

ZEITSCHRIFT  
FÜR  
**G E O P H Y S I K**

Herausgegeben im Auftrage der

**Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**

von

**W. Dieminger**, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von

*B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart — *K. Jung*, Kiel  
*E. A. Lauter*, Kühlungsborn — *O. Lucke*, Berlin — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München  
*H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 33

1967

Heft 6



**P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G**

SEILER, E. und W. KERTZ: Der polare Elektrojet . . . . .	371
LORCH S.: Messung zeitlicher Wassergehaltsänderungen im Boden . . . . .	403
KAUTZLEBEN, H.: Zur Interpretation des geomagnetischen Hauptfeldes als vektorielles Zufallsfeld . . . . .	415
BORISEVIČ, E. S.: Sowjetische Geräte für die Erdbebenregistrierung . . . . .	425
R. MEISSNER: Vergleiche seismischer Weitwinkelmessungen in der UdSSR und im bayrischen Molassebecken . . . . .	439
Briefe an den Herausgeber: HIERONYMUS, H.: Eine Zweipolschollen-Hypothese der Kontinentverschiebung . . . . .	453
BURKHARDT, H., F. KELLER, G. MÜLLER, O. ROSENBACH und R. VEES: Bemerkungen zur Einsatzmöglichkeit der Magnetband-Refraktionsapparaturen MARS 66 in großen Registrierentfernungen . . . . .	455
Kurzmitteilung: SCHULT, A.: The effect of hydrostatic pressure on the compensation temperature of magnetization in a Li—Cr—ferrite . . . . .	458
Buchbesprechungen . . . . .	462

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang (6 Hefte) 60,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur; etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Berechnung. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)  
 Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:  
 2 Hamburg 13, Binderstraße 22, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotien u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5.  
 Pers. haft. Ges.: Arnulf Liebing und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebing, Würzburg.

Druckerel: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



ZEITSCHRIFT  
FÜR  
**G E O P H Y S I K**

Herausgegeben im Auftrage der

**Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**

von

**W. Dieminger**, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von

*B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart — *K. Jung*, Kiel  
*E. A. Lauter*, Kühlungsborn — *O. Lucke*, Berlin — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München  
*H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 33

1967



**P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G**

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.  
Nachdruck und photomechanische Wiedergabe, auch von Teilen, nicht gestattet.

R. Oldenbourg, Graphische Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1967

## AUTORENVERZEICHNIS

Ahorner, L.	193	Jacoby, W.	163	Roßberg, L.	346
Babuška, V.	289	Jung, K.	319, 214, 369	Roth, R.	370
Baumgartner, A.	369	Kautzleben, H.	415	Schaaf, H.	319
Behnke, C.	215	Keller, F.	455	Scheidegger, A. E.	167
Behrens, J.	131	Keppeler, E.	346	Schmelovsky, K. H.	155
Björnsson, S.	48	Kertz, W.	371	Schreiber, H.	110
Borisevič, E. S.	425	Kirsch, E.	346	Schuch, M.	94
Burkhardt, H.	455	Kirsten, G.	182	Schult, A.	458
Das Gupta, S. P.	1	La Riva, C. de	188	Seiler, E.	371
Datta, B. K.	80	Lorch, S.	287, 403	Stilke, G.	147
Diem, M.	213	Mayer-Rosa, D.	214	Strebel, O.	33
Dürbaum, H.	368	Meißner, R.	439	Suchy, K.	211
Emter, D.	370	Menzel, H.	200	Thyssen, F.	65
Felske, D.	155	Möller, F.	292	Thyssen-Bornemisza, S.	143
Fengler, G.	294	Mörl, P.	346	Treumann, R.	285
Frölich, F.	182	Mühleisen, R.	273	Vees, R.	455
Gebrande, H.	297	Müller, G.	455	Vollstädt, H.	182
Giese, P.	215	Musmann, G.	346	Wagner, F. Ch.	262
Giesel, W.	9	Paul, A. K.	368	Wanke, R.	94
Hartmann, O.	145	Prodehl, C.	215	Weigel, W.	131
Henzel, N.	33	Pros, Z.	289	Wienert, K.	210
Hieronymus, H.	453	Raschke, E.	146	Zedler, P.	213
Höschele, K.	212	Rosenbach, O.	455		
Israël, H.	48, 188, 362	Roßbach, A.	346		

## SACHVERZEICHNIS

### I. Physik der festen Erde

*S. P. Das Gupta:* Effect of Low Velocity Layer in Earthquakes. 1

*B. K. Datta:* Das Spektrum seismischer Wellen bei der Reflexion an einer Übergangsschicht. 80

*A. E. Scheidegger:* The Tectonic Stress in the Vicinity of the Alps. 167

*L. Ahorner:* Einige Bemerkungen zum Aufbau der Erdkruste in West-Deutschland auf Grund von Nahbeben-Untersuchungen. 193

*G. Gutdeutsch u. H. Menzel:* Bemerkungen zur sogenannten 2-dimensionalen Theorie der Modellseismik. 200

*P. Giese, C. Prodehl u. C. Behnke:* Ergebnisse refraktionsseismischer Messungen 1965 zwischen dem Französischen Zentralmassiv und den Westalpen. 215

*H. Gebrande:* Der Einfluß von Phasenumwandlungen auf Konvektionsströme im Erdmantel. 297

*K. Jung u. H. Schaaf:* Gravimetermessungen im Nördlinger Ries und seiner Umgebung, Abschätzung der gesamten Defizitmasse. 319

*R. Meissner:* Vergleiche seismischer Weitwinkelmessungen in der UdSSR und im bayrischen Molassebecken. 439

*H. Hieronymus*: Eine Zweipolschollen-Hypothese der Kontinentverschiebung. 453

## II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

*H. Schreiber*: Ein analytischer Weg zur Bestimmung der Elektronendichte in der Magnetosphäre aus Whistler-Daten. 110

*G. Kirsten, H. Vollstädt u. F. Frölich*: Applications of the Neutron Diffraction Method to Decide Self Reversal and other Petrological Problems. 182

*F. Ch. Wagner*: Die Stabilität einiger Serpentinproben aus Granulitgebirge von Sachsen. 262

*R. Mühleisen*: Über atlantische und tropische Gewitter. 273

*R. Treumann*: Induktionspfeile über ideal horizontalen Schichtungen. 285

*H. Israël*: Bemerkungen zum Begriff der „luftelektrisch ungestörten“ Zeiten. 362

*E. Seiler u. W. Kertz*: Der polare Elektrojet. 371

*H. Kautzleben*: Zur Interpretation des geomagnetischen Hauptfeldes als vektorielles Zufallsfeld. 415

*A. Schult*: The effect of hydrostatic pressure on the compensation temperature of magnetization in a Li-Cr-ferrite. 458

## III. Physik der Atmosphäre

*G. Stilke*: Registrierung von Luftdruckwellen im Subschallgebiet. 147

*K. H. Schmelovsky u. D. Felske*: Results from multifrequency observations of electron density with S 66 satellite. 155

*H. Israël u. C. de La Riva*: Atmosphärische Radioaktivität und Austausch. 188

*E. Keppler, E. Kirsch, P. Mörl, G. Musmann, A. Roßbach u. L. Roßberg*: Raketenexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern. 346

## VI. Angewandte Geophysik

*W. Giesel*: Geschwindigkeiten elastischer Wellen und Wärmeleitfähigkeit im Steinsalz. 9

*N. Henzel u. O. Strelbel*: Modelluntersuchungen über die Tiefenverlagerung von Fallout in verschiedenen Böden. 33

*H. Israël u. S. B. Björnsson*: Radon ( $Rn^{222}$ ) and Thoron ( $Rn^{220}$ ) in soil air over Faults. 48

*F. Thyssen*: Die Temperaturabhängigkeit der P-Wellengeschwindigkeit in Gletschern und Inlandeisen. 65

*M. Schuch u. R. Wanke*: Strömungsspannungen in einigen Torf- und Sandproben. 94

*J. Behrens u. W. Weigel*: Bemerkungen zu Blubberbeobachtungen bei sprengseismischen Messungen auf See. 131

*S. Thyssen-Bornemisza*: Mit einem See-gravimeter bestimmte Horizontalgradienten. 143

*W. Jacoby*: Zur Berechnung der Schwerewirkung beliebig geformter dreidimensionaler Massen mit digitalen Rechenmaschinen. 163

*S. Lorich*: Messung zeitlicher Wasserhaltsänderungen im Boden. 403

## V. Instrumentelles

*S. Lorich*: Ein Gerät zur Messung der Geschwindigkeit (Betrag und Richtung) des Grundwassers in einem Bohrloch. 287

*Z. Pros u. V. Babuška*: A Method for Investigating the Elastic Anisotropy on Spherical Rock Samples. 289

*E. S. Borisevič*: Sowjetische Geräte für die Erdbebenregistrierung. 425

*H. Burkhardt, F. Keller, G. Müller, O. Rosenbach u. R. Vees:* Bemerkungen zur Einsatzmöglichkeit der Magnetband-Refraktionsapparaturen MARS 66 in großen Registrierentfernungen 455

## VI. Sonstiges

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis in „Zeitschrift für Geophysik“, Jg. 32, Heft 5/6. 64

Ergänzung zum Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 145

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 206

Kurzmitteilung für die Zeitschrift für Geophysik. 209

Tagung im Jahre 1968. 295

Call for Papers. 296

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 364

## VII. Buchbesprechungen

Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, Band V, Heft 1 (O. Hartmann). 145

*F. Bernhardt u. H. Philipps:* Angenäherte Berechnungen der vertikalen, langwelligen Strahlungsströme  $G$  und  $U$  in Abhängigkeit von einer vorgegebenen Feuchteverteilung, einer vorgegebenen vertikalen Kohlensäureverteilung und einer vorgegebenen vertikalen Temperaturverteilung (E. Raschke). 146

*K. Y. Kondrat'yev:* Radiation Heat Exchange in the Atmosphere (E. Raschke). 146

Annals of the International Geophysical Year, Vol. XXXVI (K. Wienert). 210

*W. Krauss:* Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie. Band II: Interne Wellen (K. Suchy). 210

*H. Israël:* Probleme der Gewitterforschung. I. Das Gewitter in heutiger Sicht (K. Höschele). 211

*A. Raeuber u. K. H. Engel:* Untersuchungen über den Verlauf der Massenzunahme bei Kartoffeln (Sol. tuberosum L.) in Abhängigkeit von Umwelt- und Erbguteinflüssen (K. Höschele). 212

*G. Flemming:* Das Klima an Waldbestandsrändern (K. Höschele). 212

Soviet Antarctic Expedition. Information Bulletin, Vol III (M. Diem). 213

*R. Bowen:* Paleotemperature Analysis (P. Zedler). 213

*H. Zenker:* Untersuchungen über Klima und Bioklima des Tals von Bad Berka (P. Zedler). 213

Earth Science and Meteoritics. Dedicated to F. G. Houtermans on his sixtieth birthday (K. Jung). 214

*D. H. Griffiths u. R. F. King:* Applied Geophysics (D. Mayer-Rosa). 214

Advances in Geophysics. Herausgegeben von H. E. Landsberg u. J. V. Miegheem (F. Möller). 292

Progress in Radio Science 1960—1963. Vol. 2, Radio and Troposphere (G. Fengler). 294

Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere. Hrg. J. Frihagen (A. K. Paul). 368

*H. Karbaum:* Anwendungsmöglichkeiten und Probleme des Salzverdünnungsverfahrens zur Abflußermittlung (H. Dürbaum). 368

*J. P. Bruce* u. *R. H. Clark*: Introduction to Hydrometeorology (A. Baumgartner). 369

*E. L. Krinov*: Giant Meteorites (K. Jung). 369

*W. Hering*: Untersuchungen über den Streufehler der Messungen mit Radio-sonde — Modell Freiberg (R. Roth). 370

*R. Meinhold*: Geophysikalische Meßverfahren in Bohrungen (D. Emter). 370

*B. Saltzman*: Theory of Thermal Convection (R. Roth). 462

*L. P. Smith*: Weather Studies (H. Schwentek). 462

*A. S. Ritchie*: Chromatography in Geology (H. Schwentek). 463

„METEOR“ Forschungsergebnisse, Reihe A, Nr. 2. Hrg. Deutsche Forschungsgemeinschaft (W. Dieminger). 463

*P. Melchior*: The Earth Tides (K. Jung). 464

*G. Genschel*: Über modellseismische Fallversuche, Fallwerks- und Sprengerschütterungen. Veröffentlichungen des Instituts für Geodynamik Jena, Heft 4 (R. Schick). 464

*F. Seyfert*: Ein Beitrag zur Prognose phänologischer Daten (H. Schwentek). 465

*Th. Schwenk*: Bewegungsformen des Wassers (H. Schwentek). 465

# Der polare Elektrojet

Von E. SEILER und W. KERTZ, Braunschweig<sup>1)</sup>

Eingegangen am 23. Juli 1967

*Zusammenfassung:* Der polare Elektrojet (PEJ) ist der stark gebündelte Teil des polaren magnetischen Elementar- oder Teilsturmes auf der Nachtseite der Polarlichtzone. Es werden Modellstromsysteme für den PEJ beschrieben. Es besteht eine große Ähnlichkeit im zeitlichen und räumlichen Verlauf zwischen Polarlichtsturm und polaren magnetischen Teilsturm. Das deutet auf gleiche Entstehungsursache beider Erscheinungen durch zeitweise stark erhöhten Teilcheneinfall in der Polarlichtzone hin. Ergebnisse direkter und indirekter Beobachtungen dieser Ereignisse werden zusammengestellt. Es wird gezeigt, inwieweit Theorien diese Vorgänge und die damit verbundene Entstehung von Stromsystemen zu erklären vermögen.

*Summary:* The polar electrojet (PEJ) is the strongly concentrated part of the polar magnetic substorm on the night side of the auroral zone. Model current systems for this phenomenon are described. The development of a polar magnetic substorm in space and time is very similar to that of an auroral substorm. This points to the same cause of origin for both phenomena, namely to strongly enhanced precipitation of particles in the auroral zone. Results of both direct and indirect observations of these events are described. Some possibilities to explain these phenomena theoretically are reviewed.

## Einleitung

Die *Polarlichtzonen*, die Gebiete größter Polarlichthäufigkeit, umgeben im Abstand von etwa  $23^\circ$  die geomagnetischen Pole. Neben dem Polarlicht waren es Magnetfeldvariationen, die vor mehr als 200 Jahren auf eine Sonderstellung der Polarlichtzonen gegenüber anderen Breiten hindeuteten. Unter den magnetischen Registrierungen fällt eine typische, häufig wiederkehrende besonders auf, deren Verlauf an eine Küstenlandschaft mit einer Bucht auf geographischen Karten erinnert und deshalb magnetische *Baystörung* oder kurz Bay genannt wird. Baystörungen erfassen immer ein ausgedehntes Gebiet auf der Erdoberfläche, welches die Polarlichtzone oder ein Stück derselben enthält. Die Form der Störung hängt dabei in charakteristischer Weise vom Ort ab. Diese gesamte Erscheinung nennt man *polaren magnetischen Elementarsturm* oder, falls sie im Verlauf eines magnetischen Sturmes auftritt, *polaren magnetischen Teilsturm*. Erzeugt werden die magnetischen Baystörungen durch ein ionosphärisches Stromsystem, das auf der Nachtseite in der Polarlichtzone eine besonders enge Strombündelung enthält. Diese Strombündelung oder auch das gesamte damit zusammenhängende Stromsystem nennt man den *polaren Elektrojet* (PEJ).

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Phys. EBERHARD SEILER, Prof. Dr. WALTER KERTZ, Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Hochschule Braunschweig, 33 Braunschweig, Mendelsohnstr. 1.

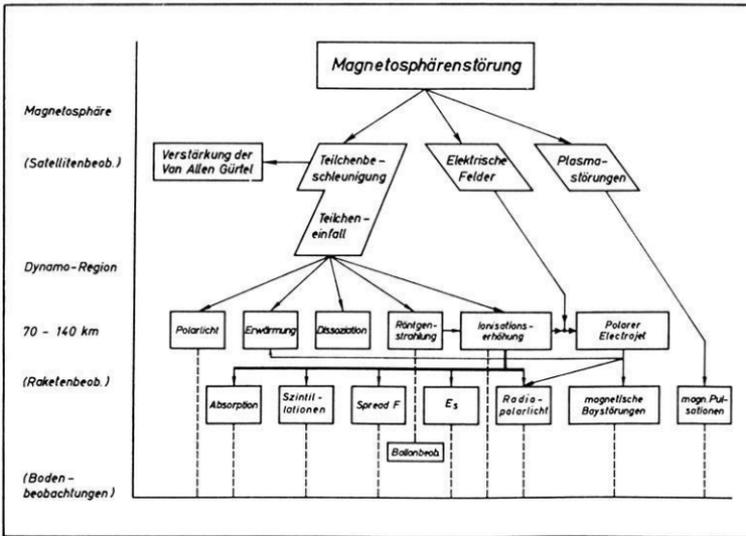


Abb. 1: Schematische Darstellung der Folgen einer Magnetosphärenstörung in Magnetosphäre u. Ionosphäre. Einteilung nach Boden-, Raketen- u. Satellitenbeobachtungen.

Schematic representation of the consequences of a magnetospheric disturbance in the magnetosphere and ionosphere. Classification according to ground-, rocket- and satellite-measurements.

Neben Polarlicht und PEJ gibt es eine Reihe weiterer für die Polarlichtzone typischer Erscheinungen. In Abb. 1 sind die wichtigsten aufgezählt. Die schematische Darstellung soll grob veranschaulichen, in welchen Rahmen die bisherigen Beobachtungen nach Beobachtungsort und vermutlichem inneren Zusammenhang eingeordnet werden können. Ausgelöst werden die meisten Ereignisse durch erhöhten Teilcheneinfall in die Atmosphäre. Welche Prozesse für die Teilchenbeschleunigung verantwortlich sind, ist noch nicht mit Sicherheit geklärt (vgl. Ziff. 5). Im Augenblick genügt die Annahme einer durch den solaren Wind erzeugten Magnetosphärenstörung, die ihrerseits eine Teilchenbeschleunigung zur Folge hat. Von den beschleunigten Partikeln fällt nur ein Teil in die Atmosphäre ein, die anderen bewirken eine Verstärkung der VAN ALLEN-Gürtel. Beim Einfall in die Atmosphäre verlieren die Teilchen den weitaus größten Teil ihrer Energie durch Ionisation, und nur etwa jeder 50. Stoß führt zur Emission eines Lichtquants. 5–10 Prozent der Energie bewirken eine Aufheizung der Atmosphäre, und etwa 0,1 Prozent werden in Röntgenbremsstrahlungsenergie umgesetzt. Die Ionisationserhöhung bewirkt eine Reihe weiterer physikalischer Effekte, wie z. B. die erhöhte Absorption kosmischer Radiostrahlung. Sie reicht aber allein nicht aus, um z. B. spezielle Erscheinungsformen sporadischer E-Schichten zu erklären. Aus diesem Grund sollen die eingezeichneten Pfeile nur andeuten, was zur Erklärung ver-

schiedener Erscheinungen notwendig ist. Im folgenden soll auf einen Teil der hier dargestellten Phänomene näher eingegangen werden. Dabei steht der PEJ im Mittelpunkt. Andere Erscheinungen wurden deshalb in die Darstellung eingeschlossen, weil sie wertvolle ergänzende Informationen, z. B. über Art und Weise des Teilcheneinfalls und Bewegungen des Stromsystems, geben. Außerdem müssen von Theorien des PEJ die wichtigsten Begleiterscheinungen mit erklärt werden können.

## 1. Der polare Elektrojet

Auswertungen von Magnetfeldbeobachtungen aus dem Internationalen Geophysikalischen Jahr durch AKASOFU, CHAPMAN und MENG [1965] führten zu einer von älteren Vorstellungen über den PEJ abweichenden Auffassung. Abb. 2 zeigt ihren Vorschlag des Modellstromsystems für einen starken magnetischen Teilsturm. Danach fließt der PEJ westwärts und bildet ein geschlossenes *Oval* exzentrisch zum geomagnetischen Pol, das die Polarlichtzone ( $67^\circ$  geomagn. Breite) auf der Nachtseite berührt. An der Berührungsstelle fließen die stärksten Ströme.

Der von den Verfassern als „substormoval“ (Elementarsturmoval) bezeichnete Stromring fällt im wesentlichen mit dem *Polarlichtoval* zusammen. Im Gegensatz zur zeitunabhängigen Polarlichtzone stellt das Polarlichtoval den Bereich des wahrschein-

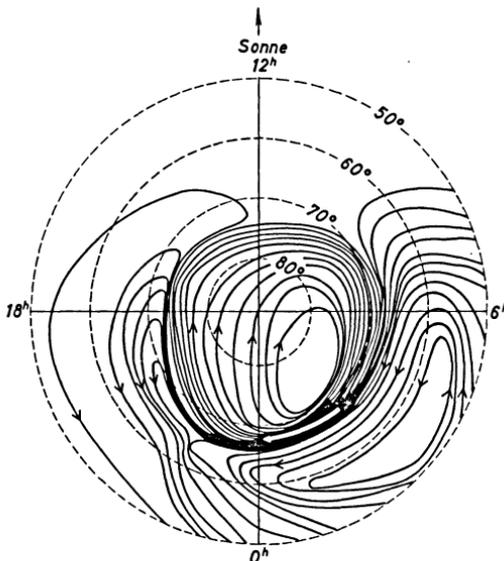


Abb. 2: Modellstromsystem für einen starken polaren magnetischen Teilsturm als Funktion von geomagnetischer Breite und Ortszeit [nach AKASOFU, CHAPMAN und MENG 1965].

Model current system for an intense polar magnetic substorm as a function of geomagnetic latitude and local time.

lichsten Auftretens von Polarlichtern zu einem gegebenen Zeitpunkt dar. Beide Ovale verschoben sich mit zunehmender magnetischer Aktivität zu niedrigeren Breiten.

Abweichend von älteren Vorstellungen ist der von AKASOFU et al. vorgeschlagene PEJ ein nur nach Westen gerichteter Strom. Die ostwärts fließenden Ströme auf der Abendseite sind nach ihrer Auffassung lediglich Rückströme des PEJ und kein ostwärts fließender Elektrojet.

Vor einer weiteren Diskussion dieser Unterschiede soll die Bedeutung einiger Begriffe erklärt werden. Für die Analyse weltweiter geomagnetischer Stürme wählte CHAPMAN [1935] solche mit einem sc (sudden commencement) aus. Die Sturmanfänge waren statistisch über alle Tageszeiten verteilt. Die vom sc an gemessene Zeit wird Sturmzeit (Index st) genannt. Für feste Sturmzeiten, bis 24 Stunden nach dem sc, wurden die einzelnen Magnetfeldkomponenten (H, D und Z) über alle ausgewählten Stürme gemittelt. Auf diese Weise erhielt CHAPMAN die ortszeitunabhängige Sturmzeitvariation  $D_{st}$ .

Zieht man  $D_{st}$  von der Gesamtstörung einer Komponente ab, so verbleibt ein Rest, der lokalzeitliche Störungsungleichheit DS genannt wird (disturbance local time inequality). Bildet man den zeitlichen Mittelwert von DS und subtrahiert den Sq-Gang (lokalzeitliche Variation an magnetisch ruhigen Tagen, von: solar quiet), so erhält man die tägliche Störvariation SD. Die Potentialtheorie erlaubt die Berechnung eines erzeugenden äquivalenten Stromsystems im Ionosphärenniveau zu jeder auf der Erdoberfläche beobachteten Magnetfeldstörung. Abb. 3 zeigt diese von CHAPMAN aus dem Mittel 40 magnetischer Stürme zur Zeit maximaler Entwicklungsphase berechneten Stromsysteme für  $D_{st}$  und SD. Die stark konzentrierten Ströme des SD-Systems in der Polarlichtzone nannte CHAPMAN polare Elektrojets. Sie fließen symmetrisch zum Mittag-Mitternachtsmeridian, und ihre Rückströme schließen sich über die Polkappe und über mittlere und niedrige Breiten. Überlagert man die äquivalenten Stromsysteme für SD und  $D_{st}$ , so ergibt sich die Stromverteilung für D. Man erkennt das Vorherrschen von  $D_{st}$  in niedrigen und mittleren Breiten. In der Polarlichtzone erscheinen die Elektrojets modifiziert, der ostwärts fließende ist in Intensität und Ausdehnung geringer als der westwärts fließende. Um keine Verwirrungen zu stiften, muß man deutlich zwischen den äquivalenten und den tatsächlichen Stromsystemen unterscheiden: Für die Erzeugung von  $D_{st}$  wird im allgemeinen ein Ringstrom in der Magnetosphäre mit einem Radius von mehreren Erdradien angenommen. Dagegen vermutet man in den polaren Elektrojets und ihren Rückströmen in der Ionosphäre die Ursache für das SD-Feld. Bei der Ableitung eines Modellstromsystems für den PEJ muß man daher versuchen, den Einfluß der  $D_{st}$ -Störung zu eliminieren. FUKUSHIMA [1953] unterteilte deshalb den Störungsanteil starker Bays in einen polaren  $D_p$  und einen nicht-polaren, durch einen idealisierten äquatorialen Ringstrom verursachten Anteil  $D_w$ . Dabei ist  $D_p$  definiert als die Abweichung von der geraden Linie, die Anfang und Ende einer einzelnen individuellen Störung verbindet. Auf dieser Grundlage konnte er zwei unterschiedliche Gruppen von  $D_p$ -Störungen unterscheiden: Für die eine glich das äquivalente Stromsystem etwa dem SD-System nach CHAPMAN, für die andere

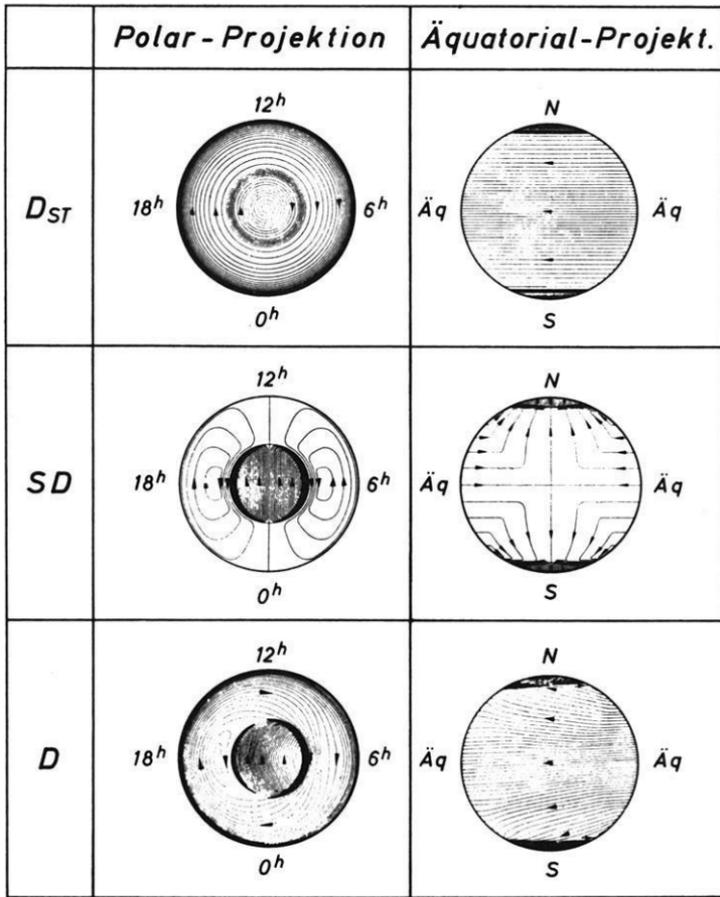


Abb. 3: Stromsysteme für  $D_{st}$ ,  $SD$  und  $D = D_{st} + SD$  unter der vereinfachenden Annahme, daß geographische und geomagnetische Achse zusammenfallen. Höhe des Stromsystems 100 km über der Erdoberfläche. Zwischen zwei Stromlinien fließen jeweils 10000 A [nach CHAPMAN 1935].

Current systems for  $D_{st}$ ,  $SD$  and  $D = D_{st} + SD$  under the simplifying assumption that geographical and geomagnetical axis are identical. Altitude of the current system 100 km above the earth. 10000 Amperes flow between successive current-lines.

war der ostwärts gerichtete PEJ sehr schwach oder gar nicht vorhanden, d. h. die Verhältnisse lagen ähnlich wie bei dem Modell von AKASOFU et al.

Allerdings wird bei AKASOFU et al. nicht klar zwischen äquivalenten Stromsystemen und dem tatsächlichen PEJ unterschieden. Es bleibt fraglich, ob nicht doch im Abendsektor etwa zwischen 18 und 22 Uhr und etwa  $65^\circ$  geomagnetischer Breite ein schwacher ostwärts fließender PEJ zum Vorschein käme, wenn man den Ringstromeffekt abziehen würde. Antwort auf die Frage, ob es nur einen westwärts fließenden, oder außerdem noch einen ostwärts fließenden PEJ gibt, kann das Vorzeichen von Baystörungen in der H-Komponente in mittleren und niedrigen Breiten geben. Da die Rückströme eines westwärts fließenden Jets östlicher Richtung sind, müssen die von ihnen erzeugten Änderungen der Horizontalkomponente  $\Delta H$  positiv sein. Nach Auffassung von AKASOFU et al. sollte man dies in mittleren und niedrigen Breiten über fast alle Längengrade erwarten. Beobachtete negative Bays im Nachmittagssektor sollen durch das gleichzeitige Anwachsen eines asymmetrischen Ringstromes verursacht sein, der die positiven Bays niedriger Breite überdeckt und sogar in negative übergehen läßt. Dies wurde allerdings nur einmal für ein Zeitintervall gezeigt. AKASOFU und CHAPMAN [1964] versuchen mit diesem Ringstrom, der teils in der Ionosphäre, teils in der Magnetosphäre fließen soll, die Asymmetrie des D-Feldes mittlerer und niedriger Breiten zu erklären, die unter magnetisch ziemlich ruhigen Bedingungen in der Polarlichtzone existieren kann. Nach ihrer Auffassung reicht in diesen Fällen das DS-Stromsystem nicht aus, um die beobachteten Asymmetrien zu erklären. Allerdings wird von AKASOFU et al. das zeitweise Auftreten eines ostwärts fließenden Jets nicht gänzlich ausgeschlossen. Denn nach ihrem Modell müßte, falls man in der Polarlichtzone eine positive Bay registriert, immer eine stärkere negative in etwas höheren Breiten zu beobachten sein. Außerdem sollte die Amplitude positiver Baystörungen deutlich geringer als die negativer sein, da sie durch die sehr viel schwächer konzentrierten Rückströme erzeugt werden. Dagegen sprechen Ergebnisse von DAVIS und SUGIURA [1966], die zu Zeiten starker negativer Bays für andere Polarlichtzonenstationen zwar positive Bays geringerer aber durchaus vergleichbarer Amplitude gefunden haben.

Das Modell von AKASOFU et al., das für starke negative Baystörungen abgeleitet wurde, kann nicht ohne weiteres verallgemeinert werden. Die Schwierigkeiten bei der Ableitung eines Stromsystems für den PEJ aus Bodenregistrierungen des Magnetfeldes liegen in der Unsicherheit der Trennung des Anteils ionosphärischer Ströme von anderen Feldern, z. B. durch den Ringstrom erzeugten. Aus diesem Grunde kommt man nicht allein mit der Analyse der Registrierungen des Magnetfeldes in der Polarlichtzone aus. Wünschenswert wäre eine Unterteilung der Ereignisse nach dem Grad der magnetischen Aktivität, da eine Änderung des Stromsystems mit der magnetischen Aktivität wahrscheinlich ist.

Der PEJ ist in den meisten Fällen nur ein Teil einer starken Ionosphärenstörung in der Polarlichtzone. Ein Grund für sein Fließen liegt vermutlich in der starken Erhöhung der Leitfähigkeit durch einfallende Teilchen. Diese Teilchen sind auch für die

Anregung von Polarlichtern verantwortlich. Deshalb soll im folgenden Abschnitt kurz auf die Dynamik der Polarlichter eingegangen werden, denn die sogenannten Polarlichtstürme treten gleichzeitig mit dem PEJ auf.

## 2. Der Polarlichtsturm

Aktive Polarlichter sind die einzigen sichtbaren natürlichen Erscheinungen, die großräumige Bewegungen in der hohen Atmosphäre erkennen lassen. Aufnahmen mit weit über die Polarlichtzone verteilten Himmelskameras (all sky cameras) erlauben das Studium der Bewegungsvorgänge von Polarlichtern. Ergebnisse von AKASOFU [1965] und AKASOFU, KIMBAL und MENG [1965a, b; 1966a, b, c, d] zeigen, daß Polarlichtsysteme wiederholt Expansionen und Kompressionen erleiden, deren Ausmaße weit über das Gesichtsfeld einer einzelnen Bodenstation hinausgehen. Solche großräumigen Polarlichtbewegungen erscheinen als einzelne Ereignisse, die *Polarlichtstürme* (auroral substorms) genannt werden. Sie haben ähnlich wie die polaren magnetischen Elementar- oder Teilstürme eine Lebensdauer von ein bis vier Stunden.

Der Ablauf erfolgt in zwei Phasen. Die Ausgangslage ist unterschiedlich für magnetisch gestörte und magnetisch ruhige Vorbedingungen. In einer gestörten Zeit liegen im Mitternachtssektor entlang der Polarlichtzone im allgemeinen homogene Bögen parallel zu den geomagnetischen Breitenkreisen, während die Bögen in der Polkappe (geomagnetische Breite größer als  $80^\circ$ ) etwa parallel zur Richtung Erde—Sonne liegen. Waren die zurückliegenden 12 oder mehr Stunden jedoch magnetisch ungestört, so ist die Polkappe häufig mit ziemlich aktiven Bändern bedeckt, während in der Polarlichtzone nur schwache Bögen zu erkennen sind.

Die erste Stufe der Ausdehnungsphase beginnt mit einem plötzlichen Aufflammen (innerhalb weniger Minuten) eines der ruhigen Bögen in einer Länge von ungefähr tausend Kilometern — etwa zentriert um den Mitternachtsmeridian. Andere Bögen können schwach und diffus bleiben, bis der aufgeflamnte mit einer polwärts gerichteten Bewegung beginnt. In einigen Fällen können vorher kaum sichtbare Bögen plötzlich hell aufleuchten. Das Aufflammen ist im allgemeinen mit der Entstehung einer bestimmten Strahlstruktur verbunden. In Abb. 4 ist die Entwicklung schematisch dargestellt. Der stärker gezeichnete Bogen in der ersten Phase (0—5 Min.) deutet das Aufflammen an. Die zweite Phase der Ausdehnung beginnt etwa nach 5—10 Minuten mit einer polwärts gerichteten Bewegung, die zu einer Ausbuchtung des Bogens im Mitternachtsgebiet führt. Die Pfeile in Abb. 4 deuten die Bewegungsrichtung an. Die Ausbuchtung bedeckt eine Fläche, die groß gegenüber dem Gesichtsfeld einer einzelnen Station ist, selbst wenn der Polarlichtsturm nur von mittlerer Intensität ist. Dabei liegen die beobachteten Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 300 bis 1700 m/sec. In einigen Fällen wurden auch mehr als 3000 m/sec erreicht. Wenn die Störung schwach ist, dauert die polwärts gerichtete Bewegung nur wenige Minuten, und andere Bögen werden davon kaum berührt. Im allgemeinen ist dann der aktive Bogen nicht der südlichste. Wenn jedoch der südlichste auch der erste aktive ist, wird die

Bewegung heftig, und die Ausbuchtung breitet sich schnell polwärts, ost- und westwärts aus. Die Ausdehnungsperiode ist beendet (Phase 3), wenn die Front der Ausbuchtung im Mitternachtsgebiet ihren nördlichsten Punkt erreicht hat. Dies ist gewöhnlich nach 10 bis 30 Minuten der Fall. Die maximal erreichte Breite hängt wiederum von der Intensität des Sturmes ab. Wenn er schwach ist, werden  $75^\circ$  nicht überschritten, für starke kann sie jedoch über  $80^\circ$  liegen. Auf der Ost- und Westseite bilden sich unterschiedliche Störungsformen aus. Die fortschreitende Ausbuchtung auf der Westseite gleicht einer wandernden Woge (westward travelling surge). Die beobachteten Geschwindigkeiten liegen je nach Sturmintensität zwischen 170 und 1700 m/sec.

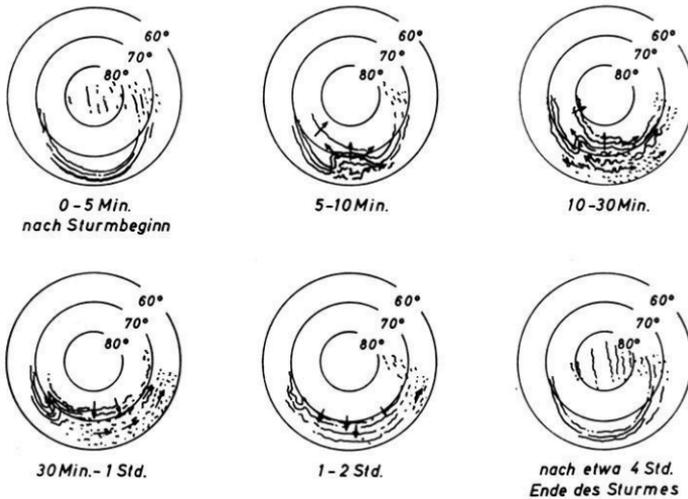


Abb. 4: Schematisierter Ablauf eines Polarlichtsturmes. Pfeile deuten Bewegungsrichtungen der Polarlichter an [nach AKASOFU 1965].

Schematic diagram of the development of an auroral substorm. Arrows indicate the motions of the auroras.

Die Helligkeit der Bögen, längs der sich die Woge ausbreitet, kann extrem groß werden. Oft beobachtet man einige Minuten bevor eine Woge erscheint eine geringe äquatorwärts gerichtete Bewegung. In diesem Stadium des Sturmes sind auch westliche Driftbewegungen von aktiven Polarlichtern am Abendhimmel und entsprechende östliche am Morgenhimmel zu beobachten. Dabei bilden sich auf der Morgenseite oft  $\Omega$ -förmige Bänder aus. Sie brechen, nachdem sie für einige Minuten heller geworden sind, ohne heftige Bewegung in wolkenförmige Gebilde auf, die dann weiter nach Osten driften.

