

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 32

1966

Heft 5/6



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

INHALTSVERZEICHNIS

HOFMANN, H. und H. STILLER: Die Bestimmung der CURIEtemperaturen von natürlichen Magnetiten mit der Methode der thermodynamischen Koeffizienten	267
EISEMANN, E.: Der nächtliche Anstieg der <i>F</i> -Schicht der Ionosphäre	280
ÖCAL, N.: Geometrical Solutions of Fault-plane Problem of Some of the Destructive Earthquakes Occurred in Anatolia in the Period 1938—1955	293
LEDERSTEGER, K.: Zur Theorie der WIECHERTmodelle	310
DOLEZALEK, H.: On the Measurement of Electric Fields in Space	318
Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen	330
Prof. Dr. HERMANN REICH zum 75. Geburtstag	334

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang (6 Hefte) 48,— 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 Verlagsrecht 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 numerieren 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, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag, PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., Würzburg, Münzstr. 12.
Pers. haft. Ges.: Arnulf Liebig und Hildgund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditist: Gertrud Liebig, Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1966

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 32

1966



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 1966

AUTORENVERZEICHNIS

Abrahamsen, N.	455	Jacoby, W.	340	Saxov, S.	455
Behrens, J.	232	Jaeschke, R.	394	Seidl, D.	472
Berckhemer, H.	383	Knopoff, L.	33, 472	Sengpiel, K.-P.	502
Berkthold, A.	492	Korschunow, A.	79	Siedler, G.	335
Bosum, W.	1	Landisman, M.	121	Soffel, H.	63, 531
David, E.	173, 539	Latka, R.	512	Scheidegger, A. E.	183
Dolezalek, H.	163, 318	Ledersteger, K.	310	Schenk, V.	482
Dresen, L.	232	Löffler, H.	26	Schick, R.	383
Eisemann, E.	280	Mattern, G.	244	Schneider, G.	33, 383
Flathe, H.	179	Menzel, H.	365	Schopper, J. R.	525
Förtsch, O.	334	Mühleisen, R.	419	Schwentek, H.	61
Fritsch, V.	518	Müller, St.	33, 472	Steveling, E.	422
Frölich, F.	26	Mundry, E.	157	Stiller, H.	267
Fuchs, K.	121	Nix, N.	175	Thyssen-Bornemisza, S.	58, 119, 242
Geyh, M. A.	154	Öcal, N.	293	Tomczak jun., M.	357
Giese, P.	62, 488	Oster, A. L.	163	Trippler, K.	102
Graf, A.	181	Petersen, N.	531	Voelker, H.	434
Guha, S.	139	Pícha, J.	352	Volland, H.	127
Gutdeutsch, R.	372	Pucher, R.	113	Voss, K.	216
Hahn, H.	1	Rammner, R.	532	Waniek, L.	482
Hirschleber, H. B.	365	Rawer, K.	409	Zürn, V.	448
Hoffmann, U.	267	Reich, H.	200		
Israël, H.	175, 207	Rössler, J.	207		

SACHVERZEICHNIS

I. Physik der festen Erde

F. Frölich u. H. Löffler: Einflüsse auf die Korundtyp-Wechselwirkungen im System Hämatit-Ilmenit. 26

S. Thyssen-Bornemisza: Die gleichzeitige Bestimmung von Horizontalgradienten und W_{zzz} aus drei engen Schwereprofilen. 58

E. Mundry: Berechnung des gestörten geothermischen Feldes mit Hilfe eines Relaxationsverfahrens. 157

E. David: Bemerkung zur Arbeit „Der Zuwachs des Erdradius“ von *G. Eder*. 173

K. Voss: Über die Gestalt und das Schwerfeld der Erde (Teil III). 216

U. Hoffmann u. H. Stiller: Die Bestimmung der CURIEtemperaturen von natürlichen Magnetiten mit der Methode der thermodynamischen Koeffizienten. 267

N. Öcal: Geometrical Solutions of Fault-Plane Problem of Some of the Destructive Earthquakes Occured in Anatolia in the Period 1938—1955. 293

K. Ledersteger: Zur Theorie der WIECHERTmodelle. 310

G. Siedler: Zum Mechanismus des Wasseraustausches zwischen dem Roten Meer und dem Golf von Aden. 335

J. Picha: Einige Ergebnisse der Erdzeitenbeobachtungen in der ČSSR. 352

M. Tomczak jun.: Über winderzeugte interne Wellen. 357

G. Schneider, R. Schick u. H. Berckhemer: Fault-plane Solutions of Earthquakes in Baden-Württemberg. 383

D. Seidl, St. Müller u. L. Knopoff: Dispersion von Rayleigh-Wellen in Südwestdeutschland und in den Alpen. 472

L. Waniek u. V. Schenk: Modellseismischer Beitrag zur Deutung des Krustenaufbaues in der bayerischen Molasse. 482

P. Giese: Neue Gesichtspunkte zur Gliederung der Erdkruste auf Grund refraktionsseismischer Messungen. 488

J. R. Schopper: Untersuchungen über elektrische und hydraulische Eigenschaften poröser Gesteine. 525

H. Soffel u. N. Petersen: Druckabhängigkeit der magnetischen Bereichsstrukturen von natürlichem Magnetit. 531

E. David: Großmeteoriteneinschläge und Tektite. 539

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

W. Bosum u. H. Hahn: Diagrams for the computation of magnetic field components, for their transformation into one another and for their upward continuation (two-dimensional case). 1

H. Soffel: Stress dependence of the domain structure of natural magnetite. 63

A. Korschunow: Mittlerer Tagesgang erdmagnetischer Pulsationen am Geophysikalischen Observatorium zu Fürstfeldbruck in den Jahren 1960 bis 1962. 79

R. Pucher: Untersuchung magnetischer Eigenschaften an der Kontaktfläche zweier benachbarter Gesteinsarten. 113

H. Dolezalek: On the Measurement of Electric Fields in Space. 318

R. Mühleisen: Sferiks von ozeanischen Gewittern und luftelektrische Feldstärke über dem Atlantik während der Expedition 1965 des deutschen Forschungsschiffes „Meteor“. 419

E. Steveling: Erdmagnetische Tiefensondierung mit 9 gleichzeitig registrierenden Pulsationsstationen zwischen Göttingen und Goslar. 422

H. Voelker: Beobachtungen von pt 's auf einer Stationskette von Nordskandinavien bis Deutschland. 434

V. Zürn: Statistische Untersuchungen über langperiodische Pulsationen des erdmagnetischen Feldes. 448

A. Berkhold: Erste Auswertung von Messungen des zeitlich variablen erdmagnetischen Feldes entlang eines Profiles vom Oberpfälzer Wald bis zu den Kitzbüheler Alpen. 492

K.-P. Sengpiel: Das induzierte erd-elektrische Feld, beobachtet längs zweier Profile durch die bayerische Molasse. 502

R. Latka: Modellrechnungen zur Induktion im elektrisch leitfähigen Untergrund. 512

V. Fritsch: Geoelektrische Probleme der elektrischen Bodenverfestigung. 518

R. Rammner: Ausgewählte Beispiele geoelektrischer Meßtätigkeit. 532

III. Physik der Atmosphäre

K. Trippler: Bericht über Untersuchungen zur β -Aktivität der bodennahen Atmosphäre. 102

H. Volland: The Flat Earth Approximation of the Theory of LF-Propagation. 127

H. Israël u. *J. Rössler*: Zum Sonnenaufgangseffekt im Längstwellengebiet. 207

G. Mattern: Zusammenhänge zwischen Dawn chorus Beobachtungen und den Güteziffern des Funkverkehrs. 244

E. Eisemann: Der nächtliche Anstieg der F-Schicht der Ionosphäre. Seine Synopsis und Deutung. 280

R. Jaeschke: Upper Atmosphere Winds Deduced from Vapour Trail Drifts. 394

K. Rawer: Ionosphären-Messungen bei zwei Raketen-Aufstiegen in der Sahara. 409

IV. Angewandte Geophysik

G. Schneider, St. Müller u. *L. Knopff*: Gruppengeschwindigkeitsmessungen an kurzperiodischen Oberflächenwellen in Mitteleuropa. 33

