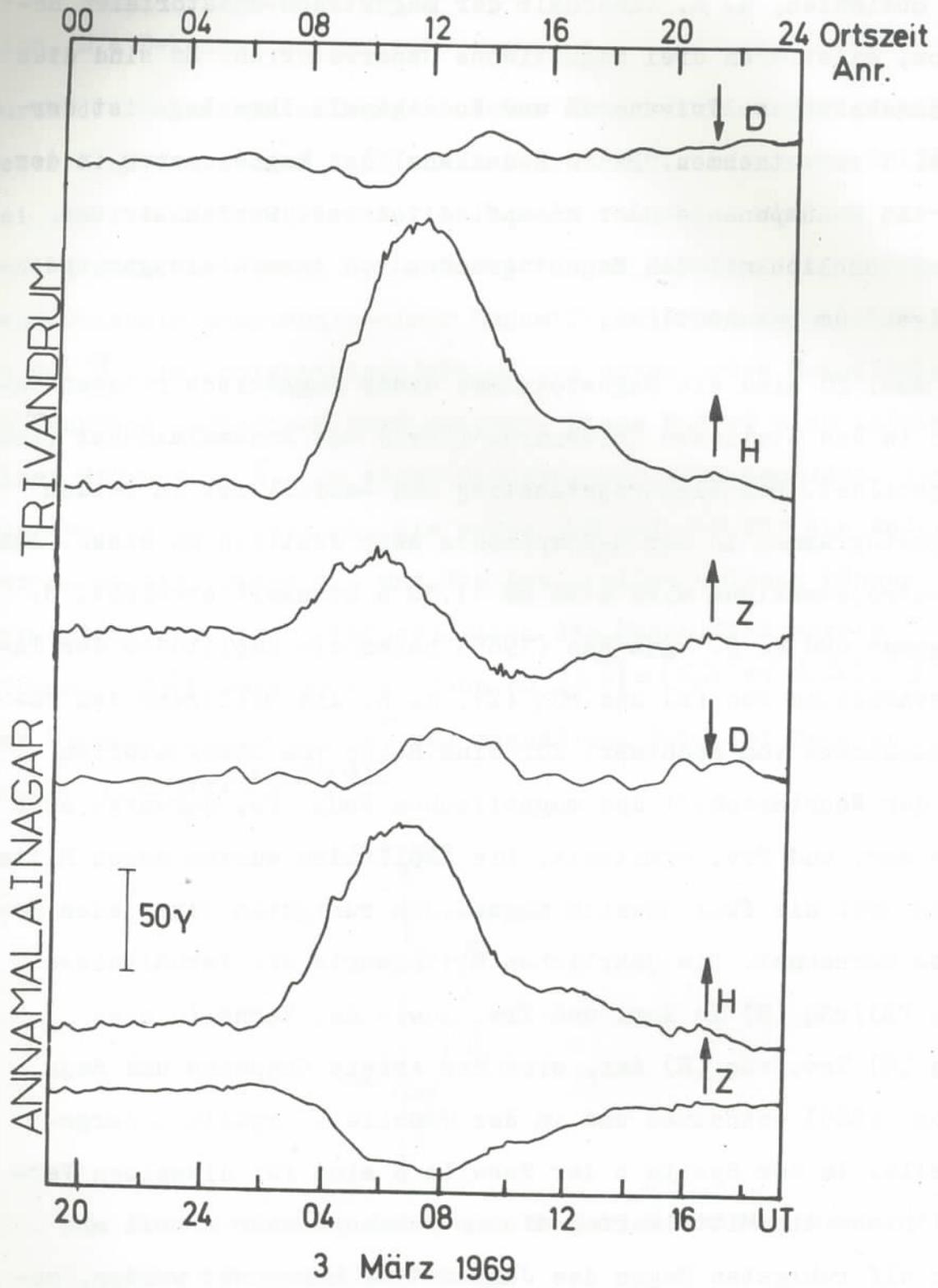


Abb. 20

weichungen wurden nach der Formel 
$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}}$$
 berechnet.

Autor		a	b	c
rSq(Z)/rSq(H)	Anr.	0.35	0.345 ± 0.032	0.55
	Trv.	0.28	0.31 ± 0.023	0.084
rSq(H) <sub>Trv</sub> /rSq(H) <sub>Anr</sub>		1.30	1.26 ± 0.020	1.28

Tabelle 3: a, b: Jährliche Mittelwerte von rSq (Z)/rSq (H) in Annamalainagar und Trivandrum sowie rSq (H) Trv./rSq (H) Anr.. a) nach Chapman und Raja Rao (1965). b) Berechnet im Rahmen dieser Arbeit zusammen mit der jeweiligen mittleren quadratischen Abweichung vom entsprechenden Mittelwert. c: Aus dem Untiedt-Modell des Elektrojets (1967).

Der Tabelle entnimmt man, daß die von uns berechneten Werte mit denen von Chapman und Raja Rao gut übereinstimmen, die Streuung aber besonders für rSq (Z)/rSq (H) stark ist. Zum Vergleich sind in Spalte c der Tabelle 3 aus dem von Untiedt berechneten Feldverlauf der H- und Z-Komponente die entsprechenden Zahlenwerte für die Position der beiden Stationen angegeben. Während für rSq (H) Trv./rSq (H) Anr. gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung erzielt wird, trifft das für die Verhältnisse rSq (Z)/rSq (H) nicht zu.

Wir wenden uns jetzt dem tageszeitlichen Verlauf der Z- und D-Komponente zu. Man sollte erwarten, daß sie einen der H-Komponente ähnlichen Verlauf zeigen (in Trv., welches südlich des magnetischen Äquators liegt, sollte  $Z_{Trv.}$  ein positives Maximum zur Zeit des H-Maximums erreichen; in Anr. dagegen,

das nördlich des magnetischen Äquators liegt, sollte Z ein Minimum zur Zeit des H-Maximums erreichen). Man beobachtet aber in der Z-Komponente beider Stationen einen der H-Komponente unähnlichen Verlauf. In Abb. 20 sieht man, daß die Z-Kurve in Trv. mehr einer Ableitung der H-Kurve als der H-Kurve selbst ähnelt. Dasselbe Verhalten ist auch im jährlichen Mittel, dargestellt in Abb. 21 (nach Chapman und Raja Rao, 1965), deutlich zu sehen.

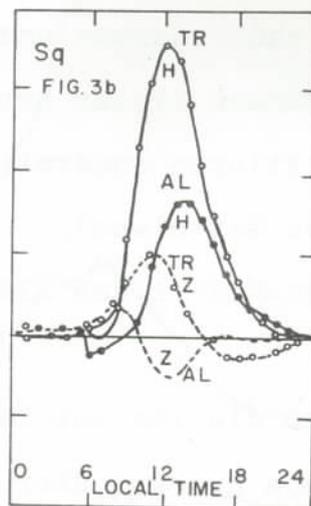


Abb. 21: Sq-Variation in H und Z in Trivandrum und Alibag (nach Chapman und Raja Rao, 1965).

In Annamalainagar dagegen wächst die Z-Komponente des Elektrojets zu negativen Werten weiter, auch nachdem die H-Komponente ihr Maximum erreicht hat, oder aber sie bleibt in der Nähe ihres Minimalwertes, auch nachdem die H-Komponente ihr Maximum längst überschritten hat.

Die D-Komponenten scheinen in beiden Stationen mehr mit den zugehörigen Z-Komponenten als mit den zugehörigen H-Komponenten korreliert zu sein. Chapman und Raja Rao (1965) gehen auf das Verhalten der Z-Komponente in Trv. nicht ein. Es lag ebenfalls nicht in der Zielsetzung dieser Arbeit, sich mit

diesem Problem zu befassen. Die obigen Ausführungen hatten nur den Zweck, die Aufmerksamkeit auf dieses Phänomen zu lenken. Es soll aber betont werden, daß es viele Observatorien gibt, wo Amplitude und Phase der harmonischen Koeffizienten von  $Z_{Sq}$  von den theoretischen Werten, die man aus einer globalen Analyse von Sq unter der Annahme radialer Symmetrie abgeleitet hat, abweicht. "Anomale" Sq-Observatorien liegen fast ausschließlich in der Nähe von Küstenlinien und auf Inseln. Das spricht für den Einfluß von starken Strömen, die in den Ozeanen induziert werden und um die Kontinente und Inseln herumgeleitet werden (Schmucker, 1973).

### 3.3 GEOMAGNETISCHE STÖRUNGEN IN SÜDINDISCHEN OBSERVATORIEN

In den Abb.22, 23,24 sind drei 24-Stunden-Magnetogramme der Stationen Trv. und Anr. dargestellt. Sie stellen typische Beispiele für eine große Anzahl anderer Magnetogramme dar. Im ersten Magnetogramm (Abb.22 ) ist ein magnetisch mäßig gestörter Tag abgebildet. Die Störungen haben typische Perioden von einer Stunde. Sie sind am Tage in Trv. sowohl in der H- wie auch in der Z-Komponente, in Anr. jedoch nur in der H-Komponente zu sehen. In Abb. 23 ist der Beginn eines geomagnetischen Sturmes, beginnend mit der Ankunft eines SSC zur Zeit des Elektrojetmaximums sehr deutlich erkennbar. An diesem Tag sind die Störungen während der Tageszeit in beiden Stationen sowohl in der H- wie auch in der Z-Komponente zu sehen. Abb.24a zeigt schließlich einen Tag, an welchem in Anr. während der Tageszeit solche Störungen, die in der H- aber nicht in der Z-Komponente sichtbar sind, auftreten wie auch andere, die in beiden Komponenten zu sehen sind. In der Nacht sind dagegen in

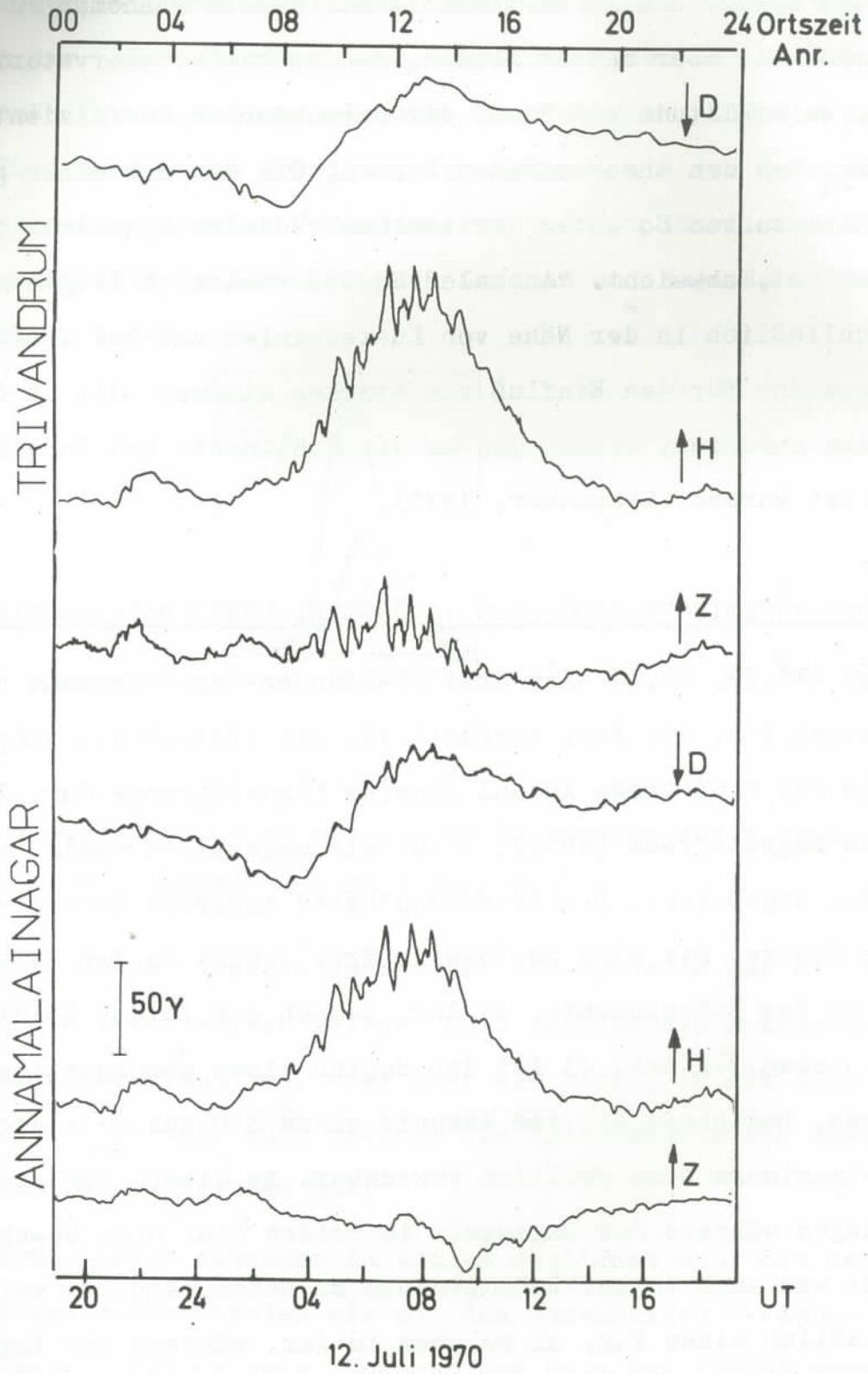


Abb. 22

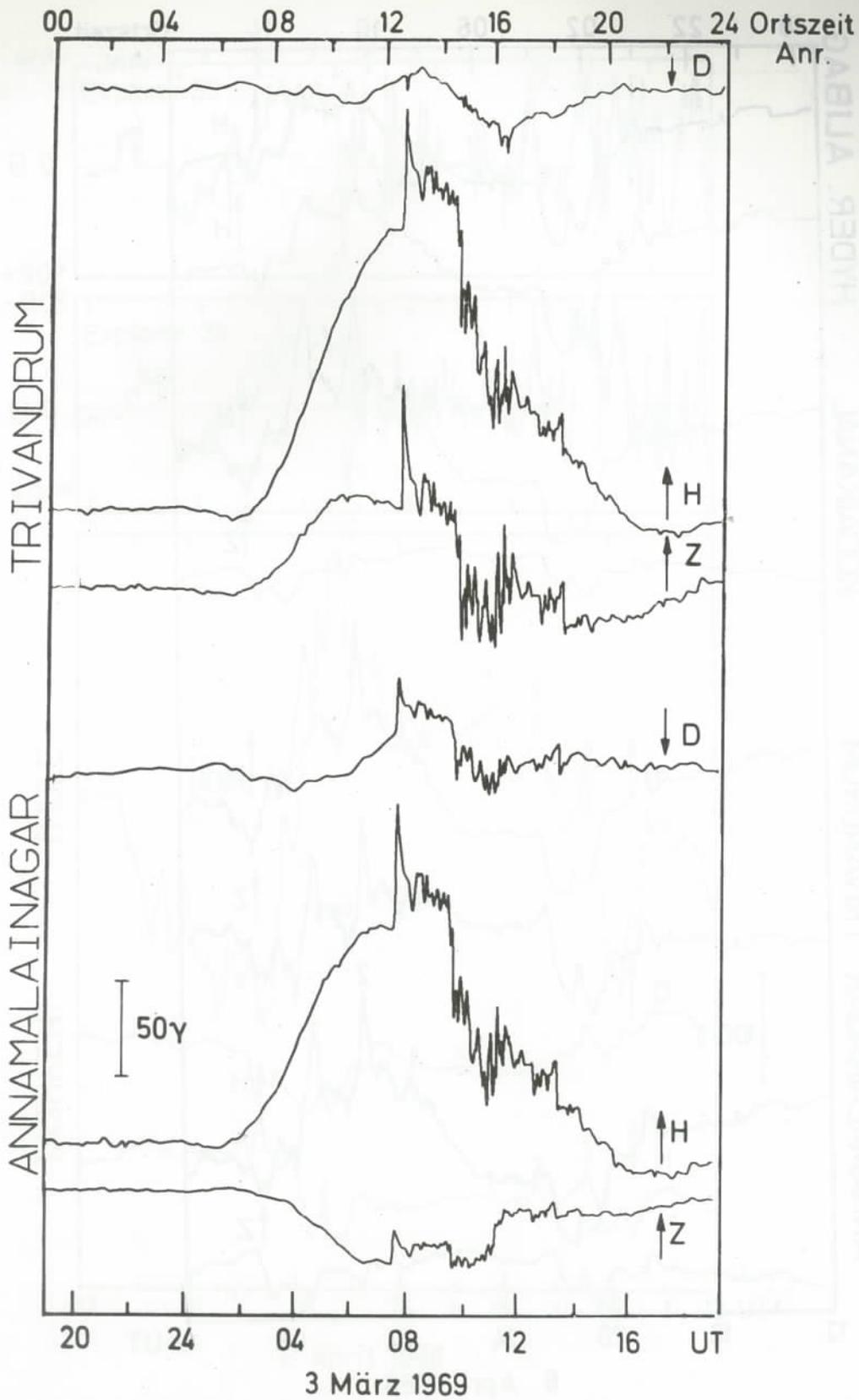


Abb. 23

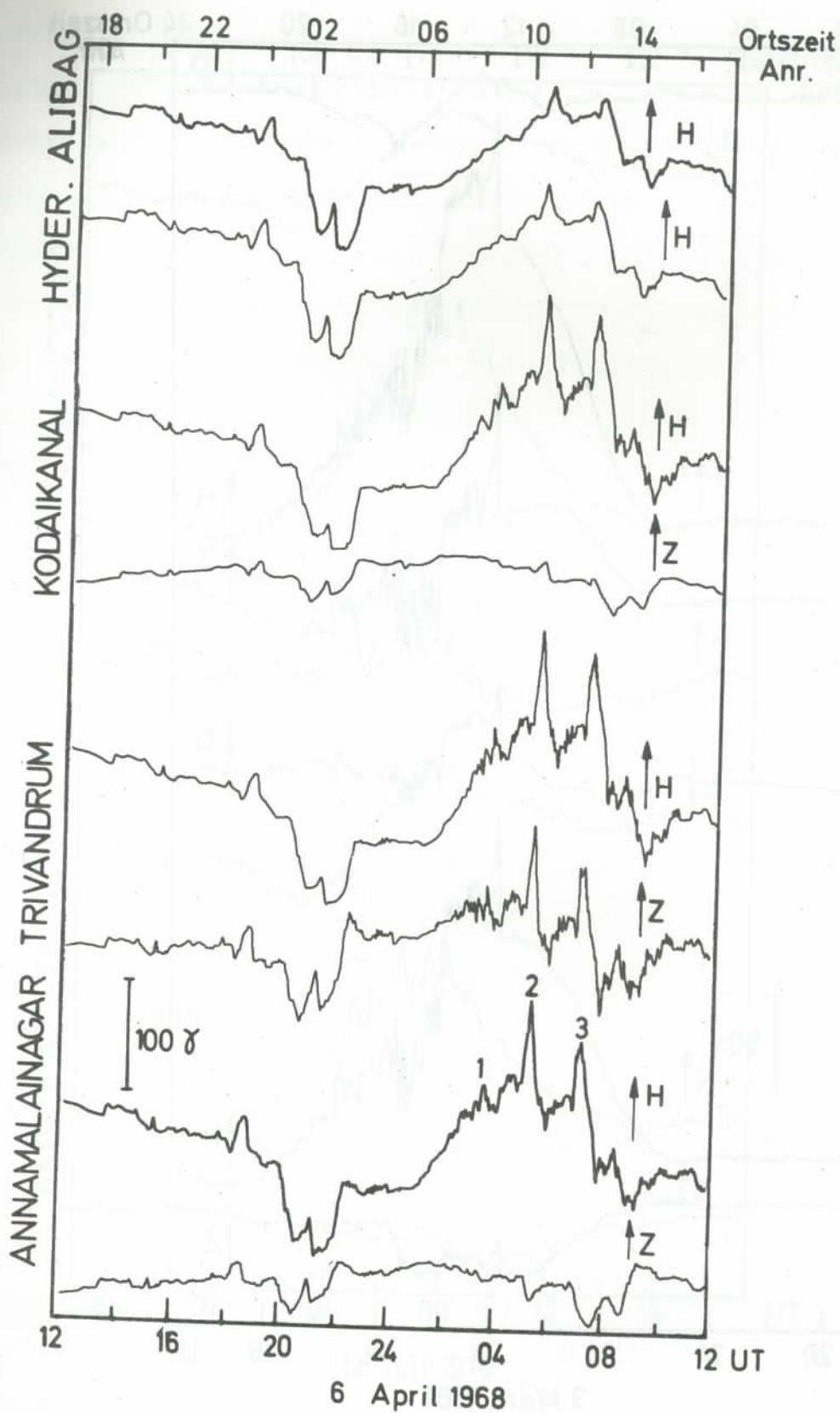


Abb. 24 a

INTERPLANETARES MAGN. FELD

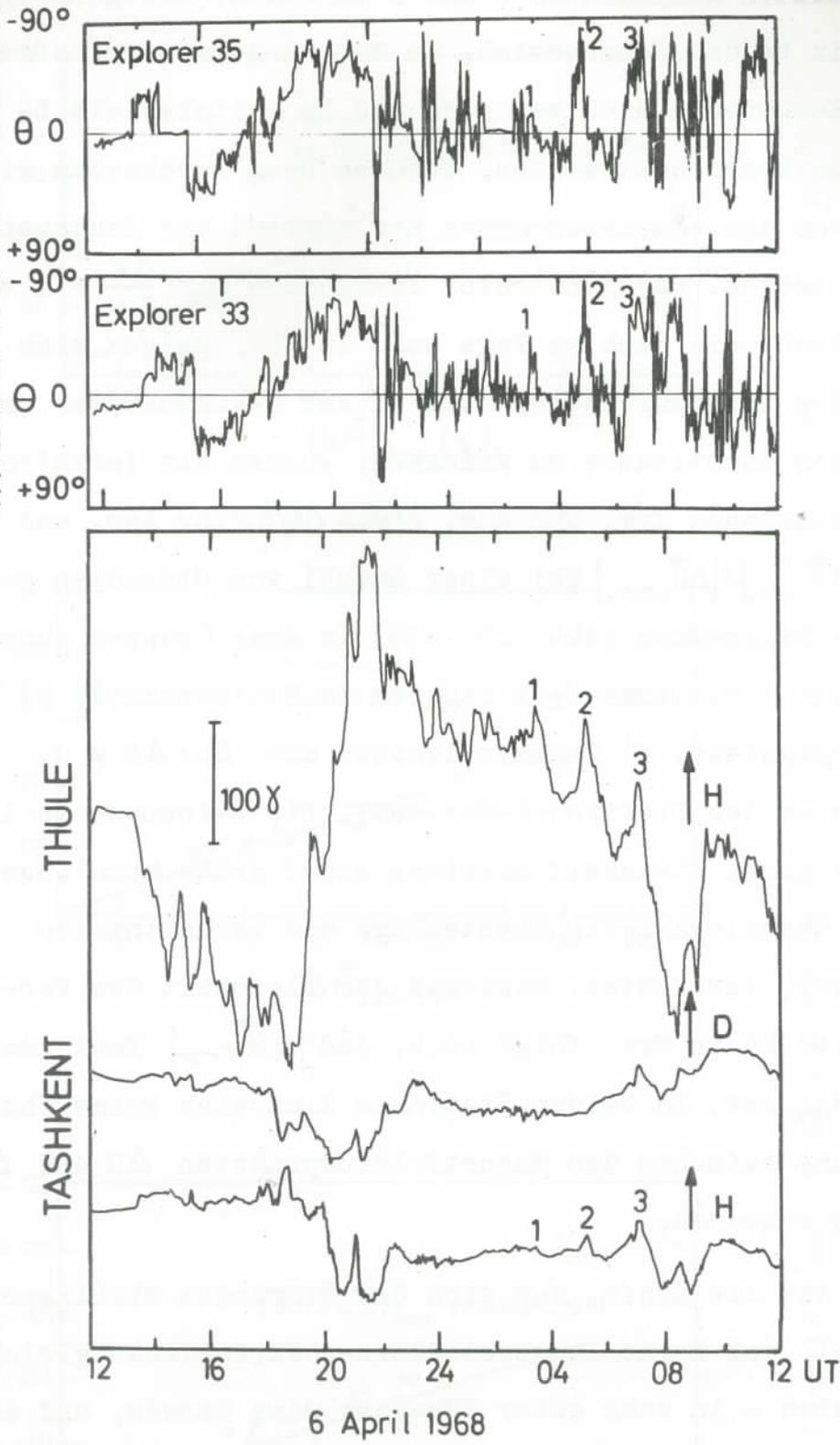


Abb. 24 b

allen drei dargestellten Fällen die Störungen in Trv. und Anr. in den beiden Komponenten H und Z zu sehen. Ereignisse, die in Trv. in beiden Komponenten, in Anr. dagegen nur in der H- (und D-) Komponente sichtbar sind und im weiteren als Z-Null-Störungen bezeichnet werden, konnten beim Durchsehen einer großen Zahl von Anr.-Magnetogrammen nur während der Tageszeit festgestellt werden. Dagegen treten Ereignisse mit  $\frac{\Delta Z}{\Delta H} \neq 0$  sowohl in der Nacht wie auch am Tage auf. In Trv. zeigen sich alle Ereignisse, die in H auftreten, auch in der Z-Komponente. Um diese Tatsachen quantitativ zu erfassen, wurden die Verhältnisse  $\frac{\Delta Z}{|\Delta \vec{H}|}$  für die Stationen Trv. und Anr. sowie  $\frac{\Delta D}{\Delta H}$  für Anr. und das Verhältnis  $\frac{|\Delta \vec{H}_{Trv}|}{|\Delta \vec{H}_{Anr.}|}$  bei einer Anzahl von Störungen gebildet und in Diagrammen (Abb. 25 - 28) in drei Gruppen zusammengefaßt: a) Nachtereignisse ( $\pm 3$  Stunden um Mitternacht), b) Tages-Z-Null-Ereignisse, c) Tagesereignisse mit  $\frac{\Delta Z}{\Delta H} \neq 0$  ( $\pm 1\frac{1}{2}$  Stunden um das Elektrojet-Maximum). Die D-Komponente ist in Trv. wegen ihrer Kleinheit meistens nicht genau abzulesen, und es wurde deshalb auf die Darstellung des Verhältnisses

$\frac{\Delta D}{\Delta H}$  in Trv. verzichtet. Aufgrund der Kleinheit des Verhältnisses  $\frac{\Delta D}{\Delta H}$  in Trv. folgt auch, daß  $|\Delta \vec{H}_{Trv}|$  fast identisch mit  $\Delta H_{Trv}$  ist. In beiden Stationen ließ sich keine Phasenverschiebung zwischen den Magnetfeldkomponenten  $\Delta H$  und  $\Delta Z$  einer Störung erkennen.