Die erste Phase der Erholung setzt ein, wenn die Bänder wieder südwärts wandern. Oft verweilen sie erst 10—30 Minuten, bevor die Rückwärtsbewegung einsetzt. Sie erfolgt meist langsamer; Maximalgeschwindigkeiten von 800 m/sec wurden beobachtet.

Die Ausbuchtung wird dabei wieder kleiner. Aus den Wogen formen sich häufig innerhalb weniger Minuten gut ausgebildete Schlaufen (loops). Die mittlere Driftgeschwindigkeit dieser Schlaufen liegt in der Größenordnung von 500 m/sec. Sie können oft sehr stabil in ihrer Form sein und über große Entfernungen (bis zu 4000 km) driften. Am Morgenhimmel wandern die wolkenförmigen Gebilde mit einer Geschwindigkeit von etwa 300 m/sec nach Osten.

Während der zweiten Phase der Erholung dauert die äquatorwärts gerichtete Bewegung über einen großen Längen- und Breitenbereich an. Manchmal scheinen Gruppen von wolkenförmigen Gebilden zu homogenen Bögen zu verschmelzen. Aus den Schlaufen formen sich irreguläre Bänder, die innerhalb von 10 bis 20 Minuten zu ruhigen Bögen werden. Die südlichste Breite, zu der die Bögen auf ihrem Rückweg während der Erholungszeit gelangen, ist mit der Intensität des Ringstroms korreliert. Ist sie nur mittelstark (Ringstromeffekt etwa  $\sim 30$  gamma in H), dann liegt die südlichste geomagnetische Breite zwischen  $60$  und  $65^\circ$ . Zwischen zwei Polarlichtstürmen während eines starken magnetischen Sturmes können ruhige Bögen bis hinab zu  $50^\circ$  geomagnetischer Breite zu sehen sein.

### 3. Magnetfeldvariationen und Polarlichterscheinungen

Eng mit dem Ablauf eines Polarlichtsturmes sind magnetische Störungen verbunden, die durch den gleichzeitig fließenden PEJ hervorgerufen werden. Gestalt und Intensität der magnetischen Störungen sind ebenso wie die verschiedenen Polarlichtformen von der Lokalzeit und der geomagnetischen Breite abhängig. Das plötzliche Einsetzen eines Polarlichtsturmes im Mitternachtsgebiet ist eng korreliert mit dem gut erkennbaren Anfang einer negativen Bay in H (Amplitude  $100\text{--}2500$  gamma). Der PEJ ist wahrscheinlich zum größten Teil in den hellen Polarlichtbändern nahe dem sich bewegenden Rand einer sich aufbauenden Ausbuchtung konzentriert. Auf der Morgenseite mit den wolkenförmigen Gebilden ist der Anfang der Bay nicht so gut definiert, und die Konzentration des Stromes ist nicht so stark wie im Mitternachtsgebiet. Charakteristisch sind überlagerte schnelle Pulsationen. Das westwärts wandernde Wogen begleitende Störfeld ist sehr kompliziert. Die Störungsvektoren zeigen starke Schwankungen in Amplitude und Richtung. Südlich der Woge kann die magnetische Variation als positive Bay charakterisiert werden. In Gebieten, wo die wandernde Woge zuerst am nord-östlichen Himmel zu sehen ist, wird ein Wechsel von positiver zu negativer H-Feldänderung beobachtet, wenn die Woge am nord-westlichen Himmel angelangt ist.

Auf den engen Zusammenhang zwischen Polarlichtern und elektrischen Stromsystemen ist z. B. von SOBOUTI [1961] hingewiesen worden. Die Analyse der Registrierungen magnetischer Stürme von 11 kanadischen Stationen zeigte, daß Polarlichter die Neigung haben, in Richtung des fließenden Stromes aufzutreten. Zu ähnlichen Ergebnissen kam WALKER [1964], der für die Richtung der Polarlichter in bezug auf den PEJ eine Verteilung mit einer Halbwertsbreite von  $8^\circ$  angibt. Da die Ausdehnungen

des PEJ und der Nordlichter nach Süden scharf begrenzt sind, eignen sich die südlichsten Breiten beider Erscheinungen gut für Korrelationsuntersuchungen. Es wurde ein Korrelationskoeffizient von  $+0,85$  berechnet. Das deutet auf einen engen Zusammenhang zwischen den beiden Erscheinungen hin.

Der enge Zusammenhang zwischen dem gleichzeitigen Auftreten von Polarlichtern und dem Ansteigen der magnetischen Aktivität gilt nicht nur qualitativ, sondern man erhält auch eine enge Korrelation zwischen den quantitativen Größen der Zenitleuchtdichte und der Größe der horizontalen magnetischen Störung [HARANG 1946]. OGUTI und NAGATA [1961] geben folgende Beziehung zwischen der Leuchtdichte  $J$  der grünen Sauerstofflinie  $5577 \text{ \AA}$  und der Größe  $H$  des horizontalen magnetischen Störvektors an:

$$J_{(5577)} = 3 \cdot 10^{-3} (\Delta H)^2 \text{ [kR}/\gamma^2] \quad [\text{kR} = \text{Kilo Rayleigh}]$$

Diese Beziehung gilt für einzelne Baystörungen der Antarktisstation Syowa-Base (magnetische Breite  $-69,7^\circ$ ).

Von NAGATA und KANEDA [1962] wurden folgende Werte abgeleitet:

$$J_{(5577)} = 5,6 \cdot 10^{-3} (\Delta H)^2 \text{ [kR}/\gamma^2] \quad \text{für College} \quad (+64,7^\circ)$$

$$J_{(5577)} = 3,6 \cdot 10^{-3} (\Delta H)^2 \text{ [kR}/\gamma^2] \quad \text{für Point Barrow} \quad (+68,6^\circ)$$

$$J_{(5577)} = 4,0 \cdot 10^{-4} (\Delta H)^2 \text{ [kR}/\gamma^2] \quad \text{Little America} \quad (-74^\circ)$$

Die Werte für Point Barrow und Syowa-Base stimmen zahlenmäßig recht gut überein, was sicher durch ihre Lage auf etwa konjugierten Breiten bedingt ist. Der geringe Wert des Koeffizienten für Little America ist auf die Lage der Station in der Polkappe zurückzuführen. Hier werden nur noch die Stromränder des PEJ wirksam, denn der Elektronenfluß, der gleichzeitig Polarlichterscheinungen und Ionisationen verursacht, ist wesentlich geringer als in der Polarlichtzone.

OGUTI et al. geben auch eine empirische Beziehung zwischen der maximalen Elektronendichte in der  $E_s$ -Schicht und der Polarlichthelligkeit an:

$$J_{(5577)} = 5 \cdot 10^{-10} n_e^2 \quad J \text{ in kR}; \quad n_e \text{ in cm}^{-3}.$$

Vergleicht man dieses Ergebnis mit den Magnetfeldbeobachtungen, so folgt eine Proportionalität zwischen  $n$  und  $\Delta H$ . Da aber  $\Delta H$  proportional zur Stromdichte  $i$  des Ionosphärenstromes ist und

$$i = \sigma \cdot E \quad (\sigma = \text{elektrische Leitfähigkeit}, \quad E = \text{elektrische Feldstärke}),$$

so folgt  $E = \text{const}$ , das  $\sigma$  proportional zu  $n$  ist. Demnach müßte die elektrische Feldstärke  $E$  im Falle einzelner Baystörungen konstant sein und die Ursache in einer Erhöhung der Leitfähigkeit liegen.

## 4. Teilcheneinfall

Da einfallende Teilchen für die Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit verantwortlich sind, ist für das Studium des PEJ die genaue Kenntnis von Intensität, Spektrum, örtlichen und zeitlichen Variationen von großer Bedeutung. Alle älteren Schlüsse auf den Teilcheneinfall beruhen auf einer der in Abb. 1 gezeigten Sekundärwirkungen. Erst seit relativ kurzer Zeit sind direkte Messungen mit Hilfe von Raketen und Satelliten möglich.

### 4.1 Ergebnisse direkter Methoden

Zur vollständigen Charakterisierung des Teilcheneinfalls muß der Teilchenfluß  $Q(E, \alpha, A, B, t)$  für jede Teilchenart gemessen werden. Dabei ist  $E$  die kinetische Energie der Teilchen,  $\alpha$  der Winkel zwischen Teilchenbahn und Magnetfeldrichtung,  $A$  die invariante Breite,  $B$  der Absolutwert des geomagnetischen Feldes und  $t$  die Zeit der Messung. Die Zeitabhängigkeit wird unter anderem durch die unterschiedliche solare und erdmagnetische Aktivität hervorgerufen. Da unter den Teilchen Elektronen die dominierende Rolle spielen (ihr Fluß ist rund 1000mal stärker als derjenige der Protonen), wird im folgenden immer von ihnen die Rede sein, wenn es nicht ausdrücklich anders erwähnt wird.

Messungen zeigen, daß sich das *Energiespektrum*  $Q(E)$  im allgemeinen in der Form

$$Q(E) = k \exp(-E/E_0)$$

darstellen läßt.  $k$  ist eine Konstante und  $E_0$  ist die für ein spezielles Ereignis in einem bestimmten Energiebereich charakteristische Faltungenergie. Die folgende Zusammenstellung enthält einige Meßergebnisse, die eine reiche Mannigfaltigkeit der auftretenden Spektren erkennen lassen.

Energiebereich in keV	Faltungenergie $E_0$ in keV	Ereignis	Autor
3—30	5	schwaches Polarlicht	McILWAIN 1960
30	22	Absorption ( $\sim 3$ dB)	McDIARMID et al. 1961
30—80	12	Polarlicht	McDIARMID et al. 1964
2—28	8	homogener Polarlichtbogen	SHARP et al. 1964
40—110	24	—	O'BRIEN 1964
1—40	8	einzelnes Polarlicht (IBC II)	ULWICK, REIDY und
1—25	3,5	diffuses Polarlicht (IBC I)	BAKER 1967

Abweichend von diesen Arten der Energiespektren sind u. a. von DAVIS, BERG und MEREDITH [1960] nahezu monoenergetische um 6 keV in hellen Polarlichtbögen gemessen worden. Sowohl direkte als auch indirekte Messungen deuten darauf hin, daß das Elektronen-Energiespektrum bei Energien in der Größenordnung von 1 keV flacher wird. Schätzungen lassen vermuten, daß der Elektronenfluß im Energiebereich von 10 eV zeitweise nicht größer als der von 10 keV ist [O'BRIEN 1964].

Für die *Breitenabhängigkeit des Teilchenflusses*  $Q(\lambda)$  haben Teilchenzähler an Bord von Satelliten polarer Umlaufbahn die Messungen von VAN ALLEN bestätigt, daß über der Polarlichtzone höhere Teilchenflüsse vorkommen als in niedrigeren oder höheren Breiten. Typisch für die Polarlichtzone ( $60^\circ < \lambda < 65^\circ$ ) in ca. 1000 km Höhe sind Elektronenflüsse von  $10^5$  Elektronen/cm<sup>2</sup> · sec · sr mit  $E > 40$  keV. In mittleren ( $\lambda = 45^\circ$ ) und hohen Breiten sind die Flüsse um einen Faktor  $10^2$  bis  $10^3$  geringer [O'BRIEN 1962]. Allerdings haben die Angaben typischer Elektronenflüsse über der Polarlichtzone nur geringen Wert, da sie sehr starken zeitlichen Schwankungen unterworfen sind. Änderungen von 2 Zehnerpotenzen sind innerhalb einer Sekunde für Energien unter 100 keV beobachtet worden; in größeren Zeitintervallen können es sogar 5 Zehnerpotenzen werden. Im Gegensatz dazu bleibt der Fluß der hochenergetischen Teilchen ( $E \geq 1$  MeV) selbst dann ziemlich konstant ( $\pm 10\%$ ), wenn im niederenergetischen Bereich plötzliche Intensitätserhöhungen zu beobachten sind [O'BRIEN 1964].

Die gemessenen *Winkelverteilungen*  $Q(\alpha)$  der Teilchenbahnen zum Magnetfeld variieren von isotrop bis zu stark ausgeprägten Maxima bei Einfallswinkeln nahe  $90^\circ$  [DAVIS et al.; MCDIARMID, ROSE und BUDZINSKI 1961; MCDIARMID und BUDZINSKI 1964]. Eine Reihe von Meßergebnissen deutet auf Zusammenhänge zwischen Winkelverteilung und Intensität hin. Ist die Winkelverteilung anisotrop, so wird im allgemeinen eine exponentielle Abnahme der Intensität mit einer Zeitkonstanten in der Größenordnung von 1 Minute beobachtet [z. B.: MCDIARMID, BUDZINSKI, WHALEN und SCKOPKE 1967]. Mit einem Intensitätsanstieg ist im allgemeinen eine Zunahme der Isotropie verbunden [z. B.: O'BRIEN 1964; CUMMINGS, LA QUEY, O'BRIEN und WALT 1966]. Dieser Effekt ist für niederenergetische Elektronen ausgeprägter als für höherenergetische [MOZER und BRUSTON 1966a].

Im Beispiel der Abb. 5 ist die stärkere Zunahme der Intensität für  $\alpha = 50^\circ$  zu erkennen. Im Maximum des plötzlich verstärkten Elektroneneinfalls erreicht der Fluß für  $\alpha = 50^\circ$  die gleiche Intensität wie für  $\alpha = 90^\circ$ . Nimmt man an, daß beide Teilchenflußerhöhungen vom gleichen Beschleunigungsprozeß herrühren, so muß dieser vorzugsweise in Magnetfeldrichtung wirken. Quer zum Magnetfeld ist die Intensitätserhöhung und damit die Erhöhung der eingefangenen Teilchen geringer (Modell des „Tropfenfängers“). Dieses Ergebnis spricht gegen die Vorstellung, den Strahlungsgürtel als Teilchenreservoir zu betrachten, aus dem die Teilchen bei einem Niederschlagsereignis entnommen werden (Modell des „tropfenden Eimers“). Die in Abb. 5 eingetragenen Photometermessungen zeigen einen dem Teilcheneinfall parallelen Verlauf der Anregung der Stickstoffbande bei  $3914 \text{ \AA}$ .

Werte des nach außen gerichteten Elektronenflusses lagen je nach Winkelverteilung zwischen 8 und 27% des hereinkommenden Flusses [O'BRIEN 1964; MCDIARMID et al. 1967]. Reflexionswerte von etwa 10% können durch magnetische Spiegelung und atmosphärische Streuung erklärt werden. In einigen Fällen wurden jedoch wesentlich höhere Werte beobachtet. Für Protonen sind sogar größere nach außen als in die Atmosphäre gerichtete Flüsse gemessen worden [MOZER et al. 1966b]. Als mögliche

Ursachen werden elektrische Felder und ionosphärische Ströme in Betracht gezogen [MCDIARMID et al. 1961; CUMMINGS et al. 1966].

Beobachtungen des im Magnetfeld gespeicherten Elektronenflusses in 1000 km Höhe zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der Tageszeit. Die nördlichste Grenze des nachweisbaren Flusses für  $E > 40$  keV lag mittags (Ortszeit) bei  $\Lambda = 77^\circ$  und um

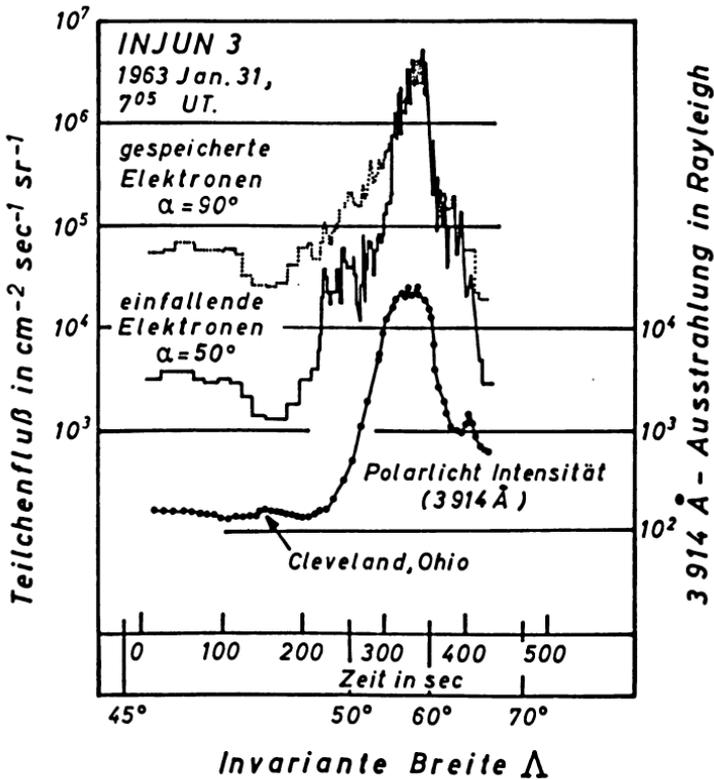


Abb. 5: Fluß gespeicherter und einfallender Elektronen in etwa 1000 km Höhe und Intensität der 3914 Å-Bande über der nördlichen Halbkugel nach Injun 3 Messungen [nach O'BRIEN 1964].

Flux of trapped and dumped electrons in about 1000 km altitude and intensity of the 3914 Å light above the northern hemisphere according to Injun 3 measurements.

Mitternacht bei  $\Lambda = 69^\circ$  (FRANK, VAN ALLEN und CRAVEN 1964]. Ein Beispiel zeigt Abb. 6. Die Linien gleicher Intensität bilden ein Oval, dessen Gestalt dem Polarlicht — sowie dem Teilsturmoval ähnlich ist. Mit zunehmender magnetischer Aktivität verschieben sich die Grenzlinien weiter zu niedrigeren Breiten.

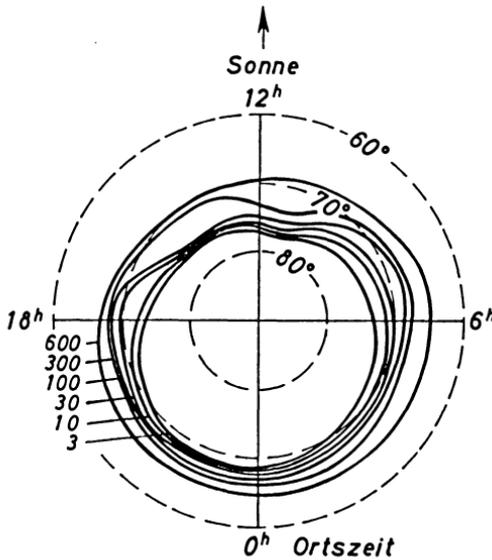


Abb. 6: Linien konstanten Flusses gespeicherter Elektronen mit Energien  $E > 40$  keV als Funktion der geomagnetischen Breite und der Ortszeit. Die Einheit beträgt  $10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  [nach FRANK, VAN ALLEN und CRAVEN 1964].

Contours of constant flux of trapped electrons with energies  $E > 40$  keV as a function of geomagnetic latitude and local time. The unit is  $10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ .

Raketen und Satelliten sind wegen ihrer hohen Bahngeschwindigkeiten für die Untersuchung zeitlicher Variationen in der Größenordnung von Minuten ungeeignet, da man zwischen räumlichen und zeitlichen Variationen nicht unterscheiden kann. Hier können indirekte Meßmethoden, wie z. B. Röntgenbremsstrahlungsmessungen, wertvolle Informationen liefern.

#### 4.2 Röntgenbremsstrahlungsmessungen

Die von Elektronen mit  $E > 15$  keV in der Atmosphäre erzeugte Röntgenbremsstrahlung kann in Höhen ab etwa 30 km nachgewiesen werden. Diese Höhen werden von Stratosphärenballons erreicht. Mitgenommene Teilchenzähler registrieren häufig Röntgenstrahlungsausbrüche, die durch erhöhten Elektroneneinfall verursacht werden [z. B.: ANDERSON 1958, 1960; BROWN 1961; PFOTZER, EHMERT, ERBE, KEPPLER, HULTQUIST und ORTNER 1962].

Die Struktur der Magnetfeldstörungen und die Polarlichterscheinungen deuten auf eine Ausdehnung des Teilcheneinfallgebietes hin, das vielleicht die ganze Nachtseite der Polarlichtzone umschließt und in der Breite die Größenordnung von 100 km er-

reicht. Gleichzeitige Ballonmessungen an verschiedenen Orten können über die *räumliche Ausdehnung* und die *zeitliche Kohärenz* des Teilcheneinfalls Auskunft geben. Entsprechende Experimente, bei denen die horizontale Entfernung der Ballons etwa 250 bis 300 km in Ost-West-Richtung betrug, ließen eine grobe Unterteilung in 3 unterschiedliche Gruppen von Ereignissen zu:

1. Röntgenstrahlungsausbrüche beginnen gleichzeitig an beiden Beobachtungsorten. Die Zeitstruktur (mit geringer Auflösung) ist sehr ähnlich.
2. Das Ereignis beginnt und endet früher an einem Ort als am anderen. Die Zeitstruktur zeigt geringere Ähnlichkeiten.
3. Der Anstieg des Ausbruches wird an beiden Orten gleichzeitig beobachtet, aber er endet früher an einem als am anderen Ort.

Es wird angenommen, daß die Beobachtungen durch Bewegungen der Elektroneneinfallsgebiete erklärt werden können [EHMERT, KREMSER, PFOTZER, SAEGER, WILHELM, RIEDLER, BEWERSDORFF, LEGRAND, PALOUS, OKSMAN, TANSKANEN, 1966].

Richtungsmessungen des Röntgenstrahlungsflusses [GOSSLING 1966] zeigen, daß Niederschlagsgebiete energiereicher Elektronen ähnliche Bewegungen wie ionosphärische Stromsysteme ausführen. Bei einer Anzahl von Ereignissen stimmten die durch magnetische Triangulation bestimmten Orte des als Linienstrom angenommenen PEJ mit dem Elektronenniederschlagsgebiet überein [CAMPBELL 1964]. Eine andere Gruppe von Ereignissen ließ sich durch ein weit ausgedehntes Niederschlagsgebiet in Verbindung mit breiten Strombändern oder mehreren parallelen Linienströmen erklären. Eine Entscheidung über die Gestalt der Ströme kann aber durch Bodenbeobachtungen allein nicht getroffen werden. Kurzperiodische Schwankungen der Röntgenstrahlungsintensität lassen darauf schließen, daß die häufig gleichzeitig beobachteten Mikropulsationen durch Änderungen der Leitfähigkeit und nicht des elektrischen Feldes verursacht werden.

Während bedeutende Baystörungen eigentlich immer von Röntgenstrahlungsausbrüchen begleitet sind, werden auch Ausbrüche ohne jegliche gleichzeitige lokale magnetische Aktivität beobachtet. Eine Deutung dieses Sachverhaltes gab KREMSER [1964]. Nach seinen Vorstellungen ist die Zuordnung doch umkehrbar, nur muß der Ort der magnetischen Störung nicht mit dem der Röntgenstrahlungsausbrüche zusammenfallen.

### 4.3 Ionosphärenbeobachtungen

Die Beobachtung der *Absorption* kosmischer Radiostrahlung mit Riometern (relativ ionospheric opacity meter) [LITTLE und LEINBACH 1959] läßt eine ganze Reihe ionosphärischer Störungen erkennen, von denen hier nur Polarlichtzonenabsorptionen (auroral zone absorption) betrachtet werden sollen. Sie werden durch eine starke Erhöhung der Ionisation (bis in Höhen von 70 km oder weniger) durch Einfall

energiereicher Elektronen in der Polarlichtzone verursacht. Riometermessungen liefern einen integralen Wert der Absorption über die Höhe in einem Bereich, der durch die Antennencharakteristik gegeben ist (z. B. für IGY-Riometer ist dies in 80 km Höhe eine elliptische Fläche mit Durchmessern von 275 und 90 km). Für die quantitative Deutung der Absorptionsmessungen müßten außer den Eigenschaften des einfallenden Teilchenstromes (z. B. Fluß, Spektrum, Winkel- und Raumverteilung) auch die der Atmosphäre (z. B. Zusammensetzung, Ionenanteile, Stoßfrequenzen, Rekombinationskoeffizienten) bekannt sein. Da diese Größen bis jetzt zum Teil nur recht ungenau bestimmt sind, bleiben quantitative Ergebnisse ziemlich unsicher.

Die Absorption ist im allgemeinen gering. Während eines extrem stark gestörten Monats lag sie unter 2 dB während 63% der Zeit, und nur sehr selten wurden 6 dB oder mehr erreicht. Wesentlich höhere Werte der Absorption werden während sogenannter PCA-Ereignisse (polar cap absorption) gemessen, bei denen Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in die Atmosphäre eindringen.

Eine Häufigkeitsverteilung der Absorptionsereignisse wurde durch gleichzeitige Messungen mit Riometerketten in meridionaler Richtung erhalten [HOLT, LANDMARK und LIED 1961; BASLER 1963]. Ein deutliches Maximum trat dabei zwischen etwa 66° und 68° geomagnetischer Breite auf.

Über die Längenabhängigkeit der Polarlichtzonenabsorption stehen relativ wenig Ergebnisse zur Verfügung. Aber vermutlich sind die Absorptionsgebiete wesentlich weiter in E-W-Richtung als in N-S-Richtung erstreckt. Dafür würde das gleichzeitige Auftreten erhöhter Absorptionen mit Polarlichtern und magnetischer Aktivität in den Mitternachtsstunden sprechen. Riometermessungen zeigen, daß die Elektroneneinfallgebiete innerhalb oder in der Nähe des PEJ liegen [BARCUS und BROWN 1962]. Aus diesem Grund ist die Korrelation mit negativen Baystörungen in H besonders gut. Im einfachsten Fall beginnt und endet die Absorption mit dem Anwachsen und Abfallen des ionosphärischen Stromsystems, das für die negative Bay verantwortlich ist. Bei Bewegungen des Stromsystems nimmt die Absorption mit Annäherung an das Riometer zu.

Beginnt eine Baystörung gleichzeitig mit dem Anfang eines Polarlichtsturmes, so kann man einen charakteristischen sehr plötzlichen Anstieg der Absorption erkennen. Der Maximalwert wird dabei innerhalb von 5 Minuten oder weniger erreicht [GUSTAFSSON 1964; PARTHASARATHY und BERKY 1965]. Die eben beschriebenen Ereignisse werden im Mitternachtsgebiet beobachtet. Auf der Morgenseite (am häufigsten etwa 8 Stunden nach Mitternacht) beobachtet man oft unter lokal ruhigen magnetischen Bedingungen langsam variierende Absorptionsereignisse [BROWN 1964; ANSARI 1963]. Gleichzeitige Messungen der Röntgenstrahlung [BEWERSDORFF, KREMSEK, RIEDLER und LEGRAND 1966] ergaben, daß das Elektronenspektrum während des SVA-Ereignisses (slowly varying absorption) härter wurde, als nach der gewöhnlichen Ortszeitvariation zu erwarten war. Der Vergleich zwischen Röntgenstrahlungs- und Riometermessungen führte zu der Annahme, daß neben Elektronen auch Protonen an dem Ereignis beteiligt sein müßten.

Das gleichzeitige Auftreten von Polarlichtern und Radarechos, die offenbar durch erhöhte und ungleichmäßige Ionisation innerhalb der Polarlichterscheinungen verursacht werden, führte im englischen Sprachgebrauch zu der Bezeichnung radio aurora für diese Erscheinung. Wir wollen hier von „Radiopolarlicht“ sprechen. Echos können in dem sehr weiten HF-, VHF- und UHF-Frequenzbereich empfangen werden.

Die Radartechnik erlaubt eine Bestimmung der Position des Polarlichtes unabhängig von den Wetterbedingungen und der Tageszeit. Die genaue Analyse des Radarechos gibt Informationen über Größe, Orientierung und Bewegung von Ionisationsirregularitäten. Man muß aber berücksichtigen, daß die Amplitude des Radarechos vom Winkel abhängt, den der Radarstrahl mit dem erdmagnetischen Feld bildet. Die größte Amplitude erhält man unter senkrechtem Einfall zum Magnetfeld. Je nach Frequenz können aber auch noch Echos erhalten werden, die von der 90°-Bedingung um  $\pm 10^\circ$  abweichen. Die Aspektempfindlichkeit, wie man diese Erscheinung nennt, nimmt mit zunehmender Frequenz zu. Sie soll durch zylinderförmige Irregularitäten entlang den Magnetfeldlinien erklärt werden können [BOOKER 1956], deren Länge die Aspektempfindlichkeit bestimmt und deren Ausdehnung quer zum Magnetfeld neben der Elektronendichtediskontinuität für die Wellenlängenabhängigkeit verantwortlich ist.

Die Beobachtungen lassen sich aber nicht alle mit dieser Theorie erklären. Nach Vorstellungen von MOORCROFT [1961] erfolgt die Reflexion an Streuzentren unterschiedlicher Größe mit Gaußscher Dichteverteilung sowohl entlang als auch quer zum Magnetfeld. Dabei wird kritische Reflexion nicht ausgeschlossen, sondern als Ursache der Echos niedriger Frequenzen in Betracht gezogen. Ungeklärt ist die Entstehung von Gebieten erhöhter Elektronenkonzentration mit Ausdehnungen bis zu 100 m in Feldrichtung und weniger als 1 m quer dazu. Direkter Teilcheneinfall kann kaum in Frage kommen, da schon der Lamorradius einzelner Elektronen in der gleichen Größenordnung wie die ganze Ausdehnung der Irregularitäten quer zum Feld ist. Eine Deutungsmöglichkeit gab FARLEY [1963 a, b], der entsprechende Irregularitäten in der Nähe des äquatorialen Elektrojets als Plasmainstabilitäten deutete, die auftreten, wenn die Driftgeschwindigkeit der Elektronen die thermische Geschwindigkeit der Ionen übersteigt. Dabei sollen longitudinale Wellen entstehen. Der gleiche Mechanismus soll in der Umgebung des PEJ wirksam sein. (Auf diesen Zusammenhang zwischen PEJ und Radiopolarlicht soll der schräge Pfeil in Abb. 1 hinweisen.) Diese Theorie fordert die Entstehung von Irregularitäten der Elektronendichte längs des Magnetfeldes, die quer zum Feld mit einer Geschwindigkeit von 500 m/sec driften sollen (etwa akustische Plasmageschwindigkeit). Sie sollten auf Gebiete starker Ströme beschränkt sein und erst dann auftreten, wenn der Stromfluß einen bestimmten Grenzwert übersteigt.

Dieser Effekt ist von BOWLES, BALSLEY und COHEN [1963] beobachtet worden. Allerdings sind die Echos aus größeren Höhen (150 bis 300 km) nach dieser Theorie kaum zu erklären, weil in diesen Gebieten die erforderlichen Stromdichten vermutlich nicht erreicht werden.

Dopplerverschiebungen der reflektierten Signale charakterisieren die Bewegung der Ionisationsirregularitäten. Eine sehr enge Korrelation besteht zwischen dem Vorzeichen der Dopplerverschiebung und der Variation der Nord-Süd-Komponente des erdmagnetischen Feldes [BLEVIS, DAY und ROSCOE 1963]. Eine Abnahme der Magnetfeldkomponente war von einer positiven Dopperverschiebung begleitet und umgekehrt. Ein Übergang von westlicher zu östlicher Drift wurde um Mitternacht sowohl für die Polarlichtzonenstation Tromsø als auch für südlichere Stationen wie Kjeller und Jodrell Bank beobachtet [HARANG und TRÖIM 1961; BULLOUGH und KAISER 1965]. Diese Erscheinung würde auf eine Umkehr der Stromrichtung zur gleichen Zeit hindeuten.

Nimmt man für die Bewegung der Radiopolarlichter etwa gleiche Geschwindigkeit an, wie für die Elektronen, deren Strom für die Baystörungen verantwortlich ist, kommt man mit geschätzten Elektronendichten ungefähr auf die tatsächlich beobachteten Magnetfeldstörungen. Im allgemeinen nimmt die gemessene Geschwindigkeit mit zunehmender magnetischer Aktivität zu [COLE 1963].

Die enge Korrelation zwischen magnetischen Baystörungen und dem Auftreten von *sporadischen E-Schichten* läßt gleiche Entstehungsursache vermuten. Allerdings können durch Teilcheneinfall allein die oft beobachteten Schichten mit sehr geringen vertikalen Ausdehnungen (wenige Kilometer) nicht erklärt werden. Möglicherweise muß außerdem ein von DUNGEY [1959] und WHITEHEAD [1961] vorgeschlagener Mechanismus wirksam sein, bei dem horizontale Scherwinde die Teilchen längs den schräg einfallenden Magnetfeldlinien zu einer dünnen Schicht großer Elektronendichte zusammenfegen. Typisch für die Polarlichtzone ist ein Monatsmittelwert der Grenzfrequenzen sporadischer *E-Schichten*, der für Nachtwerte bedeutend höher liegt als für Tageswerte. Der Unterschied beider wird deutlich für geomagnetische Breiten über  $60^\circ$  und erreicht sein Maximum bei  $69^\circ$  [MATSUSHITA 1959]. Oft wird im Verlauf eines Teilcheneinfallereignisses die Absorption in der *D-Schicht* so groß, daß keine Echos der *E-Schicht* mehr empfangen werden können (auroral black out).

Elektronendichteschwankungen in der Ionosphäre verursachen *Szintillationen* in Amplitude und Phase extraterrestrischer Radioquellen. Aus Messungen dieser Größen wurden für die Ausdehnung der Gebiete unterschiedlicher Elektronendichte quer zum Magnetfeld Werte von 100 m abgeleitet, wobei der horizontale Dichtegradient 100 Elektronen/cm<sup>3</sup> betrug [LITTLE, REID, STILTNER und MERRIT 1962]. Häufig driften diese Gebiete, wobei die Geschwindigkeit in Ost- oder Westrichtung, je nach magnetischer Aktivität bis zu über 1000 m/sec betragen kann. Auch hier ist, wie bei den Radiopolarlichtern, ein Wechsel der Driftrichtung von West nach Ost etwa um Mitternacht zu beobachten. Geschwindigkeiten in Nord- oder Südrichtung sind um etwa eine Größenordnung geringer [HARROWER 1963].

Die größten Szintillationen werden in der Polarlichtzone etwa um Mitternacht beobachtet. Die Szintillationsrate steigt mit der magnetischen Aktivität. Am Tage treten die Irregularitäten im allgemeinen über dem *F-Schicht-Maximum* auf, während sie nachts auch im 100-km-Niveau zu beobachten sind.

## 5. Theorien

In Anlehnung an die Beobachtungen hat BOSTRÖM [1964] an einem einfachen Modell die Möglichkeiten für die Entstehung des PEJ durch elektrische Felder aufgezeigt. Der PEJ werde dargestellt durch ein 10 km breites nach Westen fließendes Stromband, das mit einem Polarlichtbogen zusammenfällt. Die Stromdichte  $J_y$  betrage 3 A/m, der Gesamtstrom ist mithin 30000 A, das entspricht einer magnetischen Störung von 60  $\gamma$  am Erdboden.

Ein  $xyz$ -Koordinatensystem sei so gelegt, daß die  $z$ -Achse nach unten und die  $x$ -Achse nach Norden weise. Der Strom fließt dann in ( $-y$ )-Richtung. Als Anomalie in der Elektronenkonzentration wurde angenommen: Außen  $2 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$  und im Stromband  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . In die Theorie geht ganz wesentlich ein, daß die Leitfähigkeit  $\sigma$  anisotrop ist. Für die Rechnungen werden immer nur die über die Höhe integrierten Leitfähigkeiten benutzt:

$$S = \int_0^{\infty} \sigma \cdot dh$$

Gebraucht werden die beiden horizontalen Leitfähigkeiten (quer zum Magnetfeld).  $S_1$  bezeichne die PEDERSEN-Leitfähigkeit in Richtung des angelegten elektrischen Feldes und  $S_2$  die HALL-Leitfähigkeit senkrecht zum angelegten elektrischen Feld. Dann gelten die beiden Gleichungen

$$J_x = S_1 E_x - S_2 E_y \quad (1)$$

$$J_y = S_2 E_x + S_1 E_y \quad (2)$$

Mit den oben angegebenen Elektronenkonzentrationen erhält man für die integrierten Leitfähigkeiten in  $\text{Ohm}^{-1}$

	innen	außen
$S_1$	36	0,56
$S_2$	56	0,19

BOSTRÖM hat drei mögliche Fälle genauer untersucht:

1. Das erregende elektrische Feld sei homogen und liege in Nord-Richtung, und in dem betrachteten Bereich des Streifens fließen keine Ströme in die Magnetosphäre. Unter diesen Bedingungen ergibt sich nur eine schwache Strombündelung, so daß man nicht von einem „Jet“ sprechen kann.

2. Es liege ein homogenes erregendes Feld in  $y$ -Richtung  $E_{y0}$ . Im Bereich des Streifens fließen keine Ströme in die Magnetosphäre, d. h. die Nordkomponente des Stromes ist innen und außen gleich.

$$J_x^i = J_x^a.$$

Das primäre Feld  $E_{y0}$  bewirkt durch einen HALL-Strom eine Aufladung an den Rändern des Streifens und mithin ein  $E_x^i$ -Feld. Man erhält

$$J_x = S_1^i E_x^i - S_2^i E_{y0} = -S_2^a E_{y0}.$$

Daraus:

$$E_x^i = \frac{S_2^i - S_2^a}{S_1^i} E_{y0}.$$

Setzt man diesen Wert in Gleichung (2) ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned} J_y^i &= \left( S_2^i \frac{S_2^i - S_2^a}{S_1^i} + S_1^i \right) E_{y0} \\ &= (2,4 + 1) S_1^i E_{y0}. \end{aligned}$$

Für den Strom  $J_y^i$  tritt eine Verstärkung ähnlich wie beim äquatorialen Elektrojet auf.  $J_x$  ergibt sich als kleine Differenz zwischen dem PEDERSEN- und dem HALL-Strom. Da der PEDERSEN-Strom in der Ionosphäre höher fließt als der HALL-Strom, ergibt sich eine Stromverteilung wie sie in Abb. 7 dargestellt ist.

Es erhebt sich die Frage nach der Entstehung der primären Feldstärke  $E_{y0}$ . Wenn  $E_{y0}$  durch Dynamokräfte entstehen soll, so sind Geschwindigkeiten von 600 m/sec nötig. Dies ist ein Wert, der 10 mal so hoch ist wie beobachtete Windgeschwindigkeiten in diesem Niveau.