S. Thyssen-Bornemisza: Ermittlung örtlicher Horizontalgradienten aus Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. 119

K. Fuchs u. *M. Landisman*: Results of a Re-interpretation of the N-S-Refraktion Line Adelebsen — Hilders-South in West-Germany. 121

S. Guha: Modellseismische Untersuchungen zur Entstehung der reflektierten Refraktion. 139

M. A. Geyh: Betrachtungen über ^{14}C -Gemischtprobendatierungen. 154

A. E. Scheidegger: Isallo Stress Prospecting. 183

H. Reich: Kurzer Bericht über die Bohrung Wörnitzostheim im Nördlinger Ries. 200

J. Behrens u. *L. Dresen*: Ein experimentelles Verfahren zur Eliminierung von Störsignalen bei modellseismischen Untersuchungen. 232

S. Thyssen-Bornemisza: Depth Estimation from Vertical Gravity Observations. 242

W. Jacoby: Schweremessungen auf Helgoland — Auswertung mit Ausgleichsverfahren. 340

H. B. Hirschleber u. *H. Menzel*: Das Amplituden-Ladungs-Gesetz für Sprengungen im Kleinen Belt. 365

R. Gutdeutsch: Modellseismische Experimente über die Ausbreitung von Rayleighwellen an keilförmigen Schichten. 372

S. Saxov and *N. Abrahamsen*: Some Geophysical Investigations in the Faroe Islands. 455

V. Instrumentelles

H. Doležalek u. *A. L. Oster*: Ion-Spectrometer for the Terrestrial Mesosphere and the Atmosphere of Mars. 163

H. Israël u. *N. Nix*: Thermodynamische Vorgänge im Kondensationskernzähler. 175

VI. Sonstiges

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 124

Mitteilung: Tagungen. 178

H. Flathe: In memoriam Franz Hallenbach. 179

A. Graf: In memoriam Rudolf Tomaschek. 181

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 330

O. Förtsch: Prof. Dr. Hermann Reich zum 75. Geburtstag. 334

VII. Buchbesprechungen

Progress in Radio Science 1960–1963. XIVth General Assembly of URSI, Tokyo, Sept. 1963. Vol. III The Ionosphere and Vol. VIII Space Radio Science (*H. Schwentek*). 61

G. A. Gamburzew: Grundlagen seismischer Erkundung (P. Giese). 62

Die Bestimmung der CURIEtemperaturen von natürlichen Magnetiten mit der Methode der thermodynamischen Koeffizienten¹⁾

Von U. HOFMANN, Dresden²⁾ und H. STILLER, Potsdam³⁾

Eingegangen am 7. Februar 1966

Zusammenfassung: Die CURIEtemperaturen von Magnetit und Titanomagnetit werden mittels der Methode der thermodynamischen Koeffizienten bestimmt. Die Ergebnisse werden mit den Angaben anderer Methoden verglichen. Die Anfangsuszeptibilität des Paraprozesses wird unter Verwendung eines der thermodynamischen Koeffizienten berechnet.

Summary: The CURIEtemperatures of magnetite and of titanomagnetite are determined by the method of thermodynamic coefficients. The results are compared with the data obtained by other methods. The initial susceptibility of the paraprocess is calculated by means of one of the thermodynamic coefficients.

1 Einleitung

Die CURIEtemperatur ist eine wichtige magnetische Grundgröße. Sie ist definiert als diejenige Temperatur, unterhalb der die spontane Magnetisierung J_s thermodynamisch stabil ist [1]. Bei gesteinsmagnetischen Untersuchungen dient die CURIEtemperaturbestimmung u. a. dazu, Aussagen über Art und Eigenschaften der ferri- bzw. anti-ferromagnetisch wirksamen Gesteinskomponenten zu erhalten. Beimengungen und Verunreinigungen, die für jedes natürliche Material typisch sind, können die Höhe des CURIEtemperaturwertes erheblich beeinflussen. Sie sind auch die Ursache dafür, daß sowohl die spontane Magnetisierung J_s als auch die von ihr abhängigen physikalischen Größen, auf denen die verschiedenen magnetischen bzw. nichtmagnetischen Verfahren zur CURIEtemperaturbestimmung beruhen [1], bei der Umwandlung Ferrimagnetismus—Paramagnetismus keine schroffe Anomalie bei einer bestimmten Temperatur, sondern eine allmähliche Änderung während eines ganzen CURIEtemperaturintervalls zeigen. Es wird somit verständlich, daß die durch Extrapolation

¹⁾ Mitteilung aus dem Geomagnetischen Institut Potsdam der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Nr. 216 und aus dem Forschungsinstitut für metallische Spezialwerkstoffe Dresden der Deutschen Akademie der Wissenschaften.

²⁾ Forschungsinstitut für metallische Spezialwerkstoffe Dresden der Deutschen Akademie der Wissenschaften.

³⁾ Geomagnetisches Institut Potsdam der Deutschen Akademie der Wissenschaften.

von $J_s = J_s(H = 0, T)$ (oder $J_s^2(H = 0, T)$) auf $J_s = 0$ (oder $J_s^2 = 0$) bestimmte CURIEtemperatur θ_f verschieden ist von der durch Extrapolation der paramagnetischen Suszeptibilität $\chi_p = \chi_p(H = 0, T)$ auf $\chi_p = -\infty$ bei Ferrimagnetika (oder auf $\chi_p = 0$ bei Ferromagnetika) erhaltenen paramagnetischen CURIEtemperatur θ_p . Da die entsprechenden Messungen nur bei $H \neq 0$ durchgeführt werden können, wird eine Extrapolation der gerade bei θ_f stark feldabhängigen Größen auf $H = 0$ erforderlich. Die Temperatur θ_f gibt ungefähr das Verschwinden der magnetischen Fernordnung an, wogegen θ_p die auch noch oberhalb θ_f bestehende Nahordnung innerhalb kleiner Bereiche kennzeichnet. Es gilt also stets $\theta_f \leq \theta_p$ ¹⁾. Weiterhin hat man zu beachten, daß Phasenumwandlungen, Ausscheidungen, Entmischungen, Änderungen des Ordnungszustandes usw. im untersuchten Material während der CURIEtemperaturbestimmung gewöhnlich zu einer Temperaturhysterese der magnetischen Umwandlung, d. h. zu CURIEtemperaturveränderungen führen. In solchen Fällen ist die CURIEtemperatur keine vollwertige Information zur Kennzeichnung der Konstitution des Ausgangsmaterials.

Man sieht aus dieser Darstellung, daß die Bestimmung der CURIEtemperatur für ein reales magnetisches Material mit Verunreinigungen recht problematisch ist und stark von der verwendeten Methode und von den Versuchsbedingungen abhängen wird. Die Anwendung und Erprobung von verschiedenen Methoden der CURIEtemperaturbestimmung ist deshalb auch für gesteinsmagnetische Zwecke sehr wichtig.