In der Nacht ist die Linie, der sich die Störungen überlagern - für den Fall, daß keine langperiodischen Variationen gleichzeitig auftreten - in sehr guter Näherung eine Gerade, und deshalb ist eine genaue Amplitudenbestimmung der Störung möglich. Am Tage dagegen ist wegen des Sq-Feldes im allgemeinen und des Elektrojetfeldes am Äquator im besonderen diese Basislinie ge-

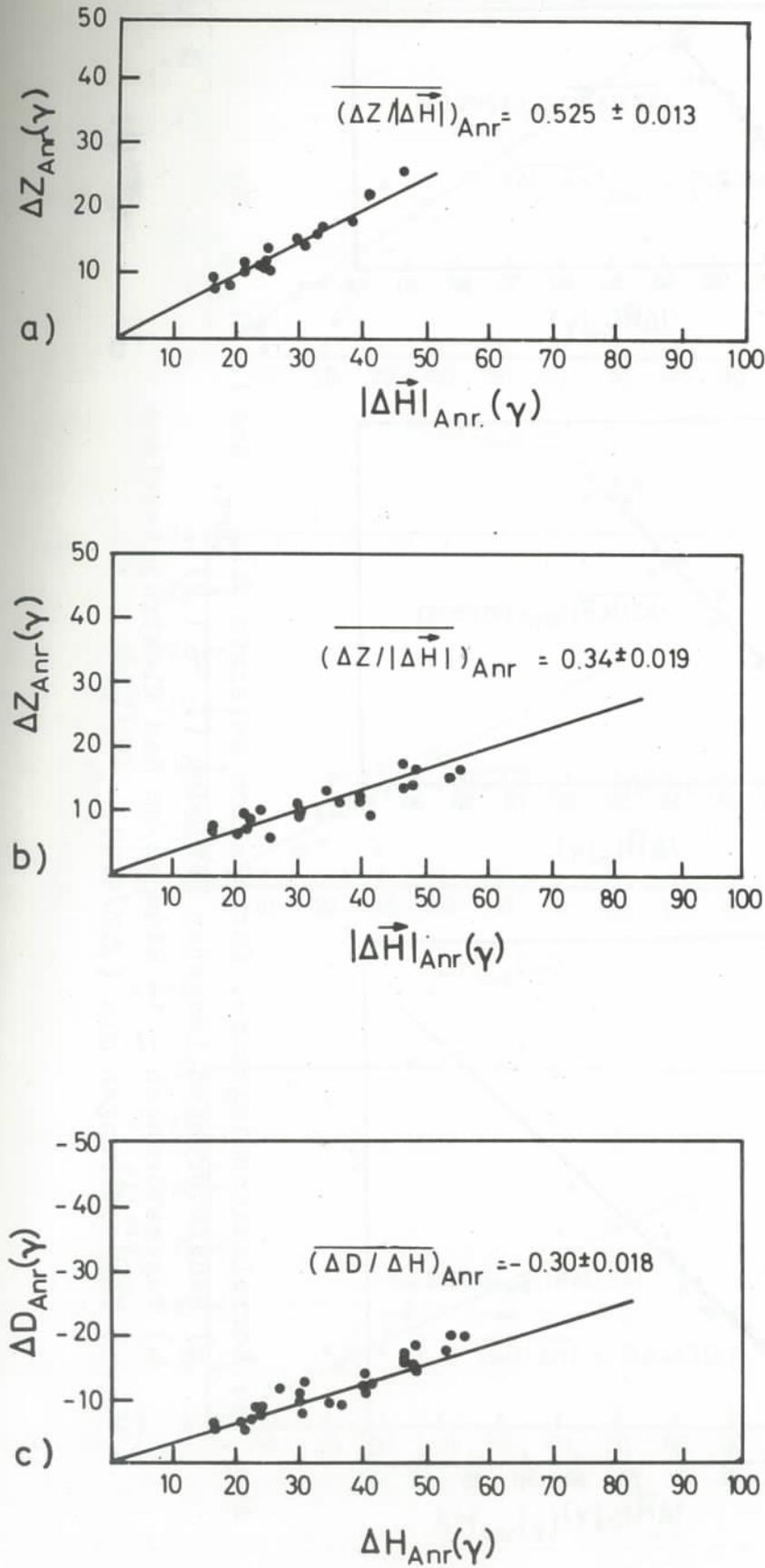


Abb. 25: Korrelationsdiagramme für Störungen in Annamalainagar. Korrelation zwischen:  
 a)  $\Delta Z$  und  $|\Delta \vec{H}|$  für Nachtstörungen längerer Periode ( $T \approx 1$  h)  
 b)  $\Delta Z$  und  $|\Delta \vec{H}|$  für Tagesstörungen  $\pm 1\frac{1}{2}$  Stunden um das Elektrojetmaximum  
 c)  $\Delta D$  und  $\Delta H$  für Tagesstörungen  $\pm 1\frac{1}{2}$  Stunden um das Elektrojetmaximum

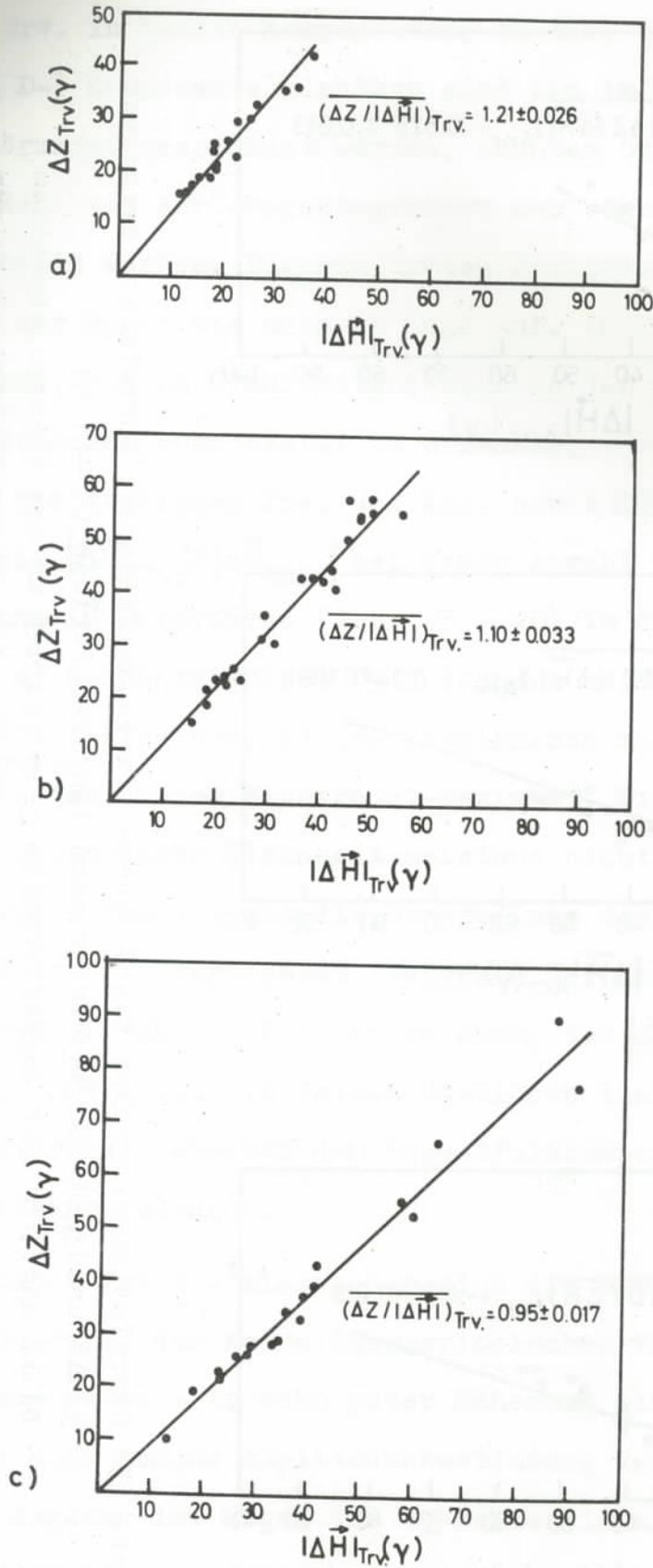


Abb. 26: Korrelationsdiagramme. Korrelation zwischen  $\Delta Z_{TrV}$  und  $|\Delta \vec{H}|_{TrV}$  für

- a) Nachtstörungen längerer Perioden ( $T \approx 1$  h)
- b) Tagesstörungen  $\pm 1\frac{1}{2}$  Stunden um das Elektrojetmaximum
- c) Tagesstörungen mit  $(\Delta Z / \Delta H)_{Anr.} = 0$

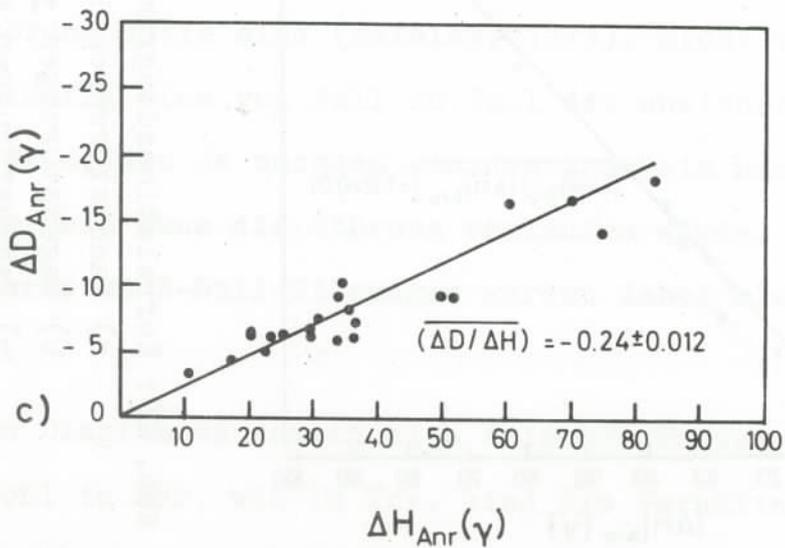
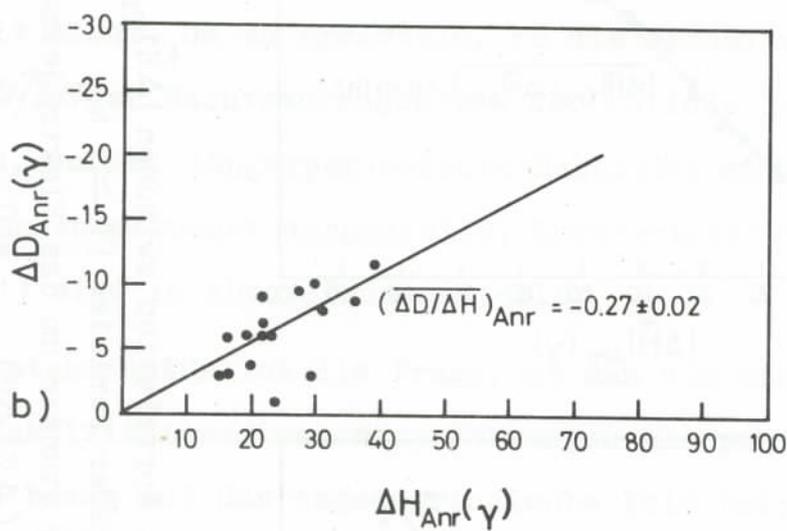
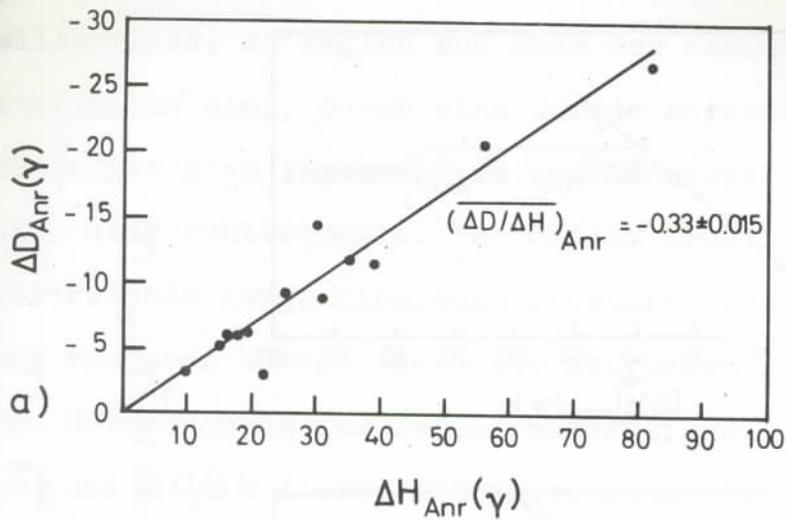


Abb. 27: Korrelationsdiagramme. Korrelation zwischen  $\Delta D$  und  $\Delta H$  in Annamalaiagar für

- a) Nachtstörungen längerer Perioden ( $T \approx 1$  h)
- b) Nachtstörungen kürzerer Perioden (SSC;  $T \approx 5'$ )
- c) Tagesstörungen mit  $(\Delta Z/\Delta H)_{Anr} = 0$

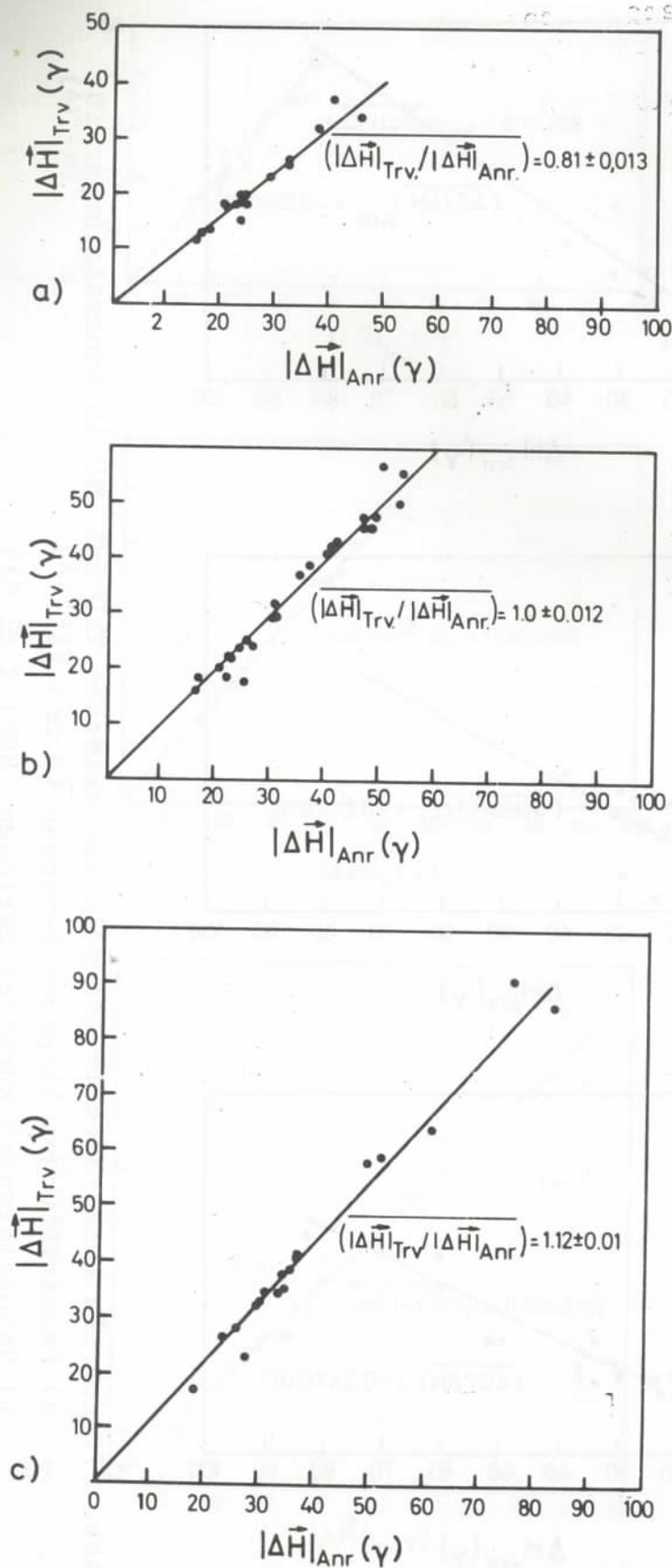


Abb. 28: Korrelationsdiagramme. Korrelation zwischen  $|\Delta\vec{H}|_{\text{Trv}}$  und  $|\Delta\vec{H}|_{\text{Anr}}$  für  
 a) Nachtstörungen längerer Perioden ( $T \approx 1$  h)  
 b) Tagesstörungen  $\pm 1\frac{1}{2}$  Stunden um das Elektrojetmaximum  
 c) Tagesstörungen mit  $(\Delta Z/\Delta H)_{\text{Anr}} = 0$

krümmt, so daß zur Amplitudenbestimmung das unbekannte Stück dieser Kurve, dem die Störung überlagert ist, zu einem gewissen Teil willkürlich, da Beginn und Ende der Störung nicht immer klar bestimmbar sind, durch eine Gerade angenähert werden muß. Dadurch ergibt sich insbesondere bei längerperiodischen Tagesstörungen eine Fehlerquelle. Aus diesem Grund und auch weil am Tage auftretende langperiodische Störungen fast immer aus Überlagerung mehrerer kurzperiodischer Störungen aufgebaut sind, war eine Untersuchung der Periodenabhängigkeit der Verhältnisse  $\Delta Z/|\Delta \vec{H}|$  und  $\Delta D/\Delta H$  dieser Störungen nicht durchführbar. Bei Störungen, die nachts auftreten, gibt es dagegen diese Schwierigkeit nicht. Um zu ermitteln, ob die Verhältnisse  $\Delta Z/|\Delta \vec{H}|$  und  $\Delta D/\Delta H$  der Nachtstörungen von der Periode der Störungen abhängen, wurden längerperiodische Nachtstörungen ( $T \approx 1$  h) in den Diagrammen getrennt dargestellt. Kurzperiodische SSC-Störungen ( $T \leq 5'$ ) sind in Abb. 29 dargestellt.

Es entsteht natürlich die Frage, ob man die während der Elektrojetaktivität auftretenden Störungen als positiv oder negativ in bezug auf das tagesperiodische Feld betrachten soll. Da Elektronendriftmessungen, die zur Bestimmung des Vorzeichens der Störung nötig sind (Balsley, 1973), nicht vorlagen, war zwangsläufig eine von Fall zu Fall oft unsichere Entscheidung zu treffen, die je nachdem wie dem Anschein nach das tagesperiodische Feld ohne die Störung verlaufen würde, fiel. Die meisten ausgewerteten Z-Null-Störungen wurden dabei als positiv angenommen.

Aus den Diagrammen lassen sich folgende Fakten ablesen:

- a) Sowohl in Anr. wie in Trv. sind die Verhältnisse  $\Delta Z/|\Delta \vec{H}|$  in

den drei vorher definierten Gruppen klar voneinander verschieden.  $\Delta Z / |\Delta \vec{H}|$  ist jeweils am größten für Nachtereignisse und am kleinsten für Z-Null-Ereignisse. So beträgt  $\overline{(\Delta Z / |\Delta \vec{H}|)_{Anr}}$  bei langperiodischen Nachtstörungen  $0.525 \pm 0.013$ , bei kurzperiodischen Nachtstörungen  $0.525 \pm 0.017$ , aber bei Störungen, die  $\pm 1\frac{1}{2}$  Stunden um das Elektrojetmaximum auftreten,  $0.34 \pm 0.019$ . (Bei Z-Null-Störungen ergibt sich natürlich der Wert 0.)

In Trv. lauten die entsprechenden Werte:  $1.21 \pm 0.026$  für langperiodische Nachtstörungen und  $1.31 \pm 0.018$  bei kurzperiodischen Nachtstörungen. Für Störungen, die  $\pm 1\frac{1}{2}$  Stunden um das Elektrojetmaximum auftreten, erhält man den Wert  $1.10 \pm 0.033$ , während sich bei Z-Null-Ereignissen der kleinere Wert  $0.95 \pm 0.017$  ergibt.

b) Auch  $\overline{(|\Delta \vec{H}|_{Trv} / |\Delta \vec{H}|_{Anr})}$  ist von Gruppe zu Gruppe verschieden. Es beträgt für Ereignisse, die  $\pm 1\frac{1}{2}$  Stunden um das Elektrojetmaximum auftreten,  $1.0 \pm 0.012$  und für Z-Null-Ereignisse  $1.12 \pm 0.01$ . Einigermaßen überraschend ist es, daß in der Nacht, wo das magnetosphärische Feld als homogen über die Distanz der beiden Stationen angenommen werden muß, sich für  $\overline{(|\Delta \vec{H}|_{Trv} / |\Delta \vec{H}|_{Anr})}$  sowohl bei längerperiodischen wie auch bei kürzerperiodischen Störungen statt 1.0 die Werte  $0.81 \pm 0.013$  bzw.  $0.81 \pm 0.03$  ergeben.

c) Das Verhältnis  $\overline{(\Delta Z / |\Delta \vec{H}|)_{Anr}}$  hängt bei Nachtstörungen in dem untersuchten Periodenbereich nicht erkennbar von der Periode der Störung ab. In Trivandrum dagegen ist dieses Verhältnis bei kurzperiodischen Nachtstörungen um ca. 8 % größer als bei längerperiodischen Störungen.

d)  $\Delta Z / \Delta H$  hat in Anr. bei jeder Art von Störung entweder den Wert Null oder aber positives Vorzeichen (Z nach unten

gerichtet = positiv). Dagegen ist das Vorzeichen von  $\Delta Z/\Delta H$  beim Elektrojetfeld (Periode  $\simeq \frac{1}{2}$  Tag) immer negativ, wie es für das Feld jeder um den magnetischen Äquator symmetrischen Stromkonfiguration an einer nördlich des Äquators gelegenen Station erwartet wird. Insofern hat das Störungsfeld in Anr. das "falsche" Vorzeichen.  $\Delta Z/\Delta H$  in Trv. hat dagegen bei jeder Art von Störung immer das "richtige" Vorzeichen.

e) Aus den  $\Delta D/\Delta H$  Verhältnissen in Anr. sieht man, daß die Winkel, die die H-Komponenten der Störungen mit der magnetischen Nordrichtung bilden, in relativ engen Grenzen bleiben, eine Tatsache, die für eine Stabilität in der Richtung der primären magnetosphärischen und ionosphärischen Ströme spricht.

Einen besonders deutlichen Einblick in die Verhältnisse in Anr. und Trv. was magnetische Störungen betrifft gewinnt man durch Betrachtung der tageszeitlichen Variation von  $\Delta Z/|\Delta \vec{H}|$  bei SSC. Zu diesem Zweck wurden alle SSC berücksichtigt, die in den Jahren 1968 - 1970 registriert wurden. Abb. 29 zeigt sehr deutlich, wie  $\Delta Z/|\Delta \vec{H}|$  in Anr. und Trv. bei SSC von der Tageszeit abhängt. In beiden Stationen erreicht  $\Delta Z/|\Delta \vec{H}|$  ein Minimum zur Zeit des Elektrojetmaximums und ein sehr flaches Maximum in der Nachtzeit. Einer zeitlichen Variation ist auch das Verhältnis  $|\Delta \vec{H}_{Trv}|/|\Delta \vec{H}_{Anr}|$  unterworfen. Es erreicht ein Maximum, das zeitlich mit dem Minimum von  $\Delta Z/|\Delta \vec{H}|$  zusammenfällt und ein Minimum in den Nachtstunden.

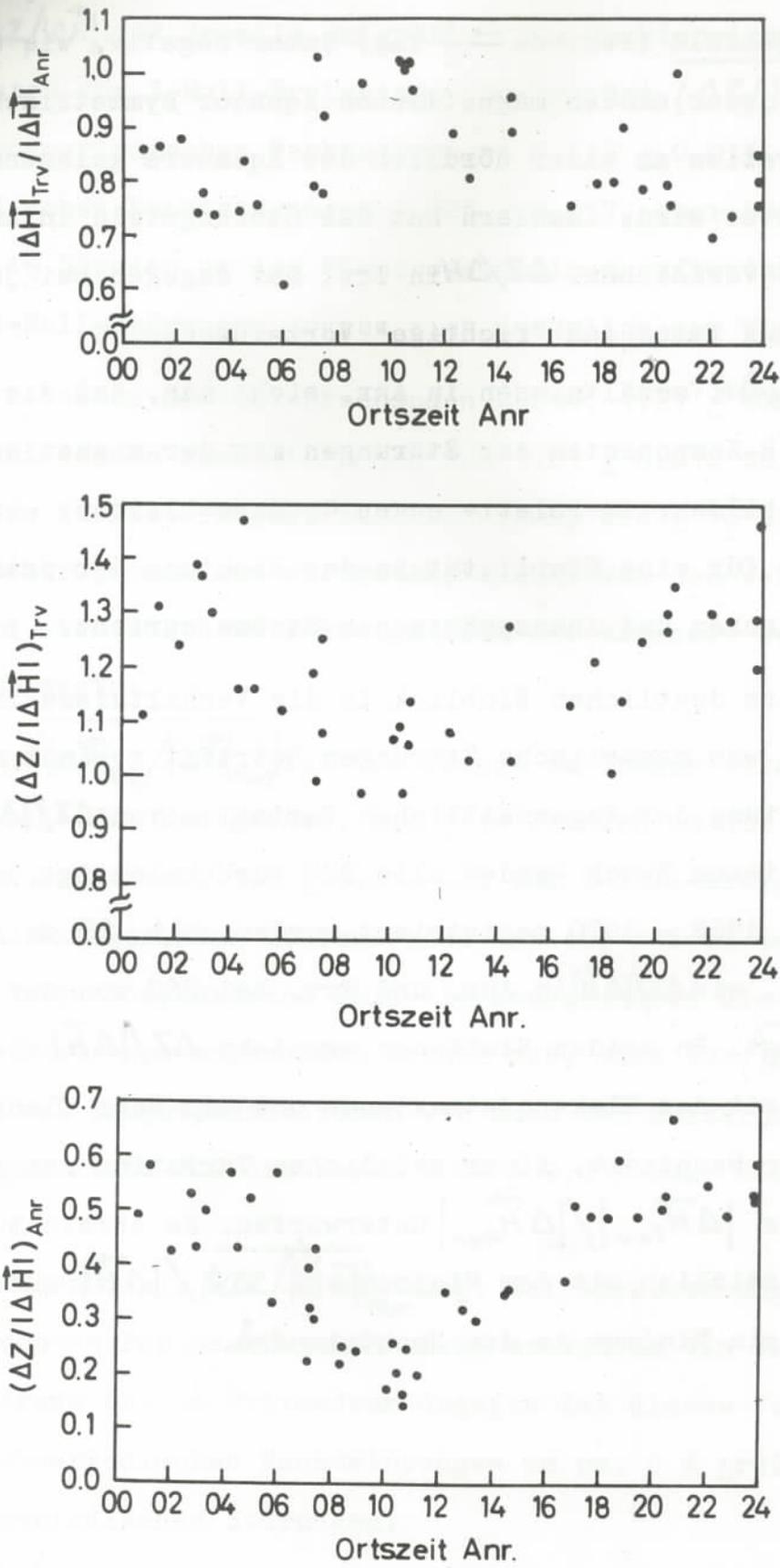


Abb. 29: Abhängigkeit von  $|\Delta \bar{H}|_{\text{Trv}} / |\Delta \bar{H}|_{\text{Anr.}}$ ,  $(\Delta Z / |\Delta \bar{H}|)_{\text{Trv.}}$  und  $(\Delta Z / |\Delta \bar{H}|)_{\text{Anr.}}$  bei SSC-Störungen von der Tageszeit. Die Mittelwerte für diese Verhältnisse in der Nacht zwischen 20 h und 04 h sind:  $(|\Delta \bar{H}|_{\text{Trv}} / |\Delta \bar{H}|_{\text{Anr.}}) = 0.81 \pm 0.03$ ,  $(\Delta Z / |\Delta \bar{H}|)_{\text{Trv.}} = 1.31 \pm 0.018$  und  $(\Delta Z / |\Delta \bar{H}|)_{\text{Anr.}} = 0.525 \pm 0.017$

### 3.4 VERGLEICH DER STÖRUNGEN IN ANNAMALAINAGAR UND TRIVANDRUM MIT DEN STÖRUNGEN IN NACHBARSTATIONEN

In Indien existieren neben Anr. und Trv. die Observatorien Kodaikanal (Kod.), Hyderabad (Hy.) und Alibag (Al.), deren Lage der Abb. 1 zu entnehmen ist. Hy. und Al. liegen außerhalb des Elektrojetbereiches, Hy. weit vom Meer entfernt, Al. an der Küste. Weiter nördlich bei der geomagnetischen Breite  $37^{\circ}19'$  und der geomagnetischen Länge  $139^{\circ}62'$  (Anr.:  $1^{\circ}53'$ ,  $149^{\circ}56'$ ) liegt in der Sowjetunion die Station Taschkent (Ta.). In Abb. 24 sind neben den Magnetogrammen von Anr. und Trv. für den 6. April 1968 auch diejenigen von Kod., Hy., Al. und Ta. abgebildet. Die Z-Komponente ist bei allen Arten von Störungen, darunter auch bei Z-Null-Störungen, in Hy. sehr klein und in Al. ebenfalls klein, wobei in Al. zu einer positiven H-Komponente eine negative Z-Komponente gehört. In Abb. 24 sind die Z-Komponenten von Hy. und Al. wegen ihrer Kleinheit nicht mit eingezeichnet. In Kod., das nördlich des Äquators, aber unterhalb des Jets im Landesinnern liegt, besitzt  $\Delta Z/\Delta H$  bei Z-Null-Störungen einen positiven Wert, d. h. daß das Störungsfeld in Kod. ebenso wie in Anr. das "falsche" Vorzeichen besitzt. Unglücklicherweise ist in Kod. das Magnetometer in der Z-Komponente (wie auch in der D-Komponente) sehr unempfindlich, so daß die Z-Komponente in Kod. nur bei einzelnen starken Störungen einigermaßen genau abzulesen ist. Eine Abschätzung für  $\overline{(\Delta Z/|\Delta \vec{H}|)}_{kod}$  ergibt für Z-Null-Störungen einen Wert von ca. 0.1. Bei Nachtstörungen besitzt das Verhältnis  $\Delta Z/\Delta H$  in Kod. ebenfalls ein positives Vorzeichen. Eine Abschätzung für  $\overline{(\Delta Z/|\Delta \vec{H}|)}_{kod}$  bei Nachtstörungen ergibt einen Wert von ca. 0.5.

Die Änderungen  $\Delta H$  in den dargestellten Magnetogrammen von Anr., Trv., Kod., Hy., Al. und Ta. in Abb. 24 sind bei den mit 2, 3

bezeichneten Störungen in Phase und offensichtlich positiv. Ferner wird aus dem Vergleich dieser Stationen untereinander deutlich, daß die Amplitude von  $\Delta H$  bei diesen beiden Störungen mit zunehmender Entfernung vom magnetischen Äquator abnimmt. Sie erreicht den kleinsten Wert in Ta., welches von den dargestellten Stationen am weitesten vom Äquator entfernt ist. Die Amplitudenverminderung von  $\Delta H$  mit zunehmender Entfernung vom Äquator ist für die anderen an diesem Tag auftretenden Störungen offensichtlich um so geringer je größer das Verhältnis  $\Delta Z/\Delta H$  der Störung in Anr. ist.

Aus dem Verhalten von  $\Delta Z$  gegenüber  $\Delta H$  bei den verschiedenen Tages- und Nachtstörungen in Trv. lassen sich im Gegensatz zu Anr. ohne weiteres keine weiterreichenden Schlüsse ziehen. In Trv. erscheinen nämlich alle Störungen sowohl in der H- wie auch in der Z-Komponente. Dagegen erscheinen zwar die Nachtstörungen und gewisse Tagesstörungen in Anr. sowohl in H wie auch in Z, andere Tagesstörungen aber wie die in Abb. 24a in der H-Komponente mit 1, 2, 3 nummerierten Störungen nur in H. Ein Anr. ähnliches, wenn auch weniger deutlich ausgeprägtes Verhalten, zeigt die Z-Komponente in Kod.

Die Tatsache, daß in Anr. die Störungen, die ein  $\Delta Z \neq 0$  zeigen sowohl in der Nacht wie auch am Tage, diejenigen, die ein  $\Delta Z = 0$  zeigen dagegen nur am Tage zur Zeit der Elektrojetaktivität auftreten, legt die Vermutung nahe, daß in Anr. die Z-Komponente der Störungen durch magnetosphärische Ströme allein, die H-Komponente der Störungen dagegen sowohl durch magnetosphärische als auch durch ionosphärische Ströme kontrolliert wird. Eine ausführliche Diskussion und Interpretation des Magnetogrammmaterials erfolgt in Kapitel 3.7.

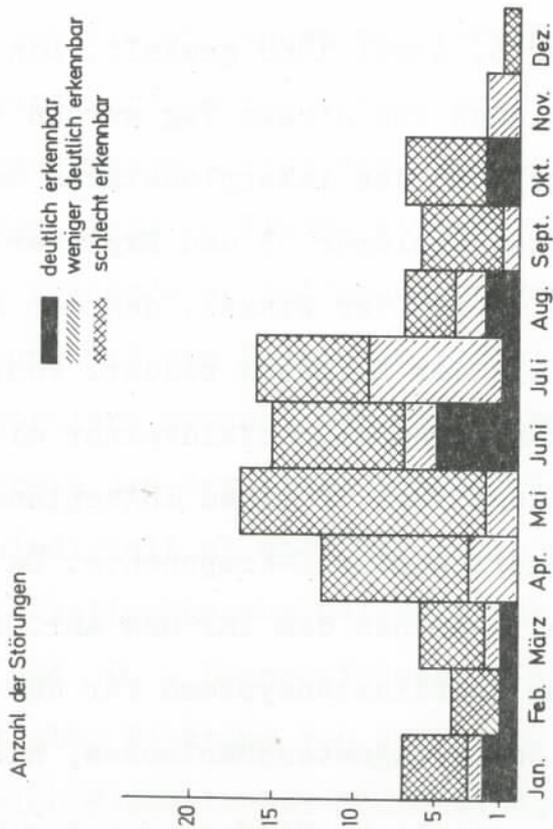
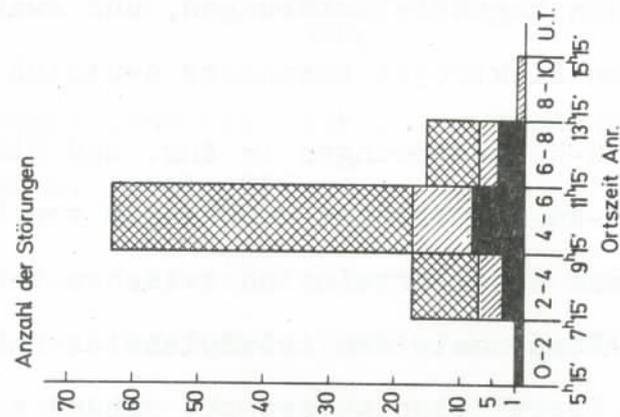
### 3.5 MAGNETOGRAMMAUSWERTUNG ZUR FESTSTELLUNG GLOBALER ZUSAMMENHÄNGE UND DES ZUSAMMENHANGS VON Z-NULL-STÖRUNGEN IN ANNAMALAINAGAR MIT DEM INTERPLANETAREN MAGNETFELD

---

Es soll zunächst die Frage geprüft werden, ob ein Zusammenhang zwischen Z-Null-Störungen in Anr. und Störungen, die von Observatorien in hohen magnetischen Breiten registriert werden, besteht. Ein solcher Zusammenhang ist eines der Merkmale zur Charakterisierung der DP2-Störungen. Zu diesem Zweck wurde geprüft, ob die Z-Null-Störungen, die im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung des Verhältnisses  $|\Delta \vec{H}_{Trv}| / |\Delta \vec{H}_{Anr}|$  (Abb. 28) ausgewertet wurden, im AE-Auroral-Index wiederzufinden sind. Der AE-Index ist definiert als die Differenz zwischen der oberen und unteren Umhüllenden einer Überlagerung von H-Komponenten mehrerer Observatorien in der Polarlichtzone. Der AE-Index zeigt Effekte der Kontraktion oder Expansion des Polarlichtovals, kontrolliert durch die Nord-Süd-Komponente des interplanetaren Magnetfeldes, sowie Wachstum und Zerfall des polaren Elektrojets (Akasofu, 1974). Von den 21 so untersuchten Störungen waren 18 deutlich im AE-Index wiederzuerkennen, in zwei Fällen zeigte der AE-Index zur Zeit des Auftretens der Z-Null-Störungen in Anr. einen ruhigen Verlauf, so daß nicht mit Sicherheit eine Identifizierung möglich war. In einem Fall entsprach einer in der H-Komponente negativen Z-Null-Störung in Anr. eine positive Variation im AE-Index.