3. BOSTRÖM nimmt an, daß ein primäres  $E_{x0}$ -Feld nur im Streifen existiert. Ein solches Feld könnte längs der Feldlinien aus der Magnetosphäre nach unten abgebildet werden. Der PEJ wäre dann nichts anderes als der HALL-Strom dieses Feldes. Aus dem vorgegebenen Elektrojet berechnet sich  $E_{x0}$  zu

$$E_{x0} = -5,5 \cdot 10^{-2} \text{ V/m}$$

Abb. 7: Schematische Darstellung der Ströme und Magnetfelder in der Ionosphäre für ein westlich gerichtetes elektrisches Feld aus der Magnetosphäre (2. Modell) [nach BOSTRÖM 1964].

Schematic representation of currents and magnetic fields in the ionosphere for a westward electric field mapped down from the magnetosphere (2. model).

Abb. 8: Schematische Darstellung der Ströme und Magnetfelder in der Ionosphäre für ein südlich gerichtetes elektrisches Feld aus der Magnetosphäre (3. Modell) [nach BOSTRÖM 1964].

Schematic representation of currents and magnetic fields in the ionosphere for a southward electric field mapped down from the magnetosphere (3. model).

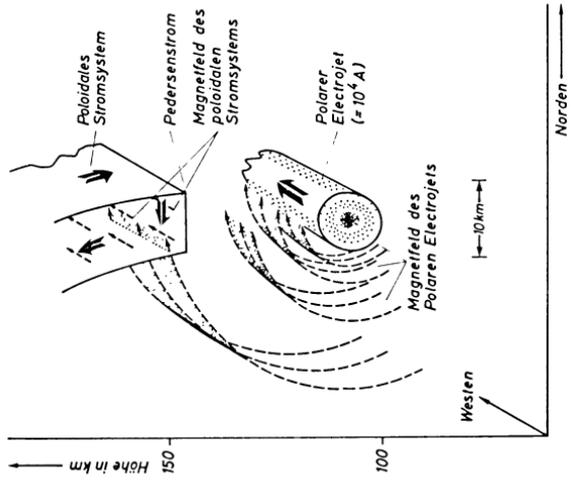
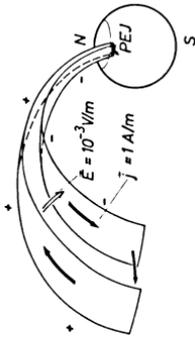


Abb. 8.

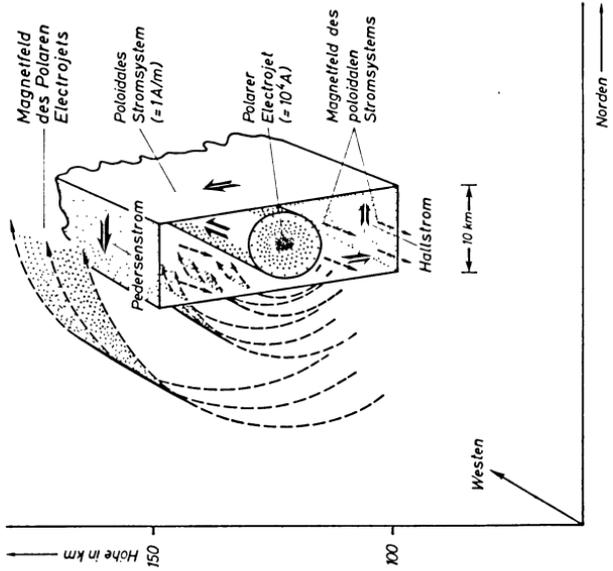
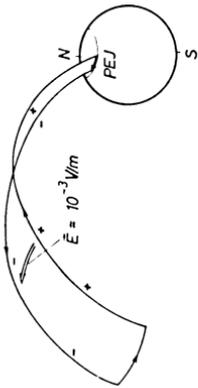


Abb. 7.

Man erhält dazu einen PEDERSEN-Strom

$$J_x^i = -1,93 \text{ A/m}$$

Dieser fließt wieder in größerer Höhe als der HALL-Strom. Es ergibt sich eine Stromverteilung, wie sie in Abb. 8 dargestellt ist. Das westlich gerichtete Magnetfeld des poloidalen Stromsystems sollte bis in größte Höhen nachzuweisen sein. Im Gegensatz dazu ist das östlich gerichtete Magnetfeld im Fall 2 (Abb. 7) in der Höhe eng begrenzt.

Das im dritten Modell erforderliche elektrische Feld kann nach einem von FEJER [1963] vorgeschlagenen Mechanismus entstehen. Wie Messungen des Satelliten Explorer XII [DAVIS und WILLIAMSON 1962] gezeigt haben, existiert ein Überschuß energiereicher Protonen im thermischen Plasma der Magnetosphäre. Die vorherrschende Bewegung dieser Protonen ist die Drift im inhomogenen Magnetfeld der Erde. Sie erfolgt in der Äquatorebene im wesentlichen entlang Linien konstanter magnetischer Induktion. Durch den solaren Wind wird die Rotationssymmetrie des Dipolfeldes gestört, so daß die Bahnen auf der Tagseite in größerer Entfernung von der Erde verlaufen als auf der Nachtseite (Abb. 9). Zu einer Ladungstrennung kommt es, weil das thermische Plasma an den Magnetfeldlinien haftend mit diesen an der Erdrotation teilnimmt. Daher verlaufen die Bahnen des niederenergetischen Plasmas auf der Tagseite in geringerer Entfernung von der Erde als auf der Nachtseite. Es

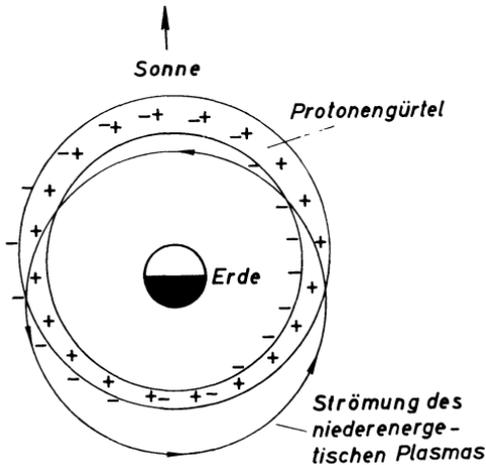


Abb. 9: Schematische Darstellung in der Äquatorebene des nicht konzentrischen Gürtels energiereicher gespeicherter Protonen und einer Stromlinie des niederenergetischen Plasmas im gestörten Magnetfeld der Erde [nach FEJER 1964].

Schematic representation in the equatorial plane of the displaced belt of trapped protons and of a stream-line of the low-energy plasma rotating in the distorted geo-magnetic field.

strömt auf der Morgenseite in den Protonengürtel hinein und auf der Abendseite heraus. Die auftretende Raumladung wird längs Magnetfeldlinien in die Ionosphäre abgebildet. Als Folge dieser Raumladungen ergeben sich elektrische Ströme, die in der Magnetosphäre den gutleitenden Magnetfeldlinien folgen und in der Ionosphäre als PEDERSEN-Ströme fließen. Durch die elektrischen Felder wird zusätzlich noch ein HALL-Strom erzeugt, der tiefer als der PEDERSEN-Strom fließt und diesen an Stärke noch übertrifft. Wie im 3. Modell von BOSTRÖM wäre dieser HALL-Strom mit dem PEJ zu identifizieren.

Die bisher geschilderten Deutungsversuche des PEJ führen ihn auf Ionosphärengebiete erhöhter Leitfähigkeit in der Polarlichtzone und den Gürtel energiereicher Protonen zurück [GOTTLIEB und FEJER 1967]. Die physikalischen Ursachen für beide Annahmen folgen aber nicht aus dieser Theorie. Erklärungsmöglichkeiten für die Erhöhung der Leitfähigkeit auf der Nachtseite der Ionosphäre im Gebiet der Polarlichtzonen liefern Theorien, die als Ursache Beschleunigung von Teilchen im Schweif der Magnetosphäre annehmen.

Die Existenz eines Magnetosphärenschweifis ist von NESS [1965] nachgewiesen worden. Neben einem interplanetaren Magnetfeld mit einer südlich gerichteten Komponente [DUNGEY 1963] kann auch eine Art Reibungswechselwirkung des solaren Windes mit der Magnetosphäre zur Ausbildung eines Schweifes führen. Die Impulsübertragung kann dabei durch unterschiedliche physikalische Prozesse (Entstehung von RAYLEIGH-TAYLOR oder KELVIN-HELMHOLTZ-Instabilitäten, Wellenausbreitung durch die Magnetosphären Grenze oder Teilchendiffusion) verursacht werden. Die Folge ist eine Drift von Plasma und Magnetfeldern von der Luv- auf die Leeseite der Erde. Im Schweif der Magnetosphäre (Abb. 10) verlaufen die Magnetfeldlinien auf der Nordseite etwa antiparallel und auf der Südseite parallel zur Richtung des solaren Windes. Magnetfelder unterschiedlicher Richtung, die durch eine neutrale Schicht getrennt sind, konnten bis zu etwa 80 Erdradien Entfernung nachgewiesen werden.

Durch die Drift des Plasmas im Magnetfeld entsteht ein elektrisches Polarisationsfeld

$$-\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B},$$

das die LORENTZkraft kompensiert. Im stationären Zustand muß das Polarisationsfeld  $\mathbf{E}$  aus einem Potential  $\Phi$  abzuleiten sein, so daß

$$\text{grad } \Phi = -\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}.$$

Der Geschwindigkeitsvektor  $\mathbf{v}$  muß daher immer in der lokalen Äquipotentialfläche liegen, die außerdem den lokalen  $\mathbf{B}$ -Vektor enthalten muß. Da außerdem die magnetischen Flußlinien Linien gleichen Potentials sind, werden elektrische Felder die z. B. in der Magnetosphäre entstehenden längs den Magnetfeldlinien in die Ionosphäre

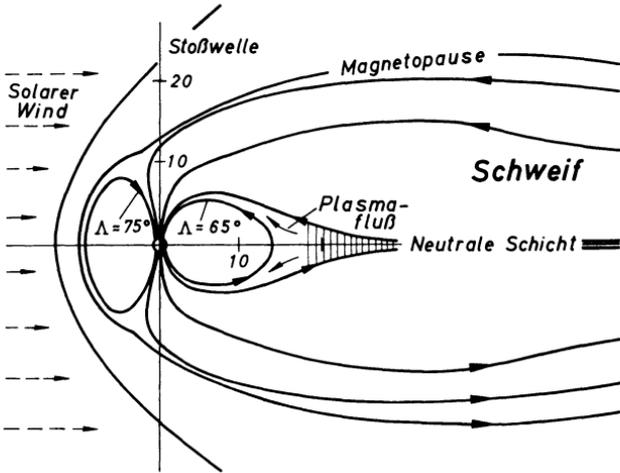


Abb. 10: Meridianschnitt durch die Magnetosphäre für den idealisierten Fall, daß geomagnetische Achse und Rotationsachse der Erde zusammenfallen und diese senkrecht auf der Ebene der Ekliptik stehen.

Meridional cross-section of the magnetosphere under the simplifying assumption that geographical and geomagnetical axis are identical and that the axes are vertical to the ecliptic plane.

abgebildet. Dies hat zur Folge, daß auch das Plasma in der Ionosphäre gezwungen wird, an der Bewegung des magnetosphärischen Plasmas teilzunehmen (hydromagnetisches Theorem) [AXFORD und HINES 1961].

Zur Ausbildung einer stationären Drift kann es nur kommen, wenn ein Rückfluß von Plasma und Magnetfeldern einsetzt, der die Verluste auf der Vorderseite der Erde ausgleicht. Außerdem soll eine Rekombination von Feldern unterschiedlicher Richtung durch die neutrale Schicht hindurch möglich sein, wobei sich wieder geschlossene Feldlinien bilden. Das entstehende Konvektionssystem in der Ionosphäre zeigt etwa folgenden Verlauf (Abb. 11): Über die Polkappe hinweg erfolgt eine Drift von der Sonnenseite auf die Nachtseite zu niedrigeren Breiten. Der Rückstrom verläuft von der Nachtseite aus etwa parallel zum Polarlichtoval, das auch die Grenze zu hohen Breiten bildet. Diese Drift äußert sich in der Ionosphäre als Elektronenstrom, da in der *E*-Schicht die Ionen durch die häufigen Stöße mit dem Neutralgas so stark gebremst werden, daß sie nicht an der Bewegung teilnehmen können. Wegen der negativen Ladung der Elektronen ist die Stromrichtung der Driftrichtung entgegengesetzt. Die Richtung der zugehörigen elektrischen Felder wechselt innerhalb des Ovals je nach Standort von S—N um 6 Uhr Ortszeit zu E—W um Mitternacht; nach N—S um 18 Uhr. Längs des Polarlichtovals auf der Nachtseite zeigt das elektrische Feld in etwa westliche Richtung.



Teilchen mit kleinen Steigungswinkeln gegen das Magnetfeld werden bei ihrer Oszillationsbewegung in tiefere Schichten der Atmosphäre eindringen. Die Geschwindigkeit von 1 keV-Elektronen liegt in der Größenordnung von  $10^9$  cm/sec, und die Spiegelperiode beträgt einige Sekunden. In dieser Zeit hat sich die Magnetfeldkonfiguration nicht wesentlich geändert. Da sich die Teilchen aber nach der Rekombination der Feldlinien praktisch in einer magnetischen Flasche befinden, deren Dimension sich infolge der elastischen Kontraktion verkürzt, werden sie weiter beschleunigt (FERMI-Prozeß). Die zweite adiabatische Invariante

$$I = \oint v_{\parallel} \cdot ds \quad v_{\parallel} = \text{Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld}$$

$$ds = \text{Wegelement des Führungszentrums zwischen zwei Spiegelungspunkten}$$

läßt eine Abschätzung des Energiegewinnes zu. Da  $I$  konstant ist, steigt  $v_{\parallel}$  im gleichen Maß wie sich die Weglänge verkürzt, d. h. um einen Faktor 2 bis 3. Daher kann für Elektronen mit einer Energie von einigen keV gerechnet werden. Dies gilt nicht für die langsameren Protonen, deren Geschwindigkeit die hydromagnetische Geschwindigkeit der Feldlinien kaum übertrifft. Da die Beschleunigung vorzugsweise in Richtung des Feldes erfolgt, fallen Elektronen in die Ionosphäre ein, wo sie neben einer beträchtlichen Erhöhung der Ionisation auch Polarlichter erzeugen. Der Fluß steigt infolge der verkürzten Dimension auf etwa  $10^{10}$  cm<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup> an. Die Werte für Energie und Fluß der einfallenden Elektronen werden durch Beobachtungen bestätigt [z. B. McILWAIN 1960]. Der für Protonen unwirksame Beschleunigungsprozeß kann ihre untergeordnete Bedeutung für sichtbare Polarlichter erklären. Tritt die Feldvernichtung über die ganze neutrale Schicht auf, dann sollte sich der Elektroneneinfall längs des Polarlichtovals auf der Nachtseite über einige 1000 km erstrecken. Beobachtungen von Polarlichtbögen bestätigen dieses. Die Breite der Polarlichtbögen ( $\leq 10$  km) sollte eine Abbildung der Dicke der neutralen Schicht längs der Magnetfeldlinien in die Ionosphäre sein.

Ein Streifen erhöhter Leitfähigkeit ruft in einem elektrischen Feld ein zusätzliches Polarisationsfeld hervor. Da das primäre elektrische Feld längs des Polarlichtovals westlich gerichtet ist, weist das Polarisationsfeld in südlicher Richtung. Der HALL-Strom dieses Feldes fließt eng begrenzt in starker Konzentration nach Westen. Die Verhältnisse entsprechen hier dem 2. Modell von BOSTRÖM.

Auf der Morgenseite wird der Konvektionsstrom westlicher Richtung durch den Polarisationsstrom verstärkt und der östliche im Abendsektor abgeschwächt. Das resultierende Stromsystem ist nicht mehr symmetrisch zum Mittag-Mitternachtsmeridian, wie es auch die Beobachtungen zeigen. Die Vorstellungen von der Erhöhung der Leitfähigkeit als Ursache für den polaren Elementarsturm stehen im Einklang mit den experimentellen Ergebnissen von OGUTI et al. [1961].

Im Gegensatz zum magnetischen Elementarsturm weist der polare magnetische Teilsturm einige besondere Merkmale auf. So beginnt er im allgemeinen sehr plötz-

lich. Das Maximum der magnetischen Störung wird in wenigen Minuten erreicht. Eng mit dem Ablauf des Teilsturmes ist der des Polarlichtsturmes verknüpft. Beide Erscheinungen klingen nach 1 bis 3 Stunden wieder ab. Außerdem ist im allgemeinen mit dem Teilsturm ein Anwachsen des Ringstromes verbunden.

Die plötzliche Anfangsphase kann durch eine Instabilität im Schweif der Magnetosphäre verursacht werden. Dabei soll der Flächenstrom, der in der neutralen Schicht quer zum Magnetfeld fließt [AXFORD, PETSCHKE und SISCOE 1965] und die Feldlinien unterschiedlicher Richtung voneinander trennt, in eine Anzahl kleinerer Stromfäden zerreißen. Jeder Stromfaden erzeugt sein eigenes geschlossenes Magnetfeld, das wiederum infolge des Pincheffektes den Stromfaden zusammendrückt. Die Folge ist eine Beschleunigung der Teilchen innerhalb des Stromfadens. Diese Gebiete sollen mit den von ANDERSON [1965] im Schweif entdeckten Inseln energiereicher Elektronen identisch sein.

Ausgelöst werden soll die Zerreibinstabilität (tearing mode) durch verstärkten solaren Wind, der zu einer größeren Kompression im Schweif führt. Ein kritischer Parameter für das Zustandekommen ist die Dicke der neutralen Schicht. Für die Entwicklungszeit der Instabilität, die außer von der Schichtdicke, von der elektrischen Leitfähigkeit, der Plasmatemperatur und der Massendichte abhängt, wurden Werte zwischen 50 min [PIDDINGTON 1967] und 10 sec [COPPI, LAVAL und PELLAT 1965] abgeschätzt. Die Unsicherheit der eingehenden Größen bedingt diese große Streuung.

Das Magnetfeld eines Stromfadens kann eine Vereinigung zweier Feldlinien unterschiedlicher Richtung im Schweif bewirken. Infolge der Kontraktion (durch Pincheffekt) bewegt sich diese Feldlinie in Richtung auf die Erde. Andere Feldlinien oberhalb und unterhalb der neutralen Schicht rücken in die entstandene Lücke, auch sie vereinigen sich wieder und vergrößern so das Gebiet des hydromagnetischen Flusses. Wegen der Tendenz der Feldlinien sich zu schließen, wird das durch die Instabilität erzeugte energiereiche Plasma gezwungen, in Richtung auf die Erde entlang den Feldlinien abzufließen. Da die Ausbreitung quer zum Feld behindert wird, bildet sich ein Stau. Das aus dem Schweif nachgelieferte energiereiche Plasma muß daher längs höherer Feldlinien abfließen. Durch diesen Effekt sollen die im Anfangsstadium eines Polarlichtsturmes sich bildende Ausbuchtung und die polwärts gerichtete Bewegung erklärt werden [ATKINSON 1966]. Außerdem soll der Rückstauwirkung neben der ansteigenden Temperatur des Plasmas im Schweif eine Dämpfung der Instabilität bewirken, so daß sie nach einer gewissen Zeit wieder abklingt.

Neben dem schon im Zusammenhang mit dem polaren Elementarsturm beschriebenen Elektroneneinfall, der während eines Teilsturmes mit noch größerer Intensität auftreten kann, ist ein weiterer Effekt von Interesse. Die bei der Zerreibinstabilität beschleunigten Teilchen, deren Steigungswinkel gegen das Magnetfeld so groß sind, daß sie nicht in die Atmosphäre einfallen, bewegen sich vom Schweif in das Innere der Magnetosphäre. Beobachtungen lassen vermuten, daß sie sich dabei bis auf etwa 2,5 Erdradien (entsprechend 50° geomagnetischer Breite) nähern können [PIDDINGTON 1967]. Auf ihrem Weg in Gebiete höherer Magnetfeldstärke werden sie weiter be-

schleunigt [SAKURAI 1966]. Entsprechend der 50fach höheren Magnetfeldstärke kann mit einer Energiezunahme bis zum 50fachen gerechnet werden, so daß die Teilchenenergien in der Größenordnung von 50 keV liegen können. Diese Teilchen bilden zunächst einen neutralen Halbring energiereichen Plasmas auf der Nachtseite. Infolge der unterschiedlichen Driftrichtung von Elektronen und Protonen entsteht eine negative Raumladung auf der Morgenseite und eine positive auf der Abendseite (Abb. 11). Die Abbildung dieser Raumladungen in die Ionosphäre führt zu einem Stromsystem, das von FEJER [1961] diskutiert wurde. Es besteht aus 2 Stromwirbeln, deren Zentren etwa zwischen  $50^\circ$  bis  $60^\circ$  liegen. Da ihre Stromrichtung in höheren Breiten auf der Morgenseite westlich und auf der Abendseite östlich ist, verstärken sie die durch das Konvektionssystem hervorgerufenen Ströme außerhalb des Polarlichtovals. Die zum Mittag-Mitternachts-Meridian symmetrische Stromverteilung wird aber wieder durch die Erhöhung der Leitfähigkeit längs des Polarlichtovals durch einfallende Elektronen gestört. Bei der Drift der Feldlinien zu niedrigeren Breiten nehmen sie einen Überschuß an Elektronen aus dem Einfallgebiet längs des Polarlichtovals mit. Es entsteht so eine negative Raumladung, die eine Verstärkung und Ausbreitung der schon vorhandenen auf der Morgenseite bewirkt. Auf der Abendseite wird dagegen die positive Raumladung verringert. Die Folge ist eine Abschwächung des Hallstromwirbels auf der Abendseite und eine Verstärkung auf der Morgenseite, so daß daraus wieder eine zum Mittag-Mitternachtsmeridian asymmetrische Stromverteilung resultiert.

Einige Meßergebnisse von OGO-A stehen in Widerspruch zur Vorstellung, daß eine Verstärkung des solaren Windes zu einer implosiven Feldvernichtung im Schweif führt, die Ursache für den plötzlichen Beginn einer Baystörung ist. So wurden im „ruhigen“ Bereich des Schweifs mittlerer Breiten keine größeren Störungen zur Zeit von Baystörungen in der Polarlichtzone gefunden [HEPPNER, SUGIURA, SKILLMAN, LEDLEY und CAMPBELL 1967]. In diesem Bereich machen sich aber Änderungen des solaren Windes empfindlich bemerkbar. Korrelierte Störungen in anderen Bereichen waren nur zu beobachten, wenn die Längengrade von Satellit und Bodenstation etwa gleich waren. In diesen Fällen setzte die Bay am Erdboden eher ein als am Ort des Satelliten. Daraus schließen HEPPNER et al., daß ein anderer Mechanismus für den plötzlichen Beginn einer Baystörung verantwortlich sein muß. Einen solchen sehen sie in der Möglichkeit, elektrische Felder aus der Magnetosphäre in der Ionosphäre mehr oder minder plötzlich kurzzuschließen.

Die bis jetzt vorliegenden Meßergebnisse reichen aber nicht aus, um Magnetfeldvernichtung im Schweif als Ursache für den Beginn einer Baystörung mit Sicherheit auszuschließen. Zur Klärung dieser Frage werden die für die nähere Zukunft zu erwartenden Ergebnisse aus Satellitenmessungen beitragen.

**Literatur**

- AKASOFU, S.-I.: Dynamic morphology of auroras. *Space Sci. Rev.* 4, 498—540, 1965.
- AKASOFU, S.-I., und S. CHAPMAN: On the asymmetric development of magnetic storm fields in low and middle latitudes. *Planet Space Sci.* 12, 607—626, 1964.
- AKASOFU, S.-I., S. CHAPMAN und C. I. MENG: The polar electrojet. *J. Atm. Terr. Phys.* 27, 1275—1305, 1965.
- AKASOFU, S.-I., D. S. KIMBALL und C. I. MENG: The dynamics of the aurora — II, westward traveling surges. *J. Atm. Terr. Phys.* 27, 173—187, 1965a.
- , —: The dynamics of the aurora — III, westward drifting loops. *J. Atm. Terr. Phys.* 27, 189—196, 1965b.
- , —: The dynamics of the aurora — IV, polar magnetic substorms and westward travelling surges. *J. Atm. Terr. Phys.* 28, 489—496, 1966a.
- , —: The dynamics of the aurora — V, poleward motions. *J. Atm. Terr. Phys.* 28, 497—503, 1966b.
- , —: The dynamics of the aurora — VI, formation of patches and their eastward motion. *J. Atm. Terr. Phys.* 28, 505—511, 1966c.
- AKASOFU, S.-I., D. S. KIMBALL und C. I. MENG: The dynamics of the aurora — VII, equatorward motions and the multiplicity of auroral arcs. *J. Atm. Terr. Phys.* 28, 627—635, 1966d.
- ANDERSON, K. A.: Soft radiation events at high altitude during the magnetic storm of August 29—30, 1957. *Phys. Rev.* 111, 1397—1405, 1958.
- : Ballon observations of x-rays in the auroral zone, I. *J. Geophys. Res.* 65, 551—564, 1960.
- : Energetic electron fluxes in the tail of the geomagnetic field. *J. Geophys. Res.* 70, 4741 to 4763, 1965.
- ANSARI, Z. A.: The spatial and temporal variation in high latitude cosmic noise absorption and their relation to luminous aurora. *Geophys. Inst. Univ. Alaska, Sci. Rept. UAG-R 138*, 1963.
- ATKINSON, G.: A theory of polar substorms. *J. Geophys. Res.* 71, 5157—5164, 1966.
- AXFORD, W. I., und C. O. HINES: A unifying theory of highlatitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. *Can. J. Phys.* 39, 1433—1464, 1961.
- AXFORD, W. I., H. E. PETSCHER und G. L. SISCOE: Tail of the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 70, 1231—1236, 1965.
- BARCUS, J. R., und R. R. BROWN: Electron precipitation accompanying current systems in the auroral zone. *J. Geophys. Res.* 67, 2673—2680, 1962.
- BASLER, R.: Radio wave absorption in the auroral ionosphere. *J. Geophys. Res.* 68, 4665 to 4681, 1963.
- BEWERSDORFF, A., G. KREMSER, W. RIEDLER und J. P. LEGRAND: Some properties of the slowly varying ionospheric absorption events in the auroral zone. *Arkiv för Geofysik* 5, 115—127, 1966.
- BLEVIS, B. C., J. W. B. DAY und O. S. ROSCOE: The occurrence and characteristics of radar auroral echoes at 488 and 944 Mc/s. *Can. J. Phys.* 41, 1359—1380, 1963.

- BOOKER, H. G.: A theory of scattering of non-isotropic irregularities with applications to radar reflections from the aurora. *J. Atm. Terr. Phys.* 8, 204—221, 1956.
- BOSTRÖM, R.: A model of the auroral electrojets. *J. Geophys. Res.* 69, 4983—4999, 1964.
- BOWLES, K. L., B. B. BALSLEY und R. COHEN: Field aligned E-region irregularities identified with acoustic plasma waves. *J. Geophys. Res.* 68, 2485—2501, 1963.
- BROWN, R. R.: Balloon observations of auroral zone x-rays. *J. Geophys. Res.* 66, 1379—1388, 1961.
- : A study of slowly varying and pulsating ionospheric absorption events in the auroral zone. *J. Geophys. Res.* 69, 2315—2321, 1964.
- BULLOUGH, K., und T. R. KAISER: Radio reflection from aurorae — II. *J. Atm. Terr. Phys.* 6, 198—214, 1955.
- CAMPBELL, W. H.: A study of geomagnetic effects associated with auroral zone electron precipitation observed by balloons. *J. Geomagn. Geoelectr.* 16, 41—61, 1964.
- CHAPMAN, S.: The electric current systems of magnetic storms. *Terr. Mag. Atmos. Elect.* 40, 349—370, 1935.
- COLE, K. D.: Motions of the aurora and radio-aurora and their relationships to ionospheric currents. *Planet. Space Sci.* 10, 129—164, 1963.
- COPPI, B., G. LAVAL und R. PELLAT: A model for the influence of the earth magnetic tail on geomagnetic phenomena. *International Center for Theoretical Physics Publ.*
- CUMMINGS, W. D., R. E. LA QUEY, B. J. O'BRIEN und M. WALT: Rocket borne measurements of particle fluxes and auroral light. *J. Geophys. Res.* 71, 1399—1408, 1966.
- DAVIS, L. R., O. E. BERG und L. H. MEREDITH: Direct measurements of particle fluxes in and near auroras. *Space Research I*, ed. H. Kallmann Bijl, Amsterdam 1960.
- DAVIS, L. R., und J. M. WILLIAMSON: Low-energy trapped protons. *Space Research III*, ed. W. Priester, Washington D. C. 1962.
- DAVIS, T. N., und M. SUGIURA: Auroral electrojet activity index AE and its universal time variation. *J. Geophys. Res.* 71, 785—801, 1966.
- DUNGEY, J. W.: Effect of a magnetic field on turbulence in an ionized gas. *J. Geophys. Res.* 64, 2188—2191, 1959.
- : Interactions of solar plasma with the geomagnetic field. *Planet. Space Sci.* 10, 233—237, 1963.
- EHMERT, A., G. KREMSEK, G. PFOTZER, K. H. SAEGER, K. WILHELM, W. RIEDLER, A. BEWERSDORFF, J. P. LEGRAND, M. PALOUS, J. OKSMAN und P. TANSKANEN: Simultaneous measurements of auroral x-rays at Kiruna (Sweden) and Ivalo/Sodankylä (Finland) from July to September 1965. *Sparmo Bulletin No. 2*, 1966.
- FARLEY, D. T., jr.: Two-stream instability as a source of irregularities in the ionosphere. *Phys. Rev. Letters* 10, 279—282, 1963a.
- : A plasma instability resulting in field aligned irregularities in the ionosphere. *J. Geophys. Res.* 68, 6083—6097, 1963b.
- FEJER, J. A.: The effects of energetic trapped particle on magnetospheric motions and ionospheric current. *Can. J. Phys.* 39, 1409—1417, 1961.
- : Theory of auroral electrojets. *J. Geophys. Res.* 68, 2147—2157, 1963.

- FEJER, J. A.: Theory of the geomagnetic daily disturbance variations. *J. Geophys. Res.* 69, 123—137, 1964.
- FRANK, L. A., J. A. VAN ALLEN und J. D. CRAVEN: Large diurnal variations of geomagnetically trapped and of precipitated electrons observed at low altitudes. *J. Geophys. Res.* 69, 3155—3167, 1964.
- FUKUSHIMA, N.: Polar magnetic storms and geomagnetic bays. *J. Fac. Sci. Univers. Tokyo, Sec. II.* 8 (5), 293—412, 1953.
- GOSSLING, J. T.: Localization and motion of energetic electron precipitation during magnetic bays. *J. Geophys. Res.* 71, 835—848, 1966.
- GOTTLIEB, B., und J. A. FEJER: Critical examination of a theory of auroral electrojets. *J. Geophys. Res.* 72, 239—244, 1967.
- GUSTAFSSON, G.: Ionisation in the *D*-region during auroral breakup events. *Planet. Space Sci.* 12, 195—208, 1964.
- HARANG, L.: The main field of disturbance of polar geomagnetic storms. *Terr. Magn. Atmos. Elect.* 51, 353—380, 1946.
- HARANG, L., und J. TRÖIM: Studies of auroral echos: I. *Planet. Space Sci.* 5, 33—45, 1961.
- HARROWER, G. A.: Theoretical considerations in the interpretation of radio star scintillation observations. *Radioastronomical and Satellite Studies of the Atmosphere*, ed. J. Aarons, Amsterdam 1963.
- HEPPNER, J. P., M. SUGIURA, T. L. SKILLMAN, B. G. LEDLEY and M. CAMPBELL: OGO-A Magnetic field observations. *NASA Report X-612-67-150*, 59—73, 1967.
- HOLT, O., B. LANDMARK und F. LIED: A study of polar radio blackouts. *N.D.R.E. Report No. 35*, Norwegian Defense Research Establishment, Kjeller, 1961.
- KREMSEMER, G.: Über den Zusammenhang zwischen Röntgenstrahlungsausbrüchen in der Polarlichtzone und bayartigen erdmagnetischen Störungen. *Mitteilungen M.P.I. Aeronomie Nr. 14*, 1964.
- LITTLE, C. G., und H. LEINBACH: The riometer—a device for continuous observation of ionospheric absorption. *Proc. J.R.E.* 47, 315—320, 1959.
- LITTLE, C. G., G. C. REID, E. STILTNER und R. P. MERRIT: An experimental investigation of the scintillation of radio stars observed at frequencies of 223 and 456 Mc/s from a location close to the auroral zone. *J. Geophys. Res.* 67, 1763—1784, 1962.
- MATSUSHITA, S.: The morphology of the lower ionospheric region in auroral latitudes. *J. Atm. Terr. Phys.* 15, 68—72, 1959.
- MCDIARMID, I. B., D. C. ROSE und E. BUDZINSKI: Direct measurements of charged particles associated with auroral zone radio absorption. *Can. J. Phys.* 39, 1888—1900, 1961.
- MCDIARMID, I. B., und E. E. BUDZINSKI: Angular distributions and energy spectra of electrons associated with auroral events. *Can. J. Phys.* 42, 2048—2062, 1964.
- MCDIARMID, I. B., E. E. BUDZINSKI, B. A. WHALEN und N. SCKOPKE: Rocket observations of electron pitch angle distributions during auroral substorms. *Zur Veröffentlich. einger. Can. J. Phys.* :
- MCILWAIN, C. E.: Direct measurements of protons and electrons in visible aurorae. *Space Research I* ed. H. Kallmann Bijl, Amsterdam 1960.

- MOORCROFT, D. R.: Models of auroral ionization. Part. I. Auroral ionization models and their radio-reflection characteristics. *Can. J. Phys.* 39, 677—694, 1961.
- MOZER, F. S., und P. BRUSTON: Properties of the auroral-zone electron source deduced from electron spectrums and angular distributions. *J. Geophys. Res.* 71, 4451—4460, 1966a.
- , —: Auroral zone proton-electron anticorrelations, proton angular distributions, and electric fields. *J. Geophys. Res.* 71, 4461—4467, 1966b.
- NAGATA, T., und E. KANEDA: An inter-relation between auroral luminosity and simultaneous geomagnetic disturbances. *Rep. Ionos. Res. Japan* 16, 410—414, 1962.
- NESS, N. F.: The earth's magnetic tail. *J. Geophys. Res.* 70, 2989—3005, 1965.
- O'BRIEN, J. B.: Lifetimes of outer-zone electrons and their precipitation into the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 67, 3687—3706, 1962.
- : High-latitude geophysical studies with satellite Injun 3. 3 Precipitation of electrons into the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 69, 13—43, 1964.
- OGUTI, T., und T. NAGATA: Inter-relations among the upper atmosphere disturbance phenomena in the auroral zone. *Rep. Ionos. Res. Japan* 15, 31—50, 1961.
- PARTHASARATHY, R., und F. T. BERKEY: Auroral zone studies of sudden-onset radio-wave absorption events using multiple-station and multiple-frequency data. *J. Geophys. Res.* 70, 89—98, 1965.
- PETSCHKE, H. E.: Magnetic field annihilation, AAS-NASA Symp. Phys. Solar Flares ed. W. N. Hess, NASA SP 50, 1964.
- PFOTZER, G., A. EHMERT, H. ERBE, E. KEPPLER, B. HULTQUIST und J. ORTNER: A contribution to the morphology of the *x*-ray bursts in the auroral zone. *J. Geophys. Res.* 67, 575—585, 1962.
- PIDDINGTON, J. H.: A theory of auroras and the ring current. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 29, 87—105, 1967.
- SAKURAI, K.: Instability in the magnetospheric tail and acceleration of auroral electrons. *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, 20, 49—50, 1966.
- SHARP, R. D., J. E. EVANS, W. L. IMHOF, R. G. JOHNSON, J. B. REAGAN und R. V. SMITH: Satellite measurements of low energy electrons in the northern auroral zone. *J. Geophys. Res.* 69, 2721—2730, 1964.
- SOBOUTI, Y.: The relationship between unique geomagnetic and auroral events. *J. Geophys. Res.* 66, 725—737, 1961.
- ULWICK, J. C., W. P. REIDY und K. D. BAKER: Direct measurements of the ionizing flux in different types of auroal forms. *Space Research VII*, ed. R. L. Smith-Rose, Amsterdam 1967.
- WALKER, J. K.: Space-time associations of the aurora and magnetic disturbance. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 26, 951—958, 1964.
- WHITEHEAD, J. D.: The formation of sporadic-E layer in the temperate zones. *J. Atm. Terr. Phys.* 20, 49—58, 1961.

# Messung zeitlicher Wassergehaltsänderungen im Boden

Von S. LORCH, Hannover<sup>1)</sup>

Eingegangen am 24. April 1967

*Zusammenfassung:* Es wird gezeigt, daß es möglich ist, sehr geringe Wassergehaltsänderungen im Boden mit guter Schichtauflösung zu messen. Die Messungen werden dabei mit Hilfe radioaktiver Isotope durchgeführt. Es ist möglich, Angaben über die Wassergehaltsänderung auch für Schichten zu bekommen, die nahe an der Bodenoberfläche liegen.

*Summary:* It is shown that it is possible to measure very small variations in the water content of the soil by means of gamma rays with a good separation of layers. Measurements can, in fact, be extended as far as to the uppermost layers.

## 1. Einleitung

### 1.1 Problemstellung

Bekannterweise geht in unserem Klimabereich ein großer Teil der Niederschläge in den Boden, um dann entweder dem Grundwasser zugeführt zu werden oder durch Verdunstung in die Atmosphäre zurückzukehren. Den quantitativen Zusammenhang dieser Größen finden wir in der bekannten Wasserhaushaltsgleichung:

$$N = A + V + S$$

(Niederschlag = Abfluß + Verdunstung + Versickerung)

Die sich dabei zwischen Erdoberfläche und Grundwasserspiegel abspielenden Vorgänge sind meistens von komplizierter Natur und haben daher schon immer ein besonderes Interesse der Hydrologen und Bodenkundler erregt. Jahrzehntelange Beobachtungen dieses Bodenbereiches mit dem mechanischen Lysimeter vermochten jedoch nur integrale Aussagen zu ermöglichen. Differentielle Auskünfte konnte man nur gewinnen, wenn die Zerstörung (z. B. Probenentnahme) des Untersuchungsobjektes in Kauf genommen wurde. So ist in situ selbst der auf den ersten Blick simpel erscheinende Verdunstungsvorgang nicht horizontweise erfaßbar.