2 Die Methode der thermodynamischen Koeffizienten

2.1 Vorbemerkungen

Im Geomagnetischen Institut wird zur CURIEtemperaturbestimmung bei großen Probenserien eine Präzisionsthermomagnetwaage angewendet, die die automatische Aufnahme der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung gesteinsmagnetischer Substanzen in einem Feld von etwa 9000 Oe gestattet [2]. Außerdem wurde festgestellt [3], daß auch die Differentialthermoanalyse zur Bestimmung ferri- und antiferromagnetischer CURIEtemperaturen geeignet ist. Durch einige meßtechnische Änderungen an der Thermomagnetwaage wurde inzwischen erreicht [4], daß nicht nur ferrimagnetische, sondern auch antiferromagnetische Materialien untersucht werden können (auch para- und diamagnetische Substanzen sind jetzt der Untersuchung zugänglich). Vergleichende Betrachtungen zwischen den Ergebnissen der Thermomagnetwaage und der Differentialthermoanalyse bei gesteinsmagnetischen Untersuchungen (insbesondere hinsichtlich der CURIEtemperaturbestimmung) haben ergeben [5], daß in vielen Fällen befriedigende Übereinstimmung der Resultate bei beiden Methoden erzielt werden kann.

¹⁾ Der allgemeine Begriff CURIEtemperatur bezieht sich im folgenden immer auf θ_f , wenn im Text nichts anderes vermerkt ist.

Die Interpretation der Anomalien der differentialthermoanalytischen Kurven in der Arbeit [2] wurde mit Hilfe einer theoretischen Darstellung der Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität eines magnetischen Materials vorgenommen, die bei BELOW [6] aus einer Reihenentwicklung des thermodynamischen Potentials entsprechend der Theorie der Phasenübergänge 2. Art [7] abgeleitet wird. Da sich aus dieser Theorie nach GINSBURG [8] auch eine (ebenfalls bei BELOW [6] beschriebene) magnetische Methode der CURIEtemperaturbestimmung ergibt, erschien es als interessant, auch diese Methode auf gesteinsmagnetische Materialien anzuwenden, was bisher noch nicht erfolgt ist. Da beim Forschungsinstitut für metallische Spezialwerkstoffe bereits mehrjährige Erfahrungen mit dieser Methode vorlagen [9], bot sich eine Gemeinschaftsarbeit an.

2.2 Beschreibung der Methode

Die Umwandlung Ferrimagnetismus—Paramagnetismus ist eine Phasenumwandlung 2. Art [7]. Laut Definition sind dann im Umwandlungspunkt die thermodynamischen Potentiale der Phasen und auch ihre ersten Ableitungen gleich, während die zweiten Ableitungen Diskontinuitäten zeigen [7]. Nach [6, 7] kann der magnetische Zustand eines Stoffes im magnetischen Umwandlungsbereich mit Hilfe des thermodynamischen Potentials

$$\Phi(t, P, J) = \Phi_0 + a \left[\frac{J}{J_0} \right]^2 + b \left[\frac{J}{J_0} \right]^4 + \dots - H \frac{J}{J_0} \quad (1)$$

beschrieben werden. Hierbei bedeuten H das äußere Magnetfeld, $a(t, P)$ und $b(t, P)$ temperatur- und druckabhängige thermodynamische Koeffizienten. Die Magnetisierung $J = J_s + J_p$ setzt sich aus der spontanen Magnetisierung J_s im Feld $H = 0$ und der im Feld $H \neq 0$ hervorgerufenen wahren Magnetisierung J_p (Paraprozeß) zusammen. Aus der Gleichgewichtsbedingung $\partial\Phi/\partial J$ folgt die in Abb. 1 schematisch dargestellte Abhängigkeit

$$A + B(J_s + J_p)^2 = \frac{H}{(J_s + J_p)} \quad (2)$$

mit $A = 2a/J_0$ und $B = 4b/J_0^3$.

Bei $A < 0$ ($t < \theta_f$) ist die spontane Magnetisierung J_s thermodynamisch stabil, bei $A > 0$ ($t > \theta_f$) dagegen instabil. Der Koeffizient B ist bei allen Temperaturen größer als Null ($B > 0$). Ein großer Vorteil dieser Methode besteht u. a. darin, daß sie eine Abschätzung der Suszeptibilität des Paraprozesses gestattet, der meßtechnisch sonst sehr schwer zugänglich ist. Für die paramagnetische Suszeptibilität $\chi_p = \partial J_p / \partial H$ erhält man aus (2) die Beziehung

$$\chi_p = \frac{1}{A + 3B(J_s + J_p)^2} \quad (3)$$

Oberhalb der CURIEtemperatur wird aus (3) wegen $J_s = 0$

$$(\chi_p)_{H=0} = \frac{1}{A + 3BJ_p^2}. \quad (3')$$

Im Feld $H = 0$ erhält man aus (2) und (3) für die Anfangsuszeptibilität des Paraprozesses für $t > \Theta_f$ wegen $J_s = 0$ und $J_p = 0$

$$(\chi_p)_{H=0} = +\frac{1}{A} \quad (3'') \text{ a}$$

und für $t < \Theta_f$ wegen $J_s^2 = -\frac{A}{B}$ und $J_p = 0$

$$(\chi_p)_{H=0} = -\frac{1}{2A}. \quad (3'') \text{ b}$$

Der Nachteil der Reihendarstellung in (1) besteht darin, daß man über die Konvergenz keine allgemein gültigen Aussagen machen kann. Daß die Reihe im CURIEtemperaturbereich konvergiert, kann wegen der Kleinheit des Entwicklungsparameters als plausibel angenommen werden, muß aber in jedem Fall durch Übereinstimmung zwischen

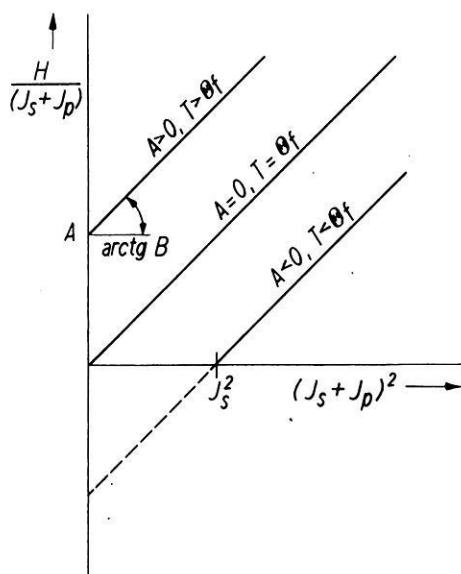


Abb. 1: Schematische Darstellung der Abhängigkeiten $\frac{H}{J}$ von J^2 entsprechend der Methode der Thermodynamischen Koeffizienten.

den Forderungen der Theorie und dem Verlauf der experimentellen Kurven kontrolliert werden. Die in dieser Arbeit untersuchten Materialien erfüllen alle im Bereich der Meßgenauigkeit die von der Theorie geforderten linearen Abhängigkeiten der Abb. 1, was auf die Anwendbarkeit des Ansatzes (1) auf die vorliegenden Probleme hinweist.

3 Meßergebnisse

3.1

Die Messung der Magnetisierung $J = J(t, H)$ wurde in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Magnetfeld nach der ballistischen Methode vorgenommen. Da die Magnetisierung in der Nähe der CURIEtemperatur θ_f gewöhnlich sehr kleine Werte annimmt, sind an die Meßtechnik hohe Anforderungen zu stellen.

Die 1 bis 2 cm dicken und etwa 12 cm langen Gesteinsproben wurden in einem mit Wechselstrom beheizten Ofen, dessen Wicklung aus unmagnetischem Widerstandsdraht bestand, erwärmt. Zum besseren Temperatenausgleich befand sich in der Ofenöffnung ein starkwandiges Kupferrohr. So wurde erreicht, daß die Temperaturabweichungen in der 5 cm langen Meßzone bei 600 °C nicht mehr als $\pm 1,5$ Grad betragen. Die Stabilisierung der Temperatur auf mindestens ± 1 Grad geschah mit einer photoelektrischen Einrichtung, deren Temperaturfühler zwecks trägheitsarmer Regelung unmittelbar an der Heizwicklung untergebracht war.