Am Beispiel der Station Thule (Th.), die sich in der Nähe des magnetischen Pols in Grönland befindet, wurde das gleichzeitige Auftreten von Z-Null-Störungen in Anr. und in hohen magnetischen Breiten ausführlicher untersucht. Zuerst kann man sich verge-

wissern, daß die drei in Abb. 24 in Anr. mit 1, 2, 3 nummerierten Z-Null-Störungen auch im Magnetogramm von Th. wiederzufinden sind. Es wurde nun gefragt, wie die Korrelation für Z-Null-Störungen zwischen Anr. und Th. von der Tageszeit und von der Jahreszeit abhängt. Zu diesem Zweck wurden sämtliche Magnetogramme der beiden Stationen aus dem Jahr 1969 miteinander verglichen. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in der Abb. 30 in Form von zwei Korrelationsdiagrammen dargestellt. In dem einen Diagramm ist die Abhängigkeit der Häufigkeit des kohärenten Auftretens von Z-Null-Ereignissen in beiden Stationen als Funktion der Tageszeit, in dem anderen als Funktion der Jahreszeit eingezeichnet. Die Störungen wurden unterteilt in solche, die in beiden Stationen deutlich, weniger deutlich oder schlecht erkennbar waren. Die Übergänge dieser visuell gefaßten Einteilung sind natürlich fließend. Aus der Abb. 30 wird deutlich, daß - was die Abhängigkeit von der Tageszeit betrifft - ein scharfes Maximum am kohärenten Auftreten ca. 1 Stunde vor dem Maximum des Elektrojets erscheint. In der jahreszeitlichen Abhängigkeit tritt das Maximum in den Sommermonaten auf. Die aufgefundenen Maxima hängen offenbar mit der um diese Tages- und Jahreszeit besseren Beleuchtung der Nordhemisphäre und der damit verbundenen Erhöhung der Elektronenkonzentration in der unteren Ionosphäre und damit der transversalen elektrischen Leitfähigkeit zusammen. Akasofu et al. (1972) kommen bezüglich der Abhängigkeit des Auftretens der DP2-Störungen von der Tageszeit zum selben Ergebnis. Sie schreiben: "Das überwiegende Erscheinen der Fluktuationen während des Tages, insbesondere um den lokalen Mittag herum, scheint eine Folge der Tatsache zu sein, daß eine Fluktuation, die um diese Zeit erscheint, dazu neigt, verstärkt



a.)

b.)

Abb. 30: Z-Null-Störungen der Periode  $\approx 1$  h in Annamalainagar, die mit Störungen in der in hoher magnetischer Breite lokalisierten Station Thule korrelieren.

a) Abhängigkeit von der Jahreszeit      b) Abhängigkeit von der Tageszeit

zu werden und somit leichter sichtbar wird, und nicht, daß unbedingt irgendein Teil der Weltzeit größere Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der Fluktuationen besitzt."

Was Akasofu et al. Verstärkung nennen, ist eine Umschreibung der Tatsache, daß ein durch Wechselwirkung mit dem solaren Wind aufgeprägtes Konvektionsfeld am Tage einen ionosphärischen Strom treibt, der sich in den Magnetfeldstörungen, und zwar am eng gebündelten äquatorialen Elektrojet besonders deutlich manifestiert.

Korrelation zwischen Z-Null-Störungen in Anr. und Störungen im AE-Index deutet, da Z-Null-Störungen unabhängig von Teilstürmen auftreten, auch auf eine Korrelation zwischen Z-Null-Störungen und der Nord-Süd-Komponente des interplanetaren Magnetfeldes hin. Wir haben diese Korrelation untersucht anhand eines Tages, an dem mehrere klare Z-Null-Störungen auftraten.

Als solcher Tag wurde der 6. April 1968 gewählt. Den Magnetogrammen mehrerer Erdstationen von diesem Tag wurden in Abb. 24b die Variationen des Winkels  $\theta$  des interplanetaren Magnetfeldes, die von den Satelliten Explorer 33 und Explorer 35 gemessen wurden, hinzugefügt.  $\theta$  ist der Winkel, den der interplanetare Magnetfeldvektor mit der Ekliptik bildet. Positives  $\theta$  entspricht einem interplanetaren Magnetfeldvektor mit norgegerichteter Z-Komponente, negatives  $\theta$  einem interplanetaren Magnetfeldvektor mit südgerichteter Z-Komponente. Da uns nur die qualitative Beziehung zwischen dem IMF und Anr. interessiert, kommt es auf die Wahl des Koordinatensystems für das IMF, d. h. Solar-ekliptisches oder Solar-magnetosphärisches, nicht an.

Um zu korrelieren, müssen zeitliche Differenzen durch endliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten im interplanetaren Raum berück-

sichtig werden. Die Position der beiden Satelliten ist in der Abb. 31 dargestellt.

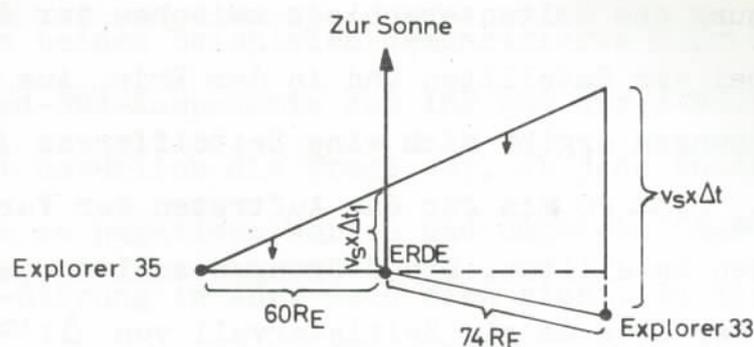


Abb. 31: Positionen der Satelliten Explorer 33 und Explorer 35 am 6. April 1968.

Die Zeitdifferenz zwischen der Ankunft einer Störung am Satelliten und auf der Erde könnte man bestimmen aus der Zeit, die die Parker'sche Spirale von der Position des Satelliten bis zum Erreichen der Erdmagnetosphäre braucht. Von da an pflanzen sich die Störungen mit Alfvén-Geschwindigkeit zur Erdionosphäre fort, was ca. eine halbe Minute in Anspruch nimmt. Dieser Argumentation liegt die übliche Vorstellung zugrunde, daß das Magnetfeld im Plasma eingefroren ist und starke Störungen des Feldes über Entfernungen von der hier diskutierten Größenordnung mit dem Plasma in radialer Richtung von der Sonne weg transportiert werden. Der Winkel  $\alpha$  zwischen der Tangente an der Spirale und der Linie Sonne-Erde hängt von der Sonnenwindgeschwindigkeit ab nach der Beziehung  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Omega_s r}{v_s} = \frac{429}{v_s [\text{km}]}$  mit  $\Omega_s$  = Rotationsgeschwindigkeit der Sonne,  $r$  = Abstand von der Sonne und  $v_s$  = Sonnenwindgeschwindigkeit. Die Felder werden in radialer Richtung von der Sonne weg getragen. Es standen uns keine Meßwerte der Sonnenwindgeschwindigkeit für den bewußten Tag zur Verfügung. Da aber die beiden Satelliten, wie der Abb. 31 zu entnehmen ist, sich fast auf einer Geraden,

die senkrecht zur Linie Sonne-Erde steht, befanden, ist das Fehlen der Sonnenwindgeschwindigkeitsdaten kein Hindernis bei der Berechnung des Zeitunterschieds zwischen der Ankunft der Variation bei den Satelliten und in der Erde. Aus den Satellitenaufzeichnungen ergibt sich eine Zeitdifferenz  $\Delta t = t_{\text{Ex.33}} - t_{\text{Ex.35}} \approx 20$  min für das Auftreten der Variationen an den beiden Satelliten. Die Störungen sollten dann nach Abb. 31 in der Erde um ein Zeitintervall von  $\Delta t' \approx \Delta t \cdot \frac{60 R_E}{134 R_E} \approx 8$  min später als am Explorer 35 und um ca. 12 Minuten früher als am Explorer 33 auftreffen. Um diese Zeitintervalle verschoben sind die von den Satelliten gemessenen  $\theta(t)$ -Werte in der Abb. 24b eingezeichnet. Man sieht sehr deutlich, daß die mit 1, 2, 3 nummerierten Z-Null-Störungen eindeutig mit Variationen in  $\theta$  korreliert sind, und zwar korrelieren die in Anr. als positiv betrachteten Störungen mit negativen Variationen in  $\theta$ , d. h. mit der südgerichteten Komponente des IMF, ganz im Einklang mit den herrschenden Vorstellungen über die Verschmelzung (merging) von magnetischen Flußröhren an der Magnetopause.

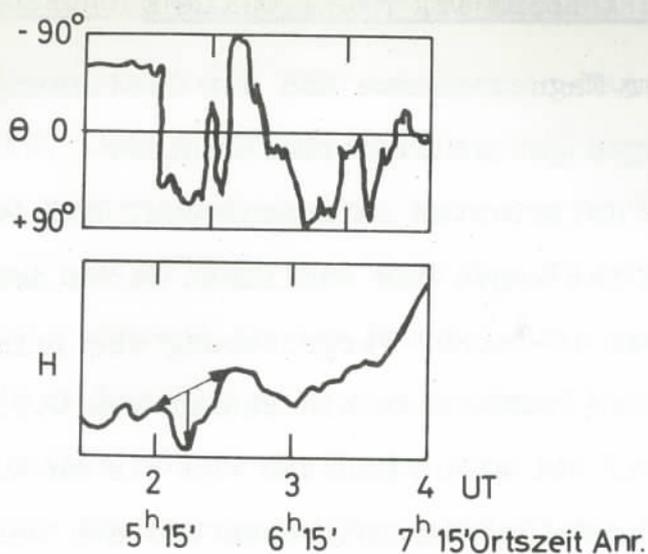
Die in Abb. 32a dargestellte und als negativ eingestufte Z-Null-Störung stellt ein anderes Beispiel dar. Explorer 35 befand sich an diesem Tag in der Position  $(-45 R_E, +45 R_E)$ . Die Magnetfeldstörung erreicht demnach die Erde unter der Annahme, daß sie im Sonnenwind eingefroren ist und eine mittlere Sonnenwindgeschwindigkeit von 450 km/sec zugrundegelegt wird, mit einer, im Vergleich zur Registrierung durch den Satelliten, Zeitverzögerung von ca. 22 Minuten. Um dieses Zeitintervall verschoben ist  $\theta$  in Abb. 32a dargestellt. Wie man sieht, korreliert die als negativ eingestufte Z-Null-Störung, welche

zwischen 2.00 h und 2.35 h dauert, mit einem positiven  $\theta$  Winkel, d. h. mit der Nordkomponente des IMF.

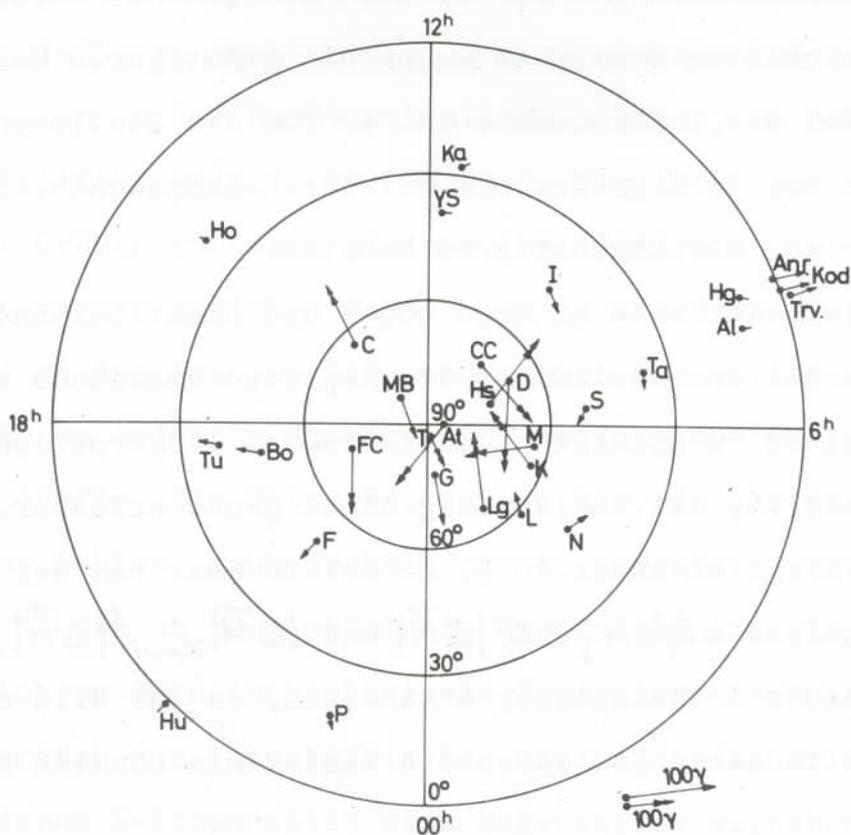
Die an diesen beiden Beispielen demonstrierte Korrelation zwischen der Nord-Süd-Komponente des IMF und der Z-Null-Störung in Anr. wirft natürlich die Frage auf, ob jede Änderung von  $\theta$  von positiven zu negativen Werten und umgekehrt das Auftreten einer Z-Null-Störung in Anr. nach sich zieht. Zu diesem Zweck wurden Vorzeichenwechsel von  $\theta$  im IMF gesucht, die nach einem ruhigen  $\theta$ -Verlauf folgten, so daß eine eindeutige Zuordnung mit möglicherweise zur selben Zeit auftretenden Z-Null-Störungen in Anr. möglich wäre. Bei einer solchen Untersuchung zeigte sich, daß der übergroßen Zahl von Polaritätsänderungen in der Nord-Süd-Komponente des IMF keine Z-Null-Störungen in Anr. folgten.

Wir wenden uns nun der Frage zu, wie die globale Feldkonfiguration des Magnetfeldes von Z-Null-Störungen aussieht. Da ionosphärische Driftdaten weder für Anr. noch für die anderen Magnetometerstationen vorlagen, war die Bestimmung der Amplituden der Störungen mit großer Unsicherheit behaftet. Zur Auswertung wurde die in Abb. 32a in der H-Komponente in Anr. dargestellte Störung gewählt. Durch Vergleich des Feldverlaufs an ruhigen Tagen vor und nach dem Tag, an dem die dargestellte Störung auftrat, ist anzunehmen, daß die Störung negativ ist. Durch diesen Vergleich wurden auch die Zeitpunkte von Beginn, Ende und Maximum der Störung bestimmt. Diese Zeitpunkte wurden auch bei der Auswertung der Magnetogramme jeder anderen Station als dieselben angenommen. Als ruhiges Niveau wurde demnach in jeder Station die gerade Linie, die Beginn und

Ende der Störung verbindet, angenommen. Dieses Vorgehen schließt natürlich nicht aus, daß im Falle, daß in anderen Observatorien - insbesondere bei hohen magnetischen Breiten - gleichzeitig zusätzliche, zum Z-Null-Feld nicht gehörige Feldvariationen auftreten, ein verfälschtes Ergebnis zustandekommen wird. In Abb. 32b sind in geomagnetischen Koordinaten die zu dieser Störung gehörenden Magnetfeldvektoren für mehrere Stationen eingezeichnet. Deutlich ist ein zonaler, von Ost nach West fließender Strom in niedriger Breite zu erkennen. Ein äquivalentes Stromsystem läßt sich aber aufgrund der in Abb. 32b eingezeichneten Magnetfeldvektoren nicht eindeutig konstruieren. Der Grund dafür liegt darin, daß in mehreren Observatorien in hohen magnetischen Breiten die Z-Null-Störung durch andere Störungen überlagert ist, die man von der Z-Null-Störung nicht trennen kann. Dennoch bietet sich eine Deutung an aus der Annahme, daß der in frühen Morgenstunden am Äquator nach Westen, also zur Nachtseite hin gerichteter Strom sich mit den Strömen bei hohen Breiten, wie auch durch die Störungen bei Taschkent (Ta.) und Sverdlovsk (S) angedeutet, durch einen nach Norden längs der Schattengrenze gerichteten Strom verbinden sollte. Denn vor Sonnenaufgang ist die elektrische Leitfähigkeit in der E-Schicht zu klein für einen wirklichen Strom.



a)



b)

Abb. 32: a) Korrelation zwischen der H-Komponente der um 2.00 h bis 2.30 h UT auftretenden und als negativ eingestuft Z-Null-Störung in Anr. und dem Winkel  $\theta$  des interplanetaren Magnetfeldes. Die negative Störung in Anr. korreliert mit der Nordkomponente des IMF.  
b) Globale Magnetfeldvektorenverteilung derselben Störung. Abkürzungen s. Anhang.

### 3.6 FEHLER BEIM ABLESEN DER MAGNETOGRAMME

Beim Ablesen der Magnetogramme und der Bestimmung der Amplitude von Störungen gab es zweierlei Fehler:

- a) Auch bei gut definiertem Anfangsniveau, Endniveau und Maximum der Störung ist wegen der endlichen Dicke der Spur von ca. 0.5 - 1.0 mm (bei 18-facher Vergrößerung des Films) und der Nichtgeradlinigkeit der Basislinie ein Fehler von 0.25 bis 0.5 mm einzukalkulieren. Bei einem Maßstab von bis zu  $4.5 \gamma$  pro mm bei der H-Komponente in den indischen und den meisten anderen Stationen ist ein maximaler Ablesefehler von  $\pm 1 - 2 \gamma$  in der Amplitude anzunehmen. Der Fehler beim Ablesen der Z-Komponente ist bei den meisten Stationen wegen des günstigeren Maßstabs geringer. Bei der D-Komponente ist er für die Stationen Anr. und Trv. um ca. 50 % größer als bei der H-Komponente. Die Ursache dafür ist der ungünstigere Maßstab.
- b) Der Fehler, der sich am Tage wegen des nicht bekannten Bezugsniveaus bei der Bestimmung des Amplitudenmaximums der einzelnen Magnetfeldkomponenten besonders bei längerperiodischen Störungen ergibt, ist zahlenmäßig nicht genau erfaßbar. Wahrscheinlich liegt er unter 10 %. Er sollte aber bei der Bildung der Verhältnisse  $\Delta D / \Delta H$ ,  $\Delta Z / |\Delta \vec{H}|$  und  $|\Delta \vec{H}|_{Trv} / |\Delta \vec{H}|_{Anr}$  nicht in dieser Größenordnung erscheinen, da für alle drei Komponenten in allen Stationen die Basislinie ähnlich gewählt wurde.

### 3.7 SCHLUSSFOLGERUNGEN AUS DER MAGNETOGRAMMAUSWERTUNG

Aus der Auswertung von fast 1000 24-Stunden-Magnetogrammen von Anr. und Trv. läßt sich als erstes grundlegendes Faktum festhalten, daß Ereignisse, die in Anr. nur in H, aber nicht in Z erscheinen, nur am Tage zur Zeit der Elektrojetaktivität beobachtbar sind, während in der Nacht kein einziges davon gefunden wurde. Gleichzeitig gilt die Feststellung, daß sich in Trv. alle Ereignisse sowohl in H als auch in Z zeigen. Wie die Messungen der Elektronendriftgeschwindigkeit zeigen, sind die elektrischen Felder in der Nacht zwar im Gegensatz zum Tage westwärts gerichtet, sonst aber von der gleichen Größenordnung (Balsley, 1973; s. auch Abb. 13). Andererseits ist die Zahl der Ladungsträger in der Nacht wesentlich kleiner, so daß die elektrische Leitfähigkeit in der Nacht im Vergleich zum Tage um fast zwei Größenordnungen kleiner ist (Kamiyama 1965, s. auch Abb. 12). Um den gleichen Faktor müssen die Stromdichten kleiner sein, so daß man von ionosphärischen Nachtströmen ein Magnetfeld am Boden im äquatorialen Bereich von maximal  $1 - 2 \gamma$  erwarten dürfte. Die Tatsache, daß in Anr. in der Nacht Z-Null-Ereignisse fehlen, kann deshalb nur so gedeutet werden, daß es sich bei diesen um ionosphärische Ereignisse handelt. Dafür, daß es sich um rein ionosphärische Ereignisse handelt und nicht um ein Gemisch aus ionosphärischen und magnetosphärischen Störungen, deren Z-Komponenten sich gegenseitig aufheben, sprechen zwei Gründe: Erstens ihre relative Häufigkeit, die ein solches genau einzuhaltendes Verhältnis von ionosphärischem zu magnetosphärischem Anteil statistisch unwahrscheinlich erscheinen läßt, und zweitens die Tatsache, daß in einer außeräquatorialen Station wie Tashkent gerade bei Z-Null-Ereignissen das Verhältnis

$|\Delta \vec{H}|_{T\alpha} / |\Delta \vec{H}|_{\dot{A}q}$  besonders klein ist (Abb. 24). Das ist genau das, was man von rein ionosphärischen Ereignissen erwartet, weil solche am magnetischen Äquator wegen der dort erhöhten ionosphärischen Leitfähigkeit eine starke Verstärkung zeigen, während bei magnetosphärischen Störungen in- und außerhalb der äquatorialen Region die relativen Amplituden sich nur wenig unterscheiden dürften. Es bleibt noch die schwierige Frage zu klären, ob bei allen rein ionosphärischen Störungen die Z-Komponenten der Störungen in Anr. Null sind oder nur bei einer speziellen Klasse von ihnen. Diese Frage ist mit der Frage gleichzusetzen, wie stabil die Lage und Konfiguration des ionosphärischen Stromsystems im äquatorialen Bereich ist. Wie aus der Abb. 24 ersichtlich ist, und durch eine Anzahl anderer Magnetogramme dokumentiert wird, folgen in Anr. oft unmittelbar nach Z-Null-Ereignissen (oder gehen ihnen voraus) andere Ereignisse mit  $\Delta Z / \Delta H \neq 0$ . Eine so kurzzeitige Änderung der ionosphärischen Stromkonfiguration, die dazu führen würde, daß das ionosphärische Feld der Störungen in Anr. einmal eine und dann wieder keine Z-Komponente zeigt und umgekehrt, erscheint sehr unwahrscheinlich, da dazu eine starke Umverteilung der ionosphärischen Leitfähigkeit nötig wäre. Es muß deshalb gefolgert werden, daß auch die übrigen an solchen Tagen erscheinenden Störungen keine ionosphärischen Anteile mit  $\Delta Z / \Delta H \neq 0$  enthalten. Eine Störung in Anr. mit  $\Delta Z / \Delta H \neq 0$  ist demnach zumindest an Tagen, an denen auch Z-Null-Störungen auftreten, aufgebaut aus einer rein ionosphärischen Störung gefolgt von einer sich überlagernden magnetosphärischen Störung, die sich durch ein endliches  $\Delta Z$  in Anr. manifestiert.

Wie läßt sich nun das Vorkommen von Z-Null-Ereignissen in Anr. erklären? Offensichtlich nur durch Induktion in der Erde, denn für jeden um den magnetischen Äquator symmetrischen Strom ergibt sich eine Nullstelle von Z unterhalb des Äquators, keineswegs aber bei der magnetischen Breite von Annamalainagar (+ 1.53). Für die Induktion spricht auch das Verhalten der Nachtstörungen. Da in der Nacht, wie schon erläutert worden ist, nur magnetosphärische Störungen zu erwarten sind, sollte im äquatorialen Bereich ein fast reines, horizontales Feld und kein primäres Vertikalfeld erscheinen. Daraus folgt, daß die Z-Komponente bei Nachtstörungen sowohl in Trv. als auch in Kod. und Anr. induziert sein muß und nicht primär aus Ionosphäre oder Magnetosphäre stammen kann.

### 3.8 TRENNUNG DES MAGNETFELDES DER STÖRUNGEN IN IHREN IONOSPHERISCHEN UND MAGNETOSPHERISCHEN ANTEIL

Wir gehen davon aus, daß sich nicht nur die primären, sondern auch die induzierten Felder bei einer aus magnetosphärischen und ionosphärischen Anteilen gemischten Störung linear überlagern. Da wir die Z-Null-Störungen in Annamalainagar als rein ionosphärische und die Nachtstörungen als rein magnetosphärische erkannt haben, können wir die Verhältnisse von  $\overline{(Z/H)}$  in Trv. und Anr., bzw. das Verhältnis  $\overline{(H^{Trv.}/H^{Anr.})}$  für solche reinen Störungen empirisch gewinnen. Wir schreiben hier der Einfachheit halber statt  $|\Delta \vec{H}|$  und  $\Delta Z$  H und Z. Wir finden

$$m^{Anr} = \left( \frac{\overline{Z_m^{Anr}}}{\overline{H_m^{Anr}}} \right) = 0.525 \begin{matrix} +0.013 \\ -0.017 \end{matrix} *$$

$$i^{Anr} = \left( \frac{\overline{Z_i^{Anr}}}{\overline{H_i^{Anr}}} \right) = 0$$

$$m^{Trv} = \left( \frac{\overline{Z_m^{Trv}}}{\overline{H_m^{Trv}}} \right) = \begin{matrix} 1.31 \pm 0.018 \\ 1.21 \pm 0.026 \end{matrix} *$$

$$i^{Trv} = \left( \frac{\overline{Z_i^{Trv}}}{\overline{Z_i^{Trv}}} \right) = 0.95 \pm 0.017$$

$$\alpha = \left( \frac{\overline{H_m^{Trv}}}{\overline{H_m^{Anr}}} \right) = 0.81 \begin{matrix} +0.030 \\ -0.013 \end{matrix} *$$

$$\beta = \left( \frac{\overline{H_i^{Trv}}}{\overline{H_i^{Anr}}} \right) = 1.12 \pm 0.01$$

\*) Oberer Wert für SSC, unterer Wert für längerperiodische Störungen.

m und i weisen auf den magnetosphärischen bzw. den ionosphärischen Ursprung der Störung hin, das soll aber nicht bedeuten, daß es sich rein um die Feldkomponenten der Primärströme handelt. Es sind immer die Felder der induzierten Ströme beigemischt.

Bei einer beliebigen Störung mit den Meßwerten  $H$ ,  $Z$  können wir somit auf verschiedene Weise z. B. den relativen ionosphärischen Anteil an der Gesamtstörung ermitteln. Entweder bedienen wir uns (a) rein der Messungen an einem Orte unter Benutzung von  $m$  und  $i$  oder (b) der Meßwerte an zwei Orten.

$$(a) \quad \frac{H_i}{H} = \frac{m - \frac{Z}{H}}{m - i} \quad \text{für jeden Ort gesondert}$$

$$(b) \quad \frac{H_i^{\text{Anr}}}{H^{\text{Anr}}} = \frac{\frac{H^{\text{Trv}}}{H^{\text{Anr}}} - \alpha}{\beta - \alpha} \quad \frac{H_i^{\text{Trv}}}{H^{\text{Trv}}} = \frac{\frac{H^{\text{Anr}}}{H^{\text{Trv}}} - \alpha^{-1}}{\beta^{-1} - \alpha^{-1}}$$

Die wirkliche Schwierigkeit bei diesem Vorgehen ist, daß - wie aus den Abb. 25 - 29 hervorgeht und sich in den den Mittelwerten beigefügten mittleren quadratischen Abweichungen dokumentiert, die obigen Erfahrungswerte für  $m$ ,  $i$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  eine beträchtliche Streuung haben. Es ist demnach nicht zu erwarten, daß man mit Hilfe der angegebenen Gleichungen bei der individuellen Störung die relativen ionosphärischen bzw. magnetosphärischen Anteile quantitativ ermitteln kann. Es wäre jedoch ein Fortschritt, wenn das mit einiger Vertrauenswürdigkeit für Mittelwerte gelänge.

Wir betrachten dazu die in Abb. 29 dargestellten SSC-Störungen und ermitteln  $H_i/H$  zur Zeit des Elektrojetmaximums nach den Methoden (a) und (b) für jede der beiden Stationen Trv. und Anr. Wir finden für die Mittelwerte der in den obigen Gleichungen rechts erscheinenden Größen:

$$\left(\overline{\frac{Z}{H}}\right) = 0.214 \pm 0.028 \quad , \quad \left(\overline{\frac{Z}{H}}\right) = 1.05 \pm 0.033$$

$$\left( \frac{H^{\text{Trv}}}{H^{\text{Anr}}} \right) = 1.00 \pm 0.01$$

Damit finden wir nach Methode (a):

$$\frac{H_i^{\text{Anr}}}{H^{\text{Anr}}} = 0.585$$

$$\frac{H_i^{\text{Trv}}}{H^{\text{Trv}}} = 0.72$$

und nach Methode (b):

$$\frac{H_i^{\text{Anr}}}{H^{\text{Anr}}} = 0.615$$

$$\frac{H_i^{\text{Trv}}}{H^{\text{Trv}}} = 0.69$$

Wegen der verschiedenen Lage beider Stationen zum Äquator und der verschiedenen Geometrie der induzierten Ströme an beiden Orten besteht kein Grund, daß diese Verhältnisse an beiden Orten gleich sein sollten. Die Konsistenz der aus den beiden Methoden gewonnenen Werte an jedem einzelnen Ort ist jedoch befriedigend.

Offensichtlich sind SSC also nicht nur durch Veränderungen des magnetosphärischen Stromsystems, vorwiegend einer Erhöhung der Chapman-Ferraro Ströme in der Magnetopause (einer asymmetrischen Kompression der Magnetosphäre entsprechend) ausgezeichnet, sondern auch durch eine erhöhte magnetosphärische Konvektion, d. h. quasi-statische elektrische Felder. Diese Felder treiben dann Ströme in der Ionosphäre.