Es soll hier eine Methode beschrieben werden, mit der interne Vorgänge im Boden horizontweise und über lange Zeiträume verfolgt werden können. Es handelt sich dabei im wesentlichen um die zerstörungsfreie Bestimmung kleinster Dichteänderungen in Horizonten mit geringer Ausdehnung, wobei die Annahme gemacht wird, daß die Dichteänderungen auf Wassergehaltsänderungen zurückzuführen sind. Die zerstörungsfreie Messung erfolgt dabei mit Hilfe radioaktiver Strahlen (Gammastrahlen).

---

<sup>1)</sup> Diplom-Geophysiker Dr. S. LORCH, Hannover-Buchholz, Alfred-Bentz-Haus.

## 1.2 Beschreibung des Meßgerätes<sup>1)</sup> (s. Abb. 1)

Es werden im Abstand von 50 bis 70 cm zwei Rohre möglichst parallel in den Boden eingebracht, wobei in dem einen Rohr eine Gammastrahlen aussendende Quelle, in dem anderen ein Detektor schrittweise und gleichmäßig auf- und abgeführt werden. Quelle und Detektor befinden sich jeweils in gleicher Tiefe. Die Zahl der am Detektor bei jedem Schritt registrierten Quanten wird auf Lochstreifen festgehalten, die dann mit einem geeigneten Rechenprogramm ausgewertet werden. Der Schrittabstand der Anordnung „Quelle-Detektor“ ist variabel und beträgt bei Routinemessungen i. a. 6,25 cm. Bei den hier beschriebenen speziellen Untersuchungen wurde er auf ca. 1 cm reduziert. Die Zeit für einen Schritt beträgt fünf Minuten, vier Minuten davon sind reine Meßzeit. In der noch verbleibenden Minute erfolgen der Abdruck der Meßwerte und der Weitertransport der Anordnung „Quelle-Detektor“.

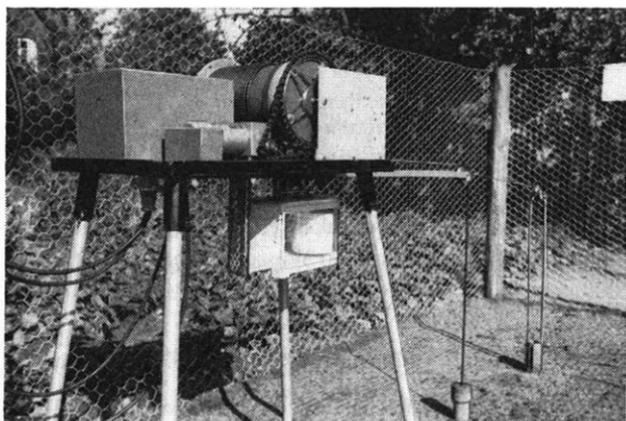


Abb. 1: Das Lysimeter im Einsatz.

(Zu erkennen sind die beiden Meßrohre und der Bewegungsmechanismus für die Anordnung „Quelle-Detektor“.)

## 2. Bestimmung der Wassergehaltsänderung

### 2.1 Grundgleichungen der Methode

Zur Beobachtung der Wassergehaltsänderung in einer bestimmten Tiefe wird dort in konstanten zeitlichen Abständen die Intensität der Gammastrahlung gemessen. Die zeitliche Variation der Strahlungsintensität des verwandten Präparates ist bekannt und

<sup>1)</sup> Entwicklung des Niedersächsischen Landesamtes für Bodenforschung, Hannover-Buchholz, Alfred-Bentz-Haus.

wird rechnerisch eliminiert. Die so korrigierte Änderung der Zählrate wird allein einer Änderung der Dichte in dem durchstrahlten Volumen zugeschrieben. Da es sich bei den Vergleichsmessungen stets um die gleiche Geometrie der Anordnung handelt, braucht die Ausdehnung des Detektors nicht berücksichtigt zu werden. Diese wird sich erst bei der Untersuchung der geometrisch bedingten Fehlerquellen, der Schichtauflösung und bei Absolutmessungen auswirken.

Bei der Auswertung der Meßergebnisse muß ferner berücksichtigt werden, daß die Dichte des Wassers gegenüber Gammastrahlen (Comptoneffekt)  $> 1 \text{ g/cm}^3$  ist. Dies hängt damit zusammen, daß das Verhältnis Elektronenzahl: Kernmassenzahl des Wasserstoffs  $< 1:2$  ist.

Betrachten wir zunächst die Erstmessung ( $N_1$ ), so erhalten wir die bekannte Beziehung:

$$N_1 = \frac{Q}{r^2} e^{-\mu' (r-R) \varrho} \quad (1)$$

Hier bedeuten:

$N_1$  Impulsrate mit Absorber im Abstand  $r$

$Q$  Impulsrate ohne Absorber im Abstand  $1$

$r$  Abstand Quelle—Detektor

$R$  Außendurchmesser der Meßrohre

$\varrho$  Dichte des Absorbers

$\mu'$  wirksamer Massenabsorptionskoeffizient

Ist bei der Wiederholungsmessung ( $N_2$ ) eine Dichteänderung durch Infiltration oder Verdunstung eingetreten, so erhalten wir

$$N_2 = \frac{Q}{r^2} e^{-\mu' (r-R) (\varrho + \Delta\varrho)} \quad (2)$$

Der Vergleich von (1) und (2) ergibt:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\mu' (r-R) \Delta\varrho} \quad (3)$$

Berücksichtigt man den nicht immer zu vernachlässigenden Nulleffekt  $C = kN_1$ , so erhält man

$$\frac{N_2 - kN_1}{N_1 - kN_1} = \frac{\frac{N_2}{N_1} - k}{1 - k} = e^{-\mu' (r-R) \Delta\varrho} \quad (4)$$

woraus sich für die Wassergehaltsänderung

$$\Delta \varrho = \frac{1}{\mu' (r-R)} \ln \frac{\frac{N_2}{1-k} - k}{\frac{N_1}{1-k}} \quad (5)$$

ergibt.

Betrachtet man die letzte Gleichung, so erkennt man, daß sich  $\Delta \varrho$  aus experimentell leicht bestimmbar GröÙen zusammensetzt. Es ist nicht erforderlich, daß man bei der Bestimmung der zeitlichen Wassergehaltsänderungen die Dichteverteilung des Bodens kennt.

In vielen Fällen wird aber die Aufnahme eines Dichteprofiles gewünscht. Bei Kenntnis nur eines Dichtewertes  $\varrho_0$  und der dazugehörigen Zählrate  $N_0$  (z. B. Eichung in Wasser) ist es möglich, quantitative Angaben der Dichteverteilung für ein beliebig tiefes Profil zu bekommen. Bezeichnen wir mit  $N_n$  die in einer bestimmten Tiefe gemessene Zählrate, so ergibt sich für die absolute Dichte (Feuchtdichte)

$$\varrho_n = \varrho_0 - \frac{1}{\mu' (r-R)} \ln \frac{N_1}{N_n} \quad (6)$$

Der Nulleffekt wurde in (6) nicht berücksichtigt.

Aus Abb. 2 läÙt sich aus dem aufgezeichneten Zählratenverlauf die Dichteverteilung des Bodens leicht ablesen.

Bei bestimmten geometrischen Besonderheiten (z. B. starke Abweichung der MeÙrohre aus der Sollage) kann die Ausdehnung des Detektors nicht vernachlässigt werden. Zur Abschätzung des dabei auftretenden Fehlers hat sich folgende Beziehung bewährt:

$$N = \frac{Q \cdot d}{2 \pi r} \int_{-\frac{\theta}{2}}^{+\frac{\theta}{2}} e^{-\frac{\mu' \varrho r}{\cos \theta_{d\theta}}} \quad (7)$$

wobei die Lage von  $\theta$  der Abb. 3 zu entnehmen ist. Die Ausdehnung des Detektors wird flächenhaft (Rechteck ABCD) angenommen.

## 2.2 Messung der Wassergehaltsänderung nahe der Bodenoberfläche

Bei diesen Untersuchungen spielen die Größe und die Gestalt des bei der Messung erfaÙten Volumens eine entscheidende Rolle. Dieses Volumen hat im wesentlichen die Gestalt einer langgestreckten Pyramide, in deren Spitze sich die Quelle befindet und deren Basis der Detektor bildet. Dieses durch die Direktstrahlung geformte Gebilde ist umgeben und durchdrungen von gestreuter Strahlung (Streusaum). Das gesamte MeÙvolumen ist also größer als die Pyramide der Direktstrahlung. Der Grad der Ver-

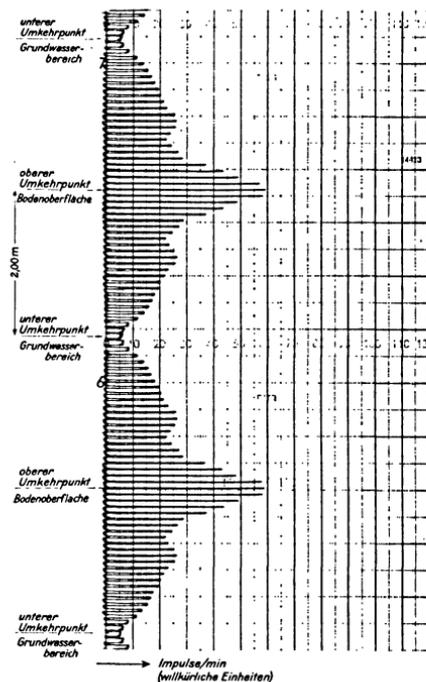


Abb. 2: Zählratenverlauf (Impulse/min) für einen natürlich gewachsenen Sandboden.

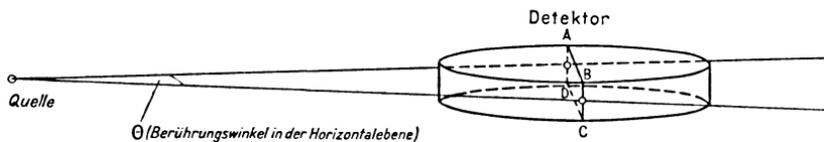


Abb. 3: Anordnung Quelle-Detektor des Gammalysimeters.

größerung hängt u. a. von der Dichteverteilung des Bodens und der Detektorempfindlichkeit (gleiche Meßzeit vorausgesetzt) ab. Zur Abschätzung des gesamten effektiven Meßvolumens und seines Einflusses auf Messungen in Oberflächennähe wurden folgende Versuche durchgeführt:

Die Anordnung Quelle—Detektor wurde in einem ca. 2 m tiefen Wasserbassin schrittweise gegen die Grenzfläche Wasser—Luft gefahren. Die Schrittweite betrug dabei ca. 1 cm. Um die Ausdehnung des Streusaumes variieren zu können, wurde die Quelle mit einer Bleiabschirmung versehen, die aus je einer kreisförmigen Scheibe

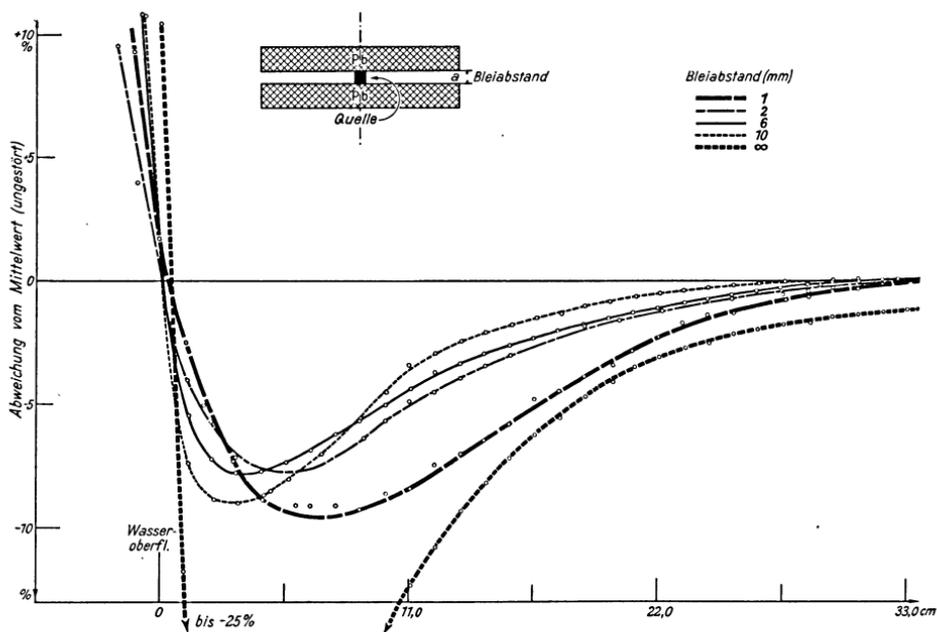


Abb. 4: Messung der Zählrate bei verschiedenen Abständen Quelle-Detektor von der Oberfläche.

oberhalb und unterhalb der Quelle bestand (Abb. 4). Der lichte Abstand der Scheiben wurde zwischen  $a = 1$  mm und 10 mm variiert. Gemessen wurde die Zählrate als Funktion des Abstandes der Oberkante des Detektorkristalls von der Wasseroberfläche für jeweils einen festen Abstand der Abschirmscheiben. Die Ergebnisse sind in Abb. 4 dargestellt. Die gemessenen Kurven haben alle eine ähnliche Form. In großer Entfernung von der Wasseroberfläche ist die Zählrate praktisch unabhängig von der Tiefe und wird gleich 100% (Mittelwert) gesetzt. Bei Annäherung an die Oberfläche fangen die Zählraten bei ca. 30 cm Abstand an zu sinken, durchlaufen ein Minimum, das etwa bei 5 cm Abstand liegt und steigen dann steil an. Es ist zu beachten, daß diese Meßwerte von der verwendeten Anordnung abhängen. Der Abstand Quelle—Detektor betrug hier 50 cm, gezählt wurden  $10^5$  Impulse = 100%.

Zur Deutung der Kurven läßt sich qualitativ folgendes sagen: Mit kleiner werdendem Abstand macht sich von ca. 30 cm an zunächst das Fehlen eines gewissen Teiles von Streuzentren oberhalb des Wassers bemerkbar. Die Rückstreuung und damit die Gesamtzählrate wird kleiner. Der steile Anstieg am linken Ende der Kurve liegt dort, wo der Detektor teilweise über der Wasseroberfläche liegt, wo also die Pyramide der Direktstrahlung bereits teilweise Luft enthält, was natürlich einen starken Anstieg der Zählrate bedingt. Das bei rund 5 cm Abstand gelegene Minimum muß jedoch auf

einen Vorgang zurückgeführt werden, der bereits wirksam wird, wenn die Pyramide der Direktstrahlung noch ganz unter Wasser verläuft. Es wird vermutet, daß bei kleinen Abständen Detektor-Wasseroberfläche bereits ein merklicher Anteil der Gesamtstrahlung die über dem Detektor gelegenen Teile der Sonde trifft und zum Detektor hin gestreut wird. Die Zählrate wird dadurch um so mehr erhöht, je mehr Sondenteile bereits über Wasser sind und je weniger Wasser zwischen der Quelle und diesen Teilen vorhanden ist. Ohne diesen Vorgang müßte die Zählrate monoton abnehmen, bis der Detektor die Wasseroberfläche berührt, und dann steil anwachsen.

Bei  $a = 1$  mm wird die Pyramide der Direktstrahlung so stark eingeeengt, daß selbst bei punktförmiger Quelle nicht mehr der ganze Detektorkristall direkt „ausgeleuchtet“ wird. Der Anteil des Streusaumes an der Gesamtzählrate ist hier relativ groß.

Zwischen  $a = 2$  mm und  $a = 10$  mm sind die geometrischen Verhältnisse etwa gleichbleibend, da hier der ganze Detektor Direktstrahlung empfängt und gleichzeitig bei größer werdendem Bleiabstand  $a$  ein immer größerer Teil der etwa 6 mm hohen Quelle freigegeben wird.

Fehlt die Abschirmung vollständig, so kann sich der Streusaum voll ausbilden. Das Minimum erreicht jetzt den Wert 75% dort, wo etwa der halbe Streusaum unwirksam geworden ist. In diesem Falle kommt also etwa die Hälfte der empfangenen Strahlung aus dem Streusaum außerhalb der Pyramide der Direktstrahlung.

Die mit diesen Versuchen gewonnenen Ergebnisse lassen noch offen, ob Formel (5) im Bereich nahe der Bodenoberfläche erweitert werden muß, d. h. ob bei aufeinander folgenden Messungen zur Ermittlung kleiner Dichtedifferenzen Korrekturen angebracht werden müssen, die den Beitrag der Streustrahlung berücksichtigen.

Zur Klärung dieser Fragen wurden weitere Versuche durchgeführt:

Die Versuchsanordnung hierzu ist gleich der gerade beschriebenen. Der Bleiabstand an der Quelle betrug 10 mm.

In den Strahlengang wurden Absorber eingebracht, welche die mittlere Dichte des Strahlenweges in dem Bereiche der praktisch vorkommenden Dichteunterschiede variieren ließen.

Die Ergebnisse sind in Abb. 5 dargestellt. Die Zählraten streuen bei den drei kleineren Dichtewerten ( $\Delta\rho = 0,003$  bis  $0,015$  g/cm<sup>3</sup>) noch zufällig. Beim größten Dichtewert ( $\Delta\rho = 0,032$  g/cm<sup>3</sup>) ist allerdings eine Abhängigkeit vom Abstand des Detektors von der Oberfläche bemerkbar; und zwar findet man näher an der Oberfläche höhere Zählraten, was auf einen größeren Anteil der Rückstreuung an den oberen Sondenteilen schließen läßt. Dies betrifft jedoch im wesentlichen nur das Intervall 0 cm bis 10 cm, in dem bei der praktischen Anwendung nur der erste Meßpunkt liegt.

Die vier Punktgruppen lassen sich zwanglos durch ein Stück einer Exponentialfunktion verbinden. Zwar unterscheidet sich dies Stück kaum von einer Geraden, doch kommt auf Grund der Theorie keine andere Funktion in Frage. Aus der Neigung dieses Kurvenstücks folgt der Wert für den Massenabsorptionskoeffizienten  $\mu'$  (Gleichungen (1) bis (6)).

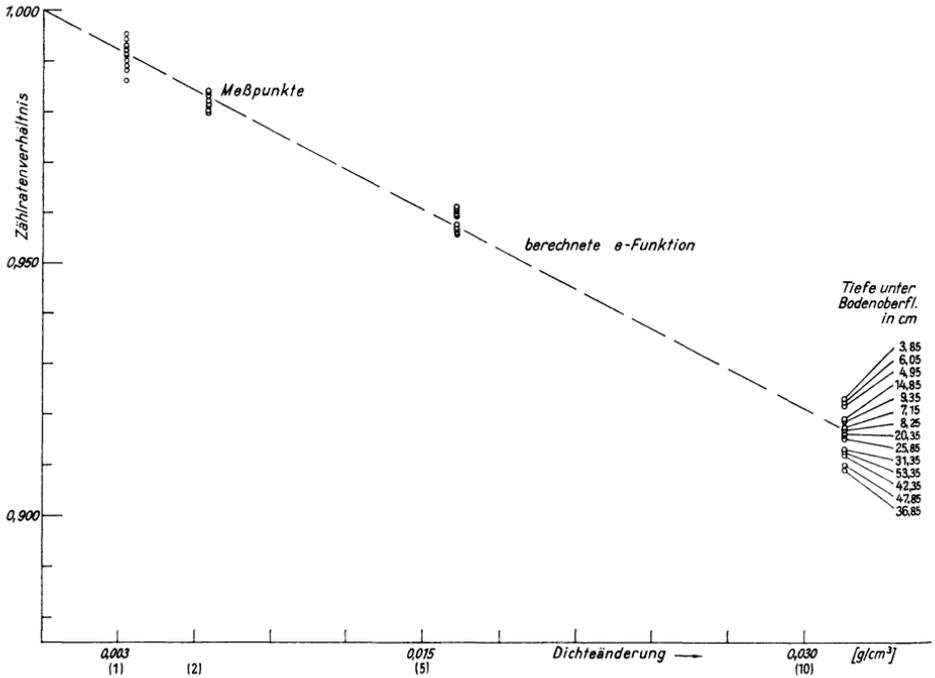


Abb. 5: Messung des Zählratenverhältnisses für verschiedene Tiefen in Abhängigkeit von der Dichte-(Wassergehalts-)änderung.

Berechnet man aus den Meßdaten der drei ersten Dichteänderungswerte ( $\Delta\rho = 0,003$  bis  $0,015 \text{ g/cm}^3$ ) den mittleren quadratischen Fehler (Normalverteilung der Werte liegt vor), so erhält man folgende Werte  $\sigma_i$  (Indexbezeichnung siehe Abb. 3):

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \pm 0,0024 \\ \sigma_2 &= \pm 0,0015 \\ \sigma_5 &= \pm 0,0032 \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{(relative Zählraten, Zählrate} \\ \text{bei } \Delta\rho = 0 \text{ ist } = 1,00 \text{ gesetzt),} \end{array}$$

woraus sich als quadratisches Mittel der Wert

$$\sigma_m = \pm 0,0025$$

ergibt. Dies entspricht bei der Dichteänderung einem Fehler von  $\pm 0,0009 \text{ g/cm}^3$ .

In der vierten Wertegruppe ( $\Delta\rho = 0,030 \text{ g/cm}^3$ ) liegen alle Werte außer denen mit den Abständen 0 cm bis 6,25 cm innerhalb eines Intervalls von  $0,913 \pm 0,0075$  und können damit noch dem Intervall der zufälligen Streuung zugeordnet werden, deren Gesamtwert mit  $\pm 0,0023 \text{ g/cm}^3$  angegeben ist, was in der Skala der relativen Zählrate  $\pm 0,0031$  entspricht.

Das Ergebnis dieses Versuches zeigt, daß Dichteänderungsmessungen in der Nähe der Erdoberfläche bis herunter zu einem Abstand von etwa 10 cm nach Formel (5) ohne wesentlichen Fehler ausgewertet werden können. Der anscheinend systematische Fehler bei 6,25 cm entspricht einer Dichteänderung von  $0,003 \text{ g/cm}^3$  und darf in der Praxis ebenfalls noch vernachlässigt werden.

### 2.3 Messung des räumlichen Auflösungsvermögens der Anlage bei horizontaler Schichtung

Das Schichtauflösungsvermögen der Anlage wurde bestimmt, indem in den Zwischenraum Detektor-Quelle Absorber bestimmter Gestalt und Dichte eingebracht wurden. In den Abb. 6 und 7 ist das Ergebnis dieses Versuches dargestellt. Nimmt man

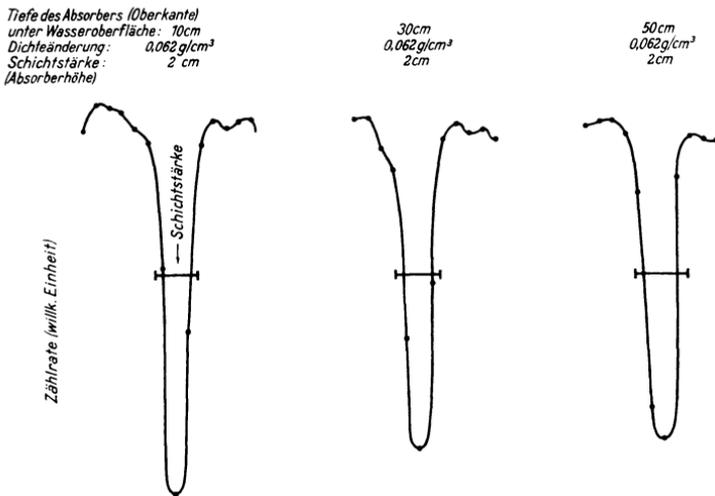


Abb. 6: Bestimmung des Auflösungsvermögens der Anordnung Quelle-Detektor.

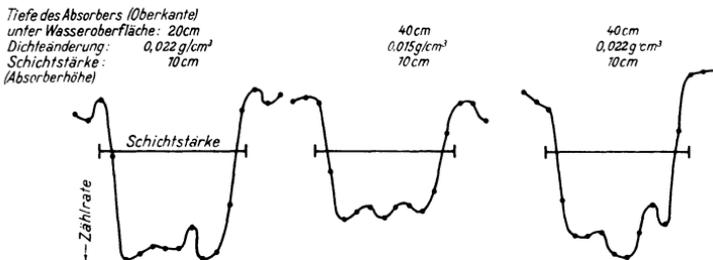


Abb. 7: Bestimmung des Auflösungsvermögens der Anordnung Quelle-Detektor.

den Wendepunkt der steilen Kurvenflanken als Maß für die Lage der Schichtgrenze, so liegt dessen Abweichung von der wahren Schichtgrenze bei maximal 12 mm. Diese Abweichung dürfte im wesentlichen durch die Höhe des Detektorkristalls von 2,54 cm bestimmt sein.

## 2.4 Messung eines Niederschlages

Mit dem Gammalysimeter wurde ein natürlich gewachsener Sandboden bis in ca. 2 m Tiefe auf seine Wassergehaltsänderungen  $\Delta Q$  untersucht. Die Abb. 2 zeigt an Hand des Impulsratenverlaufes recht anschaulich, daß die Feuchtdichte kontinuierlich und ohne scharfe Änderungen von der Oberfläche bis in den Grundwasserbereich verläuft. Wir haben es hier offensichtlich mit einem Boden zu tun, der ein geringes Porenvolumen besitzt und der die Entwicklung eines scharf begrenzten Grundwasserspiegels unmöglich macht. An Stelle des Grundwasserspiegels bildet hier eine Übergangszone einen Kapillarsaum als Abschluß des Grundwassers nach oben.

Will man die zeitliche Änderung des Wassergehaltes im Boden verfolgen, dann ist die in Abb. 8 dargestellte Auftragung der Meßwerte vorteilhaft. Man sieht hier einen Ausschnitt einer längeren Untersuchungsreihe, der insofern interessant ist, als vor einem starken Niederschlag (10,9 mm WS/30 min) eine längere Trockenzeit herrscht. Die für die einzelnen Horizonte (Abstand 8,3 cm) aufgetragenen  $\Delta Q$ -Werte ( $\Delta w$ ) lassen recht gut den Austrocknungsvorgang erkennen. Interessant ist dabei die Tatsache, daß die  $\Delta Q$ -Kurven eine Tagesperiodizität aufweisen. Das Maximum dieser Perioden fällt dabei jeweils in die Morgenstunden (5—6 Uhr), während das Minimum in die Abendzeit fällt. Wahrscheinlich wird diese wellenförmige Überlagerung durch das Wechselspiel von Kondensation und Verdunstung des im Boden befindlichen Wassers hervorgerufen.

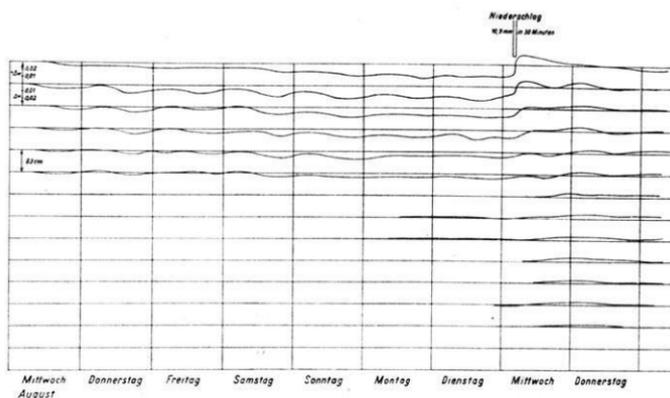


Abb. 8: Messung einer durch Niederschlag hervorgerufenen Wassergehaltsänderung im Boden.

Der am zweiten Mittwoch in den frühen Morgenstunden gefallene Niederschlag von 10,9 mm WS/30 min wird deutlich erfaßt: man sieht, daß die Kurven in den oberen Horizonten schlagartig ansteigen. Nach ca. 1,5 Tagen hat sich aber bereits der ursprüngliche Wassergehalt wieder eingestellt.

Wenn man den zeitlichen Aufbau des Maximums in den einzelnen Horizonten verfolgt (unter Berücksichtigung der überlagerten Tagesschwankung), so kann man auf die Einsickerungsgeschwindigkeit schließen. Diese läßt sich hier zu 5 cm/h abschätzen.

## 2.5 Fehlerbetrachtungen

### 1. Geometrischer Fehler der Anordnung:

Beim Aufbau eines Gammalydimeters muß man sich darüber im klaren sein, welchen Einfluß geometrische Verrückungen von der Sollage auf das Meßergebnis haben können. Diese Verrückungen können einmal in Richtung (horizontal) der Verbindungslinie „Quelle—Detektor“ und senkrecht dazu auftreten.

a) horizontale Verrückung ( $\Delta r$ ): Beträgt die Änderung des Wassergehaltes  $\Delta \varrho$ , so erhalten wir für die Abweichung von diesem Wert

$$\Delta \varrho_h = -\frac{\Delta r}{r} \Delta \varrho \quad (8)$$

Beispiel: Für  $\Delta \varrho = 0,018 \text{ g/cm}^3$

$$r = 50 \text{ cm und}$$

$$\Delta r = 1 \text{ cm}$$

erhalten wir  $\Delta \varrho = 0,00036 \text{ g/cm}^3$ , ein Betrag, der gegenüber dem Gesamtfehler recht klein ist. Da es experimentell nicht schwierig ist, den Abstand Quelle—Detektor für die einzelnen Horizonte auf  $\pm 0,1 \text{ cm}$  zu bestimmen, kann selbst bei größeren Wassergehaltsschwankungen dieser Fehler als vernachlässigbar klein angesehen werden.

b) vertikale Verrückung ( $\Delta H$ ): Beträgt die Änderung des Wassergehaltes ebenfalls  $\Delta \varrho$ , so erhalten wir für die Abweichung von diesem Wert

$$\Delta \varrho_v = -\frac{r - \sqrt{r^2 + (H)^2}}{r} \cdot \Delta \varrho \quad (9)$$

Vergleichen wir (8) und (9), so erkennen wir, daß bei gleicher Längenänderung der Einfluß der vertikalen Längenänderung wesentlich geringer ist als der der horizontalen Längenänderung.

2. *Statistischer Fehler (berechnet für ca.  $5 \cdot 10^5$  Impulse)*: 0,0014 g/cm<sup>3</sup>.

3. *Gangfehler für 8 Stunden Meßzeit<sup>1)</sup>*, der dadurch entsteht, daß die Empfindlichkeit der Anlage nicht konstant ist (der geometrische Fehler ist eingeschlossen): 0,0018 g/cm<sup>3</sup>.

**Gesamtfehler** (aus Meßwerten bestimmt): 0,0023 g/cm<sup>3</sup>.

Der Gesamtfehler entspricht einem Niederschlag von 2,3 mm WS, der sich gleichmäßig bis in 1 m Tiefe im Boden verteilt. Mit dieser Genauigkeit befindet man sich bereits in einem Bereich, in dem sich Dichteänderungen, die infolge Temperaturschwankungen des Wassers hervorgerufen werden, bemerkbar machen:

$T^{\circ}$ (C)	Dichte (g/cm <sup>3</sup> )	
4	0,99973	
10	0,999701	
15	0,999099	Differenz 10 °C—30 °C = 0,004052 g/cm <sup>3</sup>
20	0,998205	
25	0,997047	
30	0,995649	

### Zusammenfassung

Die Ergebnisse zeigen, daß es möglich ist, sehr geringe Wassergehaltsänderungen des Bodens horizontweise und mit guter Schichtauflösung zu messen. Spezielle Untersuchungen galten der Klärung der Frage, ob diese Messungen auch bis nahe an die Bodenoberfläche durchgeführt werden können. Hier ist wegen des starken Verlustes des die Direktstrahlung begleitenden Streusaumes an Streuzentren mit einer Verfälschung der Ergebnisse zu rechnen. Es wird hier gezeigt, daß die Messungen bis an die Bodenoberfläche heran durchgeführt werden können, ohne daß bei der Auswertung der Streusaum mit seinen geometrischen Besonderheiten berücksichtigt zu werden braucht.

---

<sup>1)</sup> Der Gangfehler der Anlage kann sich höchstens in einem achtstündigen Meßzeitintervall auswirken, da die Messungen bis ca. 50 cm unter dem niedrigsten Grundwasserstand ausgeführt werden und hier eine konstante Dichte vorausgesetzt werden darf. Solche Anschlußmessungen im Grundwasser erfolgen bei Dauereinsatz spätestens alle 8 Stunden.

# Zur Interpretation des geomagnetischen Hauptfeldes als vektorielles Zufallsfeld<sup>1) 2)</sup>

Von H. KAUTZLEBEN, Potsdam<sup>3)</sup>

Eingegangen am 31. Juli 1967

*Zusammenfassung:* Als mögliches statistisches Modell der Beobachtungen des geomagnetischen Hauptfeldes wird ein homogenes und isotropes vektorielles Zufallsfeld, für das ein skalares Potential existiert, diskutiert. Für die Erwartung und die Korrelationsfunktionen dieses Zufallsfeldes werden die analytischen Ausdrücke in Form von Reihen nach Kugelfunktionen angegeben und im Hinblick auf ihre Symmetrieeigenschaften untersucht. Der Vergleich mit entsprechenden Eigenschaften von empirischen Schätzungen auf Grund von geomagnetischen Weltkarten zeigt eine noch unbefriedigende Übereinstimmung. Auf einige theoretische und praktische Aspekte der Interpretation des Hauptfeldes als homogenes und isotropes Zufallsfeld wird hingewiesen.

*Summary:* As a possible statistical model for the observations of the main geomagnetic field a homogeneous and isotropic stochastic field is discussed, which is derivable from a scalar potential. The analytical expressions for the expectance and the correlation functions of this stochastic field are given and investigated in view of their properties of symmetry. The comparison between these properties and corresponding properties of some empirical estimations, based upon world geomagnetic charts, shows little conformity. Some theoretical and practical aspects for the interpretation of the main field in terms of a homogeneous and isotropic stochastic field are mentioned.

## 1. Einleitung

Seit der klassischen Arbeit von C. F. GAUSS „Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus“ [1877] besteht eine grundlegende Aufgabe der erdmagnetischen Forschung darin, eine sachlich geeignete analytische Darstellung für das Erdmagnetfeld zu berechnen. Diese Aufgabenstellung ist in der letzten Zeit wieder aktuell geworden. Als sachlich geeignet wird man einen solchen analytischen Ausdruck bezeichnen, der die physikalische Situation angemessen beschreibt und durch die vorhandenen Beobachtungen gerechtfertigt wird.

<sup>1)</sup> Mitteilung aus dem Geomagnetischen Institut der DAW, Potsdam, Nr. 252.

<sup>2)</sup> Zusammengefaßte Darstellung zweier Vorträge, gehalten auf dem Kolloquium des Geomagnetischen Instituts der DAW über Probleme des geomagnetischen Innenfeldes in Potsdam, 20. bis 22. 10. 1966, bzw. auf der 28. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Clausthal-Zellerfeld, 16.—20. 5. 1967.

<sup>3)</sup> Dr. rer. nat. habil. HEINZ KAUTZLEBEN, Geomagnetisches Institut der DAW, ×15 Potsdam, Telegrafenberg.

Im Verlauf der bisherigen Untersuchungen hat sich als sachgemäße Darstellung die Darstellung des Hauptfeldes durch eine Reihe erwiesen, die nach Kugelfunktionen fortschreitet. Über die genaue Form dieser Reihendarstellung und die notwendige Zahl von Reihenkoeffizienten besteht jedoch noch keine Übereinstimmung. Bei der Lösung dieser Fragen sind Entscheidungen zu treffen, für die statistische Methoden erforderlich sind.

Das Hauptfeld wird definiert als der Anteil am Magnetfeld der Erde, der für weltweite Untersuchungen wesentlich ist. Eine Beobachtung des Magnetfeldes enthält aber außer dem Anteil des Hauptfeldes noch eine Vielzahl anderer Einflüsse, die nur unvollkommen kontrolliert werden können und die von Punkt zu Punkt auf der Erdoberfläche unregelmäßig, zufällig schwanken. Zu diesen Einflüssen gehören z. B. Meßfehler, kurzzeitige Variationen, Anomalien infolge lokaler geologischer Störkörper. Hinzu kommen noch mehr oder weniger zufällige Fehler, die man bei der Auswertung und Bearbeitung des Beobachtungsmaterials durch Interpolation zwischen den eigentlichen Meßpunkten begeht. Da eine analytische Darstellung des Hauptfeldes aus praktischen Gründen stets nur aus einer Reihe mit endlich vielen Gliedern bestehen kann, müssen auch die Beiträge der vernachlässigten Reihenglieder zum Erdmagnetfeld als zufällige Größen betrachtet werden.

Man muß also das Erdmagnetfeld auffassen als eine Summe, die aus einer gewöhnlichen Ortsfunktion — man bezeichnet sie dann im engeren Sinne als Hauptfeld — und einem zufälligen Anteil, der im Prinzip ebenfalls ortsabhängig sein kann, besteht. Um den zufälligen Anteil abtrennen zu können, sind einigermaßen richtige Vorstellungen über die Wahrscheinlichkeitsverteilung bzw. das statistische Modell dieses zufälligen Anteils erforderlich. Eine eingehende Untersuchung dieser Problematik wurde von KAUTZLEBEN [1966] durchgeführt.

Wenn man die bekannte analytische Darstellung des geomagnetischen Hauptfeldes durch eine Reihe nach Kugelfunktionen bis 6. Grades und 6. Ordnung ableitet, verwendet man bisher in fast allen Fällen Verfahren, die sich auf die Methode der kleinsten Quadrate zurückführen lassen [KAUTZLEBEN 1966]. Hierbei wird implizit vorausgesetzt, daß die Beobachtungen statistisch unabhängig sind. Diese Voraussetzung, nach der zwischen den zufälligen Anteilen an den einzelnen Beobachtungen keinerlei Zusammenhang bestehen soll, ist aber nach den einleitenden Bemerkungen offensichtlich wenig zutreffend. Man erreicht aber schon mit diesem einfachsten statistischen Modell einige vernünftige Angaben über die Art, den notwendigen Umfang und die Genauigkeit der resultierenden analytischen Darstellung für das geomagnetische Hauptfeld [FANSELAU, KAUTZLEBEN, LUCKE, MAUERSBERGER u. SELLIEN 1964, KAUTZLEBEN 1965].