Für die Erzeugung der Magnetfelder bis zu 4200 Oe diente eine eisenlose Feldspule mit einer Öffnung von 52 mm Durchmesser zur Unterbringung des Ofens mit der Meßprobe. Bei einer Spulenkonstanten von $K = 160,4$ Oe/A betrug die Feldinhomogenität in der Meßzone $| \Delta H/H | \leq 0,1\%$.

Die Differentialmeßspule befand sich zwischen der äußeren wassergekühlten Ofenwand und der inneren ebenfalls wassergekühlten Feldspulenwand. Ihre Windungszahlen wurden gegeneinander so abgestimmt, daß sich bei abwesender Meßprobe Magnetfeldänderungen kompensierten. Der beim Herausziehen der Probe aus der Differentialmeßspule induzierte Spannungsstoß wurde mit einem ballistischen Galvanometer der Spannungsempfindlichkeit $5 \cdot 10^{-8}$ V/m rad bestimmt. Für die Magnetisierung gilt dann

$$J = \frac{M \cdot \Delta i \cdot \alpha_J \cdot 10^8}{4 \pi \cdot S \cdot \Delta \omega \cdot \alpha_{\Delta i}} \quad (4)$$

in Gauß. Hierin bedeuten M die zum Eichen verwendete Gegeninduktivität in Henry, Δi die Stromänderung durch die Gegeninduktivität in A, α_J den ballistischen Meßausschlag, S den Probenquerschnitt in cm², $\Delta \omega = 734$ die Windungszahldifferenz der Differentialmeßspule und $\alpha_{\Delta i}$ den ballistischen Eichausschlag. Die Messung der absoluten Temperatur erfolgte mit einem Platinwiderstandsthermometer bzw. einem gut geeichten Thermoelement.

3.2 Magnetit von Kiruna

Auf den Abbildungen 2a und 2b sind die thermodynamischen Koeffizienten A und B als Funktionen der Temperatur im CURIEtemperaturbereich dargestellt, wie sie bei den Messungen entsprechend der Abb. 1 erhalten wurden. Danach ergibt der Nulldurchgang des Koeffizienten A für die CURIEtemperatur des Magnetits von Kiruna den Wert $\theta_f = (576 \pm 2)^\circ\text{C}$. Die aus den Koeffizienten A und B berechneten Werte der spontanen Magnetisierung, der relativen spontanen Magnetisierung und des Quadrates der letzteren sind in der Tabelle 1 angeführt.

Der Verlauf der so erhaltenen relativen spontanen Magnetisierung J_s/J_0 wird in der Abbildung 3a mit den Meßwerten von SMITH [10] verglichen, die an einem Magnetiteinkristall in [111]-Richtung nach einem anderen Verfahren durchgeführt wurden, wobei sich aus den Resultaten von SMITH die CURIEtemperatur $\theta_f = 575,25 \pm < 0,5^\circ\text{C}$

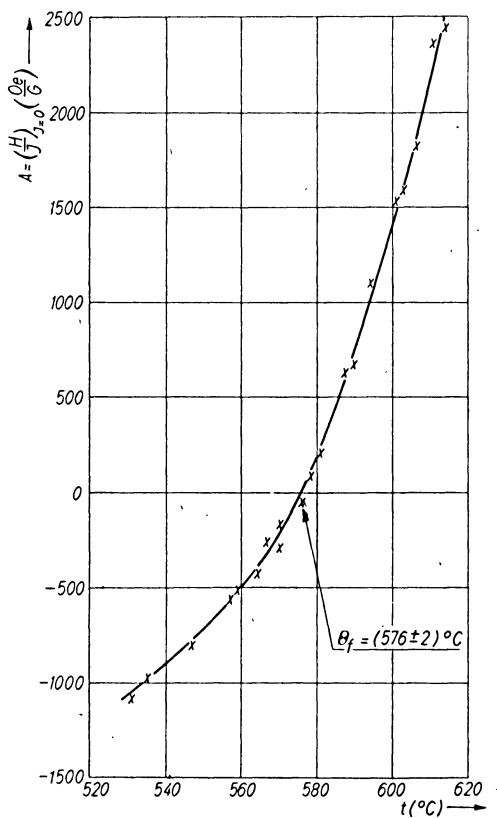


Abb. 2a: Temperaturabhängigkeit der thermodynamischen Koeffizienten A von Kiruna-Magnetit, kompakte Probe.

Tabelle 1: Kirunamagnetit.

t [°C]	$\frac{t}{\theta_f}$	$A \left[\frac{\text{Oe}}{\text{G}} \right]$	$B \left[\frac{\text{Oe}}{\text{G}^3} \right]$	$J_s^2 = -\frac{A}{B}$ [G ²]	J_s [G]	$\frac{J_s}{J_0}$ mit $J_0 = 500$ G	$(J_s/J_0)^2$
550	0,95	-700	0,15	4666	68,5	0,14	0,0196
560	0,97	-500	0,15	3333	57,5	0,12	0,0144
565	0,98	-360	0,15	2400	49,0	0,097	0,0094
570	0,99	-200	0,15	1333	36,0	0,07	0,0049
572	0,993	-140	0,15	933	30,2	0,06	0,0036
574	0,994	-60	0,15	400	20,0	0,04	0,0016
575	0,997	-20	0,15	133	11,4	0,03	—
576	1,000	0	0,15	0	0,0	0,0	—

ergibt. In Abb. 3a ist außerdem noch schematisch der typische Verlauf von Registrierungen der Magnetisierung als Funktion der Temperatur angegeben, wie sie mit der Thermomagnetwaage des Geomagnetischen Institutes für Kirunamagnetit erhalten wurden (CURIEtemperatur $\theta_f = 576 \pm 4^\circ\text{C}$). Die differentialthermoanalytischen Kurven [5, 6] liefern für die CURIEtemperatur des Kirunamagnetits den Wert $\theta_f = 576 \pm 4^\circ\text{C}$. Der endotherme peak bei der CURIEtemperatur charakterisiert einen

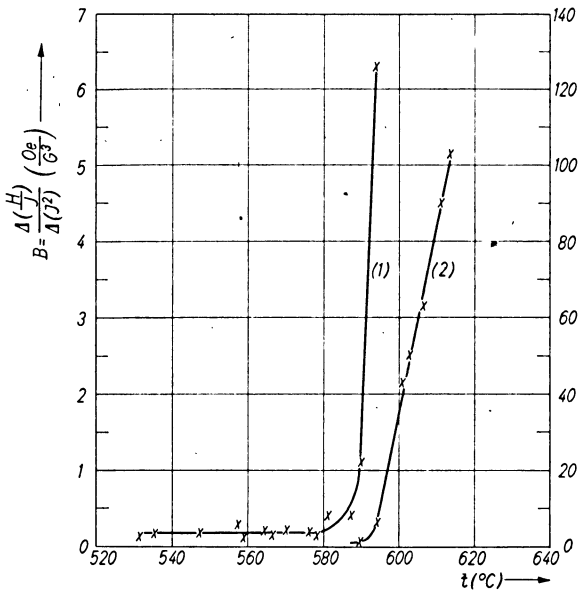


Abb. 2b: Temperaturabhängigkeit des thermodynamischen Koeffizienten B von Kiruna-Magnetit, kompakte Probe:

(1) Maßstab der linken Ordinate; (2) Maßstab der rechten Ordinate.