Das ist ein interessantes Ergebnis und steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen, die Lin et al. (1973) bei einem SSC und Schutz et al. (1974) bei einem Sudden Impulse erzielt haben. Primäre Ursache für beides, SSC und Sudden Impulse, ist eine plötzliche Zunahme des Sonnenwinddrucks. Lin et al. (1973) vergleichen Plasmadriftdaten des ATS-1 Satelliten in der Magnetosphäre mit Magnetometerdaten am Boden am Fuß der durch die Posi-

tion von ATS-1 gehenden Magnetfeldlinie während eines SSC. Sie kommen zu dem Schluß, daß das aus den Magnetometerdaten, unter der Annahme, daß der SSC durch ionosphärische Ströme allein erzeugt wird, abgeleitete ionosphärische elektrische Feld wenn es längs der Magnetfeldlinien in der magnetosphärischen Position von ATS-1 übertragen wird mit dem die Plasmadrift in ATS-1 Position erzeugende elektrische Feld in Richtung und Größe gut übereinstimmt.

Schutz et al. (1974) werteten Messungen des elektrischen Feldes in der Ionosphäre und Magnetometerdaten am Boden während des Auftretens eines Sudden Impulse aus. Sie kommen dabei zu dem Schluß, daß, obwohl der Mechanismus, durch welchen die für Sudden Impulse und SSC verantwortlichen, ionosphärischen Ströme erzeugt werden nicht restlos geklärt ist, die von ihnen vorgestellten Daten nahelegen, daß der Mechanismus die Erzeugung von elektrischen Feldern beinhaltet, welche wiederum ionosphärische Ströme treiben.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß unser Befund, der besagt, daß ein großer Teil des Magnetfeldes der SSC am Äquator durch in der Ionosphäre fließende Ströme erzeugt wird, durch die Ergebnisse von Lin et al. (1973) und Schutz et al. (1974), die in mittleren Breiten durch andere Methoden erzielt worden sind, gestützt wird.

Bisher haben wir nur zur Kenntnis genommen, daß Anr. offenbar genau auf einer Nullstelle der induzierten Z-Komponente bei rein ionosphärischen Primärstörungen liegt und daß diese Tatsache zur Unterscheidung von ionosphärischen und magnetosphärischen Störungen benutzt werden kann. Im zweiten Teil der Arbeit wenden wir uns einer Untersuchung des Zustandekommens dieses Effektes zu.

#### 4. LEITFÄHIGKEITSVERTEILUNG IN DER ERDE UND LEITFÄHIGKEITS- ANOMALIEN

---

##### 4.1 UNTERSUCHUNGSMETHODEN, GEOMAGNETISCHE INDUKTIONSPFEILE

Neben den Methoden der Seismik und der Gravimetrie werden erd- magnetische Registrierungen verwendet, um Kenntnis über den tieferen Untergrund (Erdkruste, oberer Mantel) zu gewinnen. Durch das Magnetfeld der zeitlich variablen Ströme in Ionosphäre und Magnetosphäre werden im elektrisch leitenden Untergrund Ströme induziert, deren Magnetfeld sich als induzierter Anteil dem induzierenden Feld überlagert und zusammen mit diesem gemessen wird. Lokale Unterschiede in den magnetischen Variationen lassen, wenn man von den Inhomogenitäten, die durch die äußeren Elektrojetfelder erzeugt werden, absieht, auf Inhomogenitäten in der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit (Leitfähigkeitsanomalien) schließen.

Die erste Aufgabe und zugleich eine der wichtigsten bei der Untersuchung einer geomagnetischen Induktionsanomalie ist die Bestimmung der geographischen Lage der hierfür verantwortlichen Leitfähigkeitsanomalie sowie deren räumliche Struktur und bei langgestreckten Anomalien ihre Streichrichtung. Diese Aufgabe kann gelöst werden durch simultane Registrierung in einem umfangreichen Stationsnetz oder längs verschiedener Profile.

Eine andere Methode, die schon mit den Registrierungen einer Station allein auskommt, ist die Konstruktion eines geomagnetischen Induktionspfeils, in dem in vektorieller Form Aussage über Lage und Stärke der Anomalie zusammengefaßt sind. Der Induktionspfeil ist für jede Station charakteristisch. Er ist

im allgemeinen eine Funktion der Periode der geomagnetischen Störung. Der Induktionspfeil ist von Wiese (1962) eingeführt worden. Dieser und der von Parkinson (1959) eingeführte Parkinson-Vektor geben einen Zusammenhang zwischen der  $\Delta Z$  Komponente einer Störung einerseits und den  $\Delta H$  und  $\Delta D$  Komponenten der Störung andererseits an. Dem Parkinson-Vektor liegt die Erfahrung zugrunde, daß für jede bestimmte Periode die geomagnetischen Störungsvektoren, die in einer Station registriert werden, näherungsweise in einer Ebene liegen. Der Parkinson-Vektor ist gleich der Horizontalprojektion des abwärts weisenden Normalen-Einheitsvektors dieser Ebene. Er zeigt senkrecht zu der Streichrichtung der Anomalie. Anschaulicher und theoretisch besser fundiert ist der geomagnetische Induktionspfeil (Wiese, 1962; Untiedt, 1964, 1970; Meyer, 1968).

Kurzgefaßt kann man folgendes zur Charakterisierung des Induktionspfeils sagen: Bei rein horizontalem induzierenden Magnetfeld ist an der Erzeugung einer vertikalen  $\Delta Z$  Komponente durch die Anomalie nur die Komponente des primären Feldes, die senkrecht zur Streichrichtung der Anomalie steht, verantwortlich. Der Induktionspfeil ist von der Anomalie weg gerichtet und hat eine Länge von rund  $\Delta Z / \Delta H_{\theta}$  wo  $\Delta H_{\theta}$  die senkrecht zur Streichrichtung der Anomalie stehende, also die für die Induktion verantwortliche Komponente bedeutet (Untiedt, 1970).

Zur Erläuterung betrachten wir nach Untiedt (1970) eine in der horizontalen  $y'$ -Richtung langgestreckte Leitfähigkeitsanomalie. Die  $y'$ -Richtung bildet mit der magnetischen Ostrichtung den Winkel  $\theta$ . Wir bezeichnen dann mit  $x'$  die Richtung senkrecht zu  $y'$ . Für  $\theta = 0$  fällt sie mit der magnetischen Nordrichtung

zusammen.  $z$  ist die nach unten weisende Richtung. Die entsprechenden Komponenten einer magnetischen Störung bezeichnen wir mit  $\Delta H, \Delta X', \Delta D, \Delta Y', \Delta Z$ . Nehmen wir eine sinusförmige Störung und ein homogenes, horizontales, induzierendes Magnetfeld an, dann läßt sich unter Einführung eines Amplitudenfaktors  $q$  und einer Phasendifferenz  $\chi$  folgende Beziehung zwischen den Magnetfeldkomponenten der Störung  $\Delta Z(t)$  und  $\Delta X'(t)$  angeben.

$$\Delta Z(t) = \Delta Z_0 \cdot \cos \omega t$$

$$\Delta X'(t) = \Delta X'_0 \cdot \cos \omega t$$

$$\Delta Z_0 = q \Delta X'_0$$

Betrachten wir den Zeitpunkt  $t = 0$  und transformieren wir in das magnetische Koordinatensystem, so lautet die Transformationsformel

$$\Delta X'(0) = \cos \theta \cdot \Delta H(0) + \sin \theta \cdot \Delta D(0), \quad [\Delta D \text{ in } \gamma]$$

so daß zwischen  $\Delta Z(0), \Delta H(0)$  und  $\Delta D(0)$  sich die Beziehung ergibt:

$$\Delta Z(0) = a \Delta H(0) + b \Delta D(0) \quad (4.1)$$

mit 
$$a = \frac{q}{\cos \chi} \cos \theta, \quad b = \frac{q}{\cos \chi} \sin \theta$$

$a, b$  sind die dadurch definierten Komponenten eines Induktionspfeils  $\vec{c}$ . Seine Richtung ist der Anomalie abgewandt. Seine Länge ist

$$c = \sqrt{a^2 + b^2} = \frac{q}{\cos \chi}$$

Zur Bestimmung des Induktionspfeils setzt man den Zeitnullpunkt im Zeitpunkt des Maximums oder Minimums von  $\Delta Z$ . Liegen mehrere verschiedene Wertetriplets  $(\Delta Z, \Delta H, \Delta D)$  von annähernd gleicher Periode vor, und sind die Triplets hinreichend unabhängig voneinander, dann lassen sich die Komponenten des Induktionspfeils durch eine numerische oder graphische Methode bestimmen.

Nach Wiese (1962) trägt man  $\Delta H / \Delta Z_{extr}$  gegen  $\Delta D / \Delta Z_{extr}$  in einem rechtwinkligen Koordinatensystem auf (Abb. 33). Die Punkte werden dann durch eine Gerade angepaßt. Diese Gerade schneidet die Koordinatenachsen an den Stellen  $\frac{1}{a}$  und  $\frac{1}{b}$ . Daraus kann man den Amplitudenfaktor  $q$  und die Phasendifferenz  $\chi$  erhalten.

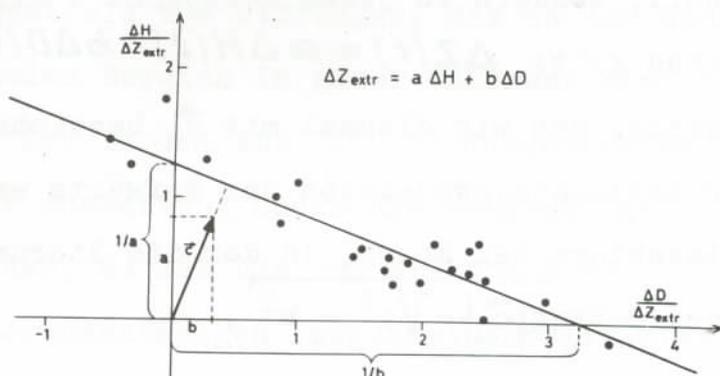


Abb. 33 : Graphische Methode zur Konstruktion des geomagnetischen Induktionspfeils  $\vec{c}$  nach Wiese mit Komponenten  $a$  und  $b$  (aus Untiedt, 1970).

Manche Autoren drehen die Richtung des Wiese'schen Pfeils um  $180^\circ$ , so daß er - ähnlich wie der Parkinson-Vektor - zum guten Leiter hinzeigt.

Die Induktionspfeile, die man nach Gl. 4.1 konstruiert, sind reell. Man kann aber bei gegebener Phasenverschiebung zwischen den Magnetfeldkomponenten die Koeffizienten  $a$ ,  $b$  als komplex ansehen und neben den reellen (in Phase) auch imaginäre (außer Phase) Induktionspfeile konstruieren. Substantielle imaginäre Induktionspfeile, die den reellen Induktionspfeilen entgegengerichtet sind, weisen auf oberflächennahe Leitfähigkeitsanomalien hin. (Schmucker, 1970).

Eine Methode, um aus bereits einer einzigen Störung einen Induktionspfeil abzuleiten, ist von Untiedt (1964, 1970) beschrie-

ben und angewandt worden (s. auch Meyer, 1968). Sie gründet auf der an vielen Plätzen beobachteten Tatsache, daß der räumliche Ablauf einer Störung näherungsweise in einer Ebene erfolgt. Dem entspricht eine Phasendifferenz  $\chi = 0$  (oder  $\pi$ ) zwischen den Magnetfeldkomponenten, so daß Gl. 4.1 nicht nur zum Zeitpunkt null, sondern zu jedem Zeitpunkt  $t$  mit den gleichen Koeffizienten gilt:  $\Delta Z(t) = a\Delta H(t) + b\Delta D(t)$  (4.2)

Der Induktionspfeil, den wir diesmal mit  $\vec{c}_u$  bezeichnen, zeigt in Richtung der Horizontalprojektion des aufwärts weisenden Normaleneinheitsvektors der Ebene, in der die Störung abläuft. Er hat wieder den Betrag  $|\vec{c}_u| = \sqrt{a^2 + b^2}$ .

Für einen zeitlich sinusförmigen Verlauf beschreibt der Endpunkt des Störvektors eine ebene, ellipsenförmige Kurve. Verbindet man in der Horizontalprojektion dieser Kurve die Punkte gleichen  $\Delta Z$ -Wertes durch gerade Linien miteinander, so steht der Induktionspfeil senkrecht auf der Geradenschar  $\Delta Z(t) = \text{const.}$  und zeigt in Richtung wachsender  $\Delta Z$ -Werte. (Abb.34 nach Meyer, 1968). Seine Länge ist proportional dem Abstand der Geraden für ein festes  $\Delta Z$ -Intervall.

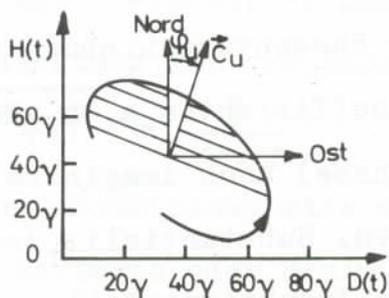


Abb. 34 : Bestimmung des geomagnetischen Induktionspfeils aus einer einzigen Störung nach Meyer (1968).

#### 4.1.1 KONSTRUKTION VON INDUKTIONSPFEILEN IN ANNAMALAINAGAR

Zur Konstruktion eines Induktionspfeiles in Annamalainagar nach der ersten, mehrere Störungen erfordernde Wiese-Methode benutzen wir die in Abb. 25, 27 dargestellten längerperiodischen Nachtstörungen. In den Kapiteln 2 und 2.1 wurde dargestellt, daß das Magnetfeld von Störungen, die in der Nacht auftreten, im äquatorialen Bereich in guter Näherung homogen und horizontal ist. Die in den Abb. 25, 27 dargestellten Nachtstörungen sind bei der Auswertung zudem als näherungsweise sinusförmig erkannt worden, so daß die zur Ableitung von Gleichung 4.1 gemachten Voraussetzungen insgesamt erfüllt sind. In Abb. 36a ist das aus jeder dieser Störungen ermittelte Verhältnis  $\Delta H/\Delta Z_{extr}$  gegen das Verhältnis  $\Delta D/\Delta Z_{extr}$  bei derselben Störung aufgetragen. Man sieht in der Abb. 36 a, daß die sich daraus ergebenden Punkte sehr stark streuen und nicht hinreichend von einander unabhängig sind, so daß man nur sehr ungenau eine Gerade durch die Punktwolke legen kann. Die durch die Punktwolke gelegte Gerade in Abb. 36a sowie der daraus bestimmte Wiese-Pfeil besitzen deswegen nur geringen Vertrauenswert und deshalb ist nur die Pfeilrichtung gestrichelt gezeichnet.

Zur Konstruktion eines Induktionspfeils nach der zweiten Methode, d. h. aus einer einzelnen Störung, wurden jeweils die zwei in Abb. 35 in allen drei Komponenten dargestellten Störungen ausgewertet und die Diagramme in Abb. 36 b,c angefertigt. Die Geraden  $\Delta Z = \text{const.}$  sind in beiden Diagrammen nicht ganz untereinander parallel. Die mittleren Winkel  $\overline{\varphi_u}$ , die die senkrecht auf diesen Geraden stehenden Induktionspfeile mit magnetisch Nord bilden, betragen jeweils für die Störung vom 5. März 1970  $\overline{\varphi_{u1}} = 57^\circ$ , für die Störung vom 28. Dezember 1970  $\overline{\varphi_{u2}} = 63^\circ$ .

## ANNAMALAINAGAR

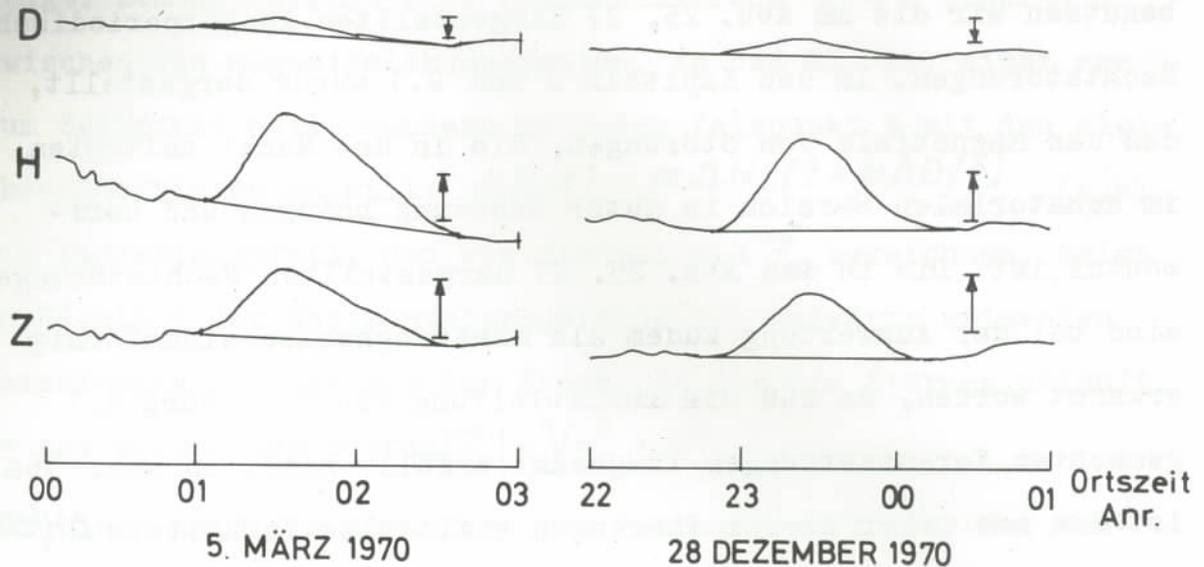
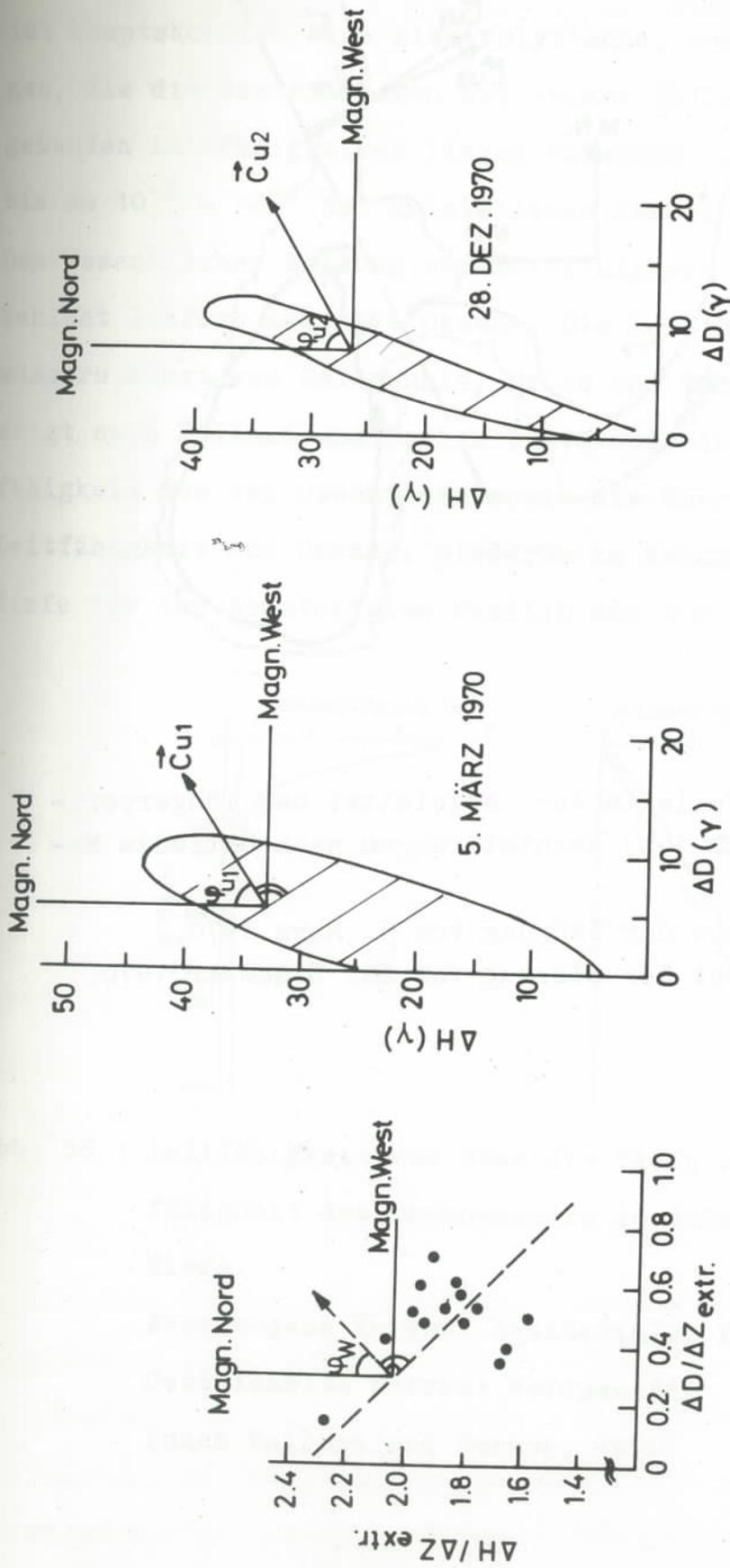


Abb. 35 : Zur Konstruktion von Induktionspfeilen nach Untiedts Methode ausgewertete Störungen. Die zur Maßstabsangabe der Magnetfeldkomponenten eingezeichneten Pfeile zeigen in Richtung positiver Änderung<sup>o</sup> und haben jeweils eine Länge von  $20\gamma$ .

Beide Störungen liefern also nahezu gleiche Richtungen für den Induktionspfeil. Diese Richtungen sind außerdem mit der Richtung des Wiese-Pfeils in Abb. 36a innerhalb der Unsicherheitsgrenzen vereinbar. In Abb. 37 sind in einem geographischen Kartenbild die Richtungen der Induktionspfeile in Annamalainagars Position eingezeichnet. Man sieht, daß sie nicht genau senkrecht zur Küste und auch nicht genau senkrecht zum Kontinentalshelf stehen. Sie scheinen vielmehr senkrecht zur Achse des Kanals zwischen Indien und Sri Lanka zu stehen, wobei der gute Leiter auf der Meerseite ist.



a)

b)

c)

Abb. 36: Konstruktion von Induktionspfeilen in Annamalainagar

a) Nach Wiese (1962) aus den in Abb. 25 dargestellten Nachtstörungen ( $T \approx 1$  h)

Der Winkel  $\varphi_w$  beträgt ca.  $45^\circ$ .

b,c) Nach Untiedt (1964) aus jeweils einer Störung. Der mittlere Winkel  $\overline{\varphi_u}$  beträgt

bei der Störung vom 5. März 1970  $57^\circ$  und bei der Störung vom 28. Dezember 1970  $63^\circ$ .

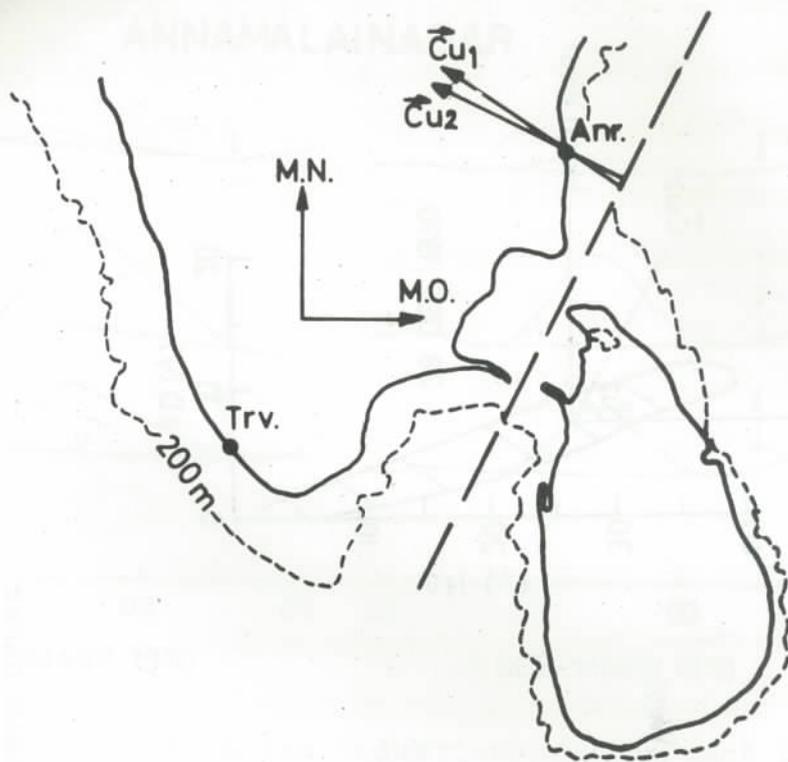


Abb. 37: Induktionspfeile in Anr. abgeleitet aus längerperiodischen ( $T \approx 1$  h) Nachtstörungen nach Untiedts Methode.

$\vec{C}_{u1}$  entspricht der Störung vom 5. März 1970.

$\vec{C}_{u2}$  entspricht der Störung vom 28. Dezember 1970.

#### 4.2 LEITFÄHIGKEITSVERTEILUNG IN ERDKRUSTE UND MANTEL

Die elektrische Leitung der Gesteine in der Nähe der Erdoberfläche ist hauptsächlich eine elektrolytische, und zwar durch Salzlösungen, die die Gesteinsporen und -risse füllen. Die sich daraus ergebenden Leitfähigkeiten liegen zwischen  $0.1 - 1/\text{Ohm m}$  bei Ton und bis zu  $10^{-3} - 10^{-4}$  bei kristallinen Gesteinen (Kertz, 1969).

Den wesentlichen Beitrag zur Leitfähigkeit der oberflächennahen Schicht liefern aber die Ozeane. Die Leitfähigkeit des Meerwassers hängt vom Salzgehalt, Druck und Temperatur ab. Abb. 38 zeigt nach Bullard und Parker (1970) die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Ozeantiefe sowie die über die Tiefe integrierte Leitfähigkeit des Ozeans, wiederum in Abhängigkeit von der Tiefe für den äquatorialen Pazifik und für den Nordpazifik.

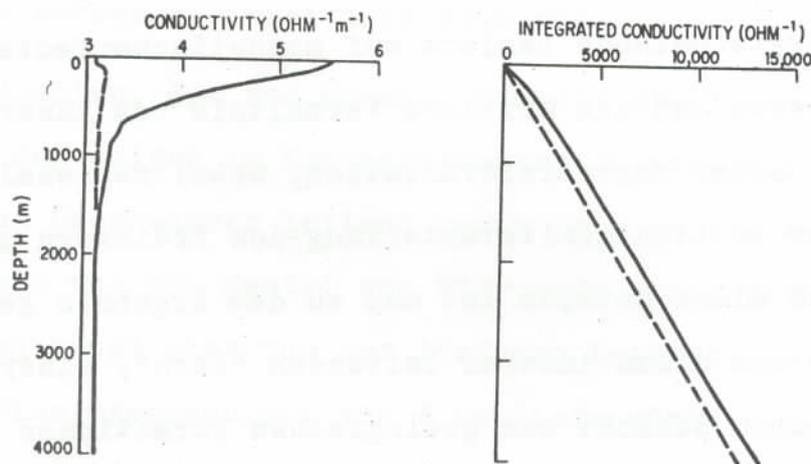


Abb. 38 : Leitfähigkeit und über die Tiefe integrierte Leitfähigkeit des Ozeanwassers in Abhängigkeit von der Tiefe.

Ausgezogene Kurven: Äquatorialer Pazifik

Gestrichelte Kurven: Nordpazifik

(nach Bullard und Parker, 1970)

Die Leitfähigkeitskurve für den Indischen Ozean liegt zwischen diesen beiden dargestellten Kurven. Für eine Tiefe von 4 km erhält man für die integrierte Leitfähigkeit des Indischen Ozeans den Wert  $13.3 \times 10^3 / \text{Ohm}$ . Die über die Tiefe gemittelte Leitfähigkeit des Ozeanwassers ergibt sich dann zu  $3.33 / \text{Ohm m}$ . Andere Autoren wie Price (1967) geben einen etwas höheren Wert für die Leitfähigkeit des Ozeanwassers des Pazifik an. Dieser liegt bei  $4 / \text{Ohm m}$ .

Gesteine werden mit wachsendem Druck immer schlechter leitend, weil ihre Poren und Risse geschlossen werden. Daraus folgt, daß die tieferen Krustenschichten viel schlechter leitend sein müssen als die oberflächennahen Schichten. Zwei Methoden werden benutzt, um aus geomagnetischen Induktionsphänomenen die Änderung der Leitfähigkeit in der Tiefe zu erschließen (Schmucker, 1970). Die erste Methode basiert auf magnetischen Beobachtungen allein und verwendet das mittlere Verhältnis vom innerem zu äußerem Anteil einer Magnetfeldvariation, wobei regionale Differenzen in der Leitfähigkeitsverteilung des Erdinnern geglättet werden. Durch diese Methode ist man zu dem Ergebnis gelangt, daß die Erde aus einem inneren leitenden "Kern", einer dünnen leitenden oberen Schicht aus geologischen Formationen und Ozeanen und dazwischen einem sehr schlecht leitenden Bereich bestehen muß. An zwei Modellverteilungen der elektrischen Leitfähigkeit, die mit dem inneren Anteil der halbtägigen  $S_q$ -Variation und der geglätteten  $D_{St}$ -Variation vereinbar sind, und Grenzfälle darstellen, läßt sich die Ungewißheit über die wahre Leitfähigkeitsverteilung demonstrieren (Schmucker, 1970 nach den Modellen von Lahiri und Price, 1939). Im ersten Modell "e" reicht eine isolierende Schicht nach unten bis 600 km Tiefe, wo die Leit-

fähigkeit plötzlich unendlich wird. Das Modell besitzt außerdem eine oberflächennahe Schicht von  $5.1 \times 10^3 / \text{Ohm}$ , was 1500 m Meerwasser entspricht. Im alternativen Modell "d" besitzt die Leitfähigkeit, von einer obersten Schicht von 500 m Meerwasser abgesehen, einen glatten Verlauf mit der Tiefe. Sie reicht von  $0.004 / \text{Ohm m}$  in Oberflächennähe bis  $0.1 / \text{Ohm m}$  in 500 km und  $1.0 / \text{Ohm m}$  in 900 km Tiefe. Da langsame, tägliche Variationen die ersten 500 km Tiefe ohne wesentliche Abschwächung durchdringen, läßt sich die Leitfähigkeit in der unteren Erdkruste und im oberen Erdmantel nur durch kürzerperiodische Variationen mit Perioden  $T \lesssim 1 \text{ h}$  erkunden. Bei der weltweiten Auswertung solcher kurzperiodischen Variationen ergab es sich dann, daß deren innerer Anteil zahlreichen Anomalien unterworfen ist, und daß der obere Mantel - sofern man seine Leitfähigkeit betrachtet - extrem uneinheitlich sein muß.