Das nächstkomplizierte Modell fordert, daß die Beobachtungen an den verschiedenen diskreten Punkten miteinander korreliert sind. Ein wesentlicher Vorteil dieses Modells besteht darin, daß damit die Methode der kleinsten Quadrate ebenfalls funktioniert. Der numerische Formalismus erfordert zwar einige Modifikationen, aber man erhält Aussagen von genau der gleichen Art wie mit dem Modell der unabhängigen Beobachtungen (vgl. z. B. KAUTZLEBEN 1966).

Den unbestreitbaren theoretischen Vorzügen dieses Modells steht der praktische Nachteil gegenüber, daß die Korrelationskoeffizienten zwischen den Beobachtungen an jeweils zwei Punkten der Erdoberfläche bekannt sein müssen. Analysen der Beobachtungen auf Grund dieses Modells sind bisher gerade an dieser Schwierigkeit gescheitert. Es gibt jedoch verschiedene Möglichkeiten, diese Korrelationskoeffizienten zu schätzen. Über die Ergebnisse solcher Untersuchungen wurde bereits in [KAUTZLEBEN, i. Dr.] berichtet.

Die beiden bisher betrachteten statistischen Modelle haben zumindest von der physikalischen Seite her den wesentlichen Mangel, daß sie nur für diskrete Beobachtungspunkte definiert sind. Wenn man aber den Abstand der Beobachtungspunkte immer kleiner werden läßt, kommt man schließlich zu einer kontinuierlichen Folge von Beobachtungen. Dann muß man aber nicht nur das Hauptfeld, sondern auch den zufälligen Anteil als eine stetige Funktion, als eine Zufallsfunktion ansehen, deren statistische Kenngrößen ebenfalls Ortsfunktionen sein können. Es wird an dieser Stelle über ein entsprechendes statistisches Modell für das Hauptfeld berichtet und untersucht, wie weit die Ergebnisse von [KAUTZLEBEN, i. Dr.] in Termen dieses Modells interpretiert werden können.

## 2. Das Modell des homogenen und isotropen Zufallfeldes

Als Zufallsfeld wird eine Ortsfunktion definiert, die durch die Ergebnisse einer bestimmten Beobachtung festgelegt wird und bei mehrmaliger Wiederholung dieser Beobachtung infolge einer Vielzahl nicht kontrollierbarer Einflüsse verschiedene Werte annehmen kann. Zur statistischen Beschreibung des Zufallsfeldes werden Methoden angewendet, die auf der Theorie der Zufallsfunktionen (z. B. [PUGAČEV 1962]) beruhen und für den allgemeinen Fall von OBUCHOV [1958] ausführlich dargestellt worden sind. Man beschränkt sich bei der statistischen Beschreibung gewöhnlich auf die Angabe der mathematischen Erwartung und der Korrelationsfunktionen des Zufallsfeldes. Wenn man das geomagnetische Hauptfeld als Zufallsfeld interpretieren will, muß man einige Komplikationen beachten. Das Erdmagnetfeld ist ein Vektorfeld und besitzt ein skalares Potential. Als Bezugsfläche wird gewöhnlich in guter Näherung eine Kugeloberfläche als Modell der Erdoberfläche verwendet.

Bei der hier angestrebten statistischen Beschreibung wird das Potential des Hauptfeldes als skalares Zufallsfeld und das Hauptfeld selbst als vektorielles Zufallsfeld angesehen. Beide Zufallsfelder sind durch die bekannte Beziehung

$$\vec{H} = -\text{grad } V \quad (1)$$

verknüpft, die auch für die statistischen Kenngrößen einschneidende Vereinfachungen bewirkt. Das Potential  $V(r, \vartheta, \lambda)$  wird in der hier vorgenommenen Beschränkung durch seine Erwartung  $M[V(r, \vartheta, \lambda)]$  und seine Korrelationsfunktion  $K_V(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda')$  beschrieben. Beide Funktionen sind einfache Ortsfunktionen. Der analytische Ausdruck für die Erwartung ist identisch mit der üblichen analytischen Darstellung

des Potentials. Die Korrelationsfunktion wird allein durch die zufälligen Anteile an den Beobachtungen des Hauptfeldes bestimmt.

Das Zufallsfeld „Potential“ kann wie eine gewöhnliche Funktion in eine Reihe nach Kugelflächenfunktionen entwickelt werden. Man erhält dann die bekannte, im Mittel konvergente Reihe, in der allerdings die Koeffizienten Zufallsgrößen sind. Aus dieser Reihendarstellung kann man auch für die Erwartung des Potentials und die Korrelationsfunktion Reihendarstellungen ableiten. In der Praxis beschränkt man sich bei der Darstellung der Erwartung auf den endlichen Reihenausdruck

$$M[V(r, \vartheta, \lambda)] = r_0 \sum_{n=1}^K \sum_{m=0}^n \{M[g_n^m] \cos m\lambda + M[h_n^m] \sin m\lambda\} P_n^m(\vartheta) \left[\frac{r_0}{r}\right]^{n+1}, \quad (2)$$

wobei hier der Einfachheit halber die Anteile äußerer Quellen vernachlässigt worden sind. In diesem Ausdruck treten die Erwartungswerte  $M[g_n^m]$  und  $M[h_n^m]$  der zufälligen Koeffizienten  $g_n^m$  und  $h_n^m$  auf. Für  $n \geq m > K$  werden die Erwartungswerte der Koeffizienten als gleich Null vorausgesetzt. Für die Korrelationsfunktion des Potentials erhält man den Ausdruck

$$\begin{aligned} &K_V(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') \\ &= M[\{V(r, \vartheta, \lambda) - M[V(r, \vartheta, \lambda)]\} \{V(r', \vartheta', \lambda') - M[V(r', \vartheta', \lambda')]\}] \\ &= r_0^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m'=0}^{n'} \{K[g_n^m, g_{n'}^{m'}] \cos m\lambda \cos m'\lambda' \\ &\quad + K[g_n^m, h_{n'}^{m'}] \cos m\lambda \sin m'\lambda' + K[h_n^m, g_{n'}^{m'}] \sin m\lambda \cos m'\lambda' \\ &\quad + K[h_n^m, h_{n'}^{m'}] \sin m\lambda \sin m'\lambda'\} P_n^m(\vartheta) P_{n'}^{m'}(\vartheta') \left(\frac{r_0}{r}\right)^{n+1} \left(\frac{r_0}{r'}\right)^{n'+1}, \quad (3) \end{aligned}$$

in dem die Korrelationsmomente  $K[g_n^m, g_{n'}^{m'}]$  usw. der zufälligen Koeffizienten auftreten. Die Korrelationsfunktion spiegelt nur die Eigenschaften der zufälligen Abweichungen des Potentials von seiner Erwartung wider. Folglich werden also durch (2) die Anteile des Hauptfeldes und durch (3) die oben erwähnten zufälligen Anteile an den Beobachtungen des Erdmagnetfeldes beschrieben. Nach Definition ist die Erwartung der zufälligen Anteile identisch Null.

Im allgemeinen Fall ist die Korrelationsfunktion recht kompliziert. Jedoch treten beträchtliche Vereinfachungen ein, wenn über die statistischen Eigenschaften des zufälligen Anteils geeignete Voraussetzungen gemacht werden können. Am einfachsten wird die Darstellung, wenn man die zufälligen Anteile am Potential als statistisch homogenes und isotropes Zufallsfeld ansehen kann. Hierfür muß vorausgesetzt werden, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Zufallsfeldes bei beliebigen Verschiebungen und Drehungen eines Systems von beliebig ausgewählten Beobachtungspunkten ohne Änderung ihrer relativen Anordnung invariant ist. Bei solchen Zufallsfeldern ist die Erwartung überall Null und hängt die Korrelationsfunktion nur von der

Entfernung der beiden Korrelationspunkte ab. Für die einzelnen Reihenglieder in der Reihendarstellung (3) der Korrelationsfunktion des Potentials folgt dabei

$$\left. \begin{aligned} K [g_n^m, g_{n'}^{m'}] &= K [h_n^m, h_{n'}^{m'}] = \delta_{nn'} \delta_{mm'} K [g_n^0, g_n^0] \\ &\text{für alle } m = 0, 1, \dots, n, \\ K [g_n^m, h_{n'}^{m'}] &= K [h_n^m, g_{n'}^{m'}] = 0 \\ &\text{für beliebige } n, n', m, m', \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

mit  $\delta$  als KRONECKER-Symbol; sämtliche Koeffizienten sind also nicht korreliert. Die Reihe (3) nimmt damit die Form

$$K_V (r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') = r_0^2 \sum_{n=1}^{\infty} D_V [g_n^0] P_n (\tau) \left( \frac{r_0^2}{rr'} \right)^{n+1} \quad (5)$$

an, wobei  $\tau$  die sphärische Entfernung der beiden Korrelationspunkte bezeichnet. Mit  $D_V [g_n^0] = K [g_n^0, g_n^0]$  wird die Dispersion der Koeffizienten für die zonalen Reihenglieder bezeichnet.

Die statistische Beschreibung des Potentials ist eng mit der statistischen Beschreibung des Hauptfeldes verknüpft. Das Hauptfeld bildet dabei ein vektorielles Zufallsfeld im dreidimensionalen Raum, das als Gesamtheit der drei skalaren Zufallsfelder  $H_1, H_2$  und  $H_3$  definiert wird. Diese beschreiben die Komponenten des Feldvektors  $\vec{H}$  in bezug auf die im betrachteten Punkt gültigen Basisvektoren. Beim vorliegenden Problem werden Kugelkoordinaten verwendet, und man wird auf die Komponenten  $X, Y$  und  $Z$  geführt, die wegen (1) mit dem Potential  $V$  die Beziehungen

$$X = -H_\vartheta = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \vartheta}, \quad Y = H_\lambda = -\frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial V}{\partial \lambda}, \quad Z = -H_r = \frac{\partial V}{\partial r} \quad (6)$$

besitzen. Hier interessieren die Reihendarstellungen für Erwartungen und Korrelationsfunktionen dieser Komponenten, wenn für das Potential die bekannte Reihenentwicklung nach Kugelfunktionen vorliegt.

Für die Erwartungen erhält man die Reihenausdrücke

$$\left. \begin{aligned} M [X (r, \vartheta, \lambda)] &= \sum_{n=1}^K \sum_{m=0}^n \{M [g_n^m] \cos m\lambda + M [h_n^m] \sin m\lambda\} \frac{dP_n^m (\vartheta)}{d\vartheta} \left( \frac{r_0}{r} \right)^{n+2}, \\ M [Y (r, \vartheta, \lambda)] &= \sum_{n=1}^K \sum_{m=0}^n \{M [g_n^m] \sin m\lambda - M [h_n^m] \cos m\lambda\} m \frac{P_n^m (\vartheta)}{\sin \vartheta} \left( \frac{r_0}{r} \right)^{n+2}, \\ M [Z (r, \vartheta, \lambda)] &= \sum_{n=1}^K \sum_{m=0}^n \{M [g_n^m] \cos m\lambda + M [h_n^m] \sin m\lambda\} (-n-1) P_n^m (\vartheta) \left( \frac{r_0}{r} \right)^{n+2}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Die Erwartungen der zufälligen Anteile an diesen Komponenten verschwinden ebenso wie die Erwartung des zugehörigen zufälligen Anteils am Potential. Die Reihenausdrücke für die insgesamt 9 verschiedenen Korrelationsfunktionen, die für die Kombinationen  $X$  mit  $X$ ,  $X$  mit  $Y$ ,  $Y$  mit  $Y$ ,  $Y$  mit  $Z$ ,  $Z$  mit  $Z$ ,  $Z$  mit  $X$ ,  $X$  mit  $Z$ ,  $Z$  mit  $Y$  und  $Y$  mit  $X$  bei den beiden Korrelationspunkten  $(r, \vartheta, \lambda)$  und  $(r', \vartheta', \lambda')$  gelten, lassen sich leicht ableiten. Sie sind im allgemeinen jedoch sehr unübersichtlich.

Wenn die zufälligen Anteile am Potential ein statistisch homogenes und isotropes Zufallsfeld bilden, vereinfachen sich diese Reihenausdrücke ganz wesentlich. Man erhält für die Autokorrelationsfunktionen:

$$\left. \begin{aligned}
 K_{Z,Z}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} (n+1)^2 D_V [g_n^0] P_n(\tau) \left( \frac{r_0^2}{rr'} \right)^{n+2}, \\
 K_{X,X}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} D_V [g_n^0] \left( \frac{r_0^2}{rr'} \right)^{n+2} \sum_{m=0}^n \frac{dP_n^m(\vartheta)}{d\vartheta} \frac{dP_n^m(\vartheta')}{d\vartheta'} \cos m(\lambda - \lambda'), \\
 K_{Y,Y}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} D_V [g_n^0] \left( \frac{r_0^2}{rr'} \right)^{n+2} \sum_{m=0}^n m^2 \frac{P_n^m(\vartheta)}{\sin \vartheta} \frac{P_n^m(\vartheta')}{\sin \vartheta'} \cos m(\lambda - \lambda'),
 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

während sich für die Kreuzkorrelationsfunktionen

$$\left. \begin{aligned}
 K_{Z,X}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} (-n-1) D_V [g_n^0] \left( \frac{r_0^2}{rr'} \right)^{n+2} \sum_{m=0}^n P_n^m(\vartheta) \frac{dP_n^m(\vartheta')}{d\vartheta'} \cos m(\lambda - \lambda'), \\
 K_{Z,Y}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} (n+1) D_V [g_n^0] \left( \frac{r_0^2}{rr'} \right)^{n+2} \sum_{m=0}^n m P_n^m(\vartheta) \frac{P_n^m(\vartheta')}{\sin \vartheta'} \sin m(\lambda - \lambda'), \\
 K_{X,Y}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} D_V [g_n^0] \left( \frac{r_0^2}{rr'} \right)^{n+2} \sum_{m=0}^n m \frac{dP_n^m(\vartheta)}{d\vartheta} \frac{P_n^m(\vartheta')}{\sin \vartheta'} \sin m(\lambda - \lambda')
 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ergibt. Die Ausdrücke für die drei restlichen Korrelationsfunktionen

$$K_{X,Z}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda'), \quad K_{Y,Z}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda') \quad \text{und} \quad K_{Y,X}(r, \vartheta, \lambda; r', \vartheta', \lambda')$$

kann man aus den drei Reihen in (9) sofort ablesen.

Diese 9 Korrelationsfunktionen bilden die Elemente der Korrelationsmatrix des homogenen und isotropen dreidimensionalen Zufallsfeldes. Diese analytische Form der Korrelationsmatrix ist für praktische Untersuchungen gut geeignet. Sie kann jedoch noch vereinfacht werden [KAUTZLEBEN 1966], wenn man Koordinaten einführt, die auf die relative Lage der beiden Korrelationspunkte orientiert sind, und die Komponentenerlegung des Feldvektors in bezug auf diese Koordinaten bei jeder Lage des Systems der Beobachtungspunkte vornimmt. In bezug auf diese Komponenten sind die Autokorrelationsfunktionen auf der Oberfläche der Kugel  $r = r_0$  nur vom sphärischen Abstand  $\tau$  abhängig, während die Kreuzkorrelationsfunktionen sämtlich verschwinden. Damit läßt sich explizit zeigen, daß aus einem homogenen und isotropen skalaren Zufallsfeld für das Potential auch ein homogenes und isotropes vektorielles Zufallsfeld für das Hauptfeld folgt.

Die Darstellungen (8) und (9) der Korrelationsfunktionen weisen eine Reihe bemerkenswerter Symmetrieeigenschaften auf. Besonders interessant sind hier die Verhältnisse auf der Oberfläche der Kugel  $r = r_0$ .

Wenn die beiden Korrelationspunkte  $(r_0, \vartheta, \lambda)$  und  $(r_0, \vartheta', \lambda')$  zusammenfallen, liefern die Autokorrelationsfunktionen (8) die Dispersion und die Kreuzkorrelationsfunktionen (9) die Korrelationsmomente der drei Komponenten  $X$ ,  $Y$  und  $Z$ . Die Dispersion von  $Z$  ist dabei eine Konstante, während die Dispersionen von  $X$  und  $Y$  jeweils zum Äquator  $\vartheta = 90^\circ$  symmetrische Funktionen von  $\vartheta$  sind. Das Korrelationsmoment zwischen  $Z$  und  $X$  ist ebenfalls eine Funktion von  $\vartheta$ , die jedoch antisymmetrisch zum Äquator ist. Die Korrelationsmomente zwischen  $Z$  und  $Y$  sowie zwischen  $X$  und  $Y$  verschwinden überall.

Sämtliche Korrelationsfunktionen zeigen nur eine Abhängigkeit von der Längendifferenz der beiden Korrelationspunkte; die Autokorrelationsfunktion für  $Z$  ist sogar nur eine Funktion ihres sphärischen Abstandes  $\tau$  allein. Die Korrelationsfunktionen mit  $X$  mit  $X$ ,  $Y$  mit  $Y$  und  $Z$  mit  $X$  sind dabei symmetrisch, die für  $Z$  mit  $Y$  und  $X$  mit  $Y$  antisymmetrisch zum Bezugsmeridian  $\lambda = \lambda'$ . In bezug auf die Spiegelung der Korrelationspunkte am Äquator erweisen sich die Korrelationsfunktionen für  $X$  mit  $X$ ,  $Y$  mit  $Y$  und  $Z$  mit  $Y$  als symmetrisch, die für  $Z$  mit  $X$  und  $X$  mit  $Y$  als antisymmetrisch.

Im nächsten Abschnitt werden diese Symmetrieeigenschaften der Korrelationsfunktionen zur qualitativen Prüfung der Frage ausgenutzt, ob man das geomagnetische Hauptfeld und sein Potential als homogene und isotrope Zufallfelder interpretieren kann.

### 3. Korrelationsanalyse des geomagnetischen Hauptfeldes

Zur Entscheidung über die Anwendbarkeit des beschriebenen statistischen Modells einer homogenen und isotropen Zufallsfunktion sind Schätzwerte über die Korrelationsfunktionen aus den vorhandenen Beobachtungen zu beschaffen. Es wird natürlich nur möglich sein, solche Schätzungen für diskrete Beobachtungspunkte vorzunehmen, so daß also auch nur diskrete Zahlenwerte für die Korrelationsfunktionen

zu erwarten sind. Als solche Werte können die Ergebnisse der Rechnungen betrachtet werden, über die in der Arbeit von KAUTZLEBEN [i. Dr.] berichtet wurde. Dabei entsprechen die mittleren Streuungen den Schätzwerten der Dispersionen. Aus den Kreuzkorrelationskoeffizienten für Beobachtungen am selben Stützpunkt können sofort die Schätzwerte für die Korrelationsmomente der Komponenten abgeleitet werden. Die Gesamtheit der Autokorrelationskoeffizienten z. B. für  $X$  mit  $X$  liefert die Schätzwerte für die Autokorrelationsfunktion dieser Komponente usw. Die Gesamtheit der Kreuzkorrelationskoeffizienten z. B. für  $Z$  mit  $X$  liefert die Schätzwerte für die Kreuzkorrelationsfunktion dieser Komponenten usw. Die Ergebnisse sind folglich ausreichend für die hier betrachtete Näherung in der statistischen Beschreibung des Hauptfeldes, die man manchmal als Korrelationsanalyse bezeichnet.

Wegen der geringen Zuverlässigkeit der geomagnetischen Weltkarten, auf denen die Daten in der obigen Arbeit beruhen, soll hier nur ein qualitativer Vergleich der theoretischen Forderungen des statistischen Modells mit den entsprechenden Aussagen des empirischen Materials vorgenommen werden. Man kann diese Aussagen in folgender Weise zusammenfassen:

- a) Die Schätzwerte für die mittleren Streuungen der „Beobachtungen“ am selben Punkt zeigen bei allen Komponenten über die gesamte Erdoberfläche keine wesentlichen Schwankungen.
- b) Am selben Punkt sind die „Beobachtungen“ verschiedener Komponenten nicht merklich miteinander korreliert.
- c) Auch bei Kombination verschiedener Punkte bis zu Entfernungen von ca. 5000 km sind die „Beobachtungswerte“ verschiedener Komponenten nicht merklich miteinander korreliert.
- d) Dagegen sind die „Beobachtungswerte“ derselben Komponente an verschiedenen Punkten bis zu Entfernungen von ca. 5000 km merklich miteinander korreliert.
- e) Es gibt Unterschiede im Verhalten der Korrelationskoeffizienten in Abhängigkeit von der Lage und Entfernung der beiden Korrelationspunkte bei den drei Komponenten. Bei  $Y$  und bei  $Z$  sind die Korrelationskoeffizienten praktisch nur von der sphärischen Entfernung der beiden Punkte abhängig. Bei  $X$  zeigen die Korrelationskoeffizienten ein unterschiedliches Verhalten, wenn die beiden Punkte auf der Nordhalbkugel oder wenn sie auf der Südhalbkugel liegen.

#### 4. Schlußfolgerungen

Man kann das empirische Ergebnis von Abschnitt 3 auch in der folgenden Weise formulieren, die besser mit den Forderungen der Interpretation des Hauptfeldes als homogenes und isotropes Zufallsfeld vergleichbar ist: Die Dispersionen sind für alle Komponenten konstant; sämtliche Korrelationsmomente verschwinden ebenso wie die Kreuzkorrelationsfunktionen. Dagegen sind die Autokorrelationsfunktionen von

Null verschieden bis zu Entfernungen von etwa 5000 km. Sie zeigen eine Symmetrie zum Bezugsmeridian und mit Ausnahme der für  $X$  auch eine Symmetrie zum Äquator.

Der Vergleich dieser empirischen Ergebnisse mit den theoretischen Forderungen zeigt, daß wesentliche Unterschiede bestehen. Demnach erscheint das statistische Modell eines homogenen und isotropen Zufallsfeldes für die statistische Beschreibung des geomagnetischen Hauptfeldes nicht in voller Schärfe befriedigend. Jedoch ist zu beachten, daß bisher lediglich ein qualitativer Vergleich vorgenommen werden konnte. Es erscheint als durchaus möglich, daß bei Beobachtungsdaten mit größerer Zuverlässigkeit die Abweichungen der empirischen Daten von den theoretischen Forderungen sich als vernachlässigbar klein erweisen. Eine endgültige Aussage ist bisher noch nicht möglich. Zur besseren Beurteilung der Situation sollten Daten von Satellitenvermessungen herangezogen werden.

Eine ganze Reihe weiterer statistischer Untersuchungen des Hauptfeldes und seiner Beziehungen zu anderen geophysikalischen Feldern hängt in ihrer Berechtigung davon ab, ob das Hauptfeld als homogenes und isotropes Zufallsfeld interpretiert werden kann. Nur bei Gültigkeit dieser Voraussetzung kann man statistische Untersuchungen vornehmen, wenn an jedem Stützpunkt nur eine Beobachtung des Hauptfeldes (und anderer Felder) vorhanden ist. Nur für homogene und isotrope Zufallsfelder gilt der Ergodensatz, nach dem das statistische Mittel durch das Mittel über die Ortskoordinaten ersetzt werden kann.

Die Interpretation des Hauptfeldes als homogenes und isotropes Zufallsfeld und seine statistische Beschreibung durch Erwartung und Korrelationsfunktion besitzen einige theoretische und praktische Aspekte. Die statistische Beschreibung gilt nur für weltweite Probleme. Das Hauptfeld wird dabei wie früher in analytischer Form durch die Erwartung beschrieben. Die bisher vernachlässigten Reihenglieder höherer Ordnung werden dagegen mit statistischen Methoden durch die Korrelationsfunktion beschrieben. Die statistische Beschreibung ermöglicht eine bessere Beschreibung der räumlichen Struktur des Erdmagnetfeldes. Ebenso wie man für das Hauptfeld ein Spektrum angeben kann, dessen einzelne Glieder eine physikalische Bedeutung als Multipole besitzen, kann man jetzt aus der Korrelationsfunktion auch für die Anomalien des Erdmagnetfeldes ein Spektrum definieren, dessen Teile die mittleren Energiedichten von Multipolen angeben.

Die Korrelationsfunktion des Erdfeldes ist weiterhin von großer Bedeutung für die Verbesserung unserer Kenntnisse über die räumliche Verteilung des Erdmagnetfeldes. Wenn die Korrelationsfunktion bekannt ist, können die Verfahren der statistischen Interpolation und Extrapolation angewendet werden, um Werte des Feldes für Punkte anzugeben, von denen keine Beobachtungen vorliegen. Man kann aber schon jetzt feststellen, daß eine Extrapolation über die Korrelationsentfernung von ca. 5000 km hinaus keine Verbesserung bedeutet. Zum anderen läßt sich der Einfluß der Bearbeitung der ursprünglichen Beobachtungen auf die Schätzung der Erwartung in gewisser Weise rückgängig machen, wenn die Korrelation bei der Schätzung explizit beachtet wird.

Schließlich führt die Interpretation des Hauptfeldes als Zufallsfeld auf die Möglichkeit, die Wechselbeziehungen des Hauptfeldes zu anderen geophysikalischen Feldern quantitativ zu erfassen. Das läßt sich durch Definition mehrdimensionaler Zufallsfelder erreichen, deren Komponenten durch die geomagnetischen Feldgrößen und die entsprechenden Bestimmungsstücke der anderen Felder gebildet werden. Für praktische Untersuchungen ist dabei jedoch Voraussetzung, daß dieses mehrdimensionale Zufallsfeld homogen und isotrop ist.

### Literatur

- FANSELAU, G., H. KAUTZLEBEN, O. LUCKE, P. MAUERSBERGER, K. SELLIEN: Die Darstellung des geomagnetischen Potentials zur Epoche 1945, 0 durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen bis zur 15. Ordnung. *Pure appl. Geophys.* 57, 5—30, 1964/I.
- GAUSS, C. F.: Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus. Werke Bd. 5, S. 121/193, Göttingen 1877.
- KAUTZLEBEN, H.: Statističeskij analiz geomagnitnogo polja, I. und II. *Geomagn. Aeronomija* 5, 502—510 und 511—521, 1965.
- : Statistische Analyse des geomagnetischen Hauptfeldes. Habilitationsschrift, Karl-Marx-Univ. Leipzig 1966.
- : Statistische Analyse geomagnetischer Weltkarten. *Gerlands Beitr. Geophysik* (im Druck).
- OBUCHOV, A. M.: Statistische Beschreibung stetiger Felder. Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz. Berlin 1958.
- PUGAČEV, V. C.: Teorija slučajnich funkcij  $i$  ee primenenie  $k$  zadačam avtomatičeskogo upravljenii. Moskva 1962.

# Sowjetische Geräte für die Erdbebenregistrierung

Von E. S. BORISEVIČ, Moskau<sup>1)</sup>

Eingegangen am 7. August 1967

*Zusammenfassung:* Der Vortrag gibt einen kurzen Überblick über neue, im O. J. Schmidt-Institut für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR entwickelte seismische Apparaturen, die für die Registrierung von Erdbebenwellen verwendet werden.

Es werden Geräte zur Aufzeichnung schwacher und starker Erdbeben auf Fotopapier, elektrostatisch aktivierbarem und wärmeempfindlichem Papier sowie auf Magnetbandtrommeln einschließlich Apparaturen für Dauerregistrierungen und Registriergeräten mit automatischer Einschaltung beschrieben.

*Summary:* The paper gives a brief review of new seismic equipment, developed at the O. J. Schmidt-Institute of Physics of the Earth, Academy of Sciences of the USSR and used for the recording of earthquake generated seismic waves.

Instruments for the recording of weak and strong earthquakes on photographic, electrostatic sensitizable and heat sensitive paper as well as on magnetic drums are described, including equipment for long term recording and instruments with automatic starting device. Principles of operation and significant data of the instruments are mentioned briefly.

## Einleitung

In den letzten Jahren ist das Interesse für die Untersuchung von Bodenschwingungen wesentlich gewachsen, die durch Erdbeben verursacht werden. Die auf diesem Gebiet in der Sowjetunion angestellten Untersuchungen haben eine große praktische Bedeutung im Zusammenhang mit intensiver Industrie- und Wohnbautätigkeit in den seismisch aktiven Regionen des Landes gewonnen. Das rasche Wachstum von Groß-

---

<sup>1)</sup> Prof. Dr. E. S. BORISEVIČ, Stellvertretender Direktor des O. J. Schmidt-Institutes für die Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Moskau — G — 242, Bol. Grusinskaja 10.

## Anmerkung der Schriftleitung:

Herr Prof. Dr. BORISEVIČ führte im November 1966 in der Bundesrepublik eine Studienreise durch und besuchte hierbei geophysikalische Hochschulinstitute, die Bundesanstalt für Bodenforschung, geophysikalische Kontraktorfirmen sowie Industriebetriebe des Instrumentenbaues.

Bei der obigen Publikation handelt es sich um einen Vortrag, den Herr Prof. Dr. BORISEVIČ im Rahmen der Studienreise am 5. 11. 1966 bei der PRAKLA, Gesellschaft für praktische Lagerstättenforschung, Hannover, und am 22. 11. 1966 im Geophysikalischen Institut der Technischen Hochschule Stuttgart in deutscher Sprache gehalten hat. Herr Prof. Dr. BORISEVIČ hat den Wunsch auf Abdruck des Vortrages geäußert, um ihn einem größeren Kreise von Fachkollegen zur Kenntnis zu bringen; die Schriftleitung erfüllt hiermit diesen Wunsch.

städten wie Taschkent, Aschchabad, Alma-Ata, Duschanbe, Frunse und anderer, der Bau von Wasserkraftwerken mit hohen Dämmen und anderer Industrieobjekte machen es notwendig, eingehende Untersuchungen der Schwingungen verschiedener Böden und Bauten bei Erdbeben mit dem Ziel anzustellen, wirksame Maßnahmen auszuarbeiten, die eine hohe Erdbebenfestigkeit der letzteren gewährleisten, und für den Bau besonders günstige Orte zu wählen.

Die Untersuchung der Erdbebenschwingungen an der Erdoberfläche und der physikalischen Begleitscheinungen liefert bekanntlich reichhaltiges Material für die Vorstellungen über den inneren Aufbau der Erdkruste und der Erde als Ganzes sowie über die dort vor sich gehenden Prozesse. Eine systematische Untersuchung der in der Erdkruste und im oberen Erdmantel ablaufenden Prozesse eröffnet in der Perspektive die Möglichkeit für die Entwicklung einer Methode zur Vorhersage des Zeitpunktes der Entstehung starker Erdbeben in einer bestimmten Region der Erdoberfläche.

In meiner Mitteilung kann ich nicht das große wissenschaftliche Problem der Untersuchung seismischer Schwingungen behandeln. Ich will mich lediglich auf eine kurze Information über einige neue Typen von Geräten beschränken, welche in der Sowjetunion für die Registrierung der Schwingungen entwickelt worden sind und zur Verwendung gelangen.

### **Allgemeine Bemerkungen zur Erdbebenregistrierung**

Die Registrierung der Erdbeben bereitet bekanntlich eine Reihe von Schwierigkeiten. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, daß die Entstehungszeit einer seismischen Erscheinung unbekannt ist. Im Zusammenhang damit muß man eine kontinuierliche Aufzeichnung vornehmen oder spezielle selbsttätige Registriergeräte mit verschiedenen Arten von Speichern verwenden. Weitere große Schwierigkeiten sind bedingt durch die Unmöglichkeit, die Stärke und den Entstehungsort des kommenden Erdbebens vorauszusehen. Deshalb ist man bestrebt, für die Aufzeichnung schwacher Erdbeben die Empfindlichkeit der seismischen Apparatur zu erhöhen und umgekehrt für die Aufzeichnung starker Erdbeben Geräte geringer Empfindlichkeit zu verwenden, damit die maximale Abweichung der Aufzeichnung nicht über den Bereich des Registrierbandes (der Gerätskala) hinausreicht. Weiterhin ist von wesentlicher Bedeutung die Wahl der optimalen Amplituden- und Frequenzcharakteristik sowie der entsprechenden Registriergeschwindigkeit der Geräte, um das gesamte Frequenzspektrum der Schwingungen analysieren zu können.

Daraus folgt, daß eine moderne seismische Station mit einem Gerätekomplex ausgerüstet sein sollte, der es ermöglicht, sowohl starke als auch schwache, lokale und entfernte Erdbeben aufzuzeichnen. Es ist auch anzustreben, die benötigte Arbeitszeit der Erdbebenwarte zu verkürzen, die vom Moment der Entstehung der seismischen Erscheinung bis zum Erhalt vollständiger Information über deren Stärke, Koordinaten usw. verstreicht. All diese Fragen gewinnen nicht nur wissenschaftliche, sondern auch praktische Bedeutung, wenn man berücksichtigt, daß die Zahl der Erdbebenwarten

ständig wächst und die von diesen gelieferten Informationen einen recht breiten Kreis von Fachleuten interessieren.

### Lichtstrahloszillographen

Seit längerer Zeit verwendet man das fotografische Lichtstrahl-Registrierungsverfahren. Neben den Vorteilen, zu denen hohe Zuverlässigkeit, gute Qualität der Aufzeichnung und hohe Empfindlichkeit der dabei verwendeten Spiegelgalvanometer gehören, die mit den Seismometern unmittelbar ohne Verstärker verbunden sind, weist dieses Verfahren auch wesentliche Nachteile auf. Hierzu zählen insbesondere die Unmöglichkeit, den zeitlichen Ablauf der Erscheinung unmittelbar zu verfolgen, sowie die Notwendigkeit, Seismogramme in einem verdunkelten Raum entwickeln zu müssen, was Zeit erfordert. Der Hauptnachteil jedoch ist die Unmöglichkeit einer automatischen maschinellen Auswertung solcher Seismogramme, wenn eine Überschneidung der Aufzeichnungslinien vorliegt, was bei der Trommelzeichnung ständig der Fall ist. Gewisse Nachteile sind schließlich der große Aufwand an Fotomaterialien und die beträchtlichen Abmessungen der Standardseismogramme, deren Aufbewahrung in großer Zahl bei den Erdbebenwarten zu einem ernsthaften Problem wird.

Die Vervollkommnung des fotografischen Verfahrens zur Registrierung seismischer Prozesse entwickelt sich im wesentlichen auf dem Wege der Verwendung der Mikrofotoaufzeichnung. Die gegenwärtigen Fotofilme weisen ein hohes Auflösungsvermögen auf. Die damit erhaltenen Aufzeichnungen stehen nach zehnfacher Vergrößerung der Qualität der Direktaufzeichnung auf Fotopapier nicht nach. Ein gewöhnliches Seismogramm, aufgezeichnet auf einem  $28 \times 90$  cm großen Streifen Fotopapier findet demnach auf einem Film der Abmessung  $3,5 \times 10$  cm ohne weiteres Platz. Solche Mikro-seismogramme lassen sich ohne Schwierigkeiten aufbewahren, übersenden und erforderlichenfalls vergrößern.

Bei einer sorgfältigen Untersuchung der Seismizität einzelner Gebiete muß man ein Netz zeitweiliger Erdbebenwarten errichten, die des öfteren in nicht geeigneten Räumen untergebracht werden. Als Registriergerät verwendet man in diesem Fall den seismischen Oszillographen des Typs OSB-VI, der in Abb. 1 (s. S. 428) dargestellt ist.

Das Beleuchtungsgerät, die Galvanometer, die Mechanik und die Hilfseinrichtungen sind in einem lichtundurchlässigen Metallgehäuse untergebracht. Durch Öffnung des Gehäusedeckels erhält man Zugang zu allen Baugruppen zwecks Prüfung und Regelung. Die Trommelkassette für Fotopapier der Größe  $28 \times 90$  cm ist an der Seitenwand des Gehäuses befestigt. Der Oszillograph OSB-VI kann in einem gewöhnlichen, nicht verdunkelten Raum untergebracht werden. Die Ablenkung der Aufzeichnung erfolgt in der Schraubenlinie mit Hilfe eines Umlenkspiegels.

Die Trommelrotation und die Schwenkung des Umlenkspiegels bewerkstelligt ein Synchronmotor, der aus dem Wechselstromnetz von 110–220 V gespeist wird. Bei Ausfall der Netzspannung ist die Möglichkeit einer selbsttätigen Umschaltung auf die Speisung aus Akkumulatoren über einen Halbleiterumformer vorgesehen.

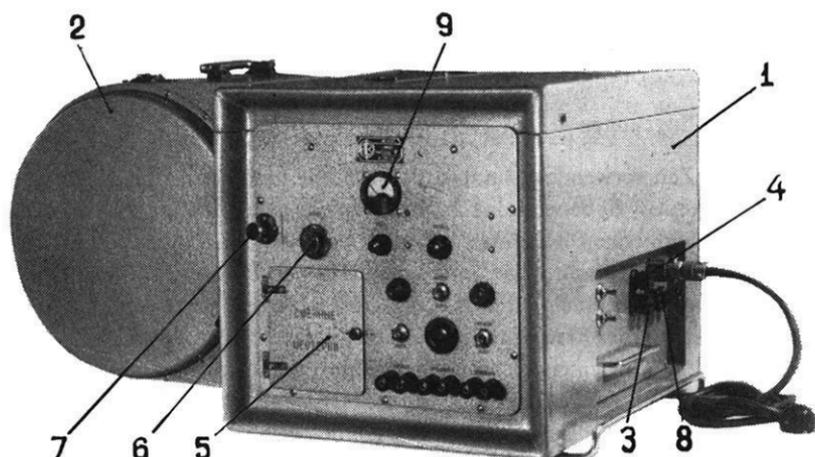


Abb. 1: Seismischer Oszillograph Typ OSB-VI — Seismic Oscillograph Type OSB-VI.

1 Oszillograph, 2 abnehmbare Trommelkassette, 3 Sicherung, 4 Spannungsschalter, 5 Deckel zu den auswechselbaren Ritzeln, 6 Griff zum reflektierenden Spiegel, 7 Griff zum Umlenkspiegel, 8 Speiseklemmen, 9 Heizspannungsmesser des Beleuchtungsgerätes.