CURIEtemperaturbereich von $\pm 20^\circ\text{C}$ um θ_f , der mit den Konzentrationsschwankungen der im polykristallinen Kirunamagnetit vorhandenen Verunreinigungen zusammenhängt. Diese Konzentrationsschwankungen sind auch die Ursache für die Bildung des schwanzförmigen Auslaufes der mit der Thermomagnetwaage bestimmten Magnetisierung oberhalb θ_f , wie aus der schematischen Darstellung auf der Abb. 3a ersichtlich wird. Man sieht auch, daß die Methode der thermodynamischen Koeffizienten den schwanzförmigen Übergangsbereich nicht liefert. Der Einlauf der relativen spontanen Magnetisierung in den CURIEpunkt ist beim Kirunamagnetit nicht so steil wie beim Einkristall und verläuft deutlich unterhalb der Kurve des Einkristalls, was entsprechend der Abb. 3b offenbar auch mit den Verunreinigungen im Kirunamagnetit in Verbindung gebracht werden kann. Die Steilheit des Einmündens der linearen Funktion $(J_s/J_0) = f(t/\theta_f)$ hängt nämlich, wie die Abb. 3b zeigt, bei ferro- und ferrimagnetischen Materialien vom Gehalt an Beimengungen ab. Zunehmender Beimengungsanteil bedeutet danach abnehmende Steilheit der Einmündung.

Die mit den verschiedenen Methoden erhaltenen CURIEtemperaturen stimmen beim Kirunamagnetit gut überein. Daß auch die Thermomagnetwaage übereinstimmende

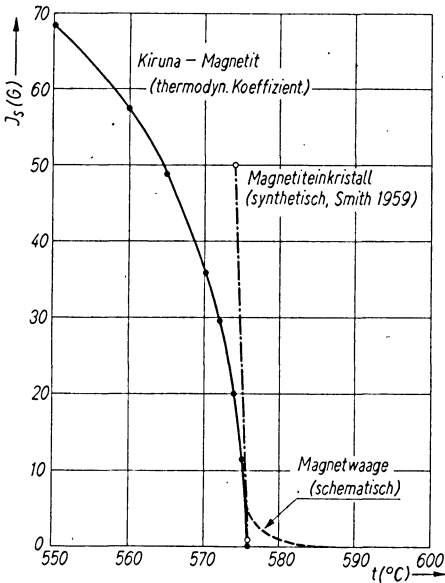


Abb. 3 a: Temperaturabhängigkeiten der spontanen Magnetisierung. (Bei der Magnetwaage: Sättigungsmagnetisierung.)

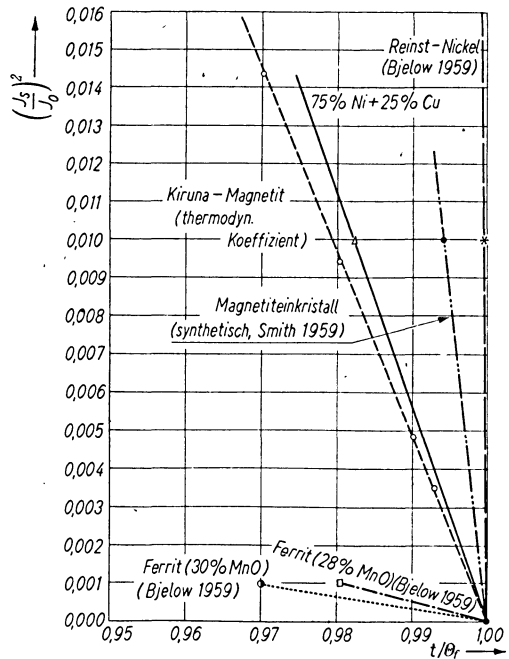


Abb. 3 b: Einmündung der quadrierten relativen Magnetisierung in die CURIEtemperatur.

Tabelle 2: Die reziproke Anfangssuszeptibilität $1/(\chi_p)_{H=0}$ für Kirunamagnetit.

$(t - \Theta_f)$ [°C]	$A \left[\frac{\text{Oe}}{\text{G}} \right]$	$1/(\chi_p)_{H=0}$	
-20	— 580	1160	$t < \Theta_f:$ $(1/\chi_p)_{H=0} = -2A$
-15	— 480	960	
-10	— 340	680	
-5	— 200	400	
-2	— 60	120	
-1	— 30	60	
0	0	0	$t > \Theta_f:$ $(1/\chi_p)_{H=0} = A$
1	45	45	
2	80	80	
5	240	240	
10	500	500	
15	1460	1460	
20	1840	1840	

Ergebnisse liefert, ist nicht ohne weiteres offensichtlich, da bei dem verwendeten Feld von 9000 Oe zur spontanen Magnetisierung die wahre Magnetisierung des Paraprozesses hinzutritt, so daß durch die Thermomagnetwaage die Temperaturabhängigkeit beider Magnetisierungen registriert wird. Da eine Extrapolation auf $H = 0$ bei den Ergebnissen dieses Gerätes nicht möglich ist und der Beitrag der wahren Magnetisierung gerade im CURIEtemperaturbereich am größten wird (BELOW [11]), kann mit einer Beeinflussung der Ergebnisse gerechnet werden (z. B. höhere Lage des CURIEpunktes gegenüber dem Verfahren mit Extrapolation auf $H = 0$). Das ist aber, wie die Ergebnisse zeigen, beim Kirunamagnetit nicht zu beobachten.

Die Methode der thermodynamischen Koeffizienten bietet nun die bereits oben erwähnte Möglichkeit zur Betrachtung der Suszeptibilität bzw. der Anfangssuszeptibilität des Paraprozesses im CURIEtemperaturbereich entsprechend den Formeln (3), (3') und (3''). Die Tabelle 2 zeigt den Verlauf der reziproken Anfangssuszeptibilität für $t < \Theta_f$ und $t > \Theta_f$ entsprechend den Beziehungen (3'').

Die Anfangssuszeptibilität des Paraprozesses hat bei Θ_f ein Maximum, das eindeutig mit der CURIEtemperatur zusammenhängt, und einen asymmetrischen Verlauf in der Umgebung von Θ_f . Experimentelle Ergebnisse für Ni und Ni-Legierungen, wie sie bei BELOW [12] angeführt werden, zeigen, daß zunehmendes H das Maximum der Suszeptibilität des Paraprozesses $(\chi_p)_{H \neq 0} = f(t)$ zu $t > \Theta_f$ verschiebt, wobei das Maximum mit größer werdender magnetischer Feldstärke abnimmt und bei 2000 Oe nur noch schwach ausgeprägt ist.

3.3 Titanomagnetit

Der aus Gesteinen separierte pulverförmige Titanomagnetit wurde vor dem Meßvorgang in einem Quarzrohr im Vakuum bei ständigem Abpumpen mehrstündig leicht erhitzt, um den adsorbierten Sauerstoff abzdampfen und um das Material

chemisch zu stabilisieren. Trotzdem wurden sichere Werte für A und B erst nach langem Halten der Probe auf höheren Temperaturen erhalten (s. Abb. 4a und 4b). Da das Material durch den Ti-Anteil und durch Verunreinigungen — Verwachsungen der Körner mit dem umgebenden Gestein —, die bei einer Separation immer in Kauf genommen werden müssen, magnetisch wesentlich weniger wirksam war als der Kirunamagnetit, mußte auch meßtechnisch ein etwas größerer Aufwand getrieben werden. Der Vergleich mit den Ergebnissen des Kirunamagnetits zeigt wesentliche