In den Erdteilen, die von Ozeanen bedeckt sind, ist die Situation von derjenigen im Kontinentalbereich insofern verschieden als das Ozeanwasser leitend genug ist, um die darunter liegende Kruste und den Mantel von Störungen abzuschirmen. Die Abschirmung hängt aber von der tieferen Leitfähigkeitsverteilung ab. Eine Ozeanschicht von 4 km Tiefe würde ein einfallendes Störungsfeld der Periode ca. 1 h auf ein Fünftel seiner Oberflächenamplitude reduzieren, wenn das Modell "d" für Kruste und oberen Mantel angenommen wird (Schmucker, 1970).

Die zweite Methode, die Leitfähigkeitsverteilung im Erdinnern zu erkunden, benutzt die Oberflächenimpedanz des einfallenden Variationsfeldes, d. h. das Verhältnis der tangential-elektrischen zur orthogonal-magnetischen Feldfluktuation. Es wird dabei vorausgesetzt, daß das primäre Feld von großer seitlicher Homo-

genität im Vergleich zu seiner Eindringtiefe ist. Die Impedanz ergibt in dieser Weise als Funktion der Frequenz Abschätzungen der darunter liegenden Leitfähigkeit als Funktion der Tiefe, wiederum seitliche Leitfähigkeitsinhomogenitäten auslassend.

Die Ergebnisse, die dadurch an verschiedenen Plätzen erzielt wurden, stimmen im wesentlichen mit den Ergebnissen der zuerst erwähnten, rein magnetischen Methode überein. Eine Zusammenfassung der durch die beiden Methoden bisher zusammengetragenen Ergebnisse zeigt Abb. 39. Zur Konstruktion von Abb. 39 wurden die Arbeiten von Schmucker und Jankowski (1972), Rikitake (1973) und Shankland (1974) zugrundegelegt.

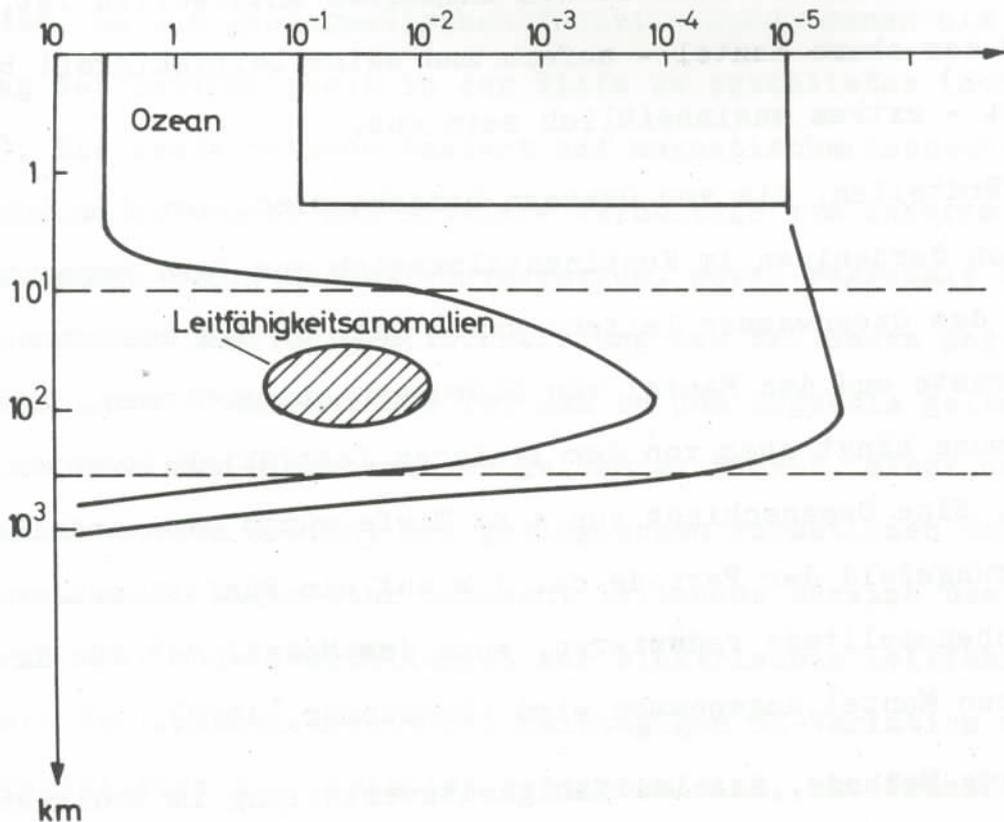


Abb. 39: Leitfähigkeitsverteilung im Erdinnern (schematisch);  
Erläuterungen s. Text.

Die Differenz zwischen den beiden in Abb. 39 gezeichneten Leitfähigkeitsgrenzkurven beruht z. T. auf unserem mangelhaften Wissen über die mittlere radiale Leitfähigkeitsverteilung im Erdinnern, in Kruste und im Bereich des oberen Mantels bis ca. 400 km Tiefe, aber auch auf der von Platz zu Platz unterschiedlichen Leitfähigkeitsstruktur.

#### 4.2.1 LEITFÄHIGKEITSANOMALIEN

In den letzten Jahren sind an vielen Plätzen der Erde Untersuchungen mit Magnetometern, angeordnet längs von Profilen, durchgeführt worden. Es wurden dabei sehr viele Anomalien mit typischen Wellenlängen zwischen 100 und 1000 km entdeckt. Die bekanntesten und am besten erforschten Anomalien befinden sich in Deutschland (Norddeutsche Anomalie, Rheingraben), in Japan (Zentraljapanische Anomalie) und in den USA (Kalifornische Anomalie). Abb. 40 zeigt nach Untiedt (1970) die Verteilung von geomagnetischen Induktionspfeilen innerhalb des Bereichs der Norddeutschen Anomalie abgeleitet aus magnetischen Störungen. In erster Näherung muß die Anomalie in Ost-West-Richtung streichen. Noch nicht entschieden ist die Frage, ob der Sitz der Anomalie in größerer Tiefe (50 - 100 km) zu suchen ist, oder ob der Unterschied in der Leitfähigkeit der obersten Schichten (Grenze Norddeutsches Tiefland gegen Mittelgebirge) zur Erklärung ausreicht. Vieles spricht dafür, daß die Lage der Linien des Vorzeichenwechsels von  $\Delta Z$  (in Abb. 40 sichtbar an der Umkehrung der Richtung der Induktionspfeile) durch die obersten Schichten, und die Nord-Süd-Ausdehnung (Halbwertsbreite rund 100 km) durch die Tiefe des Wiederanstiegs der Leitfähigkeit im Erdmantel bestimmt ist (Kertz, 1969).

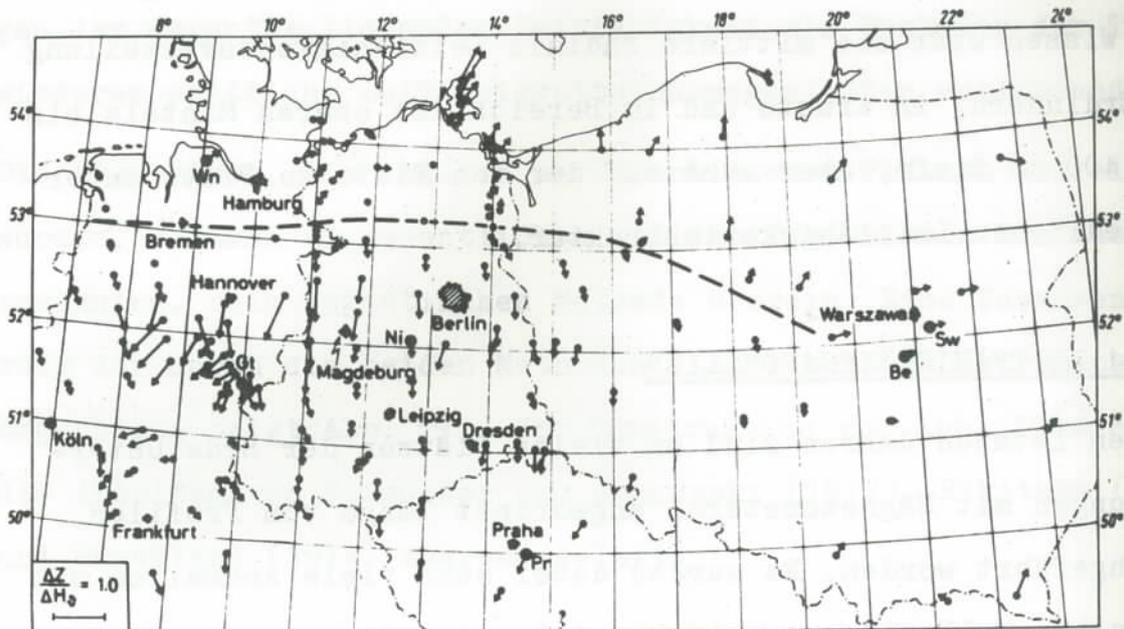


Abb. 40: Verteilung von geomagnetischen Induktionspfeilen, abgeleitet von Bay-ähnlichen Störungen innerhalb des Bereichs der Norddeutschen Anomalie (nach Untiedt, 1970).

Die Kalifornische Anomalie stellt im wesentlichen ebenso wie die australische und die antarktische eine Kontinentalrand-anomalie dar. Abb. 41 zeigt das Gebiet der Kalifornischen Anomalie zusammen mit den von Schmucker (1970) konstruierten Induktionspfeilen. Schmucker (1970) konnte zeigen, daß anhand der Daten beides - das vertikale wie das horizontale Feld - sowohl als Ergebnis der Induktion im Ozeanwasser über einen leitenden Mantel mit ebener Oberfläche interpretierbar sind als auch durch Induktion im Ozean und einem Mantel, der eine Stufe am Kontinentalrand besitzt. Das Maximum der Anomalie ist auf dem Shelfgebiet zu erwarten, wo aber keine Magnetometer standen.

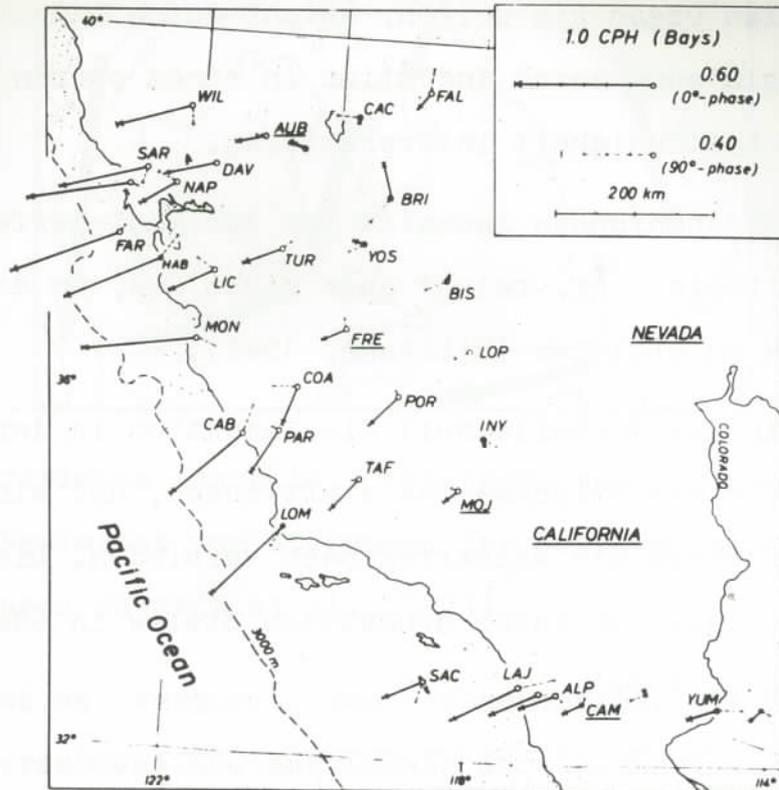


Abb. 41: Induktionspfeile in Zentral- und Südkalifornien abgeleitet aus geomagnetischen Störungen der Periode ca. 1 h. Reelle Pfeile zeigen von der Küste weg zu einer starken Konzentration von induzierten, wahrscheinlich im Ozean fließenden Strömen. Ein Fleck hoher Leitfähigkeit ist durch reelle und imaginäre Pfeile im Dreieck Carson City (CAC)-Fallon (FAL)-Bridgeport (BRI) angezeigt (nach Schmucker, 1970).

Der Küsteneffekt in Australien wurde zuerst von Parkinson (1959), (1964) untersucht. Abb. 42 zeigt nach Schmucker und Jankowski (1972) den Küsteneffekt in Australien anhand von neu berechneten Parkinson-Vektoren. Nach Parkinson (1959, 1964) lassen sich Richtung und Länge der nach ihm benannten

Parkinson-Vektoren, die in den australischen Küstenobservatorien zum tiefen Ozean hin zeigen, sowohl durch Induktion im Ozeanwasser als auch durch Induktion in einem oberen Mantel anomal hoher Leitfähigkeit interpretieren.

In der zentraljapanischen Anomalie ist der Küsteneffekt wahrscheinlich mitbeteiligt, reicht aber nicht aus, um das anomale Feldverhalten zu erklären (Rikitake, 1966).

Bei der Britischen Anomalie soll die Induktion in der Nordsee, im Kanal und in der Irischen See stattfinden, und ein leitender Kanal durch England die Wasserregionen verbinden. Dieser Kanal schneidet die Insel an ihrer schmalsten Stelle in Südschottland (Edwards et al., 1971).

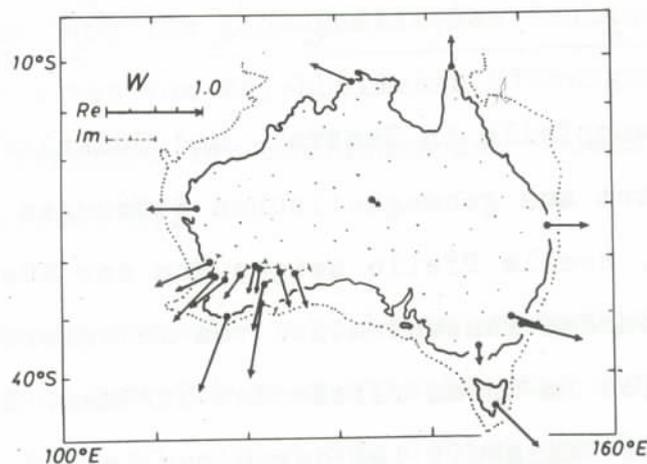


Abb. 42: Induktionsvektoren für geomagnetische Störungen der Periode ca. 1 h in Australien. Parkinsons ursprüngliche Vektoren (1959) sind neu gerechnet und sind als reelle Vektoren zusammen mit denjenigen von Everett und Hyndmann (1967) gezeichnet. Sie sind übereinstimmend zum guten Leiter weg von der Küste gerichtet und zeigen einen Fluß von induzierten Strömen rund um den "nicht leitenden" Kontinent. Ihre Längen werden kürzer je mehr man ins Landinnere geht. Die Reduktionsrate ist in der südwestlichen Ecke Australiens ungewöhnlich klein und weist auf einen Mantel hohen Widerstandes bis zu einer Tiefe von ca. 250 km (nach Schmucker und Jankowski, 1972).

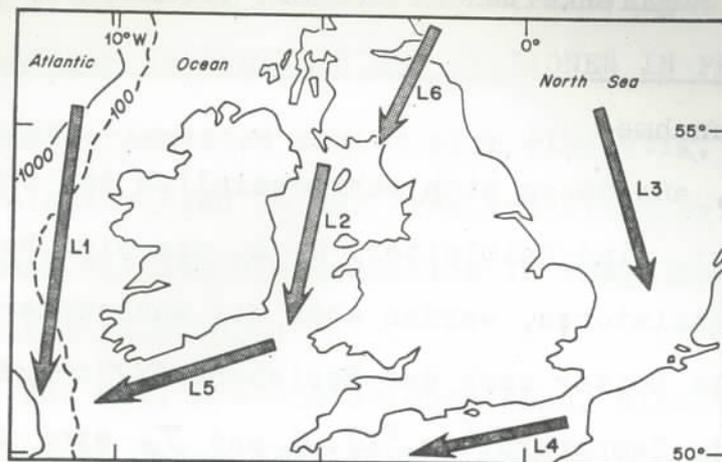


Abb. 43: Britische Anomalie. Ortsangabe der Stromkonzentration abgeleitet von Störungen der Periode von ca. 40 Minuten (nach Edwards et al., 1971).

Abschließend sei vermerkt, daß Beobachtungen, die in letzter Zeit im Meeresboden und auf Inseln durchgeführt wurden, auf eine Änderung der Leitfähigkeit im Übergang vom Kontinent zum Ozean hinweisen, wobei eine erhöhte Leitfähigkeit in der Nähe der Oberfläche auf der Ozeanseite zu erwarten ist. Es wird jedoch nicht erwartet, daß diese erhöhte Leitfähigkeit über den ganzen Ozeanbereich vorherrscht. Es gibt außerdem viele Hinweise für Strukturen hoher Leitfähigkeit (0.02 - 0.1/Ohm m) unter bestimmten Teilen der Kontinente unterhalb der Erdkruste oder sogar in der Erdkruste selbst, manchmal ohne offensichtliche Korrelation zu geologischen Strukturen (Schmucker, 1973). Die Ursachen für das Auftreten von Gebieten anomal hoher Leitfähigkeit in Kruste und Mantel sind nicht hinreichend bekannt. Für den oberen Teil der Kruste bis ca. 10 km Tiefe ist, wie schon erwähnt, das die Poren der Sedimentgesteine füllende Porenwasser die wesentliche Ursache. Für die untere Kruste und den Teil des oberen Mantels bis 400 km Tiefe (Resistosphäre)

werden mehrere Möglichkeiten diskutiert (Schmucker, 1970; Shankland, 1974).

a) Temperaturzunahme

Die Olivine, aus denen sich wahrscheinlich der obere Mantel zusammensetzt, sind Halbleiter, d. h. sie sind bei niedriger Temperatur Isolatoren, werden aber mit wachsender Temperatur sehr gute Leiter nach der Beziehung  $\sigma(T) = \sigma_0 \cdot \exp(-T_0/T)$  ( $T$  = absolute Temperatur in  $^{\circ}\text{K}$ ).  $\sigma_0$  und  $T_0$  sind über begrenzte Bereiche von  $T$  bei gegebenem Druck und chemischer Zusammensetzung konstant. Aus experimentellen Ergebnissen an Olivinen schließt man auf eine Verdoppelung der Leitfähigkeit je  $50^{\circ}\text{K}$  Temperaturzunahme.

b)  $\text{Fe}^{\text{III}}$ -Gehaltzunahme führt zur Erhöhung der Leitfähigkeit.

c) Schmelzen führt ebenfalls zur Erhöhung der Leitfähigkeit.

d) Die Leitfähigkeit wird erhöht durch Hydratisierung des Gesteins.

#### 4.3 LEITER, DIE FÜR DAS ANOMALE MAGNETFELDVERHALTEN BEI MAGNETFELDSTÖRUNGEN IN SÜDINDISCHEN STATIONEN IN FRAGE KOMMEN

Aus den Magnetogrammdaten ergibt sich eindeutig, daß ein Teil der Magnetfeldstörungen in der Erde induziert sein muß. Bei der Suche nach dem für die Induktion in Frage kommenden Leiter muß berücksichtigt werden:

- a) daß Anr. und Trv. Küstenstationen sind, also ein Randeffect durch im Ozean induzierte Ströme erwartet werden muß;
- b) daß auch Kodaikanal, welches keine Küstenstation ist, ein anomales Magnetfeldverhalten bei Störungen zeigt. Es muß danach geprüft werden, ob der Beitrag des Ozeans allein genügt, um auch das anomale Verhalten Kodaikanals zu erklären.

Aufgrund der vorhandenen Kenntnisse über Leitfähigkeitsanomalien, die im Kapitel 4.2.1 beschrieben wurden, kommen neben dem Ozean sowohl Leitfähigkeitsanomalien im Mantel, Leitfähigkeitsunterschiede im Mantel zwischen Kontinent und Ozean wie auch Krustenanomalien in Frage, die das Problem komplizieren. Am zweckmäßigsten ist es, so vorzugehen, daß wir annehmen, daß nur der Ozean als Leiter wirkt und anhand der Ergebnisse aus diesem Modell die übrigen Möglichkeiten diskutieren.

## 5. MATHEMATISCHE BESCHREIBUNG VON ELEKTROMAGNETISCHEN INDUKTIONS- VORGÄNGEN

---

Zur mathematischen Beschreibung von elektromagnetischen Induktionsvorgängen werden die Maxwell'schen Gleichungen unter Vernachlässigung des Verschiebungsstromes verwendet (quasistationäre Näherung). Das ist zulässig, solange die Feldfrequenz  $\omega \ll \frac{c}{\lambda}$  ist, wo  $\lambda$  die Dimension des Leiters ist.

In elektromagnetischen Einheiten lauten dann die Maxwell'schen Gleichungen

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} \quad (5.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{F} = 4\pi \sigma \vec{E} \quad (5.2)$$

$$\operatorname{div} \mu \vec{F} = 0 \quad (5.3)$$

$\sigma$  bedeutet die isotrope Leitfähigkeit und  $\mu$  die magnetische Permeabilität. Abgesehen von kleinen lokalen Abweichungen kann man  $\mu$  außerhalb und innerhalb der Erde gleich 1 setzen. Dies ergibt  $\operatorname{div} \vec{F} = 0$ .  $\vec{F}$  läßt sich dann ausdrücken als Summe eines poloidalen und eines toroidalen Vektorfeldes. Der toroidale Anteil hat in Kugelkoordinaten keine radiale Komponente und ist deshalb verbunden mit dem kleinen magnetischen Effekt von vertikalen Verschiebungsströmen über dem Grund in der Luft, die wir als idealen Nichtleiter betrachten ( $\sigma = 0$ ). Dieser Effekt ist in der quasistationären Näherung nicht enthalten (Price, 1967).

Eliminiert man  $\vec{E}$  aus Gl. 5.1 und Gl. 5.2 durch Anwendung des rot-Operators auf Gl. 5.2, so erhält man unter Ausnutzung von

$$\operatorname{div} \mu \vec{F} = \mu \operatorname{div} \vec{F} = 0$$

$$\Delta \vec{F} + \frac{1}{4\pi\sigma} \operatorname{grad}\sigma \times \operatorname{rot} \vec{F} = 4\pi\sigma\mu \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} \quad (5.4)$$

Betrachten wir eine geschichtete Erde mit in jeder Schicht konstantem  $\sigma$ , dann läßt sich Gl. 5.4 für jede einzelne Schicht schreiben

$$\frac{\partial \vec{F}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\sigma\mu} \cdot \Delta \vec{F} \quad (5.5)$$

An jeder Schichtgrenze gelten die Stetigkeitsbedingungen:

Kontinuität der Normalkomponente von  $\mu \vec{F}$ :  $(\mu \vec{F})_{n1} = (\mu \vec{F})_{n2}$

Kontinuität der Horizontalkomponente von  $\vec{F}$ :  $\vec{F}_{t1} = \vec{F}_{t2}$

Gl. 5.5 entspricht einer Diffusionsgleichung, wobei anstelle des Diffusionskoeffizienten  $(4\pi\sigma\mu)^{-1}$  steht.

### 5.1 INDUKTION IN DEN OZEANEN DURCH GEOMAGNETISCHE FELDVARIATIONEN

Wir befassen uns zunächst mit den das Problem bestimmenden Parametern. Das allgemeine Induktionsproblem, wenn man es von einem Beobachtungspunkt auf der Oberfläche des Leiters betrachtet, wird durch drei miteinander in Zusammenhang stehenden Längenskalen bestimmt (Schmucker, 1973). Diese beziehen sich auf die räumliche Konfiguration des Quellenfeldes, auf den Grad der seitlichen Inhomogenität des leitenden Mediums und auf die Tiefe der Durchdringung der Felder in das Leiterinnere (Abb. 44). Es sei  $L_1$  die erste Skalenlänge für die räumliche Inhomogenität des oberhalb des Leiters befindlichen Quellenfeldes.  $L_1$  kann z. B. die Höhe eines Linienstromes, oder, wenn das Quellenfeld hauptsächlich in einer Richtung inhomogen ist (z. B. in der y-Richtung) das Verhältnis  $|H_y/H'_y| = L_1$  die geeignete Skalenlänge sei.  $H'_y = \frac{\partial H_y}{\partial y}$  bedeutet dabei den lokalen Gradienten

der Horizontalkomponente  $H_y$ . Das leitende Medium im unteren Halbraum  $z > 0$  in Abb. 44 ist durch vertikale Grenzen in geschichtete Bereiche unterschiedlicher Leitfähigkeit unterteilt. Die zweite Skalenlänge  $L_2$  ist dann definiert als der Abstand zwischen dem Beobachtungspunkt und der nächsten vertikalen Grenze. Als dritte Skalenlänge  $L_3$  wird die gewichtete mittlere Tiefe, in der die im geschichteten Leiter durch homogene Felder induzierte Ströme fließen, betrachtet.  $L_3$  wird offensichtlich mit wachsender Feldperiode größer.

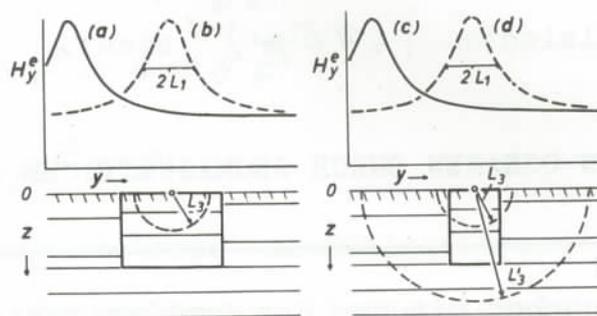


Abb. 44: Horizontalkomponente  $H_y^e$  des Quellenfeldes für den Fall der geomagnetischen Induktion in einem horizontalen Halbraum. Vertikale und horizontale Grenzen trennen Bereiche homogener Leitfähigkeit. a) und b): Eindimensionaler Skineffekt. c) und d): Gestörter Skineffekt.  $L_1$  und  $L_3$ : Skalenlänge des Quellenfeldes und Durchdringungstiefe bei einer gegebenen Periode (nach Schmucker, 1973).

Wenn man die Induktion in einem Medium endlicher Tiefe und Ausdehnung wie dem Ozean durch ein inhomogenes Feld wie das Feld des Elektrojets betrachtet, und sich für das Geschehen am Ozeanrand interessiert, so ist es offensichtlich, daß alle diese drei Längen das Ergebnis der Induktion beeinflussen werden.

In Küstennähe entsteht dabei durch die induzierten Ströme und die Leitfähigkeitsdiskontinuität, die die Küste darstellt, ein starkes vertikales Feld. Das macht sich in küstennahen Stationen an der Länge der Induktionspfeile bemerkbar, welche - wie schon erläutert - gleich rund  $\Delta Z / \Delta H$  ist.

Price (1967) hat das Induktionsproblem für den Fall des unendlich ausgedehnten Ozeans in allgemeiner Form, d. h. ohne Spezifizierung der Konfiguration des induzierenden Feldes gelöst. Darum lassen sich die Ergebnisse, die er erzielt hat, nicht direkt auf die Induktion durch den äquatorialen Elektrojet in einem unendlich ausgedehnten Ozean anwenden; zeigen aber nichtsdestoweniger wesentliche Aspekte der Lösung. Nach Price (1967) hängt das Ergebnis der Induktion nicht nur von der durch Feldperiode und Ozeanwasserleitfähigkeit bestimmten Skintiefe in ihrer üblichen Definition  $d = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}$ , sondern auch von der Wellenlänge des induzierenden Feldes und von der Ozeantiefe in einem komplizierten Zusammenspiel dieser drei Längen untereinander ab. Die Abschwächung der induzierten Stromdichte mit der Tiefe ist dabei größer als im Falle der Induktion durch ein homogenes Feld (Wellenlänge = Null). In der Tabelle 4 sind die Ergebnisse, die Price (1967) für eine bestimmte Wellenlänge des induzierenden Feldes bei einer Feldperiode von 1000 sec und verschiedener Ozeantiefe erzielt hat, zusammengestellt. Dargestellt sind in den Reihen 1, 2 und 3 der Tabelle die Beträge der Verhältnisse  $H/H_0$  und  $Z/Z_0$  der gesamten Horizontal- und Vertikalkomponenten  $H$ ,  $Z$  zu den induzierenden Horizontal- und Vertikalkomponenten  $H_0$  und  $Z_0$  sowie der Phasenwinkel zwischen  $H_1$  (induziertes Feld) und  $H_0$ . Alle Werte beziehen sich auf die

Ozeanoberfläche.

D(km)	0.5	1	2	3	4
(1) $H/H_0$	1.56	1.71	1.83	1.88	1.91
(2) $Z/Z_0$	0.44	0.29	0.17	0.12	0.09
(3) $\arg(H_1/H_0)$	$0.0^\circ$	$0.0^\circ$	$0.1^\circ$	$0.6^\circ$	$0.9^\circ$
(4) $r_Z/r_H$ (ber)	0.29	0.17	0.09	0.06	0.05
(5) $r_Z/r_H$ (beob)	0.53	0.39	0.15	-	-

Tabelle 4: Einfluß der induzierten Ströme auf die Horizontal- und Vertikalkomponente von Magnetfeldstörungen an der Oberfläche eines Ozeans der Tiefe D. Die Ozeanwasserleitfähigkeit wurde mit  $\sigma = 4/\text{Ohm m}$  angenommen. Für die Wellenlänge des induzierenden Feldes wurden 1000 km angesetzt. Die Periode der Störung betrug 1000 sec. (nach Price, 1967)

In der Tabelle 4 sind außerdem aufgeführt die Verhältnisse des gesamten vertikalen zum gesamten horizontalen Feld an der Oberfläche, berechnet unter der Annahme, daß das Verhältnis  $Z_0/H_0 = 1$  ist (Reihe 4). Zum Vergleich sind in der Reihe 5 die Werte für  $Z/H$ , die Zigalov (1960) auf einer schwimmenden Eisinsel gemessen hat, eingetragen. Man sieht, daß für einen Ozean von 4 km Tiefe und einer Periode des induzierenden Feldes von 1000 sec die Z-Komponente auf der Oberfläche fast ausgelöscht und die H-Komponente fast verdoppelt wird. Die gewisse Unstimmigkeit zwischen Theorie und Beobachtung läßt sich auf die nicht genau bekannte Wellenlänge der für die beobachteten Variationen in Frage kommenden ionosphärischen Felder und die endliche Ozean- ausdehnung zurückführen (Price, 1967). Ein genaues Ergebnis würde außerdem eine Integration über alle Wellenlängen von 0

bis  $\infty$  unter Berücksichtigung der räumlichen Konfiguration des Quellenfeldes erfordern. Das nach Ausführung einer solchen Integration zu erhaltende Ergebnis wird dann nicht für alle Punkte der Ozeanoberfläche die gleichen Werte für das Verhältnis des induzierten zum induzierenden Feld liefern. Der Wert dieses Verhältnisses wird noch zusätzlich vom Gradienten des Quellenfeldes an dem betreffenden Punkt abhängen.