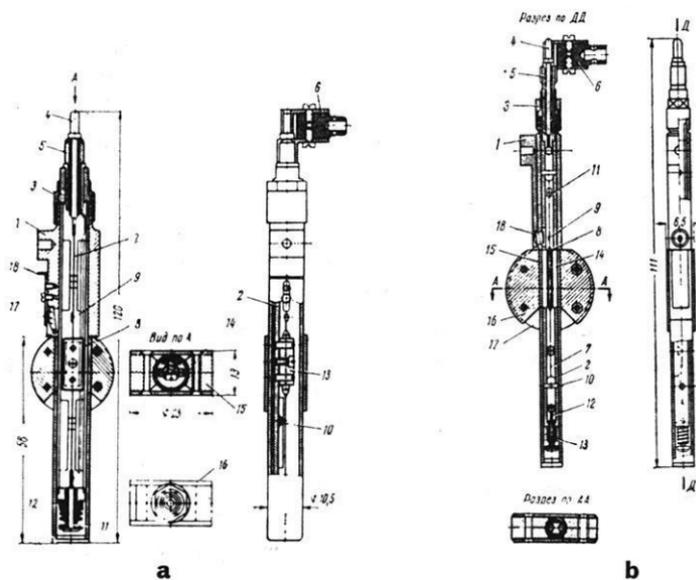


Abb. 2: Rahmengalvanometer Typ GB — Frame Galvanometer Type GB.

a) Galvanometer Typ GB-III — b) Galvanometer Typ GB-IV

Tabelle 1: Technische Daten der Galvanometer Typ GB.

Bezeichnung	Eigenfrequenz	Eigenperiode	Stromkonstante	Innenwiderstand	Abschlußwiderstand (für $\alpha = 0,7$ )	Trägheitsmoment
	$f_0$	$T_0$	$C_i$	$R_i$	$R_a$	$I_0$
	[Hz]	[sec]	$10^{-9} \left[ \frac{\text{A} \cdot \text{m}}{\text{mm}} \right]$	[ $\Omega$ ]	[ $\Omega$ ]	$10^{-2} [\text{g} \cdot \text{cm}^2]$

*Reihe GB-III-B (mit Kern)*

GB-III-B-0,8	0,8	1,25	2,5	52	5000	1,2
— 1	1,25	0,8	4	64	6000	1,15
— 2,5	2,5	0,4	15	60	3000	1,15
— 2,5 <sup>+</sup> )	2,5	0,4	7	76	2300	0,2
— 5	5,0	0,2	60	56	1500	1,5
—10	10,0	0,1	250	56	750	1,15

*Reihe GB-III-BS (ohne Kern)*

GB-III-BS-0,8	0,8	1,25	5	52	800	1,2
— 1	1,25	0,8	10	64	950	1,15
— 2,5	2,5	0,4	40	60	420	1,15
— 2,5 <sup>+</sup> )	2,5	0,4	14	76	360	0,2
— 5	5,0	0,2	150	56	220	1,15
—10	10,0	0,1	500	56	110	1,15

*Reihe GB-IV-BS*

GB-IV-BS-5	5	0,2	4	78	2600	0,0165
—10	10	0,1	20	54	1200	0,0094
—15	15	0,066	48	54	600	0,0094

Anmerkung: Die mit <sup>+</sup>) bezeichneten Galvanometer haben verringerte Trägheitsmomente gegenüber den anderen ihrer Reihe.

Der Vorschub des Fotopapiers kann wahlweise mit sechs Geschwindigkeiten  $V = 15 - 30 - 60 - 120 - 240 - 480$  mm/min erfolgen. Die Umschaltung der Geschwindigkeit geschieht mittels abnehmbarer Ritzel. Der Schraubengang der Aufzeichnung während einer Trommelumdrehung kann in einem Bereich von 1 bis 5 mm verändert werden.

Für seismische Oszillographen wurden winzige Rahmengalvanometer des Typs GB-III und GB-IV entwickelt, die mit den Dauermagneten zu Blöcken gruppiert werden. Ihre Konstruktion ist in Abb. 2 dargestellt, und die wichtigsten technischen Daten sind in Tab. 1 angegeben.

**Die epizentrale Erdbebenwarte**

Für schwer passierbare, schwach besiedelte Gebiete, wie etwa Gebirgsgegenden, ist die epizentrale Erdbebenwarte ESS mit Mikrofotografie entwickelt worden, die zum autonomen Betrieb ohne Bedienung von etwa 1 Monat Dauer bestimmt ist.

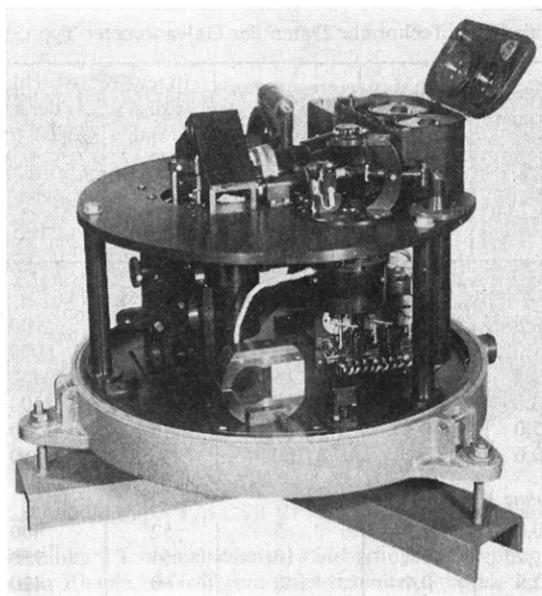


Abb. 3: Epizentrale Erdbebenwarte Typ ESS, mit abgenommener Schutzglocke.  
Seismic Station Type ESS (Cover removed).

Die Abb. 3 zeigt die Gesamtansicht des Gerätes, dessen Dreikanalaufzeichnung auf Fotofilm des Typs „Mikrat“ von 60 mm Breite erfolgt. Die von den Seismometerpendeln reflektierten Lichtstrahlen bewegen sich mit Hilfe schwenkbarer Spiegel quer über den Film. Erreicht ein Lichtstrahl den Rand der Aufzeichnungsspur, so wird er sprungweise in die Anfangslage zurückgelenkt.

Erfolgversprechend ist auch die digitale Mikrofotoaufzeichnung. Konstruktionen solcher Geräte sind noch ungenügend entwickelt. Da die heutigen Fotofilme ein Auflösungsvermögen von 200 Linien pro Millimeter aufweisen, so ist es grundsätzlich möglich, auf einem Quadratmillimeter bis zu 2500 Zeichen festzuhalten. Eine solche Aufzeichnungsdichte übersteigt wesentlich die mit dem Magnetband erreichte Dichte, und die gewonnene seismografische Information kann einer automatischen Analyse auf elektronischen Digitalrechenmaschinen unterzogen werden.

Abb. 4a: Seismischer 3-Kanal-Hitzdraht-Federschreiboszillograph Typ N-002, Schnitt.  
Seismic 3 Channel Oscillograph Type N-002 for Thermosensitive Paper (Section).  
1 Federschreibgalvanometer, 2 Trommel mit wärmeempfindlichem Papier, 3 Elektromotor mit Getriebe.

Abb. 4b: Seismischer 3-Kanal-Hitzdraht-Federschreiboszillograph Typ N-002, Außenansicht.  
Seismic 3 Channel Oscillograph Type N-002 (General View).

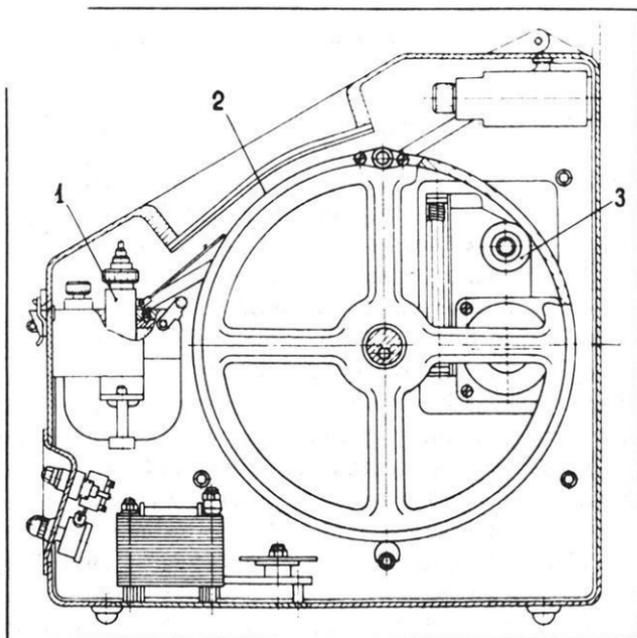


Abb. 4 a.



Abb. 4 b.

### **Der Hitzdraht-Federschreiboszillograph** (Abb. 4a und Abb. 4b s. S. 431)

Bei starken Erdbeben ist es überaus wichtig, rasch Information zu erhalten. Für diesen Zweck sind Geräte mit unmittelbar sichtbarer Aufzeichnung geeignet. Die Abb. 4a, b zeigen den Dreikanal-Hitzdraht-Federschreiboszillographen des Typs N-002. Mit diesem Gerät sind mehrere Erdbebenwarten der Sowjetunion ausgerüstet; sie haben sich bei der Aufzeichnung des Taschkent-Erdbebens und seiner Nachbeben gut bewährt. Die Registrierung erfolgt auf wärmeempfindlichem Papier mit auswechselbaren Federschreibgalvanometern, deren Federn mit elektrischem Strom beheizt werden. Die Trommel mit dem wärmeempfindlichen Papier (s. Abb. 4a) rotiert gleichmäßig mit einer Geschwindigkeit von 30, 60 oder 120 mm/min und verschiebt sich langsam längs der Achse, wodurch Aufzeichnung in Schraubenlinie ermöglicht wird. Der Schraubengang kann mit Hilfe auswechselbarer Gewindehülsen geregelt werden. Die Speisung des Gerätes erfolgt vom Wechselstromnetz mit 110 oder 220 V Spannung. Es ist eine automatische Regelung der Federerwärmung in Abhängigkeit von der Frequenz und Amplitude der zu registrierenden Signale vorgesehen. Durch den Oszillographen N-002 wird eine deutliche sichtbare Aufzeichnung seismischer Schwingungen mit einer Frequenz bis 10 Hz ermöglicht.

Die Empfindlichkeit der Hitzdraht-Federschreib-Galvanometer des Typs GRT-II ist wesentlich geringer als die der Spiegeloszillographen; deshalb werden die Seismometer an den Federschreib-Oszillographen N-002 über den Dreikanal-Transistorverstärker des Typs UPN-3 angeschlossen.

### **Der elektrografische seismische Oszillograph**

Bei kontinuierlichen Aufzeichnungen von Erdbeben wird viel Fotopapier oder wärmeempfindliches Papier verbraucht. Wenn es nicht darauf ankommt, alle Erdbeben, einschließlich der schwächsten, aufzuzeichnen, so werden Registrieranlagen mit verschiedenen Arten von Speichern erfolgreich verwendet. Dabei werden automatisch alle Erdbeben aufgezeichnet, deren Energie eine im voraus bestimmte Stärke übersteigt.

Abb. 5 zeigt das Schema des elektrografischen seismischen Oszillographen des Typs N-001, der eine sofort sichtbare Aufzeichnung liefert und eine elektrostatische Speichereinrichtung besitzt.

Das Arbeitsprinzip des elektrografischen seismischen Oszillographen besteht in folgendem: Das von dem Beleuchtungsgerät 7 kommende Lichtbündel wird von dem Spiegel 8 reflektiert und beleuchtet die Fenster der Galvanometer 5, die mit einem Dauermagneten zum Block 6 zusammengebaut sind. Vom Spiegel des Galvanometers 5 reflektiert, wird das Lichtbündel vom Hilfsspiegel 11 zurückgestrahlt, tritt durch die zylindrische Linse 10 hindurch und wird zu einem Punkt auf dem Fotohalbleiterpapier fokussiert, das auf der gleichmäßig rotierenden leichten metallischen Registriertrommel 2 liegt. Die Trommel wird von einem Synchronmotor angetrieben; ihre Umlaufgeschwindigkeit kann durch die Umstellung auswechselbarer Ritzel verändert

werden. Der linke Teil der Trommel kann durch ein Fenster im Gehäusedeckel 3 visuell beobachtet werden.

Das Fotohalbleiterpapier ist in gewöhnlicher Form nicht lichtempfindlich. Bei der Rotation der Trommel in dem durch den Pfeil angedeuteten Sinne läuft das Registrierpapier an dem Elektrisator 13 vorbei, welcher an einen Hochspannungsgenerator oder -transformator angeschlossen ist; das Papier erhält auf diese Weise eine gleichmäßige elektrostatische Ladung in der Größenordnung von mehreren Hundert Volt und wird damit lichtempfindlich. An den Stellen, wo das Papier von den Lichtstrahlen getroffen wird, fließt die Ladung auf die Unterlage ab, so daß sich ein latentes elektrostatiches Relief bildet.

Wenn die Auslenkungen der Lichtstrahlen den Störpegel nicht übersteigen, so wird die Aufzeichnung nicht entwickelt; die Ladung wird beim Passieren des Beobachtungsfensters vollständig aufgehoben und die unsichtbare Aufzeichnung gelöscht.

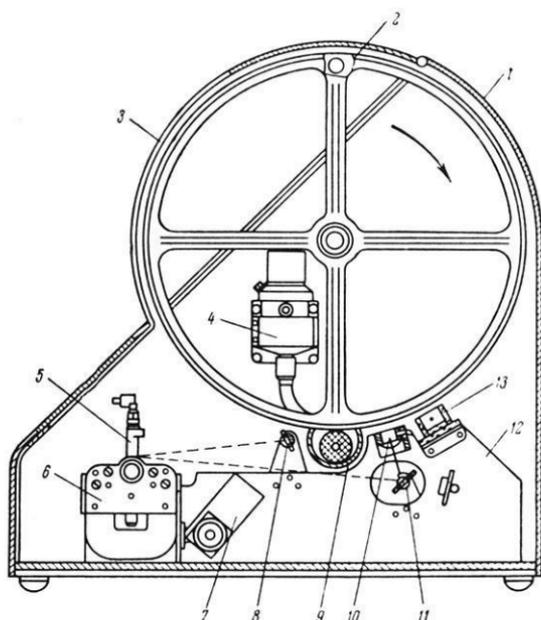


Abb. 5: Schema des elektrografischen seismischen Oszillographen N-001 (SEO).

Schematic of the Electrographic Seismic Oscillograph Typ N-001 (SEO).

1 Gehäuse, 2 Registriertrommel, 3 Deckel mit Beobachtungsfenster, 4 Behälter mit Entwickler, 5 Galvanometer, 6 Block mit Dauermagneten, 7 Beleuchtungsgerät der Galvanometer, 8 Spiegel, 9 Entwicklungseinrichtung, 10 zylindrische Linse, 11 Spiegel, 12 Fotoautomat, 13 Elektrisator.

Falls jedoch seismische Schwingungen entstanden sind und die Amplituden der Lichtstrahlen den Störpegel überschritten haben, so wird der fotoautomatische Signalgeber 12 betätigt, die Entwicklungseinrichtung 9 selbsttätig aus dem Behälter 4 mit flüssigem Entwickler gefüllt, das Band benetzt und die Aufzeichnung entwickelt, wonach sie sichtbar wird. Durch die Regelung des Schaltsignalpegels kann das Gerät auf die Registrierung von Erdbeben entsprechender Stärke abgestimmt werden.

Als Entwickler dient Buchdruckfarbe, die in einer rasch verdampfenden Flüssigkeit gelöscht wird. Deshalb wird das Band mit der Auszeichnung sofort trocken.

Nach einer vollständigen Umdrehung der Trommel, gerechnet vom Zeitpunkt des Beginns der sichtbaren Aufzeichnung an, wird das Gerät selbsttätig ausgeschaltet; der Streifen kann dann zur Auswertung abgenommen und in demselben beleuchteten Raum durch einen neuen ersetzt werden.

Das latente elektrostatische Relief kann für die Dauer von 1—3 Minuten erhalten bleiben. Die für die Verschiebung des Bandes von der Fokussierungsstelle der Lichtstrahlen bis zur Entwicklungseinrichtung benötigte Zeit ist die Speicherzeit des Gerätes.

Der Speicher des Gerätes macht es möglich, nicht nur das erste Eintreffen seismischer Schwingungen, sondern auch ein kleines Stück der Aufzeichnung des vorhergehenden ruhigen Bereichs auf dem Band festzuhalten.

Abb. 6 zeigt ein Beispiel der elektrografischen Aufzeichnung. Die Papiergeschwindigkeit ist  $V = 120$  mm/min. Die Aufzeichnung braucht nicht fixiert zu werden und bleibt gut erhalten. Das Fotohalbleiterpapier zeigt eine rosa Farbe, die auf die Zusammensetzung des verwendeten Sensibilisators zurückzuführen ist.

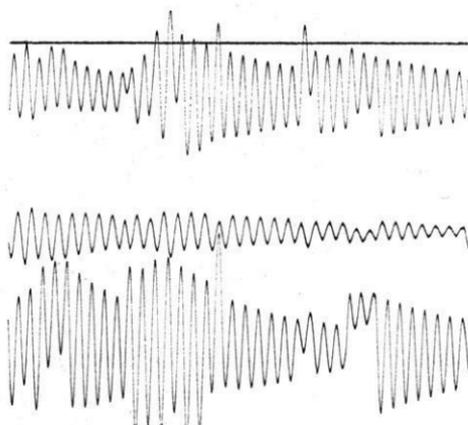


Abb. 6: Beispiel einer elektrografischen Aufzeichnung. Papiergeschwindigkeit  $V = 120$  mm/min.

Example of an Electrographic Record (Paper Speed 120 mm/min).

## Registrieranlage mit Magnetspeicher

Breite Perspektiven eröffnet die Verwendung von Magnetaufzeichnung und Magnetspeichern.

Im Institut für Physik der Erde ist eine in Abb. 7 dargestellte automatische seismische 6-Kanal-Registrieranlage mit dem Magnetspeicher vom Typ SZZ entwickelt worden, die zur Zeit hergestellt wird. Sie ermöglicht kontinuierliche Aufzeichnung auf der Magnettrommel unter selbsttätiger Überschreibung auf Film vom Zeitpunkt des Eintreffens eines Erdbebens an, dessen Stärke einen bestimmten Pegel übersteigt.

Zur Überschreibung können Lichtstrahloszillographen verschiedener Typen verwendet werden. Die Aufzeichnungslinien einzelner Kanäle können sich bei der Begrenzung der Amplitude nicht schneiden, und die Vorschubgeschwindigkeit des Bandes kann in einem weiten Bereich geregelt werden. Dies erleichtert die visuelle Auswertung der Seismogramme und eröffnet Möglichkeiten für deren automatische maschinelle Analyse.

Durch die Verwendung von Magnetspeichern wird es möglich, auf einem Film die Aufzeichnung einer Reihe von Erdbeben zu erhalten, die in beliebigen Zeitintervallen aufeinander folgen. Auf diese Weise kann man unnützen Verbrauch von Fotomaterialien und unnütze Arbeit der Beobachter vermeiden.

Die Überschreibung kann nicht nur auf Fotopapier erfolgen, das anschließende Entwicklung erfordert, sondern auch auf einen beliebigen anderen Träger, insbesondere auf Wärme- oder Fotohalbleiterpapier, welches ermöglicht, sichtbare Aufzeichnung sofort zu erhalten.

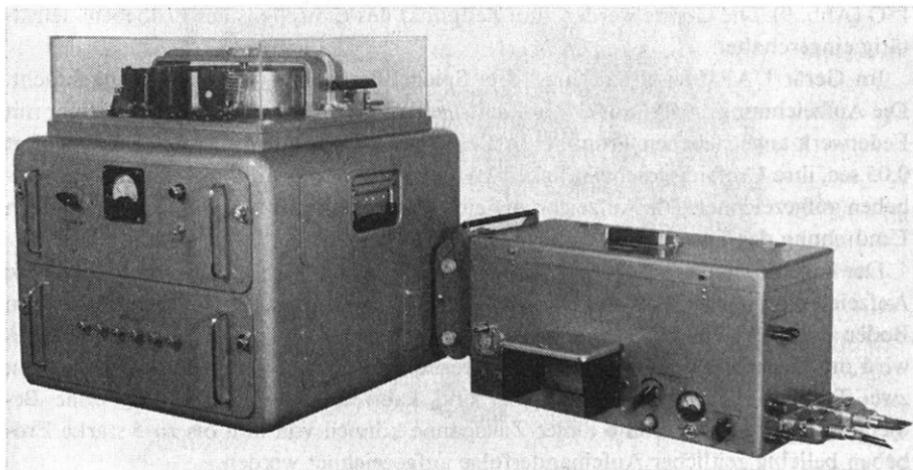


Abb. 7: Selbsttätige seismische 6-Kanal-Registrieranlage mit Magnetspeicher Typ SZZ.

Automatic Seismic 6 Channel Recorder Type SZZ with Magnetic Storage.

Parallel ist die Überschreibung des seismischen Prozesses von der Magnettrommel auf Magnetband in Analog- oder Digital-Form vorgesehen, die für die Eingabe in elektronische Rechenmaschinen geeignet ist.

Die Registrieranlage mit dem Magnetspeicher, dargestellt in Abb. 7, hat folgende wesentliche technische Daten:

Speicherzeit 20 sec; 6 Registrier-Kanal; 1 Zeitmarken-Kanal; Perioden 0,2—10 sec; Frequenzmodulation — Trägerfrequenz 150 Hz; Dynamik ca. 50 Dezibel; Zeitmarken durch Quarzuhr oder Kontaktchronometer; Stromversorgung durch 12-V-Akku; Leistungsaufnahme bei gewöhnlichem Betrieb mit Verzögerung 6 Watt, bei Überschreibung ca. 50 Watt.

### **Registrierung starker Erschütterungen**

Im Zusammenhang mit der Erweiterung des Wohnungs- und Industriebaus in seismisch aktiven Gebieten werden Maßnahmen zur Steigerung der Erdbebenfestigkeit der Bauten notwendig. Dies wiederum erfordert die Aufzeichnung der Schwingungen verschiedener Böden und Baukonstruktionen bei starken Erdbeben.

Zur Lösung seismisch-technischer Aufgaben, die eine Analyse des gesamten Schwingungsspektrums erfordern, ist es bei der Registrierung starker Erdbeben zweckmäßig, die Vorschubgeschwindigkeit der Aufzeichnung zu erhöhen. Dabei ist die Registrierung des ersten Einsatzes nicht nötig. Im Institut für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR sind eine Reihe von Geräten speziell für die Aufzeichnung starker Erdbeben entwickelt worden, darunter die vereinfachte automatische Registrieranlage des Typs UAR (Abb. 8) und der ingenieurseismische Oszillograph des Typs ISO (Abb. 9). Die Geräte werden zum Zeitpunkt des Eintreffens des Erdbebens selbsttätig eingeschaltet.

Im Gerät UAR-M (Abb. 8) sind drei Spiegel-Beschleunigungsmesser angebracht. Die Aufzeichnung erfolgt mit einem Lichtstrahl auf dem Fotopapier, das auf einer mit Federwerk angetriebenen Trommel befestigt ist. Die Anlaufzeit der Trommel beträgt 0,05 sec, ihre Umfangsgeschwindigkeit 10 mm/sec. Auf einem Band werden zwei Erdbeben aufgezeichnet. Die Aufzeichnung eines Erdbebens erfolgt während einer halben Umdrehung der Trommel und dauert 30 sec.

Der ingenieurseismische Oszillograph vom Typ ISO (Abb. 9) ist für selbsttätige Aufzeichnung starker Erdbeben von 5 bis 9 Graden bestimmt. Das Gerät wird auf dem Boden oder auf dem Objekt aufgestellt, dessen Schwingungen zu registrieren sind; es wird mit Seismometern beliebigen Typs verbunden. Der Oszillograph ISO wird von zwei Typen Trockenbatterien gespeist und kann etwa 6 Monate lang ohne Bedienung arbeiten. Innerhalb dieser Zeitspanne können von ihm bis zu 5 starke Erdbeben beliebiger zeitlicher Aufeinanderfolge aufgezeichnet werden.

Die Aufzeichnung erfolgt auf einem 35 mm breiten und 1,6 m langen Amateurfotofilm mit einer Vorschubgeschwindigkeit von 5 oder 10 mm/sec. Im Gerät sind sechs auswechselbare Galvanometer vom Typ GB-IV (s. Tab. 1) angeordnet, die paar-

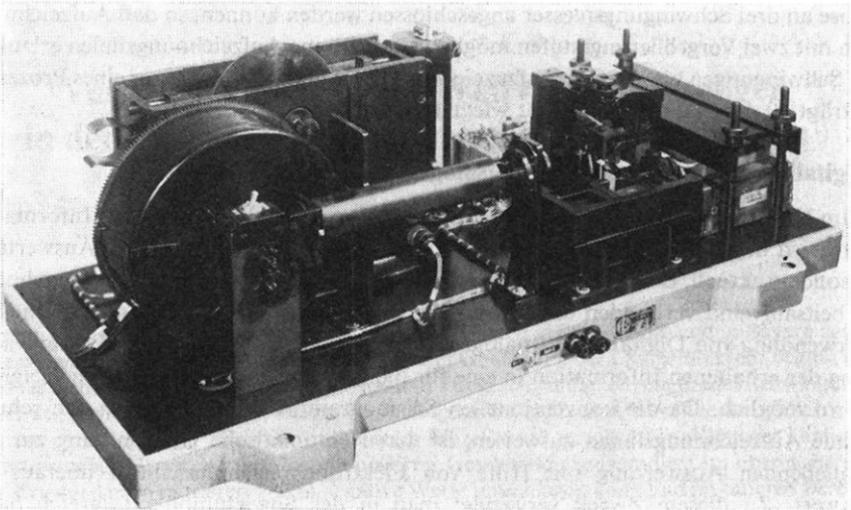


Abb. 8: Anlage Typ UAR-M zur automatischen Registrierung starker Erdbeben. Gesamtansicht des Gerätes, Schutzglocke abgenommen.

Automatic Recording Apparatus Type UAR-M for Strong Earthquakes (General View, Cover Removed).

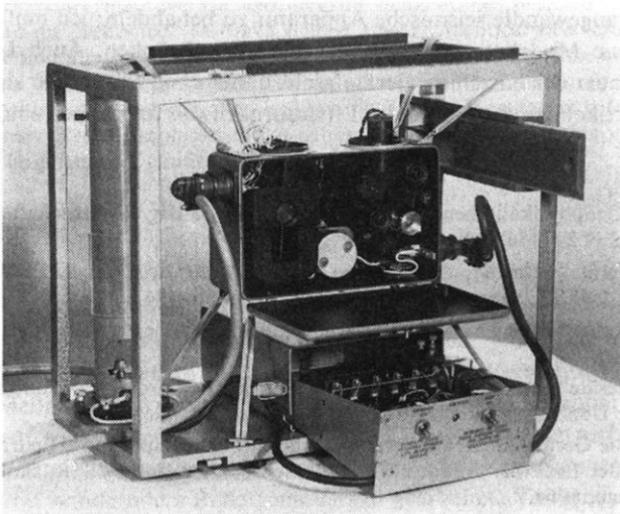


Abb. 9: Ingenieurseismischer Oszillograph Typ ISO, aufgehängt an Schwingungsdämpfern im Metallgehäuse, Schutzglocke abgenommen.

Engineering Seismic Oscillograph Type ISO, with Damped Suspension (Cover Removed).

weise an drei Schwingungsmesser angeschlossen werden können, so daß Aufzeichnungen mit zwei Vergrößerungsstufen möglich sind. Dünne Aufzeichnungslinien erlauben es, Schwingungen bis zu 25 Hz aufzuzeichnen. Die Aufzeichnungsdauer eines Prozesses beträgt 60 oder 30 sec; das Gerät wiegt 14 kg.

### **Digitalisierung konventioneller Seismogramme**

Im Hinblick auf das ständige Anwachsen der gesammelten seismischen Informationen wird die Frage der Anwendung automatischer Verfahren zu deren Auswertung besonders aktuell. Die alten Verfahren der visuellen Auswertung sind mit einem hohen Arbeitsaufwand verbunden und können keine erschöpfenden Ergebnisse liefern. Die Verwendung von Digital- und Analogrechenmaschinen ist lediglich bei der Umwandlung der erhaltenen Information in eine für die Eingabe in diese Maschinen geeignete Form möglich. Da die konventionellen Seismogramme auf Fotopapier sich schneidende Aufzeichnungslinien aufweisen, ist deren automatische Umwandlung zur anschließenden Auswertung mit Hilfe von Elektronenrechenmaschinen überaus erschwert. Zu diesem Zweck verwendet man in der Sowjetunion erfolgreich halbautomatische Anlagen zur Übertragung der Registrierung auf Lochkarten. Eine solche Anlage des Typs UCS ist in der Literatur beschrieben.

### **Schlußbemerkung**

In meinem Referat war es mir nicht möglich, die gesamte in der Sowjetunion entwickelte und angewandte seismische Apparatur zu behandeln; ich mußte mich daher auf einige neue Modelle von Registriergeräten beschränken. Auch konnte ich auf technische Daten der einzelnen Geräte nicht näher eingehen. Diese sind in den einschlägigen Artikeln zu finden, die im Literaturnachweis angegeben sind.

### **Literatur**

- Beiträge des Geophysikalischen Instituts der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Sammelband N 29 (156), Moskau, 1955.
- „Seismische Geräte“, Beiträge des Instituts für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Sammelband N 19 (186), Moskau, 1961.
- Bulletin des Rates für Seismologie der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, N 14, Moskau, 1963.
- „Seismische Geräte“, Beiträge des Instituts für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Sammelband N 26 (193), Moskau, 1963.
- „Neuentwickelte Geräte zur Registrierung seismischer Erscheinungen“, Beiträge des Instituts für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Sammelband N 35 (202), Moskau, 1964.
- „Gerätebau und Automatisierungsmittel“, Handbuch, Bd. 2, Buch 2, Kapitel V, Verlag „Maschinostrojenije“, Moskau, 1964.
- „Apparatur und Methodik seismografischer Beobachtungen“, Veröff. d. Instituts für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Sammelband, 3. Ausgabe, Moskau, 1966.

# Vergleiche seismischer Weitwinkelmessungen in der UdSSR und im bayerischen Molassebecken<sup>1)</sup>

Von R. MEISSNER, Frankfurt a. M.<sup>2)</sup>

Eingegangen am 31. Juli 1967

*Zusammenfassung:* Vergleiche von Weitwinkelmessungen in der UdSSR und in Bayern zeigen eine weitgehende Übereinstimmung: Aufbau und Gliederung der Laufzeitkurven, Beginn und Ende einzelner Äste, ihre mittlere Anfangs- und Endgeschwindigkeit, ein breites Schwingungsband der „reflektierten“ M.-Welle im überkritischen Bereich, ein Überschneiden dieser Welle mit der „refraktierten“ M.-Welle und weitere Einzelheiten sprechen für einen sehr ähnlichen Krustenaufbau. Danach zeigt sich ein positiver Geschwindigkeitsgradient im oberen Bereich der Kruste, der im mittleren Teil in negative Werte umschlagen kann und im unteren Bereich, in der Übergangszone zwischen Kruste und Mantel, stark positiv wird. In dieser Zone kann es verstärkt zu einer Lamellenbildung kommen, wobei sich Linsen mit niedriger Geschwindigkeit aus teilweise geschmolzenem sialischen oder gabbroiden Material bilden können, während eine „Gabbro Schicht“ in weiten Teilen kontinentaler Krusten zu fehlen scheint.

*Summary:* A comparison of similar wide angle measurements in the USSR and in Bavaria shows a very strong correlation: Form and items of travel time curves, the beginning and ending of various branches, their average velocities, the shape of the „reflected“ M.-wave and its intersection with the „refracted“ M.-wave yielded a nearly identical structure of the crust in both areas. We find a positive velocity gradient in the upper 10 km of the crust, zones with negative velocity gradients in the middle part and strong positive values in the deepest crustal layers, the transition zone between crust and mantle. Here, a lamellation is found caused by low velocity lenses of partly molten sialic or gabbroid matter. A big gabbroid layer seems not to exist in large areas of continental crusts.

## 1. Einführung

Seit der Bearbeitung der Weitwinkelmessungen im bayerischen Molassebecken, 1964, sind eine Reihe weiterer und teilweise ähnlicher Arbeiten veröffentlicht worden, die ebenfalls genaue Kenntnisse über die Struktur der Erdkruste in bestimmten Gebieten enthüllen. Vor allem in der UdSSR wurden interessante Weitwinkelmessungen mit Meßpunktabständen von nur 200 m und Reflexionsapparaturen durchgeführt. Etwa 15 solcher Profile wurden bisher bekannt, wenn auch nicht im einzelnen veröffentlicht. Zum Unterschied gegenüber unseren Molassemessungen wurde in der UdSSR stets mit wanderndem Reflexionselement gearbeitet: Von einem Schlußpunkt

<sup>1)</sup> Vortrag, gehalten auf der 28. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Claustal-Zellerfeld.

<sup>2)</sup> Priv.-Doz. Dr. R. MEISSNER, Institut für Meteorologie und Geophysik, 6 Frankfurt a. M., Feldbergstr. 47.

aus wurden kontinuierliche, d. h. anschließende Auslagen bis 250 km Entfernung verwendet. Weitere Schlußpunkte und Gegenschußpunkte führen oft zu einem dichten Meßnetz auf etwa 300 km Profillänge.

Die Laufzeitkurven, die in vielen Teilen der UdSSR aus diesen kontinuierlichen Beobachtungen gewonnen wurden, sind fast überall „stufenweise“ ähnlich den GIESE-schen „Dachziegeln“ [1964] angeordnet. Die einzelnen Äste werden meist nach etwa 50 km durch den nächst höheren Laufzeitast ersetzt. Auch die  $P_1$  ( $= P_g$ )-Welle verhält sich ähnlich wie in Mitteleuropa. Sie hört stets bei etwa 100 km Entfernung

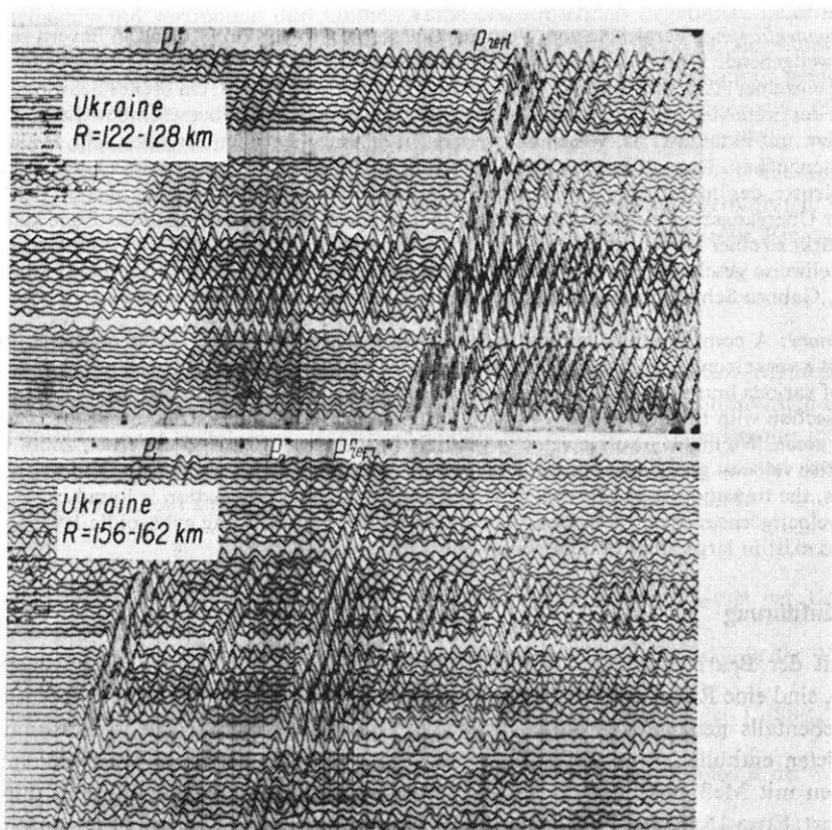


Abb. 1: Seismogramme sowjetischer Weitwinkelmessungen nach Y. B. DEMIDENKO, M. G. MANYATA et. al., veröffentlicht von KOSMINSKAYA und RIZNICHENKO in Research in Geophysics 1964.

Seismograms from wide angle measurements in the USSR after Y. B. DEMIDENKO, M. G. MANYATA and others published in Research in Geophysics 1964 by KOSMINSKAYA and RIZNICHENKO.

auf; ihre Geschwindigkeit nimmt bis hierhin leicht zu und zeigt so in den oberen 10 km einen Geschwindigkeitsgradienten an. Eine weitere Ähnlichkeit bildet das allgemein zu beobachtende recht verschiedene Verhalten der „Zwischenäste“ zwischen der  $P_1$ - und der  $P_4$ -Welle („Refl.“ M.-Welle). Es wird von vielen Autoren als sehr unterschiedlich bezeichnet und scheint die Aussagen STEINHART und MEYERS [1961] sowie GIESE's [1965] über die Heterogenität kontinentaler Krusten zu bestätigen, soweit es sich um den Tiefenbereich von etwa 10 bis 25 km handelt.

Eine besondere Beachtung verdient die  $P_4$ -Welle, deren Laufzeitkurve meist bei 30 bis 60 km Entfernung beginnt und oft bis über 200 km und mehr reicht. Sie bildet fast überall die stärksten Amplituden der Seismogramme und zeigt meist viele sinusoidale Schwingungen, so daß ihre Ähnlichkeit mit unseren Molassemessungen verblüffend ist. Abb. 1 zeigt zwei Seismogrammbeispiele aus der Ukraine. Da die Amplitudenmaxima über einen weiten Entfernungsbereich streuen, wird bereits von einigen Autoren in der UdSSR nicht an echte Reflexionen, sondern an Interferenzen mit geführten Wellen gedacht.

## 2. Die Messungen im Buchara-Khiva-Gebiet

Für einen detaillierten Vergleich zwischen sowjetischen und deutschen Weitwinkelmessungen soll im folgenden ein besonders genau vermessenes Profil dienen, das in RESEARCH IN GEOPHYSICS von KOSMINSKAYA und RIZNICHENKO [1964] gezeigt ist. Es wurde ähnlich den Molassemessungen über einem großen Sedimenttrog in der Nähe geosynklinaler Gebirgsfaltungen aufgenommen, und zwar im Buchara-Khiva-Gebiet, einem Tiefland in der Nähe der bis über 7000 m aufragenden Höhen des Tianschan-Gebirges. Im Laufzeit-Diagramm der Abb. 2 sind nun viele der bereits geschilderten charakteristischen Erscheinungen der Laufzeitäste zu erkennen, so zum Beispiel das Abbrechen der  $P_1$ -Einsätze bei etwa 100 km Entfernung, die Unterschiedlichkeit der Zwischeneinsätze und die lang durchhaltenden starken  $P_4$ -Einsätze der „reflektierten“ M.-Welle, die schließlich in großen Entfernungen von der  $P_5$ -Welle, der „refraktierten“ M.-Welle, überholt wird. Diese Fünfer-Gliederung ist stets zu beobachten. Die kurzen Meßpunktabstände von nur 200 m und das dichte Beobachtungsnetz von Schüssen und Gegenschüssen stellt mit seinen Kontrollmöglichkeiten von Reziprozität und Parallelität ein hervorragendes Ausgangsmaterial für die Interpretation dar.