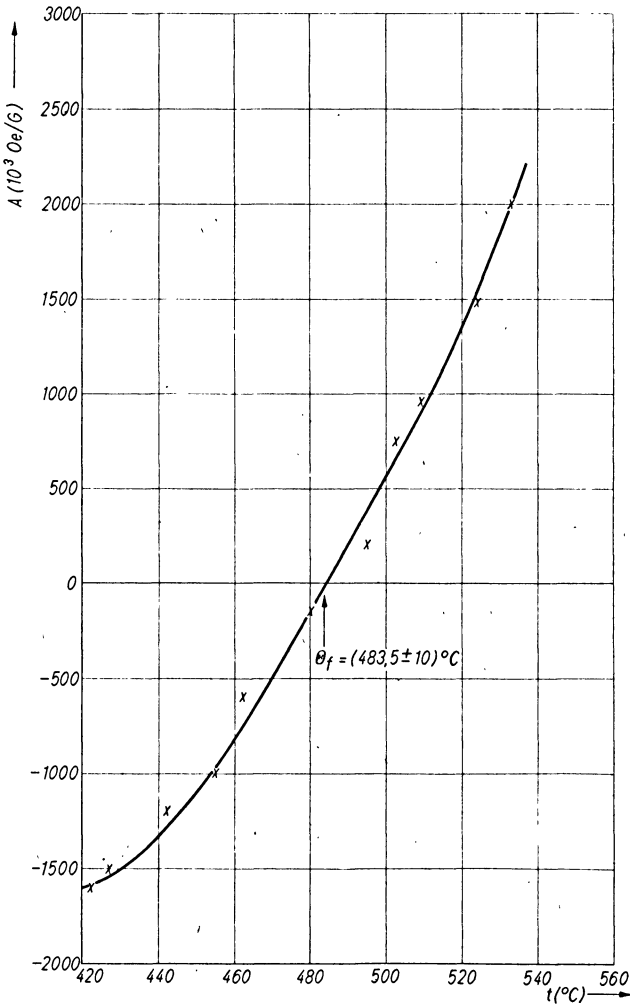


Abb. 4a: Temperaturabhängigkeit des thermodynamischen Koeffizienten A von Titanomagnetitpulver.

Unterschiede zwischen den Eigenschaften beider Substanzen. Die CURIEtemperatur des Titanomagnetits wird aus $A = 0$ zu $\theta_f = 484 \pm 10^\circ\text{C}$ bestimmt.

Die spontane Magnetisierung als Funktion der Temperatur ist in der Tabelle 3 angegeben.

Tabelle 3: Titanomagnetit.

t [°C]	A $\left[\frac{\text{Oe}}{\text{G}}\right]$	B $\left[\frac{\text{Oe}}{\text{G}^3}\right]$	$J_s^2 = -\frac{A}{B}$ [G ²]	J_s [G]
420	-1600	70	23,0	4,7
430	-1500	90	16,0	4,0
440	-1350	145	9,0	3,0
450	-1100	300	3,3	1,8
460	-850	655	1,3	1,1
470	-500	1600	0,3	0,5
480	-150	4300	0,03	0,17
483,5	0,0	4500	0,00	0,0

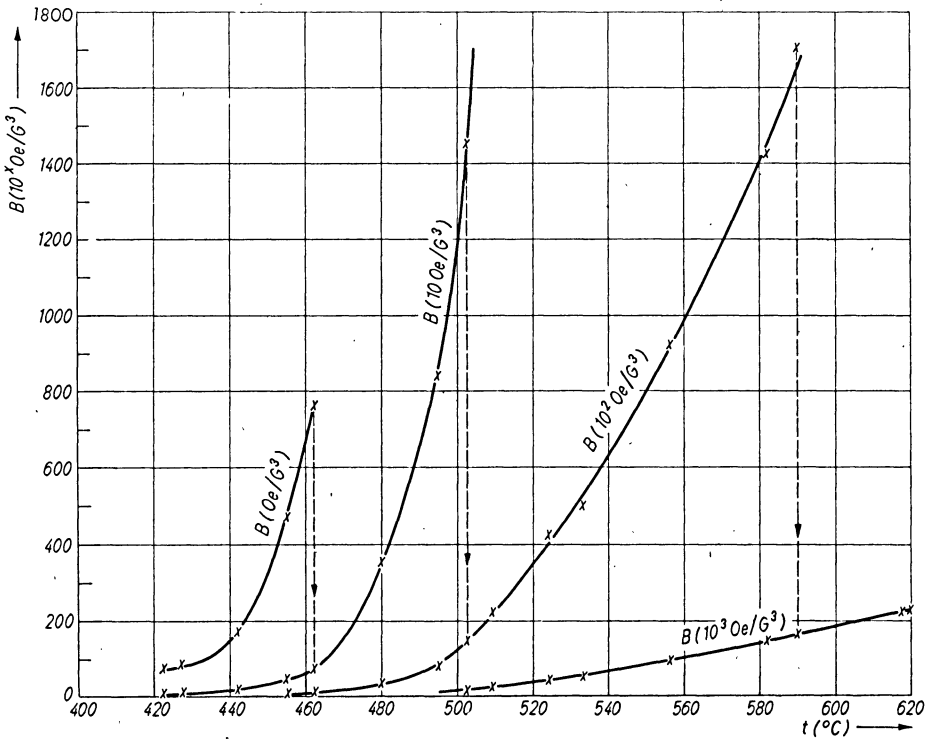


Abb. 4b: Temperaturabhängigkeit des thermodynamischen Koeffizienten B von Titanomagnetitpulver.

Tabelle 4: Die reziproke Anfangsuszeptibilität $1/(\chi_p)_{H=0}$ für Titanomagnetit.

$(t - \Theta_f)$ [°C]	$A \left[\frac{\text{Oe}}{\text{G}} \right]$	$(1/\chi_p)_{H=0}$	
- 20	- 600	1200	} $t < \Theta_f:$ (1/\chi_p)_{H=0} = - 2 A
- 10	- 300	600	
- 5	- 150	300	
- 2	- 90	180	
- 1	- 30	60	
0	0	0	
+ 1	+ 30	30	} $t > \Theta_f:$ (1/\chi_p)_{H=0} = A
+ 2	+ 90	90	
+ 5	+ 150	150	
+ 10	+ 300	300	
+ 20	+ 700	700	

Die Absolutwerte der spontanen Magnetisierung sind, wie Tabelle 3 zeigt, entscheidend geringer als beim Kirunamagnetit. Da ein geeigneter J_0 -Wert für das Material gegenwärtig noch nicht zur Verfügung steht, können die Darstellungen $J_s/J_0 = f(t)$ und $(J_s/J_0)^2 = f(t/\Theta_f)$ nicht diskutiert werden. Die Θ_f -Bestimmung ist ungenauer als beim Kirunamagnetit, was sich auch in den Ergebnissen der Thermomagnetwaage zeigt. Bei den Ergebnissen der Thermomagnetwaage kommt hinzu, daß die untersuchten Titanomagnetite wegen des starken Lufteinflusses bei den geringen Probenmengen große Entmischungs- bzw. Oxydationseffekte zeigen mit deutlichen Unterschieden von Probe zu Probe. Die CURIEtemperaturwerte streuen deshalb sehr stark und liegen meist in einem Temperaturintervall von etwa 100 °C zwischen 400 und 500 °C. Sie sind deshalb für repräsentative Aussagen zur CURIEtemperatur ungeeignet [4, 13]. Bei der Differentialthermoanalyse wurden wesentlich größere Probenmengen und in einigen Fällen auch kompaktes Material verwendet, so daß individuelle Unterschiede im Material besser gemittelt wurden. Der so erhaltene Mittelwert liegt bei $\Theta_f = 496 \pm 12$ °C. Eine Übereinstimmung mit dem Θ_f -Wert, der aus der thermodynamischen Methode folgt, ist innerhalb der Meßgenauigkeit vorhanden. Auch bei den thermodynamischen Messungen war eine verhältnismäßig große Probenmenge verglichen mit den Proben der Thermomagnetwaage verwendet worden, wobei unter Vakuum gemessen wurde.

Der Temperaturverlauf der reziproken Anfangsuszeptibilität des Paraprozesses im Θ_f -Bereich ist in der Tabelle 4 angeführt.

Es zeigen sich keine Besonderheiten gegenüber dem Magnetit von Kiruna. Der Koeffizient B in unmittelbarer Umgebung der CURIEtemperatur ist nicht konstant wie beim Magnetit von Kiruna, sondern steigt mit zunehmender Temperatur t leicht an.