#### 5.1.1 ZEITKONSTANTE EINES OZEANS

Ashour (1950) hat die elektromagnetische Induktion in einer Kreisscheibe durch eine Integralgleichungsmethode studiert. Die Scheibe wird als unendlich dünn angesehen. Ihre Leitfähigkeit wird als axissymmetrisch in bezug auf die Rotationsachse angenommen. Wenn kein induzierendes Feld vorhanden ist, erhält Ashour eine Gleichung für die induzierte Stromdichte  $I(r,t)$ ,  $r$  = Abstand vom Zentrum der Scheibe. Durch ihre Lösung kann die Zeit berechnet werden, nach der die einmal induzierte Stromdichte auf  $\frac{1}{e}$  ihres Anfangswertes abfallen wird. Mit einer Wasserleitfähigkeit von  $4/\text{Ohm m}$  ist von Ashour die Tabelle 5 für die Zeitkonstante bei verschiedenen Ozeanradien und -tiefen errechnet worden. Aus der Tabelle ergibt sich für den Golf von Bengalen mit einer Durchschnittstiefe von 3 km und einem Radius von 750 km eine Zeitkonstante von rund 30 Minuten. Da der Golf von Bengalen in den viel ausgedehnteren Ozean übergeht, ist dieser Wert nur als grobe Näherung zu betrachten. Für den Indischen Ozean ergibt sich eine ca. dreifache Zeitkonstante, wenn man wiederum vom Übergang zum offenen Ozean absieht.

Tiefe (km)	Radius (km)				
	1000	2000	3000	4000	5000
1	0.26				
2	0.52	1.04			
3	0.78	1.56	2.34		
4	1.04	2.08	3.12	4.16	
5	1.30	2.60	3.90	5.20	6.50

Tabelle 5 : Zeitkonstante eines scheibenförmigen Ozeans  
in Einheiten einer Stunde (nach Ashour, 1950).

#### 5.1.2 BULLARD-PARKER METHODE

Im Falle des aktuellen endlichen Ozeans, der durch die Küste berandet ist, stellt der Versuch, Gl.5.5 zu lösen, ein sehr schwieriges Unterfangen dar. Das liegt im wesentlichen daran, daß das Problem dreidimensional ist. Bullard und Parker (1968) sind einen Lösungsweg gegangen, der für den Fall, daß man den Ozean als dünne Schicht der integrierten Leitfähigkeit  $\int \sigma(l) dl$  und ein rein vertikales induzierendes Feld annimmt, auf ein zweidimensionales Problem führt. Der wesentliche Nachteil dieser Methode (abgesehen von erheblichen Schwierigkeiten bei der numerischen Behandlung) ist ihre Beschränkung auf rein vertikale induzierende Felder. Das macht die Methode auf das vorliegende Problem der Induktion durch das Feld eines Elektrojetstroms nicht anwendbar.

In den letzten Jahren hat man begonnen, dreidimensionale Probleme von sehr einfacher Leitergeometrie zu behandeln, wobei auch für diese ganz einfachen Leitergeometrien der numerische Lösungsaufwand sehr erheblich ist. Man stößt dabei an die Grenze der z. Z. existierenden Speicherkapazitäten (Jones, 1973).

Da eine zum Ziel führende numerische Behandlung unseres Problems nicht gegeben schien, blieb als Alternative die Konstruktion eines Analogmodelles.

## 6. SIMULATION VON ELEKTROMAGNETISCHEN INDUKTIONSVORGÄNGEN UND KONSTRUKTION EINES ANALOGMODELLS

---

Gl. 5.5 lautet in dimensionsloser Form:

$$\Delta \vec{F} = 4\pi\mu\sigma \cdot \frac{L^2}{T} \cdot \frac{\partial \vec{F}}{\partial t'}$$

L = räumliche Dimension  
T = Periode des Feldes

Es ist offensichtlich, daß man einen natürlichen elektromagnetischen Induktionsvorgang im Modell simulieren kann, wenn der Faktor  $\frac{\mu\sigma L^2}{T}$  bei der Übertragung der Naturverhältnisse ins Modell konstant bleibt.

Bei der Konstruktion eines Modells zur Simulierung des uns interessierenden Effektes ist zu berücksichtigen, daß, will man den Konstruktions- und Meßaufwand in vernünftigen Grenzen halten, die Meßsonde eine bestimmte untere Grenze nicht unterschreiten darf. Bei einer Spule als Meßsonde würde das einen Durchmesser von ca. 1 mm ausmachen. Wenn man eine Ortsauflösung von 5 km in Natur erreichen will, so würde das eine Verkleinerung von 1 mm zu 5 km = 1 : 5 x 10<sup>6</sup> bedeuten. Der Modellozean wird dann etwa 1 m x 2 m groß, wenn man die gesamten Küstenlinien von Afrika bis Sumatra erfassen möchte. Der ionosphärische Modellstrom fließt dann in einer Höhe von 2.1 cm entsprechend einer Elektrojethöhe von 105 km. Für die Wahl des Materials, aus dem die den Ozean simulierende Platte bestehen wird, ist seine Eigenschaft maßgeblich, leicht in der komplizierten Küstenlinienform schneidbar und außerdem ein sehr guter Leiter zu sein im Vergleich zum Material, aus dem das den ionosphärischen (bzw. magnetosphärischen) Strom simulierende stromleitende Band besteht. Das ist nötig, um Gegeninduktion zu vermeiden, denn eine Gegeninduktion zwischen Ozean und Ionosphäre besteht in

der Natur wegen der Kleinheit des Verhältnisses  $\frac{\sum^{Ion.} \gamma \gamma}{\sum^{Ozean}} = \frac{250}{13300}$   
 $= 1.87 \times 10^{-2}$  praktisch nicht. Außerdem muß die sich aus dieser Leitfähigkeit des Materials für das Modell ergebende Magnetfeldstörungsperiode im Ansprechbereich der verfügbaren Meßinstrumente liegen. Aus diesen Gründen wurden für die den Ozean simulierende Platte Kupfer und für das stromführende Band nicht magnetisierbarer V2A-Stahl gewählt mit den Leitfähigkeiten  $\sigma_{Cu} = 6 \times 10^7 / \text{Ohm m}$ ,  $\sigma_{Stahl} = 1.23 \times 10^6 / \text{Ohm m}$ . Das Verhältnis der integrierten Leitfähigkeiten von Stahlband zu Cu-Platte im Modell ergibt sich zu  $7.7 \times 10^{-2}$  im Vergleich zu  $1.87 \times 10^{-2}$  in der Natur. Unser Interesse besteht an Störungen der Periode ca. 1 Stunde. Dieser Periode entspricht im Modell bei einer Verkleinerung von  $1 : 5 \times 10^6$  und einer mittleren Ozeanwasserleitfähigkeit von  $4 / \text{Ohm m}$  eine Periode

$$T_{\text{Modell}} = T_{\text{Natur}} \frac{L_{\text{Modell}}^2}{L_{\text{Natur}}^2} \cdot \frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{\text{Ozean}}} = 5.98 \times 10^{-7} T_{\text{Natur}}$$

1 h in Natur entspricht demnach im Modell ein  $T_{\text{Modell}} = 2.15 \times 10^{-3}$  sec. Die Einsetzung eines kleineren Leitfähigkeitswertes wie von Bullard und Parker (1970) vorgeschlagen wird, entspricht bei Beibehaltung der in den Modellversuchen benutzten Periode von  $2.15 \times 10^{-3}$  sec einer im Vergleich zu einer Stunde entsprechend kürzeren Periode der Naturstörung.

### 6.1 MODELLIDEALISIERUNGEN

In einem wirklichkeitsgetreuen Modell sollten folgende Fakten berücksichtigt werden:

- a) Die Krümmung der Erde
- b) Die Tiefentopographie des Ozeans, d. h. die Verteilung der

über die Tiefe integrierten Leitfähigkeit;

- c) Die Stromdichteverteilung der ionosphärischen und magnetosphärischen Ströme in Nord-Süd-Richtung.

Zu a): Die Konstruktion sowie die Messung bei einem gekrümmten Modell bereiten große konstruktive Schwierigkeiten, die den Konstruktionsaufwand um ein Vielfaches erhöhen würden. Darum wurde ein ebenes Modell gewählt, welches zumindest qualitativ gleiche Ergebnisse liefern dürfte. Um die Fehler, die bei der geographischen Projektion der Kugelfläche auf die Ebene entstehen, möglichst gering in dem interessierenden Ozeanbereich zu halten, wurden eine flächentreue Zylinderprojektion mit zwei längentreuen Parallelkreisen gewählt. Man betrachtet dazu einen Schnittzylinder, der die Kugel in den Parallelkreisen  $+\varphi_0$  und  $-\varphi_0$  durchdringt. Unter der Bedingung der Flächentreue und der längentreuen Abbildung der beiden Parallelkreise  $\pm \varphi_0$  erhält man die Abbildungsgleichungen: geographische Breite  $x = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi_0} \cdot R_E$ , geographische Länge  $y = \cos \varphi_0 \cdot \lambda \cdot R_E$  (Heissler und Hake, 1970).  $R_E$  bedeutet den Erdradius und  $\lambda$  die geographische Länge. Da der nördlichste Küstenstreifen bei ca.  $25^\circ$  Breite und nach Süden der offene Ozean liegt, läßt sich die Küstengeographie im interessierenden Bereich, der im wesentlichen aus dem Golf von Bengalen und dem Indischen Ozean besteht, am besten längentreu wiedergeben, wenn man als längentreue Parallelkreise  $\varphi_0 = \pm 15^\circ$  nimmt. Dann ist der maximale Fehler bei der Projektion der Längen in dem erwähnten Bereich  $\pm 3.5\%$ . Der Cu-Ozean wurde bei einer südlichen geographischen Breite von  $20^\circ$  ausgeschnitten. Der Modellozean ist in Abb. 1 zu sehen.

Zu b): Die Nachahmung der Ozeantopographie, d. h. der variablen integrierten Ozeanleitfähigkeit ließe sich im Modell ebenfalls nur durch großen konstruktiven Aufwand erreichen. So wurde die reale Küstenlinie als Berandung und für den ganzen Ozean von der Küste ab eine gleichmäßige Tiefe von 4 km gewählt. Das entspricht im Modell einer 0.8 mm dicken Kupferplatte. Dort, wo wegen Inselgruppen das Wasser besonders flach war, so im Golf von Bengalen, wurde das zwischen den Inseln liegende flache Wasser ebenfalls als Land betrachtet und ausgeschnitten.

Zu c): Es würde ebenfalls einen großen Aufwand bedeuten, wollte man die Stromverteilung innerhalb des ionosphärischen Stromes berücksichtigen wie sie sich z. B. durch die Raketen-Messungen oder beim Untiedt-Modell des Elektrojets ergab. Eine Stahldrahtkonstruktion zur Simulierung der gemessenen Stromverteilung oder des Untiedt-Strommodells würde zudem den elektrischen Widerstand erhöhen, und da die Leistung der Stromquelle ohne zusätzlichen Aufwand im Experiment nicht erhöht werden konnte, den Strom und damit das Magnetfeld verkleinern mit zusätzlichen Meßschwierigkeiten als Folge. Für das Experiment wurde deshalb als ionosphärischer Strom ein massives Stahlband von 13 cm Breite, entsprechend einer Breite des ionosphärischen Stromes von ca. 650 km und einer Dicke von 3 mm, entsprechend 15 km in der Natur genommen, welches in der Form des magnetischen Äquators geformt wurde. Die Lage und Form des magnetischen Äquators, der die Achse der stromführenden Bänder im Modell bildet, wurde den U.S. Naval Magnetic Charts entnommen, wobei speziell seine genaue Position über Indien anhand der Messungen von Sanker Narayan und Ramanujachary (1971) überprüft wurde.

Zur Erzeugung einer homogeneren Induktion, die zur annähernden Simulation magnetosphärischer Felder dienen soll, wurde ein 40 cm breites in 15.5 cm Höhe über der Platte angebrachtes stromdurchflossenes Stahlband benutzt. Als Vergleich dazu schließlich auch ein 2 m breites, in 40 cm Höhe über der Platte angebrachtes Band genommen, welches ein fast völlig homogenes horizontales Feld in dem uns interessierenden Bereich lieferte. Alle drei Bänder hatten eine Länge von 2 m. In Abb. 45 sind die Feldkomponenten, die das 13 cm (Kurve a) und das 40 cm breite Band (Kurve b) auf der Ebene der Platte erzeugen, dargestellt. Sie sind normiert auf den Wert, den die H-Komponente auf der Platte unterhalb der Symmetrieachse annimmt. Die Magnetfeldkomponenten wurden durch die in Kapitel 8 beschriebene Sonde gemessen. In der gleichen Abb. 45 sind zum Vergleich die sich aus dem Untiedt-Modell des Elektrojets ergebenden Feldkomponenten in gleicher Weise normiert eingezeichnet. (Kurve c). Zu bemerken ist die offensichtliche Abweichung zwischen den Kurven a und c. Sie hat ihre Ursache darin, daß im Untiedt-Modell für die Leitfähigkeit außerhalb der äquatorialen Zone ein endlicher Wert angenommen wird. Das entspricht der Tatsache, daß wir im Elektrojet keinen isolierten Strom, sondern eine Erhöhung des Sq-Stromsystems haben. Im Bandmodell andererseits ist verschwindende Leitfähigkeit außerhalb des Bandes angenommen worden, so daß dem ionosphärischen Stromsystem eine Mischung aus "schmalen" (13 cm) und "breiten" (40 cm) Strom entspricht.

Fotografien des Modells, einmal mit dem 13 cm und einmal mit dem 40 cm breiten stromführenden Stahlband sind in Abb. 46 zu sehen.

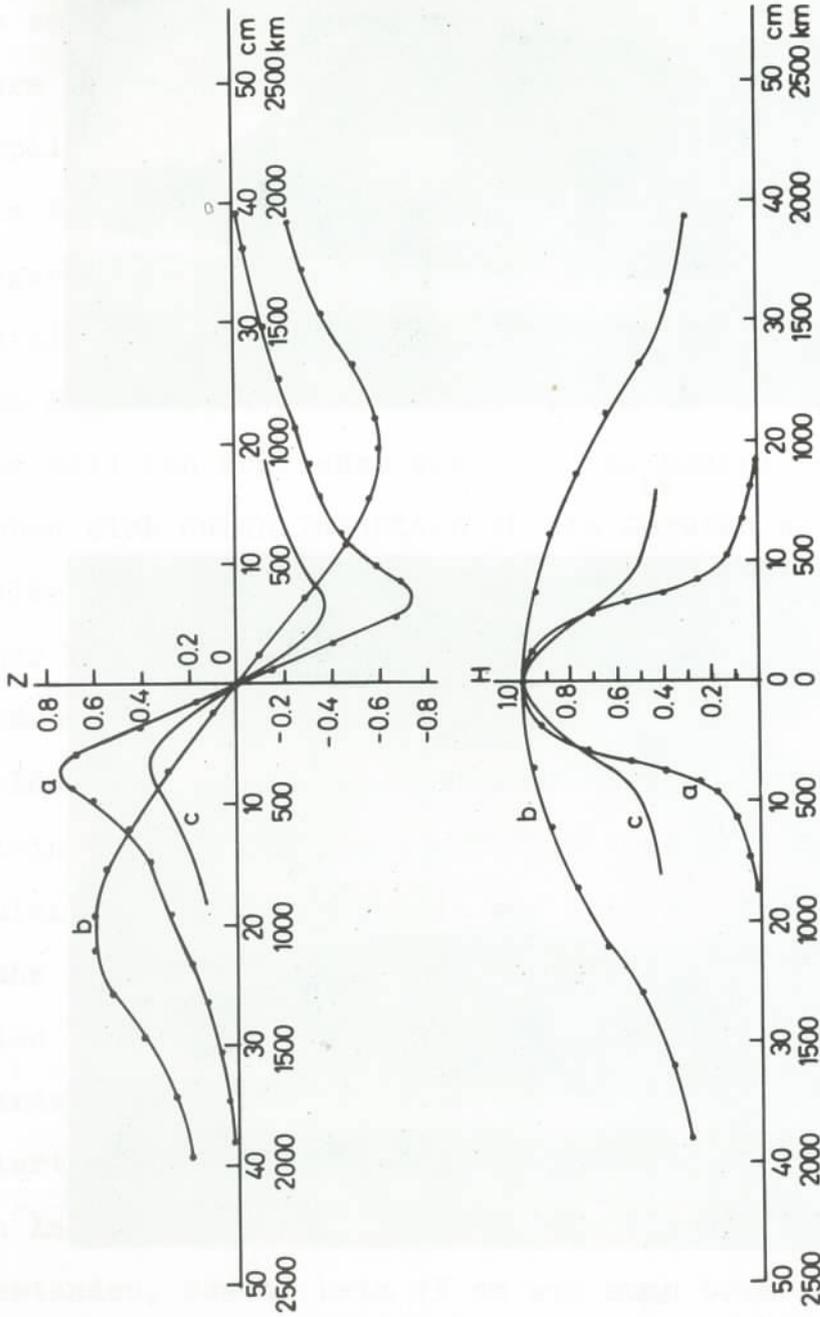
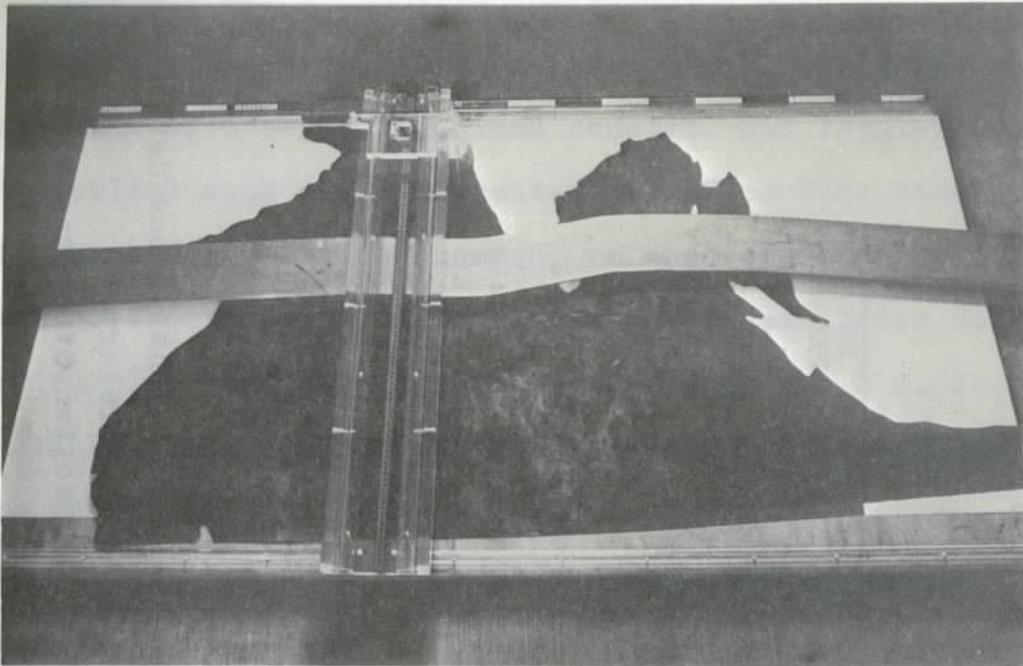
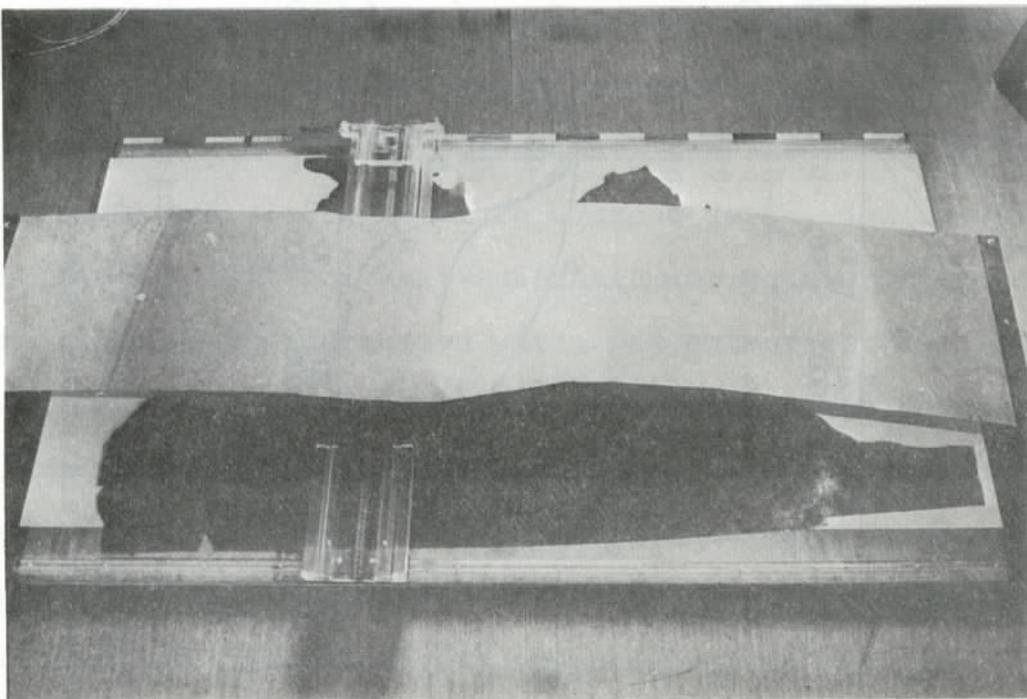


Abb. 45 : Verlauf der Feldkomponenten verschiedener Stromkonfigurationen auf der Ebene der Platte bzw. auf der Erdoberfläche. Alle Kurven sind auf den Wert von  $H_{\max}$  normiert.  
a, b) Gemessener Feldverlauf eines 13 cm (a) bzw. 40 cm (b) breiten Strombandes in 2.1 cm (a) bzw. 15.5 cm (b) Höhe.  
c) Berechneter Feldverlauf des äquatorialen Elektrojets (nach Untiedt, 1967).



a)



b)

Abb. 46: Fotografien des Modells.

a) Modell mit 13 cm breitem Stromband.

b) Modell mit 40 cm breitem Stromband.

## 7. MESSUNGEN AM ANALOGMODELL, MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION

### 7.1 MAGNETFELDMESSUNGEN AM ANALOGMODELL

Im Modell wurde zur Erzeugung des Stromes mit der Periode von 2.15 ms, d. h. der Frequenz von 465 Hz ein Funktionsgenerator, der Sinusimpulse erzeugte, verwendet. Da die Generatorimpulse zu schwach waren, wurden sie mittels eines Spannungsverstärkers und eines daran anschließenden Transformators auf eine Amplitude von 7.5 Ampère verstärkt. Bei den Messungen spielten die Zu- und Rückleitungen von den Stromgeräten zu dem Bandstrom wegen ihres zusätzlichen Störfeldes eine störende Rolle. Da es nicht möglich war, die Rückstromverhältnisse in Ionosphäre und Magnetosphäre nachzubilden, wurden die Zu- und Rückleitungen seitlich möglichst weit weg vom Modell verlegt. Ferner ergaben sich durch Induktion in den Geräten auch kleine Störfelder, die eine Phasenverschiebung zeigten. Ihr Einfluß war aber von untergeordneter Bedeutung. In den Zuleitungen von der Meßsonde zum Meßgerät wurden zusätzlich durch die verschiedenen Felder (Bandstrom, Zu- und Rückleitungen zu den Stromgeräten) kleine Spannungen induziert. Die verdrillten Drähte, die als Zuleitung von der Meßsonde zum Meßgerät dienten, hätten in der Nähe des Meßbereiches nur auf Kosten zusätzlicher Gegeninduktion zwischen Abschirmmaterial und Kupferplatte abgeschirmt werden können. Der Einfluß der in der Sondenzuleitung induzierten Spannung dürfte aber nach verschiedenen Versuchen, die in Änderungen der räumlichen Lage von Sonde und Zuleitungen bestanden, sowohl beim 13 cm wie auch beim 40 cm breiten Strom die 2 % - Grenze nicht übersteigen. Kritischer wurde es beim 2 m breiten Strom, da die Zuleitungen an den Bandkanten, wo das Z-Feld groß war, vorbeiliefen, während die von der Sonde

zu messenden Z-Felder klein waren. Aber auch in diesem Falle wäre es möglich, Unterschiede zwischen primärem und Gesamtfeld festzustellen, denn die induzierten Störspannungen in den Zuleitungen dürften in beiden Fällen, d. h. ohne und mit Kupferplatte, ungefähr gleich groß gewesen sein, während von der Sonde jeweils einmal das primäre und das andere Mal das Gesamtfeld registriert wurde. Als Meßsonde diente eine speziell angefertigte kleine Spule von 1.5 mm Durchmesser und 1.5 mm Länge, auf der 100 Windungen angebracht waren. Für jede Komponente des Feldes, X, Y, Z, wurde eine gesonderte Spule benutzt, die entsprechend gelagert war. Die Spulen waren auf ihre Gleichheit überprüft worden. Die in den Spulen induzierten Spannungen lagen bei der Messung in den interessierenden Modellpunkten im Bereich von einigen  $\mu\text{V}$  bis ca. 100  $\mu\text{V}$  bei einer primären Stromamplitude von 7.5 Ampère. Das Meßsignal wurde deshalb in einem phasenempfindlichen Verstärker verstärkt und angezeigt. Die Phase des Meßsignals wurde relativ zur Phase eines vom primären Stromkreis stammenden Referenzsignals ermittelt. Da die Phasenangabe des Verstärkers einen Fehler von  $\pm 5^\circ$  beinhaltete, ergab sich in der Amplitudenablesung ein Fehler von rund  $\pm 1\%$ . Beim Vergleich zwischen zwei Meßsignalen stieg dieser Fehler auf rund  $\pm 2\%$ . Die Ablesegenauigkeit der Amplitude in der Geräteanzeige betrug  $\pm 1$  Teilstrich der Skala (Skalenbereich: 100 Teilstriche). Es ergaben sich dadurch Fehler in der Größenordnung von  $\pm 1\%$ . Durch die endliche Größe der Spule ergab sich an Stellen, wo das Feld längs der Modellküste in Abständen, die vergleichbar mit der Größe der Spule waren, stark änderte, ein gewisser Fehler, der aber ebenfalls im Bereich von wenigen Prozent liegt und wegen der übrigen Modell-

vereinfachungen nicht ins Gewicht fällt. Wegen der starken Änderung des Feldes senkrecht zur Küste war es notwendig, die Spulen an den Küstenrand genau zu plazieren. Andererseits durften für die Spulenhaltung wegen der Induktion keine Metalle verwendet werden. Da durch einen Gerätearm die Spule unterhalb des stromführenden Bandes gebracht werden mußte, entstanden durch die Elastizität des aus Plexiglas bestehenden Gerätearms Positionsfehler von maximal 0.5 mm. Der daraus resultierende Meßfehler betrug maximal 3 %. In Anbetracht der übrigen Modellidealisationen fällt aber dieser Positionsfehler ebenfalls nicht ins Gewicht.

## 7.2 SPANNUNGSMESSUNGEN AM ANALOGMODELL

Man kann auf das in der Platte induzierte Stromsystem durch zwei Methoden schließen. Die eine Methode geht vom Magnetfeld aus und berechnet  $\vec{j}$  aus der Gleichung  $\vec{j} = \frac{1}{4\pi} \text{rot } \vec{F}^i$ . Das induzierte Magnetfeld  $\vec{F}^i = \vec{F}^g - \vec{F}^e$  wird als die Differenz zwischen dem Gesamtfeld  $\vec{F}^g$  und dem Feld des Bandes allein  $\vec{F}^e$  bestimmt. Da die Platte als sehr dünn betrachtet werden kann, reicht es, wenn man  $j_x$  und  $j_y$  bestimmt. Dazu müssen  $F_z(x,y,0)$ ,  $F_x(x,y,z)$ ,  $F_y(x,y,z)$  gemessen werden. Möchte man die Meßpunkte in der x-y-Ebene in 5 mm Abstand voneinander legen, so führt eine Überschlagsrechnung bei einer ungeschnittenen Plattenfläche von insgesamt 1 m x 2 m zu  $5 \times 200 \times 400 = 400\,000$  Punkten. Auch wenn man berücksichtigt, daß ein Teil dieser Fläche uninteressant ist, da er dem ausgeschnittenen Kupfer entspricht, und andererseits im Bereich weit weg vom Rand die Punkte nicht so dicht aneinander liegen brauchen, bedeutet es immer noch einen großen Aufwand, wenn man diese Methode anwenden will.

Wesentlich leichter und direkter kann man auf das Stromlinienbild schließen, wenn man das elektrische Feld in der Platte direkt mißt. Das ließ sich im Modell durch Abnahme der Potentialdifferenz auf der Ebene der Platte mittels zweier Stahlspitzen erreichen. Der Abstand der Spitzen voneinander betrug 1 cm. Es wurde so verfahren, daß zuerst eine größere Anzahl Äquipotentiallinien gezeichnet wurde, indem man Linien der Spannungsdifferenz 0 durch Festhalten der einen und Drehung der anderen Spitze suchte. Dabei wurde immer wieder die Phasenabhängigkeit der Linienrichtung untersucht. Es zeigte sich aber, daß die Richtung der Potentiallinien nahezu phasenunab-

hängig war. Nur in unmittelbarer Küstennähe zeigte sich eine Änderung der Richtung der Linien in Abhängigkeit von der Phase. Aber auch da machte diese Winkeländerung nur maximal 5 Grad in der Richtung aus. Für diesen schmalen Bereich in der Nähe der Küste wurde die mittlere Richtung für die Linien genommen. Die Stromlinien sind orthogonal zu den Äquipotentiallinien. Um die Stromlinien möglichst genau zu zeichnen, wurde längs der Äquipotentiallinien und senkrecht dazu die Spannungsdifferenz gemessen. Diese ist dem Strom proportional. Durch Integration über die Äquipotentiallinienlänge ließ sich der gesamte Strom, der senkrecht zu dieser fließt, berechnen. Der Integrationsbereich wurde in mehrere gleiche Teilbereiche unterteilt. Jeder dieser Teilbereiche wurde durch zwei Stromlinien begrenzt. Diese Stromlinien wurden nun senkrecht zu den Äquipotentiallinien gezogen, wobei überprüft wurde, ob - an einer neuen Äquipotentiallinie angelangt - tatsächlich der ursprünglich berechnete Strom senkrecht zu dieser neuen Äquipotentiallinie auch fließt. Die Spannungsmessung senkrecht zu den Äquipotentiallinien wurde beeinträchtigt durch das horizontale Magnetfeld, welches in dem Kreis Spitzen-Platte-Zuleitungen zu den Spitzen eine Spannung induzierte. Um diesen Effekt gering zu halten, wurde nicht an der Oberseite, sondern an der Unterseite der Platte gemessen. Für eine dünne, ebene Platte gilt nämlich für die Horizontalkomponente auf der Oberseite und Unterseite näherungsweise:

$$\vec{H}^{\text{oben}} = \vec{H}^e + \vec{H}^i \quad ; \quad \vec{H}^{\text{unten}} = \vec{H}^e - \vec{H}^i.$$

Eine Messung auf der Oberseite der Platte war auch deshalb sehr schwierig, weil man auch unterhalb des stromführenden Bandes

hätte messen müssen. Da die Spitzen stark in die Kupferplatte hinein gedrückt werden mußten, um den elektrischen Kontakt herzustellen, wurde die Messung durch die niedrige Höhe des Bandes über der Platte (2.1 cm) sehr stark behindert.