Für einen der Schußpunkte der Abb. 2 wurde in Abb. 3 ein Vergleich zu der aus Schüssen und Gegenschüssen zusammengesetzten Laufzeitkurve der Molassemessungen durchgeführt [THE GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY 1966], [MEISSNER 1966, 1967]. Die Ähnlichkeit beider Kurvenmuster ist bestechend, obwohl die Tiefe der MOHORovičić-Diskontinuität (= MD) im Buchara-Gebiet mit 45 km Tiefe etwa 15 km größer ist als in der bayrischen Molasse. Offensichtlich hat man es in den räumlich so weit entfernten Gebieten mit einem ähnlichen Aufbau der Erdkruste zu tun.

Abb. 2 und Abb. 3 siehe S. 452/453.

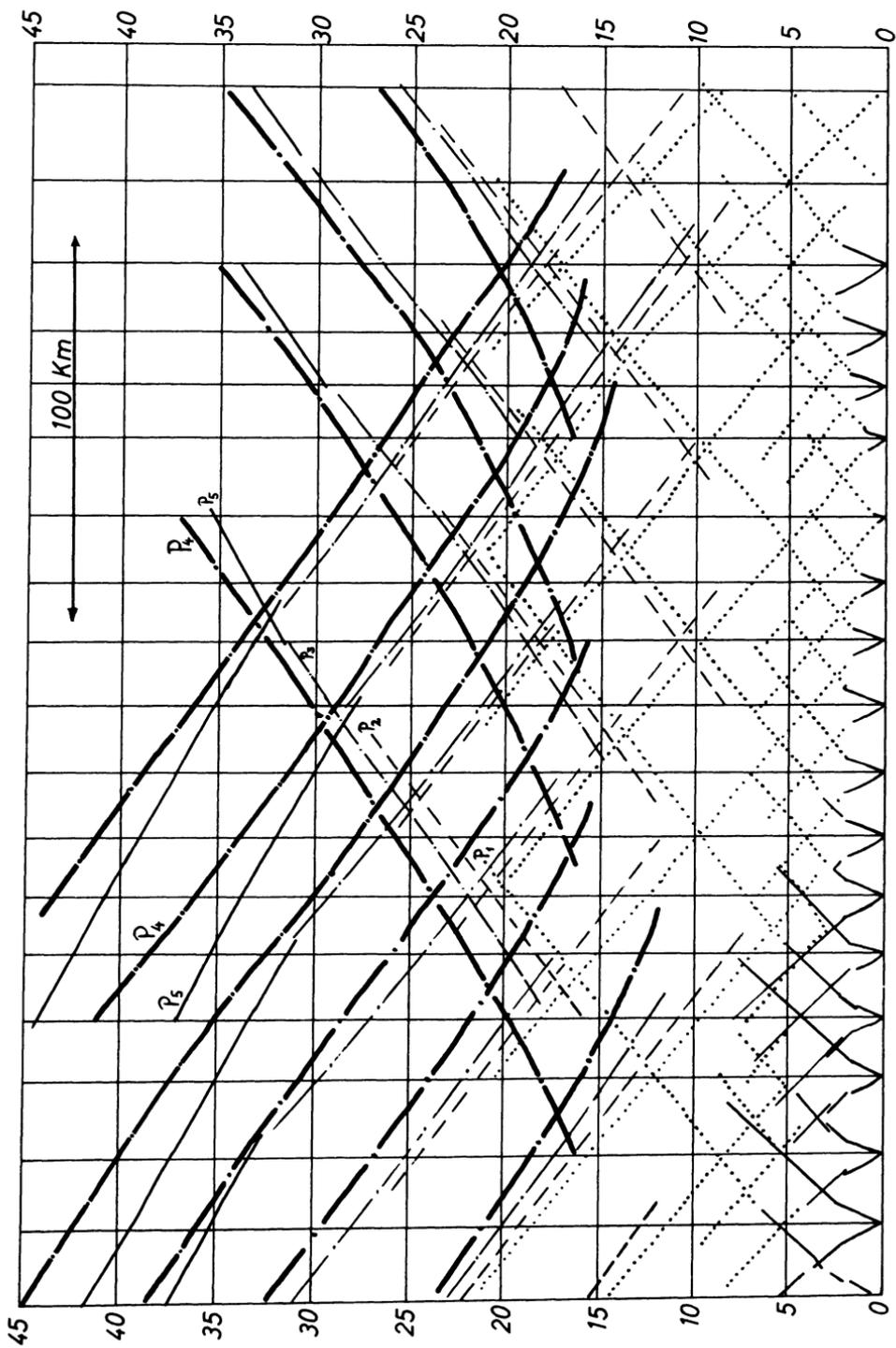


Abb. 2: Laufzeitdiagramm von Weitwinkelmessungen aus dem Buchara-Khiva-Gebiet nach KOSMINSKAYA und RIZNICHENKO 1964.  
 Travel time diagram from wide angle measurements in the Buchara-Khiva region after KOSMINSKAYA and RIZNICHENKO 1964.

— = Welle  $P_5$  („Refraktierte“ M.-Welle)    —•— = Welle  $P_4$  („Reflektierte“ M.-Welle)  
 - - - = Welle  $P_3$  (Zwischeneinsätze)    - - - - - = Welle  $P_2$  (Zwischeneinsätze)    ..... = Welle  $P_1$  ( $P_g$ -Welle)

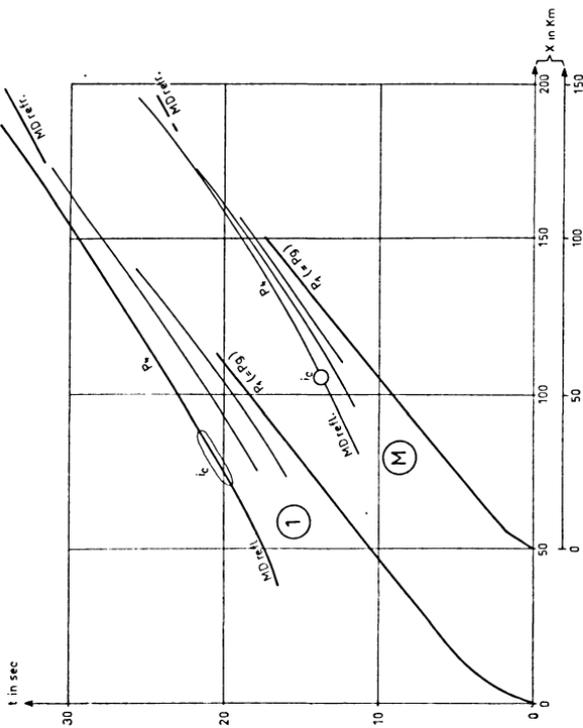


Abb. 3: Vergleich von Laufzeitkurven eines Schußpunktes im Buchara-Gebiet ① mit denjenigen der Molasse-Weitwinkelmessungen ②.

Comparison between travel time curves from the Buchara region ① and those of the Molasse measurements ②.

### 3. Die $P_1$ -Einsätze ( $P_g$ )

Eine Mittelung der 9 verschiedenen Laufzeitäste der  $P_1$ -Welle ergab, daß ihre Geschwindigkeit mit durchschnittlich 6,0 km/sec beginnt und bei 100 km Entfernung einen mittleren Wert von etwa 6,3 km/sec annimmt. Dies sind dieselben Werte, die auch bei den Molassemessungen beobachtet wurden. Man erhält aus ihnen für den oberen Teil des kristallinen Grundgebirges einen kleinen positiven Geschwindigkeitsgradienten mit einer Eintauchtiefe der Strahlen von 7 bis 10 km. Bei etwa 100 km Entfernung endet der  $P_1$ -Ast. Seine Asymptotengeschwindigkeit findet man um einen Betrag  $\Delta t$  versetzt auf dem nächst höheren Laufzeitkurvenast wieder. Dieser Versatz zusammen mit dem generellen Aufhören des  $P_1$ -Astes bei 100 km Entfernung deutet auf ein (wahrscheinlich langsames) Abnehmen der Geschwindigkeitswerte bei etwa 10 km Tiefe. Eine langsame Abnahme dieser Werte müßte auch nach den Labormessungen von BIRCH [1960] bei gleichem Material und bei Temperaturgradienten von 25–30°/km angenommen werden.

Die sehr genauen Weitwinkelmessungen lassen weder in der Molasse noch im Buchara-Gebiet irgendwelche scharfen „Kanäle“ mit kleineren Geschwindigkeiten von etwa 5,5 km/sec im oberen Bereich der Kruste erkennen. Es sei erwähnt, daß solche „Kanäle“ nicht durch Temperatureinflüsse verursacht werden können, da selbst 200° höhere Temperaturen nur einen Geschwindigkeitsabfall von etwa 0,1 km/sec ergeben würden und dieser Abfall kontinuierlich, nicht sprunghaft auftreten würde.

### 4. Die Zwischeneinsätze $P_2$ und $P_3$

Die Kurvenäste zwischen der  $P_1$ - und  $P_4$ -Welle sind zu uneinheitlich, um daraus allgemeine Schlußfolgerungen auf Conrad oder Subconrad-Diskontinuität abzuleiten. Sie entsprechen Tiefen zwischen 15 und 30 km. Einige der Kurven zeigen durch einen hyperbelartigen Verlauf an, daß es sich um Reflexionen oder um rücklaufende Tauchwellen handelt. Die mittlere Asymptotengeschwindigkeit des  $P_2$ -Astes und des  $P_3$ -Astes liegt zwischen 6,4 und 6,5 km/sec. Man darf daraus schließen, daß im ganzen Buchara-Gebiet bis zu Tiefen von etwa 30 km keine größeren Geschwindigkeiten als 6,5 km/sec auftreten. Gelegentlich zu beobachtende höhere Werte müssen mit Sicherheit als Scheingeschwindigkeiten ansteigender Grenzflächen oder Isotachen angesehen werden.

Die geringen Geschwindigkeitswerte im mittleren Krustenbereich sind ebenfalls eine gute Bestätigung ähnlicher Werte bei den Molasse-Messungen. Man muß daraus auf ein Fehlen einer mächtigen Gabbroschicht schließen, denn gerade Gabbro zeigt bei allen Hochdruckversuchen bei entsprechenden Druck- und Temperaturverhältnissen Geschwindigkeiten von mindestens 6,8 km/sec. Auch nach einer neueren Arbeit von RINGWOOD und GREEN muß man eine eigentliche Gabbroschicht ausschließen [1966], denn es wird experimentell eine breite Übergangszone zwischen Gabbro und Eklogit nachgewiesen. Thermodynamisch ist Eklogit im Gegensatz zu Gabbro in

20 bis 30 km Tiefe stabil. Wenn hier Gabbro überhaupt vorhanden wäre, dann nur in Verbindung mit Eklogit, dessen hohe Geschwindigkeiten von 8,0 km/sec in mittleren Tiefen kontinentaler Krusten bisher nirgendwo festgestellt wurden.

### 5. Die $P_4$ -Einsätze („Reflektierte“ M.-Welle)

Die „reflektierte“ M.-Welle bildet die stärksten Einsätze in den Laufzeitdiagrammen der Molassemessungen und der Buchara-Untersuchungen. In beiden Gebieten beginnt sie bei einer Entfernung von etwa 30 km. Auch die Asymptotengeschwindigkeit der gemittelten  $P_4$ -Laufzeitkurve des Buchara-Gebietes ist mit 6,8 km/sec die gleiche wie diejenige der aus Schuß und Gegenschuß zusammengesetzten Laufzeitkurve der Molassemessungen. Die Berechnung der Durchschnittsgeschwindigkeiten bis zur M.-Diskontinuität mit Hilfe von  $t^2 - x^2$ -Diagrammen ergab ebenfalls mit 6,0 km/sec die gleichen Werte.

Die Laufzeitkurven der einzelnen Schußpunkte im Buchara-Gebiet zeigen eine gewisse Streuung. Sie sind in Abb. 4 zusammen mit der Molasse-Laufzeitkurve dargestellt. Wie bei den übrigen Einsätzen hat ein Teil der Streuung seine Ursache in der unterschiedlichen Sedimentbedeckung längs des Buchara-Profiles; aber selbst nach

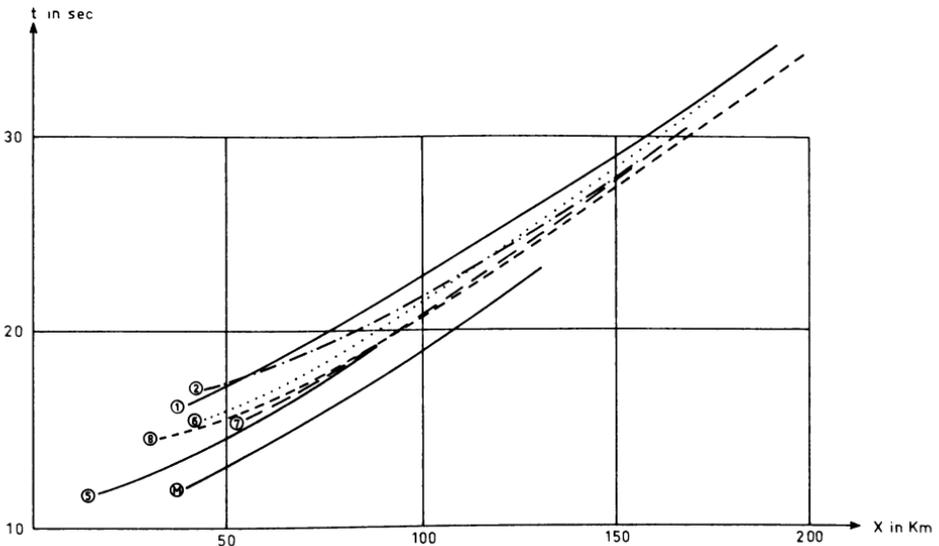


Abb. 4: Laufzeitkurven der „reflektierten“ M.-Welle  $P_4$  der Buchara-Untersuchungen ①...⑧ und der Molasse-Messungen (M) reduziert auf gleiche Schlußpunktentfernungen.

Travel time curves of “reflected” M.-wave  $P_4$  of the Buchara region ①...⑧ and of the Molasse measurements (M) reduced to the same shotpoint distances.

genauer Berücksichtigung dieses Korrekturproblems mit Hilfe der vielen Zwischenschußpunkte (siehe Abb. 2) bleibt noch etwa die Hälfte der Streuung übrig. Dieser Rest rührt einmal von der unterschiedlichen Tiefe des wandernden Reflexionspunktes längs des Profils her, zum andern jedoch von der Tatsache, daß offensichtlich mindestens an zwei Stellen verschiedene Reflektoren erfaßt wurden, wie aus der Kontrolle der reziproken Zeiten ersichtlich ist. Diese Abweichungen, die nur im Anfangsbereich der  $P_4$ -Kurven, und zwar noch im unterkritischen Teil, festgestellt wurden, entsprechen Teufendifferenzen von einigen Kilometern! Hier zeigt sich direkt eine Art Schichtung der M.-Diskontinuität.

Interessant erscheint auch der einheitliche Beginn der  $P_4$ -Einsätze bei 30 bis 40 km Entfernung. (Vergleiche auch Abb. 2 u. 3.) Es ist sicher kein Zufall, daß alle Kurven im Buchara-Gebiet, ähnlich wie bei den Molassemessungen, bereits bei unterkritischen Entfernungen beginnen, also bei Reflexionswinkeln, deren reflektierten Amplituden nach der Theorie ebener Grenzflächen gerade ein Minimum besitzen müßten. Alle theoretischen Amplitudenkurven zeigen bekanntlich stets zwei Maxima, und zwar eines im Steilwinkelbereich und eines im kritischen Bereich, wie es von einer großen Anzahl Arbeiten bekannt ist. So folgt zunächst aus den Messungen, daß man es sicher *nicht* mit einem ebenen Reflektor an der M.-Diskontinuität zu tun hat. Die Struktur der Diskontinuität muß einmal die Laufzeitkurvenlücken von 0 bis 30 km erklären und zum anderen für die kontinuierliche Laufzeitkurve bereits ab 30 km Entfernung verantwortlich sein.

Ähnlich wie bei den Molassemessungen scheint auch im Buchara-Gebiet eine linsenförmige, geschichtete Grenzflächenstruktur den Beobachtungen am besten gerecht zu werden. Im Steilwinkelbereich, also etwa von 0 bis 30 km Entfernung, wird eine solche Struktur nur gelegentlich eine meßbare Reflexion erzeugen, nämlich nur dann, wenn gewisse Interferenzbedingungen ( $h = \lambda/2$  oder  $h = \lambda/4$ ) oder Fokussierungseffekte eine merkliche Energieverstärkung bewirken. Eine solche Steilwinkelreflexion, die von einer unterschiedlichen Tiefenstufe innerhalb der Grenzflächenstruktur stammen kann, ist laufzeitmäßig nicht streng definiert und ist auch nicht kontinuierlich zu beobachten. Eine Interpretation kann nur mit Hilfe von statistischen Methoden erfolgen [DOHR 1959, LIEBSCHER 1964].

Das allgemeine Auftreten kontinuierlicher Laufzeitkurven bei etwa 30 km Entfernung mit Scheingeschwindigkeiten von 12 bis 13 km/sec kann ebenfalls durch eine linsenförmige Grenzflächenstruktur erklärt werden. Entweder sind im untersten Teil der Übergangzone Kruste-Mantel tatsächlich dünne Lamellen mit derartig hohen Geschwindigkeiten vorhanden (was nicht sehr wahrscheinlich ist) oder die Form der Linsen sorgt nach dem Schema optischer Sammellinsen dafür, daß der kritische Winkel im untersten Teil der Übergangzone zunehmend häufig bereits im eigentlich unterkritischen Bereich erreicht wird. So können gewisse Anteile höherer Energie aus dem überkritischen Bereich nach vorne „gestreut“ werden, so daß hier die Laufzeitkurve, die sich ja aus räumlich leicht divergierenden Strahlen zusammensetzt, immer besser beobachtet werden kann.

In diesem Zusammenhang muß die Frage nach der allgemeinen Geschwindigkeits-Tiefen-Funktion beantwortet werden, denn offenbar tritt im untersten Teil der Übergangszone im unter- und überkritischen Bereich eine echte Reflexion auf. Diese Vermutung wird bestätigt durch eine Berechnung der Geschwindigkeitswerte aus der Krümmung der gemittelten  $P_4$ -Laufzeitkurve des Buchara-Gebietes, ähnlich, wie es in [1967a] von MEISSNER für die Molassemessungen abgeleitet worden war. Die Berechnung erfolgte durch Anwendung der WIECHERT-HERGLOTZ-Methode auf Restlaufzeiten und Restwege sowie auch unter Benutzung des GIESESCHEN Verfahrens [1967]. Wenn auch durch diese Berechnungsmethoden nur eine generelle Geschwindigkeits-Teufen-Funktion erhältlich ist (dünne Linsen oder Lamellen, deren Schichtdicken kleiner sind als die Wellenlänge werden nicht erfaßt), so zeigt sich doch im untersten Teil der Übergangszone ein solch starker Gradient, daß man es — besonders im Buchara-Gebiet — praktisch mit einer Grenzfläche erster Ordnung zu tun hat. Der Gradient im Hangenden sorgt bei größeren Entfernungen für einen kontinuierlichen Übergang von überkritischer Reflexion zu Tauchwelle, wie dies vom Autor für die Modelle 2 und 4 b der Arbeit [1967 b] abgeleitet wurde.

In Abb. 5 wurde die Geschwindigkeits-Teufen-Funktion für das Buchara- und das Molassegebiet getrennt dargestellt. Unsicherheiten im Kurvenverlauf sind gestrichelt dargestellt. Die Geschwindigkeitsdaten unterhalb der M.-Diskontinuität stammen von der Auswertung der  $P_5$ -Welle, die im nächsten Abschnitt besprochen wird; die

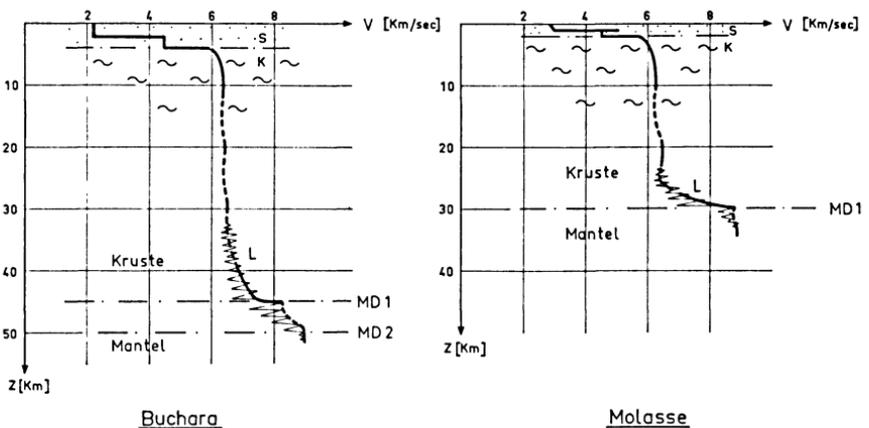


Abb. 5: Geschwindigkeits-Teufen Funktion für das Buchara- und Molasse-Gebiet

Velocity-depth function for Buchara and Molasse region

- S = Sedimente, Sediments
- K = Kristallines Grundgebirge, Crystalline basement
- L = Linsenartige Übergangszone Kruste-Mantel  
Lenticular shaped transition zone between crust and mantle
- MD = MOHOROVIČIĆ-Diskontinuität, MOHOROVIČIĆ discontinuity

wahrscheinlich linsenartige Schichtung der Übergangszone Kruste—Mantel wurde durch eine dünne Zick-Zack-Linie angedeutet. Der oberste Teil der Geschwindigkeitskurve stammt von der Auswertung der gemittelten  $P_1$ -Kurve, gewisse mittlere Teile wurden aus den  $P_2$  und  $P_3$ -Einsätzen abgeleitet.

6. Die  $P_5$ -Einsätze („Refraktierte“ M.-Welle  $P_n$ )

Die  $P_5$ -Einsätze sind in beiden Untersuchungsgebieten erst weitab vom kritischen Winkel zu beobachten, so daß eine merkliche Interferenz zwischen der  $P_4$ - und der  $P_5$ -Welle sicher nicht auftritt. Die  $P_5$ -Welle ist offensichtlich keine echte Kopfwellen. Dies folgt auch aus Laufzeitbetrachtungen: Eine rückwärtige Verlängerung der beobachteten  $P_5$ -Einsätze *schneidet* in 8 von 9 Fällen die  $P_4$ -Laufzeitkurve, sie tangiert diese nicht. Die  $P_5$ -Welle läuft also sicher tiefer als die  $P_4$ -Welle. Sie zeigt überdies mit wachsender Entfernung zunehmende Geschwindigkeiten; sie taucht also leicht in den Erdmantel ein. Dies wiederum erklärt die großen Amplituden der Welle weitab vom kritischen Winkel.

So muß man in beiden Untersuchungsgebieten mit einer breiten Übergangszone zwischen Kruste und Mantel rechnen. In Abb. 6 sind die Laufzeitkurven der  $P_5$ -Wellen des Buchara-Gebietes getrennt dargestellt. Ein großer Teil der rechten Laufzeitäste ist nach dem Prinzip der reziproken Zeiten ergänzt worden. Die Geschwindig-

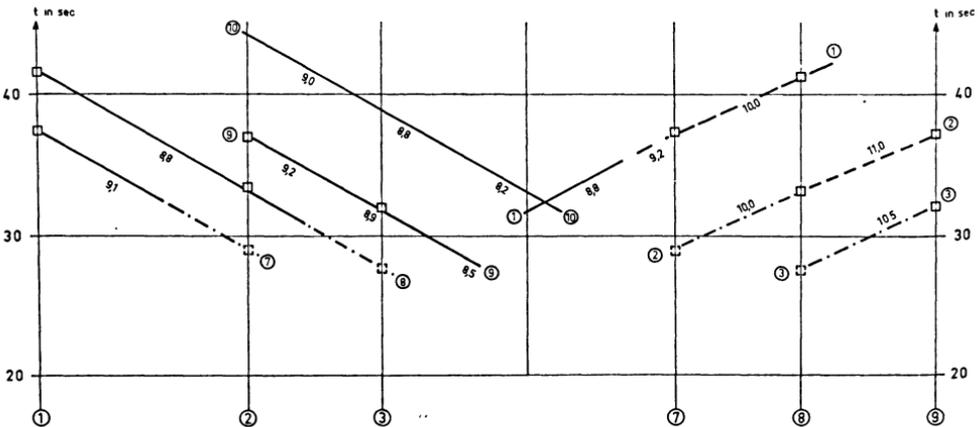


Abb 6: Laufzeitäste der „refraktierten“ M.-Welle  $P_5$  im Buchara-Gebiet  
 Travel time branches of the “refracted” M.-wave  $P_5$  in the Buchara region.

- = Beobachtete Kurvenäste mit Kontrollpunkten □
- = Observed branches with check-points □ .
- - - - - = Nach dem Prinzip der Reziprozität ergänzte Kurvenäste.
- = Branches constructed due to the reciprocity theorem of travel times.

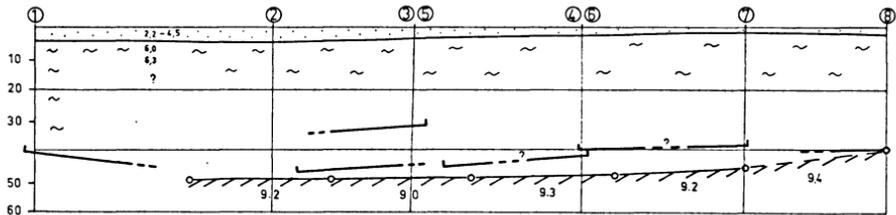


Abb. 7: Reflektierende  $\square$  und refraktierende  $\circ \text{-----} \circ$  Grenzflächen im Buchara-Gebiet.  
 Reflecting  $\square$  and refracting  $\circ \text{-----} \circ$  interfaces in the Buchara region.

keiten von über 9 km/sec wurden bisher bei Labormessungen und entsprechenden Druck- und Temperaturverhältnissen nicht festgestellt. Vielleicht kommen zur Erklärung der hohen Geschwindigkeiten mineralische Ausscheidungen (etwa Chromite) in Betracht, die sich im untersten Teil der Übergangszone aus dem teilweise plastischen-geschmolzenen Material auskristallisieren könnten.

In Abb. 7 sind in einem Profilplan die Lage der reflektierenden Schichten und die Lage der „Refraktoren“ dargestellt. Für die Reflektorkonstruktion wurden unterkritische Entfernungen benutzt, wobei individuelle Abweichungen von der gemittelten, korrigierten Laufzeitkurve in erster Näherung der Neigung des Reflexionselementes zugeordnet wurde. Der „Refraktor“ wurde mit einem Wellenfrontverfahren konstruiert und zeigt wegen der Verwendung derselben mittleren Hangendgeschwindigkeit eine Minimaltiefe an. Hier hat die Lammellierung der Übergangszone weitgehend ihr Ende gefunden.

So zeigt sich, daß man mit dem System der Buchara-Messungen eine Kartierung der wichtigsten Grenzflächen der Erdkruste durchführen kann, während Einzelheiten der Geschwindigkeitsverteilung besser mit dem Weitwinkelsystem der Molassemessungen zu erfassen sind.

## 7. Diskussion der Ergebnisse

Diejenigen Angaben, die uns aus den Buchara-Messungen unmittelbar zugänglich waren, ergeben eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Molasse-Messungen. Alle Laufzeitdaten sprechen für einen sehr ähnlichen Aufbau der Kruste und der Übergangszone zum Mantel. Eine eigentliche Gabbro-Schicht oder eine ausgeprägte CONRAD-Diskontinuität sind nicht vorhanden. Einzelheiten der Übergangszone, so zum Beispiel eine Anisotropie, konnte aus den Buchara-Messungen nicht abgeleitet werden. Auch die übrigen Angaben über die Gradientenschicht konnten nicht so genau berechnet werden, wie bei dem Weitwinkelsystem der Molassemessungen, bei dem das Reflexionselement festliegt. Immerhin kann das Vorhandensein einer breiten Übergangszone zwischen Kruste und Mantel mit einer generellen Gradientenschicht, innerhalb derer eine Art linsenartiger Schichtung besteht, als gesichert angesehen werden.

Wie die Übergangszone Kruste—Mantel petrologisch zu deuten ist, wurde bereits früher diskutiert [1967a]. Es kann hier erstens ein komplizierter Ausschmelzungsprozeß sialischen oder gabbroiden Materials vorliegen. Es können rhythmische Folgen von Kristallisationssäumen auftreten, wobei auch Linsen mit geschmolzenem Material neben solchen fester Phase liegen können. Man muß zweitens Magma-Einschübe im untersten Teil der Kruste vermuten, die Ausschmelzungsrückstände mit teilweise peridotitischen Säumen bilden können. Drittens kommt zur Erklärung einer linsenartigen Schichtung auch eine Art Abschuppung der Peridotitschale des obersten Mantels in Frage. Derartige Abschuppungen großen Ausmaßes sind in der Nähe starker Faltungen zu erwarten, wenn etwa der feste Teil des oberen Mantels von Zusammenschüben erfaßt wird. Nach Ansicht Rosr's [1966] sind weite Teile von Peridotitvorkommen, z. B. oberhalb des Ivrea-Körpers, Anzeichen solcher Abschuppungen.

Es ist interessant, daß die zweite und dritte Deutungsmöglichkeit, also Einschübe juvenilen Magmas mit peridotitischen Aussaigerungen und die Abschuppung von festen Peridotitkomplexen vorwiegend in tektonisch stark beanspruchten Teilen der Kruste eine Rolle spielen müssen, zum Beispiel in der Nähe starker Faltungen. Tatsächlich treten nun in diesen Gebieten die „reflektierten“ M.-Einsätze besonders stark auf, gerade hier scheint also die Übergangszone Kruste—Mantel am stärksten differenziert zu sein. Sie ist keinesfalls überall gleich, wie aus der unterschiedlichen Form und Stärke der  $P_4$ -Einsätze von vielen Refraktionsprofilen in Mitteleuropa abzuleiten ist. Weitwinkelprofile mit Seismometerabständen von 100 bis 500 m, d. h. mit der Möglichkeit zur Phasenkorrelation und kontinuierlicher Beobachtung der sich ändernden Amplituden und Frequenzen werden auch in Zukunft die genauesten Ergebnisse über die Struktur von Kruste und oberstem Mantel erbringen können.

Mein Dank gilt:

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung der Molassemessungen 1964;

Den Mitarbeitern und Studenten der beteiligten Institute und Institutionen für Ihren Einsatz;

Herrn Dr. DOHR für die Organisation der Feldmessungen;

Den Leitern der Institute und Institutionen für die Überlassung des Seismogrammmaterials;

Herrn Prof. BERCKHEMMER und meinen Kollegen für anregende Diskussionen.

### Literatur

- BIRCH, F.: Velocities of Compressional Waves in Rocks. *Journ. of Geoph. Research* 65, 1083—1102, 1960.
- THE GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Seismic Wide Angle Measurements in the Bavarian Molasse Basin. *Geoph. Prosp.* 14 (1), 1—6, 1966.
- DOHR, G.: Ein Beitrag der Reflexionsseismik zur Erforschung des tieferen Untergrundes. *Geol. Rundschau* 46, 17—26, 1957.
- : Über die Beobachtung von Reflexionen aus dem tieferen Untergrund. *Ztschr. f. Geophysik* 25, 280—300, 1959.
- GIESE, P.: Beispiele zur Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich der Erdkruste. *Bad Kreuznacher Coll. der DFG* 1964.
- : Ergebnisse der bisherigen seismischen Messungen ... MAX RICHTER Festschrift 271—290, Clausthal-Zellerfeld 1965.
- : Neue Gesichtspunkte zur Gliederung der Erdkruste ... *Zeitschr. f. Geoph.* 32, 488—491, 1966.
- GIESE, P., C. PRODEHL u. C. BEHNKE: Ergebnisse refraktionsseismischer Messungen 1965 ... *Ztschr. f. Geoph.* 33, 215—261, 1967.
- KOSMINSKAYA, J. P. and Y. V. RIZNICHENKO: Seismic Studies of the Earth's Crust in Eurasia. *Research in Geophysics*, 2, 81—122, M.I.T. Press, Cambridge/Mass. 1964.
- LIESCHER, H. J.: Deutungsversuche für die Struktur der tieferen Erdkruste. *Ztschr. f. Geophysik* 30, 91—96, 115—126, 1964.
- MEISSNER, R.: An Interpretation of the Wide Angle Measurements ... *Geoph. Prosp.* 14 (1), 7—16, 1966.
- : Zur Struktur der Erdkruste ... *GERLANDS Beiträge zu Geophysik* 76, 211—254 und 295—314, 1967a.
- : Exploring deep Interfaces by seismic Wide Angle Measurements. *Geoph. Prosp.* in press 1967b.
- PAKISER, L. C., and R. ROBINSON: Composition and Evolution of the Continental Crust ... *Tectonophysics* 3 (6), 547—557, 1966.
- RINGWOOD, A. E., and D. H. GREEN: An Experimental Investigation of the Gabbro-Eklogite Transformation. *Tectonophysics* 3 (5), 383—427, 1966.
- ROST, F.: Private Mitteilung, Saarbrücken 1966.
- STEINHART, J. S., and R. P. MEYER: Explosion Studies of Continental Structure *Carnegie Inst. of Washington Publ. No.* 622, 1961.



Briefe an den Herausgeber

## Eine Zweipolschollen-Hypothese der Kontinentverschiebung

Von H. HIERONYMUS, Horn<sup>1)</sup>

Die modernen Untersuchungen auf dem Gebiet des Paläomagnetismus haben die Diskussion über Kontinentverschiebungen erneut belebt und lassen es als sicher scheinen, daß einzelne Landmassen sehr große Entfernungen relativ zu den Polen im Laufe der Erdgeschichte zurückgelegt haben [BLACKETT 1956]. Im Anschluß an die bekannte Hypothese von A. WEGENER geht man hierbei meist von einer einheitlichen

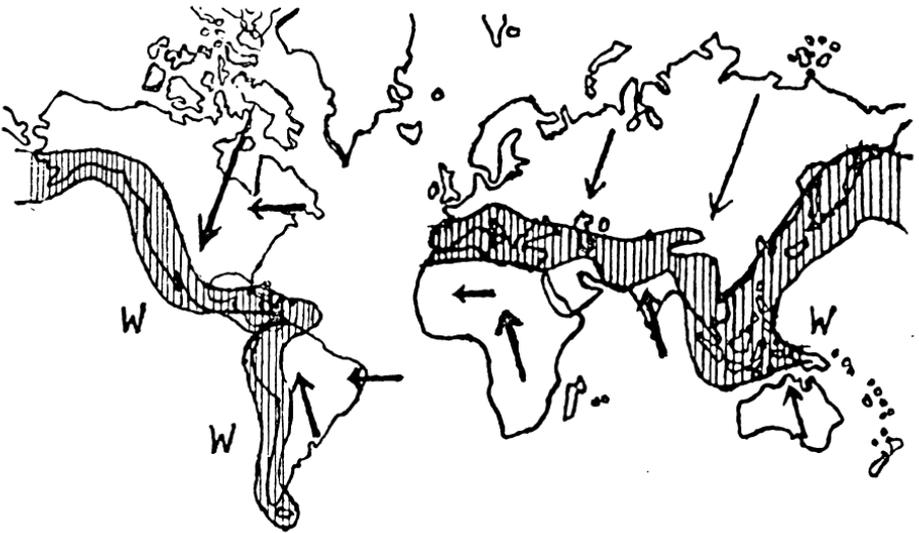


Abb. 1: Die Pfeile deuten die nach der Zweipolschollen-Hypothese direkt von den Polen kommenden Driftrichtungen an. W = Widerstandsflächen. Schraffierte Flächen = ungefähre Lage der jungen tertiären Kettengebirge.

Erdkrustenplatte aus. Schon 1949 habe ich darauf hingewiesen, daß man auch von zwei polaren Erstarrungskappen ausgehen kann, und ich habe die Vorteile einer solchen Hypothese eingehend erläutert [HIERONYMUS 1949]. Abb. 1 zeigt die dieser Annahme entsprechenden Druckrichtungen und Widerstandsflächen.

<sup>1)</sup> Dipl.-Ldw. H. HIERONYMUS, Horn bei Füssen. Klimahauptstation des Deutschen Wetterdienstes.

Lange vor der Carbonzeit wurden die Polarkappen bei einer Initialkatastrophe zerrissen und begannen äquatorwärts zu wandern. Schon wegen der Divergenz der Meridiane mußten sich Spalten und Lücken zunehmend erweitern. Bei der Initialkatastrophe kann man daran denken, daß nach dem Einfang des Mondes große Flutwellen in den feurig-flüssigen Schichten des Erdinnern auftraten; Natur und Stärke der schollenverschiebenden Kräfte sind nicht sicher bekannt. Die Gezeitenfluten des feurig-flüssigen Materials haben großflächig verankerte Aufschmelzungszonen im Gebiet des Pazifik geschaffen, die nach der Wiedererstarrung bei der Faltengebirgsbildung als Widerstandsflächen mitwirkten [*W* in Abb. 1]. Die atlantische Schwelle ist eine Auffaltung. Starke Kompressionen in der Vorderseite der Wanderschollen können vorübergehend zu Rückwärtsbewegungen geführt haben. Hierbei sanken die hoch aufgefalteten und aufgestauten Schwächezonen in die Tiefe. Vielleicht steht die Bildung der Geosynklinalen mit solchen Vorgängen im Zusammenhang.

Man muß nicht annehmen, daß sich der Erdkörper ausdehnt.

Mars- und Mondaufnahmen deuten an, daß die Erstarrung auch auf diesen Körpern an den Polen begonnen hat. Doch blieben die Polkappen erhalten und wurden nicht zerspalten wie bei der Erde.

Auf Mars und Mond als erdeähnlichen Weltkörpern sind keine Ausdehnungerscheinungen erkennbar.