Herrn P. ALVERS danken wir für die Durchführung der Messungen zur Bestimmung der thermodynamischen Koeffizienten.

Literatur

- [1] KNELLER, E.: Ferromagnetismus. Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1962, S. 157.
- [2] STILLER, H., F. CH. WAGNER und F. FRÖHLICH: Geofisica pura e applicata (1961/II) S. 129.
- [3] STILLER, H., und H. VOLLSTÄDT: Z. f. Geophysik 31 (1965), S. 212.
- [4] ACKNER, H.: Diplomarbeit, Universität Leipzig 1965, unveröffentlicht.
- [5] VOLLSTÄDT, H., und H. STILLER: Wiss. Z. Humboldt-Universität Berlin, XIV (1965), S. 41.
- [6] BELOW, K. P.: Magnitnye prewrastschenija, Isdatelstwo „FM“ Moskau 1959, S. 16—18.
- [7] LANDAU, L. D. und J. E. M. LIFSCHIZ: Statistitscheskaja fizika, Isdatelstwo „Nauka“ Moskau 1964, S. 501.
- [8] GINSBURG, W. L.: SHETF 17 (1947), S. 833.
- [9] HOFMANN, U.: Neue Hütte 10, 7 (1965), S. 409.
- [10] SMITH, D.: Phys. Rev. 102 (1956), S. 959.
- [11] BELOW, K. P.: s. [6], S. 52.
- [12] BELOW, K. P.: s. [6], S. 53 und 54.
- [13] VOLLSTÄDT, H.: Dissertation, Humboldt-Universität Berlin, 1965. Publikation in Freiburger Forschungshefte, in Vorbereitung.

Der nächtliche Anstieg der F -Schicht der Ionosphäre Seine Synopsis und Deutung¹⁾

Von E. EISEMANN, Schwäbisch Hall²⁾

Eingegangen am 2. Mai 1966

Zusammenfassung: Es wird mit Hilfe von Elektronendichteprofilen der Anstieg der F -Schicht über Lindau in erdmagnetisch ruhigen Nächten untersucht. Weiter wird an Hand von $h'F$ -Daten verschiedener Ionosphärenstationen die Abhängigkeit dieses Phänomens von der geographischen Lage betrachtet. Das Beobachtungsmaterial legt die Deutung nahe, daß es sich hierbei um eine durch ein elektrisches Feld hervorgerufene Drift der Ladungsträger handelt, die die Höhenvariation der F -Schicht bewirkt. Die mit dieser Annahme unter einigen vereinfachenden Voraussetzungen durchgeführte Rechnung liefert Werte der Windgeschwindigkeit in der E -Schicht (N-S-Komponente), die mit den aus der Dynamotheorie berechneten nur unvollkommen, mit den im Dezember 1962 bei Raketenanstiegen gemessenen Werten jedoch recht gut übereinstimmen.

Summary: In the present paper the rise of the F -layer during magnetically quiet nights above Lindau is investigated by means of electron density profiles. Moreover, the geographic dependence of this phenomenon is examined on the basis of $h'F$ -data from different ionospheric stations. The observations suggest that this height variation of the F -layer is caused by a drift of the charged particles enforced by an electric field. The calculation—simplified to a certain extent—was based on this assumption and resulted in values of the wind velocity in the E -region (N-S-component), which show some departure from those calculated from the dynamo theory but correspond satisfactorily to those measured in December 1962 from vapour releases.

1. Einleitung

Aus der Laufzeitänderung impulsmodulierter, elektromagnetischer Wellen, die an der F -Schicht der Ionosphäre reflektiert werden, hat man schon frühzeitig auf Höhenänderungen dieser Schicht geschlossen. Aber erst als es gelungen war, aus einem Ionogramm das Elektronendichteprofil der F -Schicht und damit aus einer Folge von Ionogrammen seine zeitliche Änderung zu berechnen, konnten quantitative Untersuchungen durchgeführt werden. So hat z. B. W. BECKER [1961] derartige Untersuchungen in Lindau für erdmagnetisch ruhige Nächte angestellt. Er erhielt folgende Ergebnisse:

¹⁾ Dipl.-Phys. EUGEN EISEMANN, 717 Schwäbisch Hall, Auf dem Klingenberg 29.

²⁾ Mitteilung aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphären-Physik, Lindau/Harz.

Die F -Schicht als Ganzes (von der Unterkante zum Maximum der Elektronendichte) steigt in den Abendstunden an, ohne dabei ihre Gestalt wesentlich zu ändern. Dieser abendliche bzw. nächtliche Anstieg kann unvermittelt einsetzen und scheint unabhängig vom Sonnenuntergang immer zwischen 20 und 21 Uhr GMT zu erfolgen.

Im weiteren soll nun über die Fortführung der Untersuchungen und über die Deutung des Phänomens berichtet werden.

2. Der nächtliche Anstieg über Lindau

Um den nächtlichen Anstieg möglichst unbeeinflusst von magnetischen Störungen untersuchen zu können, wurden nur Nächte mit relativ geringer Unruhe des Erdmagnetfeldes ausgewählt (Kennziffern der magnetischen Unruhe $K \leq 3$).

Abbildung 1 zeigt als Beispiel einen deutlich ausgeprägten nächtlichen Anstieg. Bei dieser Art der Darstellung wurden die aus Ionogrammfolgen nach einem Verfahren von W. BECKER [1963] gewonnenen Elektronendichteprofile hinsichtlich der maximalen Elektronendichte normiert, und danach wurde der Verlauf einzelner Niveaulinien ($f_0/f_{c0} = \text{const}$, f_0 Lotungsfrequenz, f_{c0} kritische Frequenz der F -Schicht) gegen die Zeit aufgetragen. Auf diese Weise ist die Höhenvariation der F -Schicht nicht mehr durch den Gang der kritischen Frequenz bzw. der maximalen Elektronendichte beeinflusst.

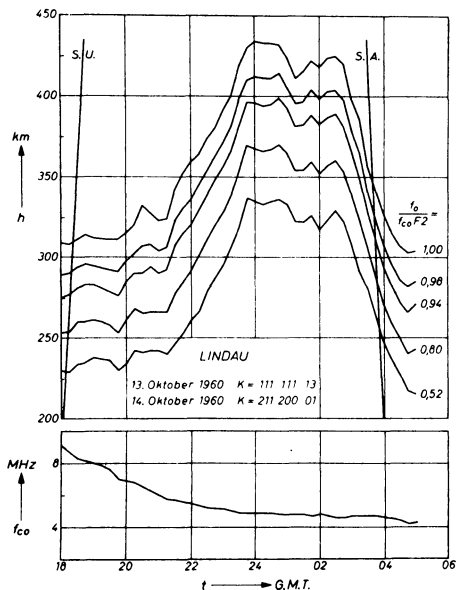


Abb. 1: Höhenänderung der Schichtlinien der normierten Elektronendichteprofile der F -Schicht in der Nacht vom 13./14. Oktober 1960. f_0 Lotungsfrequenz, f_{c0} $F2$ kritische Frequenz der $F2$ -Schicht, S.A., S.U. optischer Sonnenauf- bzw. Sonnenuntergang, K Kennziffern der magnetischen Unruhe.