Das System Spitzen-Platte-Zuleitungen hatte eine Fläche von ca.  $0.15 \text{ cm}^2$ . Unter Zugrundelegung der durch die Spule mit einer Fläche von  $\frac{\pi}{4} \times 2.25 \text{ cm}^2$  gemessenen H-Werte und der durch die Spitzen gemessenen Spannungswerte in verschiedenen Bereichen an der Unterseite der Platte ergab sich, daß die in dem System Spitzen-Platte-Zuleitungen induzierte Spannung unter 5 % der durch die Spitzen abgenommenen Spannung lag, so daß ihr Einfluß auf das Meßergebnis nur gering sein dürfte.

Die durch die Spitzen gemessene Spannung senkrecht zu den Äquipotentiallinien war in der ganzen Platte um ca.  $20^\circ$  ( $\pm 5^\circ$  Anzeigefehler) gegenüber der Phase des primären Magnetfeldes verschoben. Sie ging ihm in der Phase voraus. Das durch die Spitzen-Spannungsmethode ermittelte Stromlinienbild ist in Abb. 49 dargestellt. Da die Platte nach Süden im Gegensatz zum Ozean begrenzt ist, liefert das Modell in diesem Bereich kein reales Bild. Die Stromlinien, die zu diesem Bereich führen, wurden deshalb in Abb. 49 teilweise gestrichelt gezeichnet und dann ganz weggelassen.

### 7.3 MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION

In Abb. 47 sind die Ergebnisse der Magnetfeldmessungen am Analogmodell für den Fall des "ionosphärischen" 13 cm breiten Stromes zusammengestellt. Der Meereskanal zwischen Indien und Sri Lanka ist wegen der geringen Wassertiefe von weniger als 100 m (Abb. 37) als nicht leitend angenommen worden. In Abb. 47a ist das gesamte vertikale Feld auf der Küstenlinie in Abständen von 1 cm im Modell, entsprechend 50 km in der Natur, dargestellt. Geraden von der Küste zum Ozean bedeuten positives, Geraden von der Küste zum Lande hin dagegen negatives  $Z$ . In Abb. 47b ist das induzierte horizontale Feld  $\vec{H}^i = \vec{H}^g - \vec{H}^e$  für die Punkte auf der Küstenlinie eingezeichnet.  $\vec{H}^i$  wurde als die Differenz zwischen dem Feld bei Vorhandensein der Platte = gesamtes Horizontalfeld  $\vec{H}^g$  minus dem Feld des Bandes bei Abwesenheit der Platte = induzierendes Feld  $\vec{H}^e$  gewonnen. Die einfache Differenzbildung ist möglich, da zwischen induzierendem und Gesamtfeld die Phasendifferenz in allen Meßpunkten an der Küste unter  $10^\circ$  lag. In den Positionen von Anr. und Trv. ist zusätzlich das gesamte horizontale Feld angegeben. Alle Werte sind auf  $H_0 \max$ , den Wert des Horizontalfeldes unterhalb der Jetachse ohne Platte normiert. Aus der Abb. 47a ist ersichtlich, daß während auf der westlichen Seite Indiens durch die Induktion die Nullstelle des gesamten  $Z$ -Feldes sich um ca. 2 cm ( $\hat{=} 100$  km) gegenüber dem magnetischen Äquator nach Norden verschoben hat, eine wesentliche Verschiebung auf der Ostseite nicht stattgefunden hat. Die Vektoren des internen horizontalen Feldes geben Auskunft über die Richtung und Stärke der induzierten Ströme in Küstennähe (die Stromvektoren stehen da, wo die Küste glatt und gerade verläuft, senkrecht zu den  $\vec{H}^i$ -Vektoren). Beide,  $Z^g$  und  $\vec{H}^i$ ,

ergeben zusammen ein einheitliches und anschauliches Bild der Induktion in der Platte.

Da das Modell in dieser Form nicht zum gewünschten Effekt an der Ostseite Indiens, wo Anr. liegt, geführt hat, d. h. keine Verschiebung der  $Z^g$ -Nullstelle zu Anr.'s Position hin erfolgte, wurde die zusätzliche Annahme gemacht, daß der Kanal zwischen Indien und Sri Lanka genau so gut leitend ist wie der Ozean selbst. Das würde einen leitenden Untergrund voraussetzen, der mit dem Ozean auf beiden Seiten des Kanals in leitfähiger Verbindung steht, denn das Wasser des Kanals selbst ist, wie schon erwähnt, weniger als 100 m tief. Der Versuch, den Kanal durch ein dieser Tiefe etwa entsprechendes dünnes Cu-Plättchen von 1/100 mm Dicke leitend zu überbrücken, führte nicht zum erwünschten Ergebnis. Die Meßergebnisse für den Fall des ebenso gut wie der Ozean die beiden Meere verbindenden Kanals sind in Abb. 48a,b in der gleichen Weise wie in Abb. 47a,b zusammengestellt. Wie sofort aus der Abb. 48 erkennbar wird, ändert sich durch den leitenden Kanal die Situation in der gewünschten Richtung. Die Nullstelle des gesamten  $Z$ -Feldes hat sich nach Norden bewegt und liegt nun kaum 0.8 cm ( $\triangle$  40 km) südlich von Anr.. Auch auf der Westseite Indiens hat sich die  $Z^g$ -Nullstelle um ca. 0.4 cm ( $\triangle$  20 km) in nördlicher Richtung verschoben. Diese Änderungen sind offensichtlich durch den den Kanal durchfließenden Strom erfolgt, der zu einer Änderung in der Konfiguration des induzierten Stromsystems führt, wie die  $\vec{H}^i$ -Vektoren andeuten. Das dazugehörige Stromsystem ist in Abb. 49 dargestellt. Es besitzt je einen Wirbel im Golf von Bengalen und im Indischen Ozean. Der weitere Wirbel im offenen Ozean ist wahrscheinlich nicht völlig korrekt, da die im Modell den Ozean

simulierende Platte in südlicher Richtung im Gegensatz zum realen Ozean bei ca.  $20^{\circ}$  südlicher Breite berandet ist. Interessant ist der Vergleich der Werte für  $Z/H$  in Trv. und Anr.,  $D/H$  in Trv. und Anr. und  $H_{\text{Trv.}}/H_{\text{Anr.}}$  aus den Magnetogrammen und aus dem Modell, das den leitenden Kanal enthält. Dabei wurden aus dem Modell die Werte von  $D$  und  $H$  an der Stelle von Anr.<sup>+</sup> genommen, das ist die Stelle 0.8 cm südlich der wirklichen Position von Anr., wo im Modell das gesamte  $Z$ -Feld Null wird. Der Tabelle ist der Wert  $(Z/H)_{\text{Kod.}}$  aus Modell und Magnetogrammen hinzugefügt. Bei den Werten für Anr. und Trv. liegen die Modellergebnisse, wenn man die Modellvereinfachungen berücksichtigt, in der Nähe der Magnetogrammwerte. Dagegen ist für Kod. der Vergleich nicht befriedigend, obwohl sich auch dort eine kleine Änderung in der gewünschten Richtung zeigte.

	a	b	c
Z/H	Anr. 0	-0.63 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>
	Trv. +0.95	+0.1	+0.917
	Kod. +0.1	-0.43	-0.17
D/H	Anr. -0.24	-	-0.1 <sup>+</sup>
	Trv. +0.05	-	+0.20
$H_{\text{Trv.}}/H_{\text{Anr.}}$	+1.12	+1.08	+1.30

Tabelle 6: Vergleich zwischen den aus den Magnetogrammen gewonnenen Werten der Magnetfeldkomponenten in Anr., Trv. und Kod. bei  $Z$ -Null-Störungen und den im Analogmodell mit schmalem Strom und leitenden Kanal zwischen Indien und Sri Lanka gemessenen Werte. Die mit <sup>+</sup> gekennzeichneten Werte sind im Modell an der Stelle Anr.<sup>+</sup> 0.8 cm 40 km südlich von Anr. gemessene Werte.

a) Werte aus den Magnetogrammen, b) Werte des induzierenden Feldes im Modell, c) Werte des Gesamtfeldes im Modell.

Dasselbe Indien-Modell, d. h. mit leitendem Kanal zwischen Indien und Sri Lanka, wurde bei der Induktion durch das 40 cm breite Stromband verwendet. Die Ergebnisse für das gesamte Z-Feld sind für diesen Fall in Abb. 50 zusammengestellt. Die Nullstelle ist, wie man der Abb. 50 entnehmen kann, noch weiter nach Norden auf beiden Seiten Indiens gewandert. In Anr. erscheint nun ein Z-Feld, das ein positives Vorzeichen für Z/H ergibt, wie wir im Fall von Nachtstörungen, die wir als magnetosphärische gedeutet haben, tatsächlich gefunden haben. Unsere wesentliche Hypothese wird durch diesen Modellversuch also erhärtet.

Der Versuch, durch das 2 m breite Stromband, d. h. durch ein fast homogenes in der betreffenden Region rein horizontales Feld ein induziertes Z an der Küste zu erzeugen, brachte kein befriedigendes Ergebnis. Das Z-Feld an der Küste, d. h. am Rand der Cu-Platte im Bereich Südindiens, war vom primären Z (d. h. das Feld ohne Cu-Platte) innerhalb der Meßgenauigkeit nicht mit Sicherheit zu unterscheiden. Das Verhältnis Z/H in diesem Fall war jedenfalls in jedem Punkt der südindischen Küste sehr klein und stand in keiner Beziehung zum Verhältnis von rund 1.20, welches für den Periodenbereich von einer Stunde,  $\Delta$  2.15 msec im Modell, aufgrund der Magnetogrammdaten für Trv. erwartet werden sollte. Ein homogener Mantel - im Modell wurde eine 3 mm dicke Kupferplatte in 6 bzw. 8 cm unter dem "Cu-Ozean" angebracht - führt zwar nach der Modellmessung zu einer Abschwächung von  $Z^E$  an der Küste (im Falle des ionosphärischen Modells ohne leitenden Kanal betrug die Abschwächung in Trv. ca. 25 %) keineswegs aber zu einer Verstärkung. Die Position der Nullstellen des gesamten Z-Feldes änderte sich in beiden Fällen, d. h. mit

oder ohne leitenden Kanal durch Anbringung dieser 3 mm dicken Kupferplatte unter dem "Cu-Ozean" nicht wesentlich. An der Küstenseite Annamalainagars betrug die Nullstellenverschiebung im Fall des Modells mit leitendem Kanal rund 3 mm ( $\triangle 15$  km) nach Norden mehr als ohne Vorhandensein der darunter liegenden Kupferplatte.



*[Faint, illegible text at the bottom of the page, likely bleed-through from the reverse side.]*

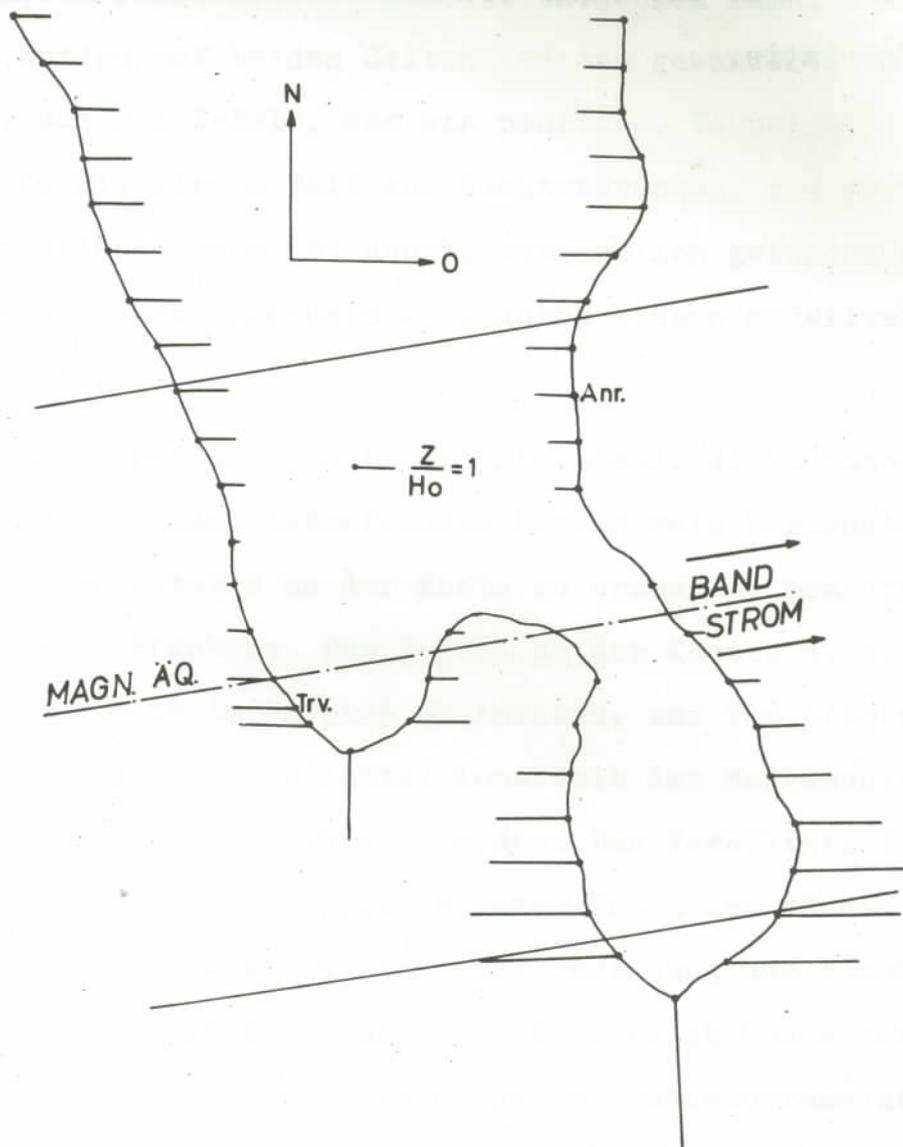


Abb. 47a: Induktion im Modellozean durch das Feld eines 13 cm ( $\Delta 650$  km) breiten "ionosphärischen" Bandstromes in 2.1 cm ( $\Delta 110$  km) Höhe. Die Feldperiode beträgt 2.15 msec ( $\Delta 1$  h). Der Kanal zwischen Indien und Sri Lanka wird als nicht leitend betrachtet.

Gesamtes vertikales Feld Von der Küste zum Ozean pos.  $Z^g$   
 an der Küste Von der Küste zum Land neg.  $Z^g$

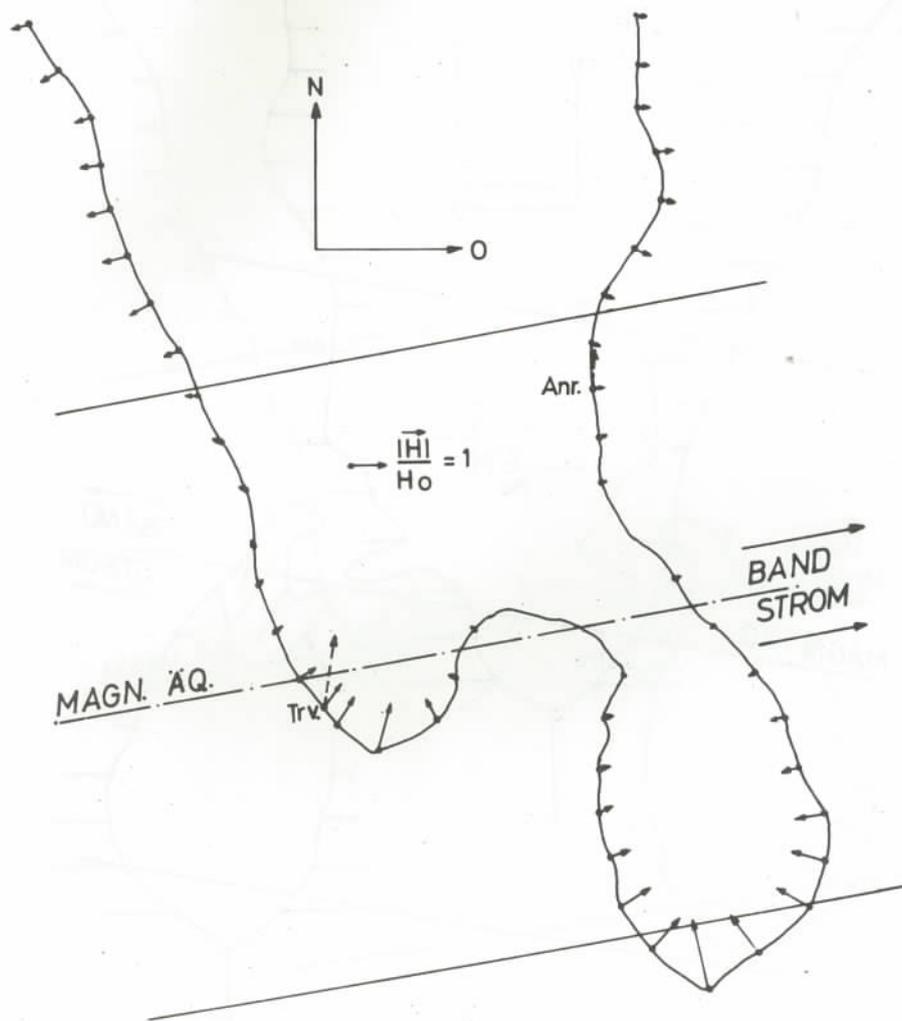


Abb. 47b: Induktion im Modellozean durch das Feld eines 13 cm ( $\triangle 650$  km) breiten "ionosphärischen" Bandstromes in 2.1 cm ( $\triangle 110$  km) Höhe. Die Feldperiode beträgt 2.15 msec ( $\triangle 1$  h). Der Kanal zwischen Indien und Sri Lanka wird als nicht leitend betrachtet.

- Induziertes horizontales Feld an der Küste
- - -→ Gesamtes horizontales Feld an der Küste

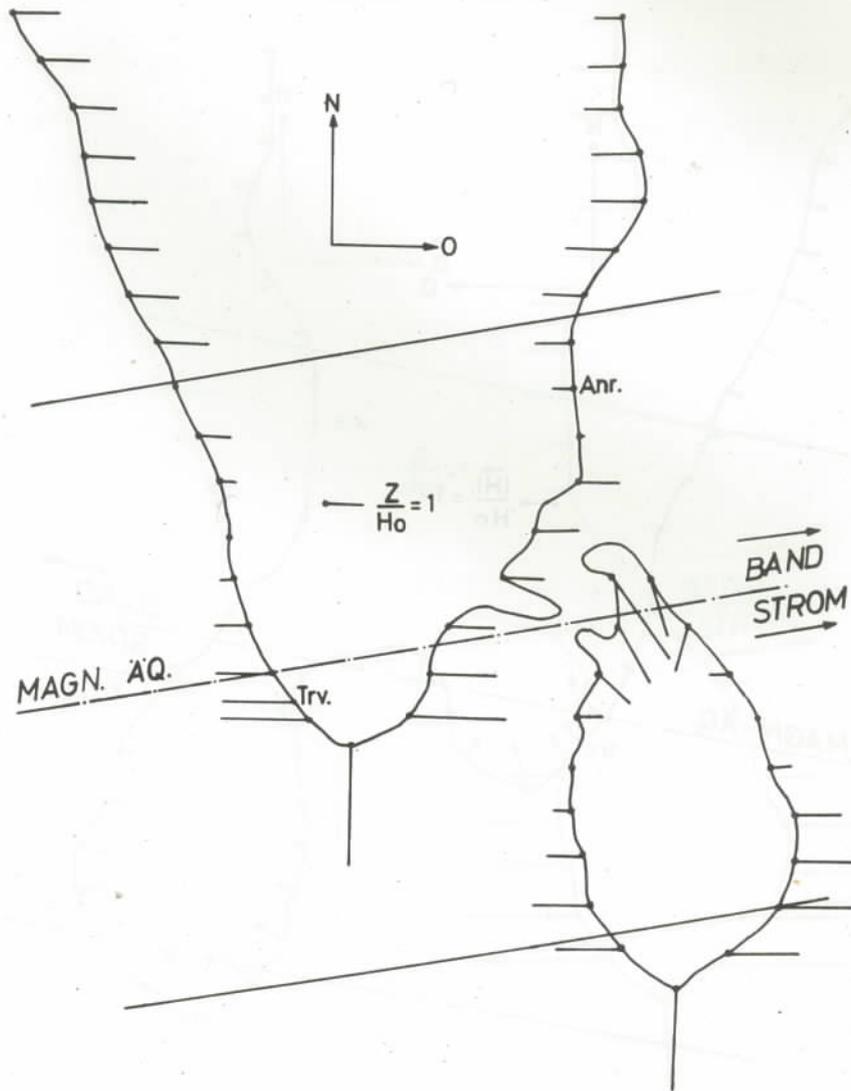


Abb. 48a: Induktion im Modellozean durch das Feld eines 13 cm ( $\Delta$  650 km) breiten "ionosphärischen" Bandstromes in 2.1 cm ( $\Delta$  110 km) Höhe. Die Feldperiode beträgt 2.15 msec ( $\Delta$  1 h). Der Kanal zwischen Indien und Sri Lanka wird als gleich gut leitend betrachtet wie der Ozean.

—•— Gesamtes vertikales Feld Von der Küste zum Ozean pos.  $Z^E$   
an der Küste Von der Küste zum Land neg.  $Z^E$

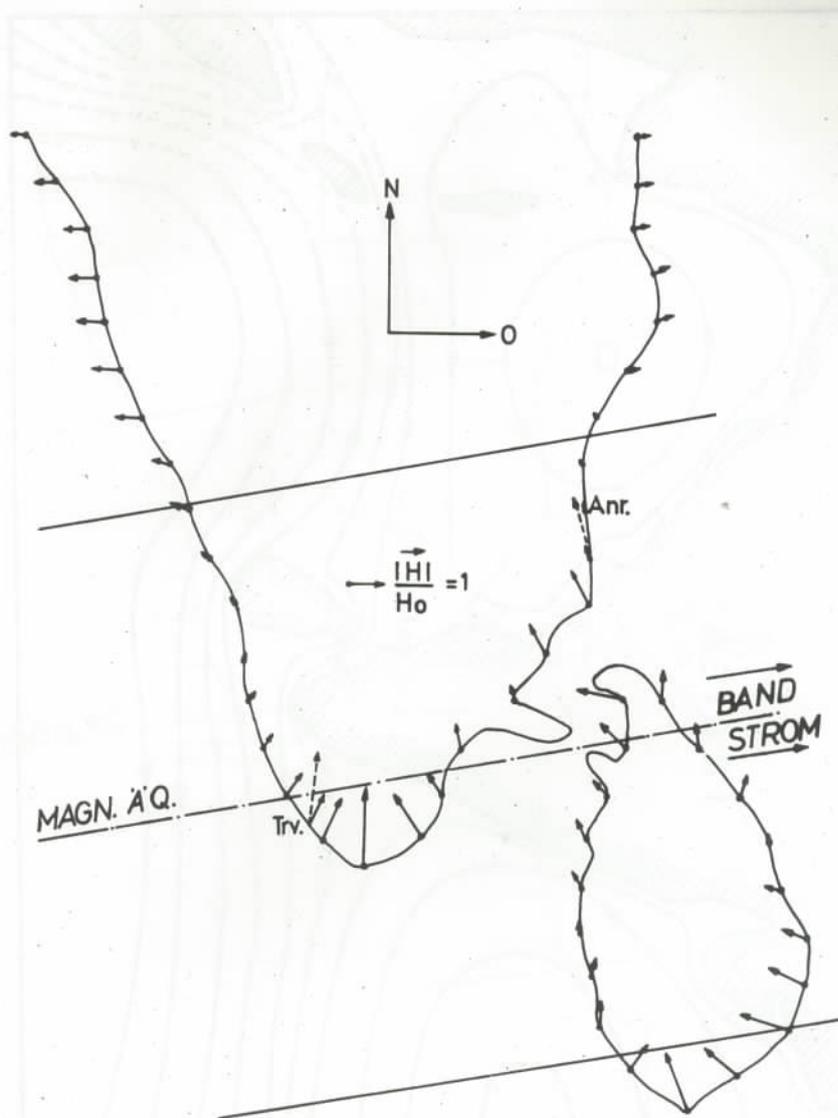


Abb. 48b: Induktion im Modellozean durch das Feld eines 13 cm ( $\triangle 650$  km) breiten "ionosphärischen" Bandstromes in 2.1 cm ( $\triangle 110$  km) Höhe. Die Feldperiode beträgt 2.15 msec ( $\triangle 1$  h). Der Kanal zwischen Indien und Sri Lanka wird als gleich gut leitend betrachtet wie der Ozean.

- Induziertes horizontales Feld an der Küste
- - -→ Gesamtes horizontales Feld an der Küste

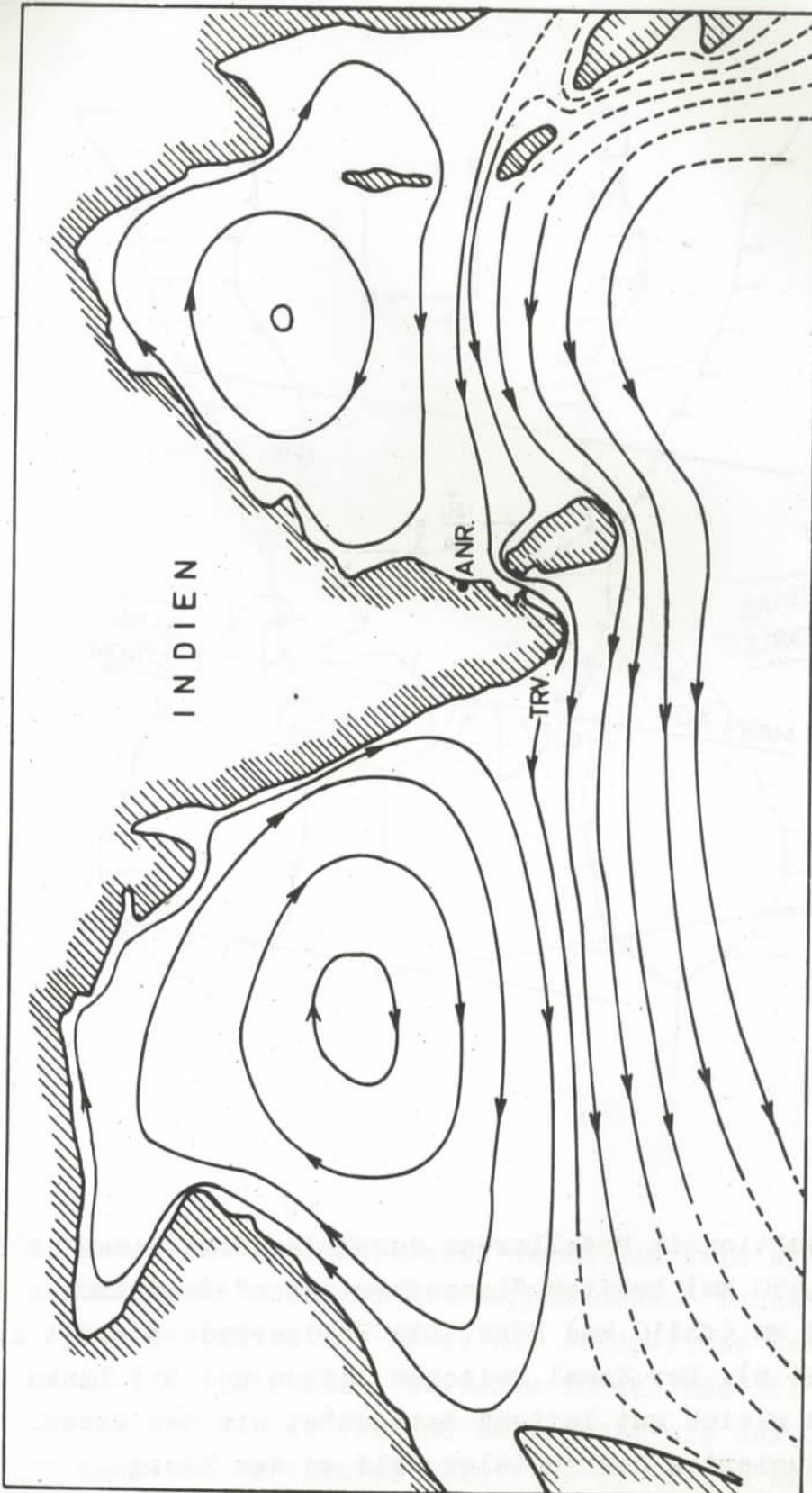


Abb. 49: Das durch das Feld des 13 cm breiten Bandstromes bei einer Frequenz von 465 Hz in der Kupferplatte induzierte Stromsystem.