In bezug auf die in Abb. 1 durch Pfeile angedeuteten Schubkräfte ist zu sagen, daß dieselben bei Annahme einer früheren schnelleren Erdrotation stärker wirksam waren.

Dazu ist anzunehmen, daß in früheren Erdzeiten die Viskosität des Untergrundes für eine Schollenverschiebung günstiger war als erst im Carbon wie bei WEGENERS Annahme.

### Literatur

[1] Nobelpreisträger BLACKETT in einem Vortrag „Gesteinsmagnetismus und kontinentale Trift“ in Lindau (Bodensee) am 28. Juni 1956.

[2] HIERONYMUS, H.: Eine Zweipolschollenhypothese für die Erde. *Geofisica pura e applicata* 14, 194, No. 3/4, 1949.

Briefe an den Herausgeber

## Bemerkungen zur Einsatzmöglichkeit der Magnetband-Refraktionsapparaturen MARS 66\*) in großen Registrierentfernungen

Von H. BURKHARDT, F. KELLER, G. MÜLLER, O. ROSENBACH und R. VEES\*\*)

Eingegangen am 18. September 1967

Um detaillierte Aussagen über den Oberen Erdmantel zu bekommen, müssen die seismischen Beobachtungen bei Nahbeben durch sprengseismische Messungen ergänzt und erweitert werden. Dazu müssen die bisher in Europa üblichen Profillängen von maximal 300 km wesentlich vergrößert werden.

Entsprechende Versuchsserien mit chemischem Sprengstoff wurden in den USA mit Schußpunkten im Lake Superior durchgeführt (STEINHART und SMITH, 1966). Selbstverständlich eignen sich nukleare Untergrund-Explosionen in besonderem Maße für solche refraktionsseismischen Beobachtungen und werden entsprechend in den USA und der UdSSR ausgenutzt.

Um festzustellen, ob bei normalen Steinbruch-Sprengungen eine wesentliche Verlängerung der Profile in Europa denkbar ist, wurde folgender Versuch unternommen:

Bei der Kammersprengung in Hilders/Rhön am 25. August 1967 (Ladung 4 t) registrierten 4 Magnetband-Refraktionsapparaturen MARS 66 unseres Instituts in Entfernungen von 515 bis 530 km im Gebiet des Mont Tendre im Schweizer Jura. (Seismometer: FS 60, Eigenfrequenz ca. 2 Hz.)

Die Geophone waren in 2 Gruppen zusammengefaßt:

a) Längsauslage von ca. 2 km Länge in ca. 528 km Entfernung, bestehend aus 4 Meßpunkten mit Vertikalaufnehmern. 2 Horizontalaufnehmer ergänzten einen dieser Punkte zu einer Dreikomponenten-Station. An einem anderen Punkt war zu Vergleichszwecken ein 1-Hz-Geophon (EV 12, Fa. Mandrel) eingesetzt.

b) Querauslage in ca. 515 km, bestehend aus 3 Meßpunkten mit Vertikalaufnehmern.

---

\*) MARS 66 = Magnetbandapparatur für Refraktionsseismik, entwickelt im Rahmen der Arbeitsgruppe „Magnetbandgeräte“ des Forschungskollegiums Physik des Erdkörpers (FKPE) in Zusammenarbeit mit der Fa. Lennartz, Tübingen, die auch den serienmäßigen Bau übernommen hat.

Mit diesen Apparaturen wurden auf Antrag des FKPE in den Jahren 1966/67 alle geophysikalischen Institute der Bundesrepublik aus Mitteln der Stiftung Volkswagenwerk ausgerüstet.

\*\*) Dipl.-Geophys. HANS BURKHARDT, Dipl.-Geophys. F. KELLER, Dr. rer. nat. G. MÜLLER, Professor Dr.-Ing. O. ROSENBACH, Dr. rer. nat. ROLAND VEES, Institut für Geophysik der T. H. Clausthal, 3392 Clausthal-Zellerfeld, Adolf-Römer-Straße 2 A.

Die Stationsverhältnisse waren günstig (anstehendes Gestein, abgelegene Gegend, fast windstill); doch dürften sich solche Verhältnisse insbesondere im Alpenraum vielfach reproduzieren lassen.

Aus direkten und gefilterten Abspielungen der Magnetbänder sowie durch Stapelung der Signale der Querauslage und ferner durch Quadrieren der Signale wurden folgende Ergebnisse gewonnen:

1. Eine Steinbruchsprengung von 4 t Ladung läßt sich in 500 km Entfernung so auf Magnetband registrieren, daß sie sich in geeigneter Abspielung merklich aus dem Störsignal heraushebt. Die Ladung von 4 t muß jedoch als untere Grenze für Registrierungen in solchen Entfernungen angesehen werden; sie entspricht in ihrer seismischen Wirksamkeit etwa einer Unterwassersprengung von ca. 200 kg.

2. Eine Korrelation von Einsätzen ist in einigen Fällen bei der Längsauslage möglich, jedoch kaum zwischen den ca. 13 km entfernten Geophongruppen.

3. Die Stapelung der Signale der Querauslage verbessert die Erkennbarkeit von Einsätzen merklich.

Die Registrierung von Steinbruchsprengungen in Entfernungen von über ca. 300 km ist erst durch die Verwendung vieler gleichartiger Magnetbandapparaturen sinnvoll geworden, da nachträglich die beste Filtereinstellung (Bandpaß für Nutzsignal, Rejection-Filter für vorherrschende Störfrequenz) gewählt werden kann und verschiedene elektronische Prozeduren das Verhältnis von Nutz- zu Störsignal verbessern können.

Für eine weitere wesentliche Verbesserung der Auswertemöglichkeiten ist eine Digitalisierung der Analogaufzeichnungen notwendig.

Aus dem obigen Versuch möchten wir folgende Empfehlungen ableiten:

1. Es sollten größere Steinbruchsprengungen (ca. 10 bis 20 t) in Entfernungen zwischen ca. 300 und 700 km registriert werden. Die Anlage der Profile sollte unter Ausnutzung der bereits vorhandenen Modellvorstellungen vom Aufbau der Kruste und des oberen Teils des Oberen Erdmantels und in enger Anlehnung an bereits früher angelegte Profile erfolgen (Verlängerung von alten Profilen, Besetzung von alten Profilen bei weiter entfernten Schußpunkt).

Für einen ersten Versuch sollten alle verfügbaren Apparaturen ein Profil zwischen z. B. 500 und 600 km so besetzen, daß auf einzelnen kürzeren Profilstücken von je ca. 10 km Länge jeweils mittlere Seismometerabstände von ca. 500 m eingehalten werden. Zwischen solchen Profilstücken könnten Lücken von ca. 10 km sein.

Der Erfolg einer solchen Messung hängt entscheidend von der sorgfältigen Auswahl der Stationspunkte und der Seismometeraufstellung ab. Es empfiehlt sich daher, die Stationspunkte für das ganze Profil kurz vorher von *einem* Meßtrupp erkunden zu lassen.

Für einen solchen Versuch sollte außerdem die Wetterentwicklung einige Tage vor dem Schuß abgeschätzt werden, da z.B. bei starkem Wind der Erfolg der Messungen in Frage gestellt ist.

2. Für großräumige Untersuchungen sollten in der Nordsee und im Mittelmeer Sprengladungen von etwa 1 bis 5 t auf Grund aufliegend gezündet werden. Dabei könnten die Registrierstationen jeweils mehrere Schüsse aus verschiedenen Entfernungen aufnehmen.

### **Literatur**

STEINHART, J. S. und T. J. SMITH (Herausgeber): The Earth beneath the Continents. American Geophysical Union Monograph 10, Washington D. C., 1966.

# The effect of hydrostatic pressure on the compensation temperature of magnetization in a Li—Cr—ferrite

By A. SCHULT, München<sup>1)</sup>

Eingegangen am 10. Juli 1967

The magnetism of ferrites with spinel structure can be explained with the aid of two magnetic sublattices. The sublattices are formed by the *A*- and *B*-site ions (tetrahedral and octahedral ions respectively) (NÉEL 1948). The interactions between the *A*- and *B*-site ions (*AB* interaction) are strong and negative (antiparallel coupling) and are relatively weak between the ions of the same sublattice. Consequently the resultant magnetic moment is determined mainly by the difference between the magnetization of the *A*- and *B*-sublattice.

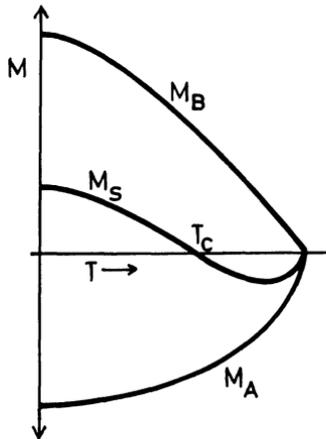


Fig. 1: On the origin of the *N*-type curve of spontaneous magnetization  $M_S$ ; after NÉEL (1948).

The temperature dependence of the magnetization is different for each sublattice and causes an anomalous temperature dependence of the resultant spontaneous magnetization  $M_S$  under certain condition. A special case is the *N*-type curve with a vanishing spontaneous magnetization at the so-called compensation temperature which is below the Curie point (NÉEL 1948). The origin of the *N*-type curve can be explained in the following way (Fig. 1): The effective Weiss field in the *A*- and the *B*-lattice is

$$W_A = n \left( \frac{M_B}{M_A} + \alpha \right) \quad \text{and} \quad W_B = n \left( \frac{M_A}{M_B} + \beta \right)$$

<sup>1)</sup> Dr. AXEL SCHULT, Dipl.-Phys., Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

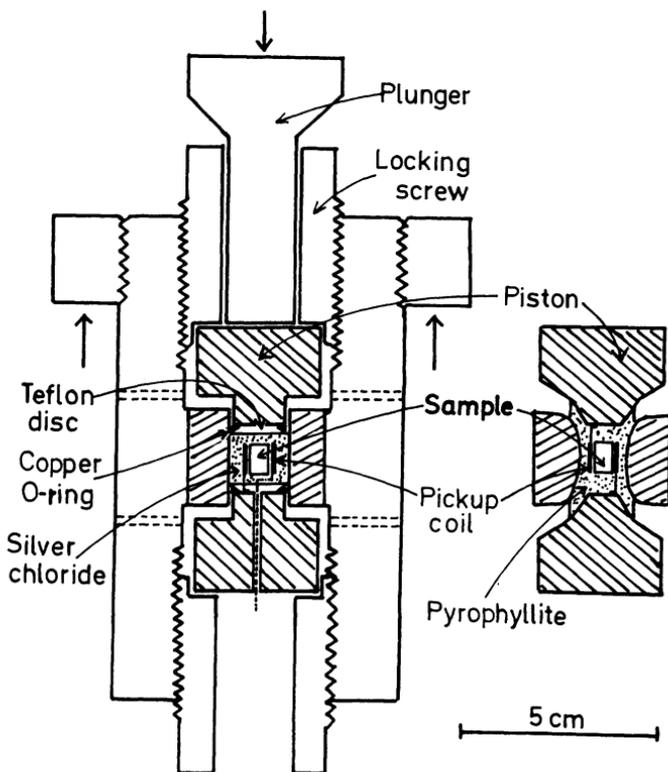


Fig. 2: The pressure apparatus.

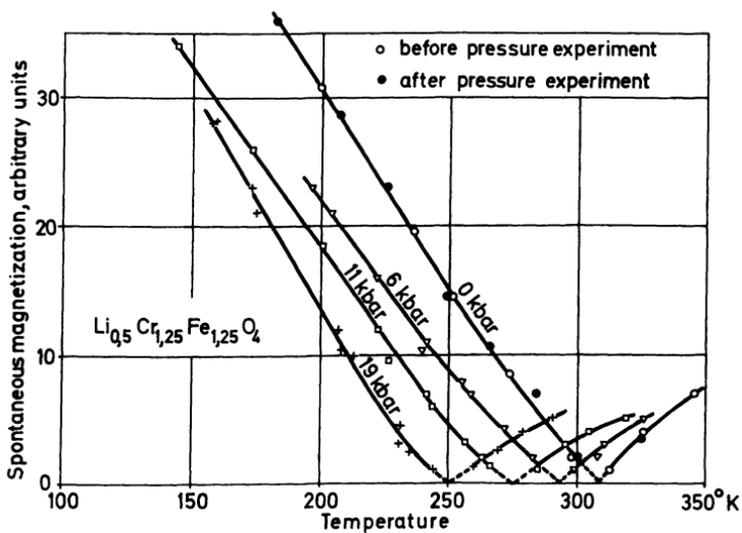


Fig. 3: Spontaneous magnetization and compensation temperature of  $\text{Li}_{0.5}\text{Cr}_{1.25}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_4$  at different pressures.

respectively. Hereby is  $n$  the interaction between the two lattices, while  $\alpha$  is the ratio between the  $AA$  and  $AB$  interaction and  $\beta$  the ratio between the  $BB$  and  $AB$  interaction.  $M_A$  and  $M_B$  are the magnetizations of the  $A$ - and  $B$ -lattice respectively. Suppose that  $M_B > M_A$  at  $0^\circ\text{K}$  with  $\beta$  large and negative and  $\alpha$  negligibly small. Then the effective WEISS field in the  $B$  lattice at  $0^\circ\text{K}$  is small compared with that in the  $A$ -lattice. The magnetization in the  $B$ -lattice, therefore, begins to decrease faster with rising temperature than that in the  $A$ -lattice (Fig. 1). Due to the different shape of the  $M_B$  vs.  $T$  and the  $M_A$  vs.  $T$  curve it is possible that below the CURIE point  $M_A - M_B = M_S$  will be equal to zero at the compensation temperature  $T_c$ .

It can be expected that hydrostatic pressure affects the interactions and hereby changes the shape of the curves  $M_A$  and  $M_B$  versus temperature producing a shift of the compensation temperature.

We therefore measured the spontaneous magnetization versus temperature as a function of pressure for a Li-Cr-ferrite with the composition  $\text{Li}_{0.5}\text{Cr}_{1.25}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_4$ . This ferrite shows the  $N$ -type curve (compensation temperature at  $311^\circ\text{K}$ , CURIE point at  $487^\circ\text{K}$  with  $M_B > M_A$  at  $0^\circ\text{K}$  (GORTER 1954)). After BLASSE (1964)  $\beta$  is large and negative and  $\alpha$  is small. This means strong and negative  $BB$  interaction and weak  $AA$  interaction. The strong and negative  $BB$  interaction is probably due to direct  $\text{Cr}^{3+}-\text{Cr}^{3+}$  interaction. So the origin of the  $N$ -type curve of this ferrite can be explained as indicated in Fig. 1.

The pressure cell (Fig. 2, left side) was made of non magnetic beryllium copper and operated by the clamp method after CHESTER and JONES (1953). The sample which was surrounded with silver chloride as pressure transmitting medium was compressed at room temperature in the piston cylinder arrangement via the plunger which passed through a hole in the locking screw. When the desired degree of compression was obtained the locking screw was tightened and the press was relaxed leaving the sample in compression. The pressure in the sample was calculated from the force and the cross area of the pistons. With the cylindrical pistons (Fig. 2, left side) pressures up to 12 kbar were achieved. For pressures up to 25 kbar the cylindrical pistons and the insert were replaced by conical pistons and a specially shaped insert (Fig. 2, right side). In this case pyrophyllite acted as pressure transmitting medium and as gasket. Pressure calibration in this device was done by measuring the change in electrical resistance due to the bismuth I  $\rightarrow$  II transition.

For measuring the spontaneous magnetization the cylindrical sample was surrounded with a pickup coil of about 100 turns. The clamp within a Dewar vessel or a furnace was inserted in a magnetizing air coil. Measurements were done with a ballistic method by commutating the current in the magnetizing coil. Fields up to 6000 Oe were achieved.

The results are given in Fig. 3. The compensation temperature decreased linearly with increasing pressure with a slope of  $-3.1 \pm 0.3^\circ/\text{kbar}$  up to a pressure of 19 kbar. The effect was reversible after releasing of pressure.

From the shift of the compensation temperature one can draw conclusions about the influence of hydrostatic pressure on the interactions in a qualitative way, if one assumes that the distribution of the ions in the lattice is not altered by hydrostatic pressure. Such an alteration is not probable because the temperature of the sample was not higher than 350 °K and diffusion processes can be excluded. Under this condition the shift of the compensation temperature to lower temperatures can be explained when  $M_B$  decreases faster with rising temperature under high pressure than under normal pressure. This means that  $|\beta|$  increases under pressure in the investigated ferrite if one assumes that  $\alpha$  is always negligibly small. From the increase of  $|\beta|$  with hydrostatic pressure no conclusion can be drawn on the behavior of the  $BB$  and/or  $AB$  interaction under pressure, as  $\beta$  is only the ratio between these two quantities. It is hoped that the planned measurements of the effect of hydrostatic pressure on the Curie temperature will give more information.

Similar investigations were carried out on natural titanomagnetites in basalts. The results will be published later.

The writer is indebted to Prof. G. ANGENHEISTER for giving the encouragement for this investigation, to Dr. H. SOFFEL for several stimulating discussions. We gratefully acknowledge the financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

### References

- NÉEL, L.: Propriétés magnétiques des ferrites: Ferrimagnétisme et Antiferromagnétisme. Ann. de Physik 3, 137, 1948.
- GORTER, E. W.: Saturation magnetization and crystal chemistry of ferrimagnetic oxides. Philips Res. Rep. 9, 295, 321 and 403, 1954.
- BLASSE, G.: Crystal chemistry and some magnetic properties of mixed metal oxides with spinel structure. Philips Res. Rep. Suppl. 1964, Vol. 3, 1, 1964.
- CHESTER, P. F., and G. O. JONES: Superconductivity at very high pressure. Phil. Mag. 44, 1281, 1953.

## Buchbesprechungen

L. P. SMITH: *Weather Studies*. Pergamon Press; Oxford 1966, 131 S., 15 s.

L. P. SMITH, Präsident der Kommission für Agrikultur-Meteorologie der World Meteorological Organization (WMO) gibt mit seinem Buch eine didaktisch recht bemerkenswerte, einfache Einführung in die Meteorologie, die für Schüler, Landwirte und alle am Wettergeschehen Interessierte gleich brauchbar ist. Zunächst werden die Größen des Wetters charakterisiert, und ihre Messung wird kurz beschrieben. Es folgen viele graphische Darstellungen des Verhaltens dieser Größen in Abhängigkeit von der Zeit. Dann wird gezeigt, wie jeweils Größenpaare zusammenhängen, z. B. Druck und Regenmenge. Schließlich werden Hinweise für die Wettervorhersage gegeben.

Das Buch zeigt in hervorragender Weise, wie man mit einfachen Mitteln, der Messung von Größen und ihrer verschiedenartigen graphischen Darstellung im cartesischen Koordinatensystem, eigene Wetterstudien machen kann. Es leitet zu sauberer Beobachtung an, fordert auf zu eigener Betätigung und vermeidet allen theoretischen Ballast. Als Einführung in physikalisches Denken, als Anleitung zu eigener Beobachtung kann dieses Buch von Schülern nicht nur als eine gute Vorbereitung für eine spätere experimentelle Tätigkeit dienen, sondern jedem Interessierten überhaupt exemplarisch einen deutlichen Eindruck vom qualitativ-naturwissenschaftlichen Forschen vermitteln.

Hier wird nicht Kopfwissen gebracht, sondern die praktische Betätigung gefördert. Wenn dieses Buch an naturwissenschaftlichen Gymnasien verwendet würde (z. B. in Arbeitsgemeinschaften), so könnten Englisch, Mathematik und Physik mit einem Male unterrichtet werden; das wäre ökonomisch. Außerdem wäre es auch in der heutigen Zeit viel sinnvoller, auf der Oberschule die Grundzüge der Meteorologie in englischer als CÄSARS römische Kriegstechnik in lateinischer Sprache zu lernen.

HEINRICH SCHWENTEK

B. SALTZMANN: *Theory of Thermal Convection*. Dover Publications Inc., New York 1962, 461 Seiten, Preis: \$ 3,—.

Der volle Titel dieses Buches lautet „Selected Papers on the Theory of Thermal Convection with special application to the earth's planetary atmosphere edited by BARRY SALTZMANN“, und umfaßt Reproduktionen von 25 Veröffentlichungen von 17 Autoren, die in den verschiedensten Zeitschriften während der Jahre 1888 bis 1959 erschienen sind.

Diese Veröffentlichungen befassen sich *nicht* mit der Konvektion im engeren meteorologischen Sinn (z. B. im Zusammenhang mit Gewittern), sondern sind grundlegende theoretische Arbeiten über die Konvektion, speziell im Hinblick auf die allgemeine Zirkulation. Diese Originalarbeiten sind entsprechend den 4 Kapiteln des Buches nach folgenden Gesichtspunkten ausgewählt:

- I. „*Gleichmäßige Heizung des Untergrundes*“ mit Arbeiten von LORD RAYLEIGH (1916), H. JEFFREYS (1926, 1928, 1930), A. R. LOW (1929), A. PELLEW and R. V. SOUTHWELL (1940).
- II. *Der Einfluß der Rotation*: G. I. TAYLOR (1917, 1921).
- III. *Gleichmäßige Heizung des Untergrundes und Rotation*: S. CHANDRASEKHAR (1953), S. CHANDRASEKHAR und D. D. ELBERT (1955).
- IV. *Horizontal ungleichmäßige Heizung des Untergrundes und Rotation*: A. OVERBECK (1888), H. v. HELMENHOTZ (1888), H. JEFFREYS (1933), C. G. ROSSBY e. a. (1939), J. G. CHARNEY (1947), E. T. EADY (1949), H. L. KUO (1949, 1954, 1956, 1956, 1957), R. FJORTOFT (1951), T. V. DAVIES (1956, 1959), N. A. PHILLIPS (1956).

RAINER ROTH

A. S. RITCHIE: *Chromatography in Geology*. Elsevier, Amsterdam 1964, 185 S., 5 Figuren, 2 Photos, 41 Tabellen. Ln. DM 28,—.

Dies Buch ist in der Reihe „Methoden in Geochemie und Geophysik“ erschienen und soll den Geologen mit theoretischen Grundlagen und praktischen Anwendungsmöglichkeiten der Chromatographie (mit Ausnahme der Gase) bekannt machen. Zunächst werden Vorgänge wie Trennung, Diffusion, Adsorption und Ionen-Austausch rein theoretisch, in ein wenig vereinfachter Darstellung, kurz besprochen. Es folgen Hinweise, wie sich in der Praxis Untersuchungen wirklich durchführen lassen. Man findet Angaben über Geräte, Materialien und Substanzen, so daß sich auch ein noch Ungeübter einarbeiten kann; im übrigen ist die chromatographische Methode relativ leicht zu erlernen. Der größte Abschnitt des Buches ist schließlich der Anwendung chromatographischer Verfahren in der Geologie gewidmet. Dabei hat es sich der Autor zur Aufgabe gemacht, überall in der Literatur verstreute Darstellungen von Einzelheiten zusammenfassend, aber doch hinreichend ausführlich darzustellen, so daß man das Buch auch als eine Art Nachschlagewerk im Laboratorium gebrauchen kann; dabei hilft ein recht umfangreiches Sachverzeichnis. Aus dem Arbeitsgebiet des Autors ist die Anwendung der Papierchromatographie zur Erkennung von Mineralien im einzelnen beschrieben. Viele Tabellen erhöhen die Übersichtlichkeit; hervorzuheben ist die Tabelle zur Bestimmung von rund 150 wirtschaftlich bedeutenden Mineralien. Rund 125 Literaturzitate ermöglichen, spezielle Probleme weiter verfolgen zu können.

Jedem Geologen, auch den Studenten, wird dieses Buch bedeutende Anregungen geben und eine Hilfe bei ihrer Arbeit sein können.

H. SCHWENTEK

„METEOR“ *Forschungsergebnisse*, Reihe A, Nr. 2. Herausgegeben von der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Borntäger, Berlin 1966. Apart. DM 50,—.

Nach einem Beschluß der Senatskommission „Ozeanographie“ der DFG sollen sämtliche wissenschaftliche Ergebnisse der Fahrten des neuen Forschungsschiffes „Meteor“ zügig in dem Werk METEOR *Forschungsergebnisse* in 4 Reihen veröffentlicht werden. Die Reihe A behandelt Allgemeines, Physik und Chemie des Meeres, die Reihe B Meteorologie und Aeronomie, die Reihe C Geologie und Geophysik und die Reihe D Biologie. Das vorliegende Heft 2 der Reihe A enthält in Tabellenform physikalische und chemische Daten nach Beobachtungen des Forschungsschiffes „Meteor“ im Indischen Ozean 1964/65 von G. DIETRICH, W. DÜING, K. GRASSHOFF und P. H. KOSKE. Die Tabellen wurden vom National Oceanographic Data Center (NODC) in Washington D.C. erstellt und sind auf 136 Seiten wiedergegeben. Sie enthalten neben den systematischen Daten folgende Größen als Funktion der Beobachtungstiefe: Temperatur; Salzgehalt; Dichte des Seewassers; Anomalie des spezifischen Volumens; Anomalie der dynamischen Tiefe; Schallgeschwindigkeit; Gehalt an Sauerstoff, gelöstem Phosphat, Gesamtphosphor, Nitritstickstoff, Nitratstickstoff, Silikat; pH-Wert. Außerdem werden in zusätzlichen Tabellen die beobachteten Werte von Alkalität, Ammoniak-Stickstoff-Gehalt, Fluorgehalt und Kalziumgehalt wiedergegeben. Auf die Beobachtungsmethoden wird in einem Literaturverzeichnis (16 Nummern) hingewiesen.

Die Zahlentabellen sind sehr sauber wiedergegeben und trotz der Kleinheit der Typen gut leserlich.

Die Reihe „Meteor“ Forschungsberichte gehört in die Bibliothek jedes einschlägigen Instituts. Das neue Werk gewinnt — gegenüber dem alten „Meteor“-Werk — durch die relative Schnelligkeit der Veröffentlichung an Wert.

W. DIEMINGER.

PAUL MELCHIOR: *The Earth Tides*. 458 S., 113 Abb., 41 Tab. Pergamon Press, Oxford 1966. £ 5 5 s. net.

Von einem der besten Fachkenner geschrieben, kann das vorliegende Buch über die Gezeiten des Erdkörpers als Standardwerk angesehen werden. Das weit verzweigte Gebiet wird von allen Seiten her betrachtet; Messung, Auswertung und Deutung werden in abgewogenem Umfang behandelt. Man erhält einen umfassenden Eindruck von dem heutigen Stand der Erdzeitenforschung und einen Einblick in ihre Entwicklungstendenzen. Wer sich für Einzelheiten interessiert, wird von einem umfangreichen Literaturverzeichnis (834 Nummern) beraten. Druck und Ausstattung sind ausgezeichnet, unter den Abbildungen findet man gute Aufnahmen moderner Instrumente. Aufmerksame Leser finden wichtige Erfahrungen des Verfassers im Text verteilt. Bei den theoretischen Entwicklungen stört es etwas, daß einige mathematische Symbole von Zeit zu Zeit gewechselt werden und gelegentlich auch ihre Bedeutung etwas ändern.

*Inhalt:* Introduction — PART ONE: 1. Static theory of the tides. 2. The three types of tides. 3. Treatment of the potential in its principle waves. 4. The theory of the combination of ordinates. 5. Calculation and elimination of the drift. 6. The different methods of harmonic analysis. 7. Calculation of the amplitudes and theoretical phases of various waves of the earth tides. 8. The electronic data processing machine (EDPM) and the harmonic analysis of tides. PART TWO: 1. Love's numbers. 2. Deflection of the vertical with reference to the earth's crust. 3. The deviations of the vertical with reference to the earth's axis. 4. Variations in the intensity of gravity. 5. Tangential linear deformations. 6. Observation of cubic expansions of the crust caused by tides. 7. The role of the earth's tides in the periodic fluctuations in the speed of the earth. 8. Comparative discussion of the results of observations. 9. Earth tides in relation to physical, geophysical and geological problems. 10. International organization for the study of earth tides. PART THREE: 1. The tides of an elastic earth. 2. The rheology of the earth and earth tides. 3. Diurnal earth tides and astronomical nutations. 4. Dynamic effect of a liquid core. Appendix (solid tides on the surface of the moon, role of elasticity of the moon). Bibliography. Name index. Subject index.

K. JUNG

G. GENSCHEL: *Über modellseismische Fallversuche, Fallwerks- und Sprengerschütterungen*. Akademie-Verlag, Berlin 1966. (Veröffentlichungen des Instituts für Geodynamik Jena, Heft 4.) 64 S., DM 12,80.

Der erste Teil des Heftes befaßt sich mit Fallversuchen von Kreiszyklindern und Kreiskegeln in einen mit Sand gefüllten Behälter. Bei verschiedenen Porositäten des Sandes wird die Eindringtiefe des fallenden Körpers gemessen und daraus ein Reibungsbeiwert bestimmt, der zur Charakterisierung des Sandes dienen kann. Gemessen werden außerdem die beim Abbremsen auftretenden Verzögerungen, und mit theoretischen Arbeiten verglichen.

Im zweiten Teil wird ein Energievergleich zwischen Fall- und Sprengversuchen aufgestellt. Es zeigt sich, daß bei Fallwerken ein größerer Anteil der zur Verfügung stehenden Energie in seismische Energie umgewandelt wird als bei Sprengungen.

Zum Schluß geht der Verfasser auf die Schädigung von Gebäuden durch Sprengerschütterungen ein. Eine empirische Kurve zwischen Sicherheitsentfernung und Ladungsmenge wird angegeben. Die Beziehung soll unabhängig vom Untergrund sein.

R. SCHICK

F. SEYFERT: *Ein Beitrag zur Prognose phänologischer Daten*. Akademie-Verlag, Berlin 1966, 36 S. (DIN A 4) und zahlreiche Tabellen. MDN 19,70.

Diese gut lesbare, klare Abhandlung des meteorologischen Dienstes der DDR (Nr. 80, Bd. X) gibt einen Eindruck von den erfolgreichen Bemühungen, phänologische Daten im Dienste der Landwirtschaft regelmäßig vorauszusagen. Grundlage dazu ist die der Agrar-meteorologie nahestehende Phänologie der Pflanzen, ein Forschungs Zweig, der sich mit der jahreszeitlichen Entwicklung der Pflanzen befaßt, mit deren Blütezeit, Fruchtreife usw., in Abhängigkeit vom Klima, insbesondere aber von der Witterung.

Wir möchten hier auf diese für Garten-, Land-, und Forstwirtschaft bedeutende Arbeits-richtung deshalb einmal hinweisen, um aufmerksam zu machen darauf, wie vielfältig doch die Beziehungen zwischen solarem und terrestrischem Geschehen sind, und auch darauf, daß die reine Geophysik nur einen Ausschnitt aus der Ganzheit erfaßt. Bei den heute zahlreichen Bemühungen, die vielen Spezialgebiete zu einer Einheit zu verknüpfen, sollte der Physiker den organischen Bereich nicht vergessen.

HEINRICH SCHWENKEK

THEODOR SCHWENK: *Bewegungsformen des Wassers*. Nachweis feiner Qualitätsunterschiede mit der Tropfenbild-Methode. Verlag Freies Geistesleben, Stuttgart 1967, 56 S., 76 Abb., kart. DM 18,50.

Um das Besondere dieses Buches ins rechte Licht rücken zu können, bedarf es einer kurzen Besinnung auf die Methodik des geophysikalischen Forschens.

Man kommt zu einem Naturgesetz dadurch, daß man aus dem reinen Denken entwickelte mathematische Funktionen mit gemessenen und in geeigneter Weise geordneten Werten in Beziehung bringt und eine solche mathematische Formulierung sucht, die schließlich einen quantitativen Zusammenhang zwischen den gemessenen, einzelnen Größen herstellt. Diese Art des Erkennens nennen wir quantitatives oder zahlenmäßiges Naturerkennen. Dabei hängt es von der zur Verfügung stehenden mathematischen Fähigkeiten ab, inwieweit es gelingt, gemessene Werte durch eine mathematische Funktion zusammenzufassen.

Eine andere Fähigkeit ist dagegen noch auszubilden, wenn man Naturvorgänge nicht nur zahlenmäßig mit Hilfe von Messungen erfassen will, sondern wenn man darüber hinaus durch das Studium von Bildgestaltungen die Naturwirksamkeit selbst zu berücksichtigen strebt, wobei man vor allem auf das *Bilden* der Formen eingehen müßte. Die vergleichende Morphologie ist schon ein erster Schritt auf diesem Wege. Ohne diese lassen sich im Grunde nicht einmal die mannigfaltigen, kristallin in der Natur vorkommenden Mineralien nach geometrischen Gesichtspunkten ordnen oder klassifizieren; man muß vergleichend ihre Formen bzw. Gestaltungen erfassen. So auch bei der in dem Buche ausführlich beschriebenen *Tropfenbildmethode*; sie beruht darauf, daß man dest. Wasser aus 10 cm Höhe in eine flache Glaschale (14 cm  $\varnothing$ ) mit planparallel geschliffenem, schlierenfreiem Boden tropfen läßt (alle 5 Sekunden ein Tropfen); die Schale ist mit der zu untersuchenden und einer die Lichtbrechung verstärkenden, zugleich die durch das Eintropfen entstehende Wellenbewegung an der Oberfläche dämpfenden Flüssigkeit gefüllt. Am Boden bildet sich durch das Eintropfen eine für die zu untersuchende Flüssigkeit charakteristische Grenzflächengestaltung aus, die mit der TOEPLERSCHEN Schlierenmethode ins Bild gebracht und photographiert werden kann. Die Bilder werden sodann untereinander verglichen.

Die Technik der Methode ist bereits sehr gut entwickelt; mögliche Fehlerquellen und ihre Beseitigung werden eingehend behandelt. Die Reproduzierbarkeit ist bei sorgfältigem Arbeiten überraschend gut. Die Beschreibung ist sehr klar und allgemein verständlich.

Sehr viele hervorragende Photographien von Tropfenbildern vermitteln einen überzeugenden Eindruck von der Einsatzmöglichkeit dieses Untersuchungsverfahrens. Die verschiedenem Wasser innewohnenden Gestaltungskräfte können in bemerkenswerter Weise zum Ausdruck gebracht werden. Einige wenige Beispiele mögen das näher erläutern.

Sehr eindrucksvoll ist der „Lebenslauf eines Flusses“. Dem Flußlauf der Wiese im südlichen Schwarzwald wurden an verschiedenen Stellen Wasserproben entnommen, an der Quelle, nahe der Mündung in den Rhein, oberhalb und unterhalb von Zuflüssen aus Dörfern. Es zeigt sich, daß die den Entnahmestellen zugeordneten Bilder tatsächlich Ausdruck sind für eine unterschiedliche Wasserbeschaffenheit. Zahlreiche Heilquellen wurden so untersucht und lieferten charakteristische Bilder. Aber auch eine im südlichen Pazifik auftretende Sonnenfinsternis wirkte sich im Tropfenbild deutlich erkennbar aus. Und schließlich zeigten sich sogar Zusammenhänge zwischen besonderen Planetenkonstellationen und den Strukturen der Tropfenbilder. Diese Ergebnisse sind in der Tat eine Herausforderung; denn diese Art von Indikation ist ungewöhnlich und kann eine neue und fruchtbare Arbeitsrichtung impulsieren.

So ausgezeichnet die Beschreibung der Methode ist, und so bemerkenswert die Ergebnisse sind, ihre erkenntnistheoretische Fundierung ist leider noch nicht in der gleichen Klarheit und nicht ausführlich genug zur Darstellung gekommen. Auch vermissen wir vollständige Maß- und Zahlenangaben für die Versuchsanordnung einschließlich der optischen Einrichtungen sowie ein Photo davon.

Wir wollen nicht vergessen, die vorbildliche Aufmachung und die erstklassigen Abbildungen des Buches lobend hervorzuheben.

Auf jeden Fall kann dieses Buch allen Menschen empfohlen werden, die ein lebendiges Verhältnis zur Natur suchen, insbesondere auch denen, die noch universell naturwissenschaftlich interessiert sind. Die zunehmende Verschmutzung der Gewässer im heutigen Industriezeitalter und die Sorge um ein gesundes Trinkwasser gehen aber jeden an. Daher sollte dieses Buch, das eine Methode beschreibt, die in hervorragender Weise zur Trinkwasseruntersuchung geeignet ist, möglichst weite Verbreitung finden.

HEINRICH SCHWENTEK

# GEOPHYSICS

*A Journal of General and Applied Geophysics*

*Published Quarterly by*

**SOCIETY OF EXPLORATION  
GEOPHYSICISTS**

Box 1536 Tulsa, Oklahoma

- The official journal of the leading international group of prospecting geophysicists
- Devoted to current problems in seismograph, gravity, magnetic and other methods of geophysical prospecting for oil and other minerals
- Covers geophysical instrumentation

## SUBSCRIPTION RATES

ONE YEAR (4 issues) \$ 10.00,  
foreign \$ 10.50 (payment with order)

Also available on microcards

Wir stellen wieder junge

# GEOPHYSIKER

für interessante Aufgaben in  
der Lagerstättenforschung ein.

Zunächst Einsatz in einem  
Meßtrupp im Inland, später  
gegebenenfalls im Ausland  
oder in unserem Großrechen-  
zentrum in Hannover.



Gesellschaft für praktische  
Lagerstättenforschung GmbH  
3 Hannover 1, Postfach 4767  
Haarstraße 5



»Journalfranz« Arnulf Liebing, OHG

87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Str. 5

*Wir kaufen:*

**GERLANDS Beiträge zur Geophysik**

Band 34—53 oder ähnliche Reihe

**Zeitschrift für Geophysik**

Alles, besonders die Bände 1—18, 22 und 24—25

**Beiträge zur angewandten Geophysik**

Möglichst vollständige Reihe

Angebote auf weitere Zeitschriften aus allen Wissensgebieten sind uns  
jederzeit willkommen. Bitte senden Sie uns auch Ihre Desideratenlisten.

Auf Anforderung erhalten Sie unsere Kataloge

Mineralogie—Geologie—Paläontologie (1260 Nrn.)

Geschichte der Wissenschaften (1622 Nrn.)



erlaubt als sprengstoffloses Verfahren seismische Messungen auch in Städten.

Trotz dichter Besiedlung und starker Verkehrs-  
unruhe wurden bei Messungen in Berlin gute  
Ergebnisse gewonnen.



3000 HANNOVER 1 · POSTFACH 4767 · RUF: 8 07 21 · FERNSCHREIBER: 92 2847 · DRAHT: PRAKLA

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid · Rio de Janeiro · Tripolis · Wien