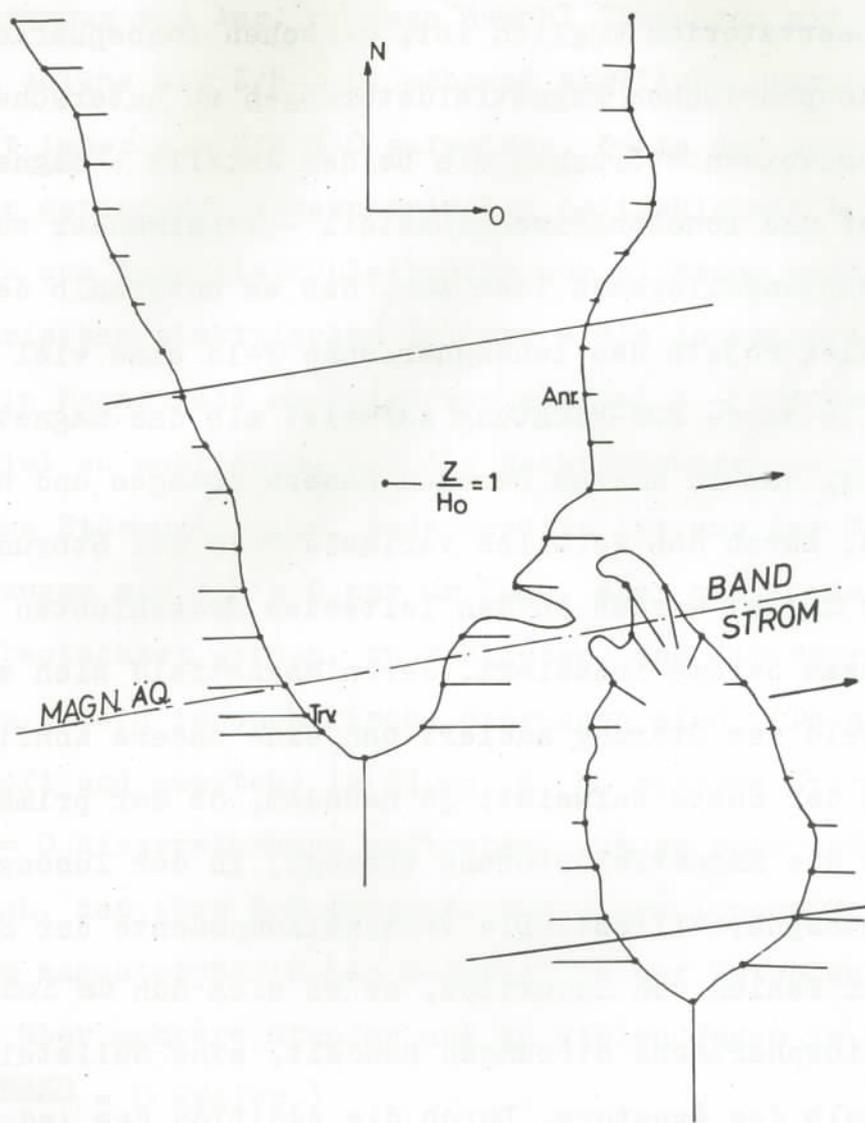


Abb. 50: Induktion im Modellozean durch das Feld eines 40 cm ( $\triangleq 2000$  km) breiten Bandstromes in 15.5 cm ( $\triangleq 752.5$  km) Höhe zur annähernden Simulation von magnetosphärischen Störungen. Die Feldperiode beträgt 2.15 msec ( $\triangleq 1$  h). Der Kanal zwischen Indien und Sri Lanka wird als gleich gut leitend betrachtet wie der Ozean.

● —	Gesamtes vertikales Feld an der Küste	Von der Küste zum Ozean pos. $Z^G$ Von der Küste zum Land neg. $Z^G$
-----	---------------------------------------	---

## 8. ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN

In der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch unternommen aufzuzeigen, daß es anhand der Magnetogramme südindischer magnetischer Observatorien möglich ist, zwischen ionosphärischen und magnetosphärischen Magnetfeldstörungen zu unterscheiden und bei gemischten Störungen die beiden Anteile - magnetosphärischer und ionosphärischer Anteil - voneinander zu trennen. Die zugrundeliegende Idee war, daß es unterhalb des äquatorialen Elektrojets das ionosphärische Feld eine viel stärkere Variation in Nord-Süd-Richtung aufweist als das magnetosphärische Feld, das in diesem Bereich nahezu homogen und horizontal ist. Durch das zeitlich variable Feld der Störungen (Periode  $T \simeq 1$  h) werden in den leitenden Erdschichten vorwiegend im Ozean Ströme induziert, deren Magnetfeld sich zu dem primären Feld der Störung addiert und eine andere Konfiguration längs der Küste aufweist, je nachdem, ob der primäre Strom, der die Magnetfeldstörung erzeugt, in der Ionosphäre oder Magnetosphäre fließt. Die Vertikalkomponente der Störungen hat bei Fehlen von Induktion, ob es sich nun um ionosphärische oder magnetosphärische Störungen handelt, eine Nullstelle genau unterhalb des Äquators. Durch die Addition des induzierten Feldes zu dem primären Feld der Störung ist es aber möglich, daß die Nullstelle der Vertikalkomponente der Störung ihre Position auf der Küste ändert, und die neue Position verschieden ist, je nachdem ob das primäre Störungsfeld homogen und horizontal (magnetosphärisch) oder inhomogen (ionosphärisch) ist. In der südindischen Küstenstation Anr. ca. 250 km nördlich des magnetischen Äquators zeigt sich diese Situation sehr klar, da Anr., wie wir aus dem Studium der Magnetogramme

schließen, sich auf der Position befindet, an der die Nullstelle der Z-Komponente der ionosphärischen Störungen infolge der Induktion angelangt ist. Man beobachtet nämlich in den Magnetogrammen von Anr. am Tage sowohl Störungen mit  $Z/H \neq 0$  als auch solche mit  $Z/H = 0$ , während sämtliche Störungen in der Nacht immer ein  $Z/H \neq 0$  aufweisen. Da in der Nacht aufgrund der geringeren ionosphärischen Leitfähigkeit bei - im Vergleich zum Tage gleichbleibenden nur Richtung wechselnden ionosphärischen elektrischen Feldern - die ionosphärischen Ströme ein Magnetfeld am Boden von maximal  $1 - 2 \gamma$  erwarten lassen, ist zu schließen, daß die Nachtstörungen rein magnetosphärische Störungen sind. Andererseits ist aus der Tatsache, daß Störungen mit  $Z/H = 0$  nur am Tage, aber nie in der Nacht in Anr. beobachtet werden, zu schließen, daß die Störungen mit  $Z/H = 0$  rein ionosphärische Störungen sind. (Da sie erstens relativ oft und zweitens in Zügen, d. h. mehrere Störungen mit  $Z/H = 0$  hintereinander auftreten, ist es sehr unwahrscheinlich, daß ihre Z-Komponente aus einem ionosphärischen und einem magnetosphärischen Z-Anteil in der Weise aufgebaut ist, daß sich über mehrere Stunden und an vielen Tagen im Jahr  $\frac{Z_{\text{ion}} + Z_{\text{magn}}}{H_{\text{ion}} + H_{\text{magn}}} = 0$  ergibt.)

Ein Vergleich mit anderen Stationen, die sich außerhalb der äquatorialen Zone, wie die Station Tashkent, befinden, zeigt dazu, daß die Verstärkung in H, die bei rein ionosphärischen Störungen für Stationen unterhalb des Elektrojets wegen der dort erhöhten Cowling-Leitfähigkeit zu erwarten ist, gerade bei den Z-Null-Störungen am größten ist. Das ist ebenfalls in dem Sinn zu interpretieren, daß die Z-Null-Störungen zumindest den kleinsten (wenn überhaupt) magnetosphärischen An-

teil von allen anderen Störungen mit  $Z/H \neq 0$  in Anr. haben müssen, da das magnetosphärische Feld über die Distanz Anr. - Tashkent nicht sehr viel ändert.

Die anderen Störungen in Anr., die am Tage auftreten und  $Z/H \neq 0$  zeigen, müssen danach aufgebaut sein aus einem ionosphärischen H und einem magnetosphärischen H - zusammen mit ihren induzierten Anteilen - sowie aus einem magnetosphärisch induzierten Z.

Das Verhältnis  $Z/H$  ist bei allen Störungen in Anr.  $\geq 0$ . Ohne Induktion ist aber dieses Verhältnis bei jeder um den Äquator symmetrischen Feldkonfiguration in Anr.'s Position negativ. Daraus läßt sich schließen, daß sich die Nullstelle des magnetosphärisch induzierten Z auf der Küste nördlich von Anr. befindet.

In Trv., eine Station, die sich an der westlichen Seite der Südspitze Indiens ca. 30 km südlich des magnetischen Äquators befindet, sind alle am Tage und in der Nacht auftretenden Störungen in Z sichtbar, wobei das Verhältnis  $Z/H \geq 0$  ist. Die auftretenden großen  $Z/H$ -Verhältnisse deuten ebenfalls auf starke Induktion hin.

In den Verhältnissen  $Z/H$  in Trv. sowie im Verhältnis  $H_{Trv.}/H_{Anr.}$  konnten ebenfalls Unterschiede festgestellt werden, je nachdem ob es sich um Z-Null-Störungen, Nachtstörungen oder Störungen am Tage mit einem Verhältnis  $(Z/H)_{Anr.} \neq 0$  handelte.

Man kann nun eine am Tage auftretende gemischte Störung in ihren ionosphärischen und ihren magnetosphärischen Anteil (bestehend jeweils aus einem primären und einem induzierten

Teil) trennen, wenn man davon ausgeht, daß Nachtstörungen rein magnetosphärisch und Z-Null-Störungen rein ionosphärisch sind und aus einer Anzahl von Nachtstörungen und Z-Null-Störungen gleicher Periode die Mittelwerte bestimmt. Dasselbe läßt sich auch durch Ermittlung der Mittelwerte von  $H_{Trv.}/H_{Anr.}$  bei den verschiedenen Störungstypen erreichen. Ein Vergleich der Ergebnisse aus beiden Methoden gibt dann ein Maß für die Güte des Verfahrens an. Wegen der Streuung der Einzelwerte um den jeweiligen Mittelwert läßt aber die Trennung einer einzelnen Störung kein zuverlässiges Ergebnis erwarten. Viel eher kann man eine vertrauenswürdige Aussage in Form eines Mittelwertes erwarten durch die Auswertung einer großen Anzahl von gemischten Störungen gleicher Periode und gleichen  $H_{ion}/H_{magn}$ -Verhältnisses. Als solche wurden die SSC-Störungen ausgewählt (Periode  $T \lesssim 5$  min), die durch den Zusammenstoß eines verstärkten Sonnenwindes mit der Magnetosphäre entstehen. Die Anwendung unserer Trennungsmethode ergab, daß sowohl in Trv. wie in Anr. mehr als die Hälfte (in Trv. ca. 70 %, in Anr. ca. 60 %) des H-Feldes der SSC-Störungen ionosphärisch ist (primär + induziert). Daraus ist zu schließen, daß die SSC-Störungen nicht nur aus Veränderungen des magnetosphärischen Stromsystems folgen, sondern daß parallel dazu eine erhöhte magnetosphärische Konvektion einhergeht, d. h. quasistatische elektrische Felder, die in der Ionosphäre Ströme treiben.

Die dritte indische Station unterhalb des Elektrojets, Kodai-kanal, das mehr als 150 km weit von jeder Küste und rund 140 km nördlich des magnetischen Äquators liegt, weist ebenfalls auf eine Induktionswirkung hin. Z/H beträgt bei Nachtstörungen

rund 0.5 und ist ebenfalls wie in Anr. bei allen Störungen positiv, also das Gegenteil dessen, was ohne Induktion zu erwarten wäre. Im übrigen lassen sich aber wegen der ungünstigen Maßstäbe von D und Z in Kodaikanals Magnetogrammen keine weitergehenden Untersuchungen anstellen.

Der Verlauf der Z- und D-Komponenten des Elektrojetfeldes selbst (Periode  $T \simeq \frac{1}{2}$  Tag) zeigt ebenfalls sowohl in Anr. wie auch in Trv. Abweichungen vom theoretisch zu erwartenden Verhalten.

Die Z-Null-Störungen zeigen alle Charakteristika der von Nishida (1968a,b) definierten DP-2-Störungen. Sie sind mit Störungen im AE-Index korreliert. Eine Korrelationsuntersuchung mit Störungen in der in hoher magnetischer Breite lokalisierten Station Thule zeigte, daß die Korrelation am besten ist im Sommer und ca. 1 Stunde vor dem Elektrojetmaximum. Wir führen das auf die um diese Jahres- und Tageszeit bessere Beleuchtung der Nordhemisphäre und der damit zusammenhängenden Erhöhung der Leitfähigkeit der unteren Ionosphäre zurück.

Ein Vergleich von Z-Null-Störungen mit Variationen in der Nord-Süd-Komponente des interplanetaren Magnetfeldes deutet auf einen bestehenden Zusammenhang hin, wobei bei den zwei untersuchten Z-Null-Störungstagen die Südkomponente des IMF mit positiven Störungen in Anr., die Nordkomponente des IMF dagegen mit negativen Störungen in Anr. korreliert. Das steht im Widerspruch zu den Ergebnissen von Rastogi und Chandra (1974), die die umgekehrte Korrelation aufgrund einer Untersuchung zwischen der Nord-Süd-Komponente des IMF und ionosphärischen Driftgeschwindigkeiten fanden. Andererseits lassen die von uns untersuchten Beispiele keine solche Deutung zu.

Die von Nishida (1968b, 1973), der ebenfalls eine Korrelation in unserem Sinn zwischen IMF und DP-2-Störungen fand, im übrigen vertretene Meinung von einer Verweilzeit von ca. 15 min der Störungen in der Magnetosphäre läßt sich durch die von uns untersuchten Beispiele nicht bestätigen. Eine Untersuchung, die den Einfluß einer Änderung der Polarität der Nord-Süd-Komponente des IMF auf die ionosphärischen Ströme am Äquator zum Ziel hatte, zeigte, daß bei weitem nicht jede solche Polaritätsänderung eine Z-Null-Störung zur Folge hat.

Ein äquivalentes ionosphärisches Stromsystem für Z-Null-Störungen, welches Aufschluß über die magnetosphärische Konvektion und demzufolge über die Wechselwirkung Sonnenwind-Magnetosphäre zur Zeit des Auftretens von Z-Null-Störungen erlauben würde, ließ sich leider nicht konstruieren. Das lag daran, daß in Stationen hoher magnetischer Breite das Z-Null-Feld durch andere, von ihm nicht zu trennenden Störungen, überlagert wird.

Um die Frage nach der Streichrichtung der die Induktion in Anr. verursachenden Leitfähigkeitsanomalie zu beantworten, wurden aus zwei Störungen Induktionspfeile nach Untiedts Methode (1964) gebildet. Induktionspfeile stehen senkrecht zu den induzierten Strömen, d.h. senkrecht zur Streichrichtung der Anomalie. Die für Anr. gebildeten Induktionspfeile stehen nicht genau senkrecht zur Küste und auch nicht zum Kontinentalshelf, eher senkrecht zur Achse des Kanals zwischen Indien und Sri Lanka, so daß man zwar auf einen Ozeaneffekt schließen darf, nicht aber sicher ist, ob der Ozean allein ausreicht. Die starke Z-Komponente bei Nachtstörungen in Kodaikanal, das im Landinnern liegt, deutet ebenfalls auf eine neben dem Ozean existierende Leitfähigkeitsanomalie hin.

Um den Induktionseffekt des Ozeans auf ionosphärische und magnetosphärische Störungen zu untersuchen, wurde, da ein mathematischer Lösungsweg wegen der Dreidimensionalität des Problems nicht gegeben schien, ein Analogmodell gebaut. Bei der Übertragung der Verhältnisse von der Natur ins Modell muß das Verhältnis räumliche Dimension zu Skintiefe konstant bleiben. Ein um 5 Millionen verkleinerter "Cu-Ozean" und ein dementsprechend schmaler Bandstrom dienten zur Simulation der Induktion durch das ionosphärische Feld. Für den Ozean wurde von der Küste an eine einheitliche Tiefe von 4 km angenommen. Als Periode wurde eine Stunde gewählt.

Es zeigte sich, daß der Ozean allein nicht in der Lage ist, im Falle des "ionosphärischen" Modell-Bandstroms eine Verschiebung der Nullstelle der Z-Komponente zur Anr.'s Position hin zu bewirken. Die zusätzliche Annahme, daß der an sich weniger als 100 m flache Kanal zwischen Indien und Sri Lanka eine ebenso große Leitfähigkeit wie der Ozean besitzt, führt aber zu der gewünschten Verschiebung hin. Die Nullstelle von Z liegt in diesem Modell ca. 40 km südlich von Anr.. Die aufgrund von Spannungsmessungen auf der Unterseite des "Cu-Ozeans" erschlossenen Stromlinien des induzierten Stromsystems weisen darauf hin, daß ein wesentlicher Teil des induzierten Stroms durch den leitfähigen Kanal fließt und dadurch die geänderte Feldgeometrie an der Küste an Anr.'s Seite verursacht. Auf der Westküste Indiens ist in beiden Modellfällen, d. h. ohne und mit leitfähigem Kanal, eine Verschiebung der Z-Nullstelle nach Norden zu beobachten (in dem Modell mit leitfähigem Kanal ist die Verschiebung größer). Durch den Kanal teilt sich der Strom, ein Teil umfließt Sri Lanka längs der Nordküste und ein Teil längs der Südküste.

Dadurch entstehen auf der West- und der Ostküste Sri Lankas weit südlicher des magnetischen Äquators zwei neue Nullstellen in Z.

Ein Modell mit einem ca. dreifach breiteren Bandstrom und leitfähigem Kanal zur annähernden Simulation der Induktion durch magnetosphärische Störungen führte zu einer weiteren Verschiebung der Z-Null-Stellen nach Norden, was zum Erscheinen eines positiven Z/H-Verhältnisses in Anr. führt und somit unsere Hypothese über das Ergebnis der Induktion durch magnetosphärische Störungen in Anr.'s Position erhärtet.

Ein noch wesentlich breiterer Bandstrom zur genauen Simulation des magnetosphärischen Feldverlaufs im betrachteten Gebiet, der in diesem Gebiet ein fast homogenes horizontales Feld erzeugte, brachte kein induziertes Z an der Küste zustande, im Gegensatz zu den Beobachtungen.

Aus den Modellergebnissen insgesamt läßt sich schließen, daß der Ozean allein nicht ausreicht, um die Induktionserscheinungen in den südindischen Stationen zu erklären, so daß auch andere Möglichkeiten in Betracht gezogen werden müssen. Der hypothetische leitfähige Kanal zwischen Indien und Sri Lanka bildet eine dieser Möglichkeiten, reicht aber nicht aus um zu erklären, wie die Z-Komponente in Anr., Trv. und Kod. bei magnetosphärischen Störungen entsteht. Man kann dazu zwei Möglichkeiten heranziehen: entweder wird durch weltweite Induktion in der Erde - auch seitens der Z-Komponente des magnetosphärischen Feldes dort wo sie stark ist - ein Stromsystem im Ozean oder genauer im Ozean und einem als homogen betrachteten Mantel induziert, das am Kontinentalrand durch die Leitfähigkeitsdiskontinuität eine Z-Kom-

ponente entwickelt, oder aber der Untergrund Südindiens besitzt eine anomale Leitfähigkeitsstruktur. Aus dem Kapitel 4.2.1 über Leitfähigkeitsanomalien geht hervor, daß es an vielen Plätzen Unterschiede in der Leitfähigkeit zwischen dem ozeanischen und dem kontinentalen Untergrund vermutet werden. Speziell was Indien betrifft ist zu sagen, daß nach der Kontinentaldrift-Theorie die Zusammensetzung des indischen Subkontinents eine völlig andere als die des Bodens des Indischen Ozeans ist. Es ist also eine Leitfähigkeitsanomalie von viel stärkerem Ausmaß, als durch das Meerwasser allein gegeben, nicht von der Hand zu weisen. Es wäre auch die Frage zu prüfen, ob sich die relative Position von Indien und Sri Lanka im Laufe der Drift immer gleich geblieben ist, d. h. ob sich Sri Lanka homogen an die Kontinentalplatte des Subkontinents anschließt. Zusammenfassend soll betont werden, daß die vorhandenen Daten aus nur drei Stationen keine weiterreichenden Schlüsse erlauben. Zur Konstruktion verbesserter Modelle wäre es deshalb nötig, Sondierungen in Südindien durchzuführen. Es sollte auch untersucht werden, ob die durch die Messungen an dem Modell mit dem hypothetischen leitfähigen Kanal zwischen Indien und Sri Lanka vorhergesagten Nullstellen an Sri Lankas Küsten sowie die Nullstelle an der Westküste Indiens weiter nördlich des magnetischen Äquators tatsächlich aufzufinden sind. Mit dem Start des geostationären Satelliten ATS-6, der ein Magnetometer an Bord haben wird, wird auch bald unser Kriterium zur Unterscheidung von Störungen in rein ionosphärische, rein magnetosphärische und gemischte überprüfbar sein.

Schließlich könnte diese Arbeit als Anregung dienen, auch an anderen Stellen der Welt in der Nähe des magnetischen Äquators und von Leitfähigkeitsanomalien nach Nullstellen der Z-Komponente bei reinen ionosphärischen bzw. reinen magnetosphärischen Störungen zu suchen, dort Magnetometer zu installieren und so eine bequeme Handhabe zur Trennung der beiden Anteile zu haben. Insbesondere könnte man etwa 100 km nördlich von Annamalainagar die Stelle suchen, wo bei den magnetosphärischen Störungen in der Nacht  $\Delta Z = 0$  wird und damit rein magnetosphärische Störungen auch am Tag leicht erkennbar machen.

9. ANHANG

<u>Station</u>	<u>Abkürzung</u>
Alert	At
Alibag	Al
Annamalainagar	Anr
Boulder.	Bo
Cape Chelyuskin	CC
College	C
Dixon Island	D
Fort Churchill	FC
Fredericksburg	F
Godhavn	G
Heiss Island	Hs
Honolulu	Ho
Huancayo	Hu
Hyderabad	Hy
Irkutsk	I
Kakioka	Ka
Kiruna	K
Kodaikanal	Köd
Leivrogur	Lg
Lerwick	L
Mould Bay	MB
Murmansk	M
Niemegk	N
Paramaribo	P
Sverdlovsk	S
Tashkent	Ta
Thule	Th
Trivandrum	Trv
Tucson	Tu
Yuzhno Sakhalinsk	YS

LITERATURVERZEICHNIS

- Akasofu, S. I.: (1974) The aurora and the magnetosphere: The Chapman Memorial Lecture  
Planet. Space Sci. Vol. 22, 885 - 923
- Akasofu, S. I. and Chapman, S.: (1972) Solar Terrestrial Physics  
Clarendon Press Oxford
- Akasofu, S. I. and Snyder, A. L.: (1972) Comments on the growth phase of magnetospheric substorms  
J. Geophys. Res. 77, 6275
- Akasofu, S. I., Yasuhara, F., Kawasaki, K.: (1973) A note on the DP-2 variation  
Planet. Space Sci. 21, 2232 - 2239
- Ashour, A. A.: (1950) The induction of electric currents in a uniform circular disk  
Q. J. Mech. Appl. Math. 3 -119
- Axford, W. I.: (1964) Viscous interaction between the solar wind and the earth's magnetosphere  
Planet. Space Sci. 12, 45 - 54
- Balsley, B. B.: (1973) Electric fields in the equatorial ionosphere: A review of techniques and measurements  
J. Atmos. Terr. Phys. 35, 1035 - 1044
- Brice, N. M.: (1967) Bulk motion of the magnetosphere  
J. Geophys. Res. 72, 5193 - 5211
- Bullard, E. C. and Parker, R. L.: (1970) Electromagnetic induction in the oceans  
A. E. Maxwell (Editor), The Sea, 4, Kapitel 8  
Wiley, New York, N. Y.

- Chapman, S.: (1951) The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere  
Arch. Met. Geophys. Bioklim. Sér. A 4, 368 - 390
- Chapman, S. and Raja Rao, K. S.: (1965) The H and Z variations along and near the equatorial electrojet in India, Africa and the Pacific  
J. Atmos. Terr. Phys. 27, 559 - 589
- Davis, T. N. et al.: (1967) A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers  
J. Geophys. Res. 72, 1845 - 1861
- Dungey, J. W.: (1953) Conditions for the occurrence of electrical discharges in astrophysical systems  
Phil. Mag. 44, 725 - 738
- Dungey, J. W.: (1958) Cosmic electrodynamics, 132 - 152  
Cambridge University Press
- Dungey, J. W.: (1961) Interplanetary magnetic field and the auroral zones  
Phys. Rev. Lett. 6, 47 - 48
- Dungey, J. W.: (1963) Geophysics: The earth's environment  
C. De Witt, J. Hieblot, and A. Lebeau (Editors)  
Gordon and Breach, New York, N. Y., 526 - 537
- Edwards, R. N. et al.: (1971) Geomagnetic variations in the British Isles  
Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 270:  
289
- Everett, J. E. and Hyndman, E. D.: (1967) Geomagnetic variations and electrical conductivity structure in southwestern Australia  
Phys. Earth Planet. Inter. 1, 24 - 34

- Feldstein, Y. I. Zaitsev, A. N.: (1967) Magnetic field variations at high latitudes on quiet days in summer during IGY  
Geomagn. Aeron. 7, 160
- Frank, L. A.: (1967) On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms  
J. Geophys. Res. 72, 3753 - 3767
- Heissler, V. und Hake, G.: (1970) Kartographie I  
Sammlung Göschen Band 30, 30a, 30 b, Berlin  
106
- Jones, F. W.: (1973) Induction in laterally non-uniform conductors: Theory and numerical models  
Phys. Earth Planet. Inter. 7, 282 - 293
- Kamiyama, H.: (1965) Nocturnal electrical conductivity of the equatorial ionosphere  
Rep. Ionosph. Space Res., Japan 19  
359 - 363
- Kawasaki, K. and Akasofu, S. I.: (1972) Geomagnetic disturbances in the polar cap:  $S_q^P$  and DP-2  
Planet. Space Sci. 20, 1163 - 1172
- Kawasaki, K. and Akasofu, S. I.: (1973) A possible current system associated with the  $S_q^P$  variation  
Planet. Space Sci. 21, 329 - 337
- Kertz, W.: (1969) Einführung in die Geophysik Band I  
Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich
- Lahiri, B. N. and Price, A. T.: (1939) Electromagnetic induction in non-uniform conductors, and the determination of the conductivity of the earth from terrestrial magnetic variations  
Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 237: 509 - 540

- Lin, C.-A., Young, D. T. and Wolf, R. A.: (1973) Magnetospheric plasma motion during a sudden commencement  
Planet. Space Sci. 21, 1713 - 1729
- Matsushita, S. and Balsley, B. B.: (1972) A question of DP-2  
Planet. Space Sci. 20, 1259 - 1267
- Matsushita, S. and Balsley, B. B.: (1973) Comments on Nishida's reply  
Planet. Space Sci. 21, 1260 - 1261
- Meyer, J.: (1968) Über die Richtungsveränderlichkeit des geomagnetischen Induktionspfeiles bei endlicher Leitfähigkeit  
Z. Geophys. 34, 195 - 221
- Nishida, A.: (1968a) Geomagnetic DP-2 variations and associated magnetospheric phenomena  
J. Geophys. Res. 73, 1795 - 1803
- Nishida, A.: (1968b) Coherence of geomagnetic DP-2 fluctuations with interplanetary magnetic variation  
J. Geophys. Res. 73, 5549 - 5559
- Nishida, A.: (1971a) DP-2 and polar substorm  
Planet. Space Sci. 19, 205 - 221
- Nishida, A.: (1971b) Interplanetary origin of electric fields in the magnetosphere  
Cosmic Electrodynamics 2, 350 - 374
- Nishida, A.: (1973) Reply to "A question of DP-2" by S. Matsushita and B. B. Balsley  
Planet. Space Sci. 21, 1255 - 1259
- Onwumechili, A.: (1967) Geomagnetic variations in the equatorial zone  
Physics of Geomagnetic Phenomena I  
Matsushita, S. and Campbell, W. H. (Editors)  
Academic Press, New York

- Onwumechili, A., Kawasaki, K. and Akasofu, S. I.: (1973) Relationship between the equatorial electrojet and polar magnetic variations  
Planet. Space Sci. 21, 1 - 16
- Parkinson, W. D.: (1959) Directions of rapid geomagnetic fluctuations  
Geophys. J. 2 no. 1, 1 - 13
- Parkinson, W. D.: (1964) Conductivity anomalies in Australia and the ocean-effect  
J. Geomagn. Geoelectricity 15, 222 - 226
- Price, A. T.: (1967) Electromagnetic induction within the earth  
Physics of Geomagnetic Phenomena I  
Matsushita, S. and Campbell, W. H. (Editors)  
Academic Press, New York
- Rastogi, R. G. and Chandra, H.: (1974) Interplanetary magnetic field and the equatorial ionosphere  
J. Atmos. Terr. Phys. 36, 377 - 379
- Ratcliffe, J. A.: (1972) An introduction to the ionosphere and magnetosphere  
Cambridge University Press, 69 und 73
- Rikitake, T.: (1966) Electromagnetism and the earth's interior  
Elsevier Publishing Company, Amsterdam - London - New York
- Rikitake, T.: (1973) Global electrical conductivity of the earth  
Phys. Earth Planet. Inter. 7, 245 - 250
- Sanker Narayan, P. V. and Ramanujachary, K. R.: (1971) Determination of the ground location of the magnetic dip equator in India  
Nature, Physical Science 231, 37 - 39

- Schmucker, U.: (1970) Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States  
University of California Press
- Schmucker, U.: (1973) Regional induction studies: A review of methods and results  
Phys. Earth Planet. Inter. 7, 365 - 378
- Schmucker, U. and Jankowski, J.: (1972) Geomagnetic induction studies and the electrical state of the upper mantle  
Tectonophysics 13, 233 - 256
- Schutz, S., Adams, G. J., Mozer, F. S.: (1974) Electric and magnetic fields measured during a sudden impulse  
J. Geophys. Res. 79, 2002 - 2004
- Sckopke, N.: (1974) private Mitteilung
- Shankland, T. J.: (1974) Electrical conduction in rocks and minerals  
Review paper in the second workshop in electromagnetic induction in the earth
- Untiedt, J.: (1964) Über den linearen Zusammenhang zwischen den Komponenten erdmagnetischer Variationen und seine Bedeutung für die erdmagnetische Tiefensondierung  
Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, II. Math.-Phys. Kl., (1), 1 - 24
- Untiedt, J.: (1967) A model of the equatorial electrojet involving meridional currents  
J. Geophys. Res. 72, 5799 - 5810
- Untiedt, J.: (1970) Conductivity anomalies in central and southern Europe  
J. Geomagn. Geoelectricity 22, no. 1 - 2, 131 - 149

Volland, H.: (1972) Erdmagnetische Variationen  
Sterne und Weltraum 8/9, 228 - 232

Zhigalov, L. N.: (1960) Some features of the variation of the  
geomagnetic vertical component in the Arctic  
Ocean, geomagnetic disturbance (IGY Program)  
Acad. Sci. Press, Moscow

## DANKSAGUNG

Dem Präsidenten der Max-Planck-Gesellschaft, Herrn Professor Dr. R. Lüst, danke ich sehr herzlich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Extraterrestrische Physik des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik durchführen zu können.

Herrn Dr. V. Haak vom Institut für Angewandte Geophysik der Universität München möchte ich für viele fruchtbare Diskussionen danken.

Ebenfalls danken möchte ich Herrn Dr. F. Melzner für sein Interesse an der Verwirklichung des experimentellen Teiles dieser Arbeit.

Herr Dr. N. Sckopke war gern bereit, mir Ergebnisse aus seinem Ringstrom-Modell in darstellungsreifer Form zu überlassen, und ich danke ihm sehr dafür.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Haerendel, Direktor am Institut für Extraterrestrische Physik, der die vorliegende Untersuchung anregte und mich durch viele Diskussionen und Ratschläge im Verlauf dieser Arbeit unterstützte.

Herrn Professor Dr. R. Lüst, Herrn Dr. G. Haerendel und Herrn Professor Dr. E. Steindorff vom Institut für Europäisches und Internationales Wirtschaftsrecht an der Universität München gilt auch mein Dank dafür, daß sie, als meine Heimat schwere Zeiten durchmachte, sich für die Verlängerung meines Aufenthaltes in der Bundesrepublik Deutschland einsetzten und so die Verwirklichung dieser Arbeit überhaupt ermöglichten.