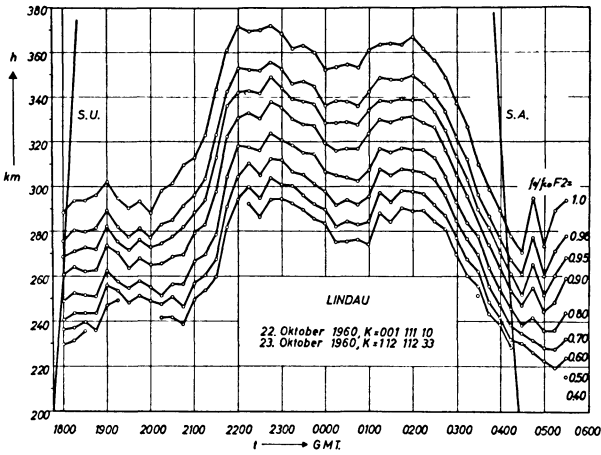


Abb. 2: Höhenänderung der Schichtlinien der normierten Elektronendichteprofile der F-Schicht in der Nacht vom 22./23. Oktober 1960. Zeichenerklärung wie in Abb. 1. Die Aufnahme wurde freundlicherweise von W. BECKER zur Verfügung gestellt.

Man erkennt in Abb. 1, wie die Niveaulinien gegen 20 Uhr GMT anzusteigen beginnen. Dieser Vorgang ist um 24 Uhr beendet. Von da an verbleibt die F-Schicht ungefähr in dieser Höhe bis ca. 2.30 Uhr, um danach wieder auf die Höhe abzusinken, in der sie sich tagsüber befindet. Wie aus dem ungefähr parallelen Verlauf der Niveau-

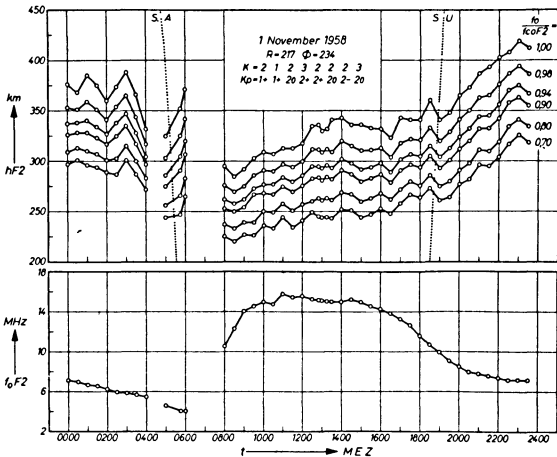


Abb. 3: Höhenänderung der Schichtlinien der normierten Elektronendichteprofile der F-Schicht am 1. November 1958. Zeichenerklärung wie in Abb. 1. Die Aufnahme wurde freundlicherweise von W. BECKER zur Verfügung gestellt.

linien ersichtlich ist, verformt sich die Schicht nicht wesentlich während des nächtlichen Anstiegs bzw. des morgendlichen Abfalls.

Die Abbildung 2 zeigt einen nächtlichen Anstieg, wie er nur wenig später auftrat.

Hier fällt besonders der steile und unvermittelt einsetzende Anstieg auf. Beim Vergleich mit Abb. 1 erkennt man große Unterschiede. So beträgt bei etwa gleicher Ausgangslage der Hub in Abb. 1 ca. 120 km, in Abb. 2 75 km. Er ist also in Abb. 2 um 45 km geringer als in Abb. 1 (gemessen an der Niveaulinie $f_0/f_{c_0} = 1,0$). Weiterhin ist der Anstieg in Abb. 1 nach 4 Stunden, in Abb. 2 dagegen schon nach 2 Stunden beendet. Gemeinsam hingegen ist beiden Beispielen, daß der Beginn des Anstiegs um 20 Uhr GMT, ungefähr 2 Stunden nach Sonnenuntergang, erfolgt. Daß dies nicht immer der Fall ist, läßt sich mit Abbildung 3 zeigen.

Obwohl es sich hierbei um ein Beispiel aus derselben Jahreszeit handelt, scheint der Anstieg schon gegen 18 Uhr GMT zu beginnen, also mit Sonnenuntergang und etwa 2 Stunden früher als in den Beispielen 1 und 2.

Diese an Hand der 3 Beispiele gezeigten Unregelmäßigkeiten erweisen sich als eigenartig für den nächtlichen Anstieg. So ergibt sich aus dem untersuchten Beobachtungsmaterial, daß der nächtliche Anstieg zwar in allen Jahreszeiten während erdmagnetisch ungestörter Nächte zu beobachten ist, jedoch große Schwankungen bezüglich des Beginns, der Steilheit des Anstiegs und der Anstiegshöhe aufweist. Insbesondere fehlt in Übereinstimmung mit W. BECKER [1961] jeder Zusammenhang mit dem optischen Sonnenuntergang. So begann der Anstieg in den untersuchten Fällen bis zu 2 Stunden vor Sonnenuntergang, mit Sonnenuntergang und oft erst lange danach (bis zu 3 Stunden). In Sommermonaten, wenn die Sonne über Lindau in Höhe der *F*-Schicht nicht mehr untergeht, läßt sich ebenfalls ein steiler und plötzlich einsetzender Anstieg beobachten.

Ein Zusammenhang des Phänomens mit der Jahreszeit konnte nicht gefunden werden, doch mag dies an der großen Schwankung der relativ wenigen Beispiele (16) liegen.

3. Der nächtliche Anstieg der *F*-Schicht über anderen Stationen

Es kam hier nur auf einen geographischen Überblick an. Deshalb genügt für die Untersuchung die kleinste scheinbare Reflexionshöhe $h'F$, die in den Monatsheften der einzelnen Ionosphärenstationen veröffentlicht wird. Dabei erschien es sinnvoll, statt einzeln Tag-Nacht-Verläufe von $h'F$ jeweils die Monatsmittel derselben zu betrachten. Wie Tabelle 1 zeigt, ist durch die Mittelbildung trotz unterschiedlicher magnetischer Aktivität in verschiedenen Monaten die Schwankung des Hubs an ein und derselben Station gering. Beim Vergleich der $h'F$ -Werte verschiedener Stationen muß die unterschiedliche Ablesung von $h'F$ berücksichtigt werden. Sie erfolgt in allen Fällen im Intervall von 0,8 bis 2 MHz. Dadurch ergibt sich bei den betrachteten Verhältnissen ein Fehler von ± 15 km für die Werte der Tabelle 1. Weiter wurden nur Wintermonate (Januar 1958, November 1958 und Januar 1959) untersucht, da im Sommer die Verhältnisse durch die zusätzlich auftretende *F*₁-Schicht komplizierter

Tabelle I.

Station	λ	φ	\emptyset	t'	t''	h'_{\min} Jan. 1959 Jan. 1958 Nov. 1958	$(f_{0F})_{\min}$ Jan. 1958	$f_{\min}F$ Jan. 1958
Slough	0° 34' W	51° 31' N	67°	0 h	0 h	80 km	3,5 MHz	1,6 MHz
Ottawa	75° 54' W	45° 24' N	75°	5 h 4 m	5 h 30 m	50 km	5,2 MHz	1,7 MHz
Victoria	123° 24' W	48° 24' N	71°	8 h 12 m	10 h	95 km	4,1 MHz	2,0 MHz
Adak	176° 36' W	51° 54' N	63°	11 h 44 m	11 h 30 m	115 km	3,2 MHz	< 1,8 MHz
Wakkanai	141° 41' E	45° 24' N	59°	— 9 h 29 m	— 10 h 30 m	85 km	3,9 MHz	1,9 MHz
Moskau	37° 19' E	55° 28' N	70°	— 2 h 32 m	— 3 h	85 km	3,4 MHz	1,3 MHz

Es bedeutet: λ, φ die geographische Länge bzw. Breite

t' die Ortszeitdifferenz der Stationen zu Slough

t'' die Zeitdifferenz der Maxima des N. A. bezüglich dem von Slough

\emptyset den Winkel der magnetischen Inklination

h'_{\min} die Anstiegshöhe

$(f_{0F})_{\min}$ die kleinste während der Nacht auftretende kritische Frequenz

$f_{\min}F$ der größte f_{\min} -Wert der betreffenden Nacht

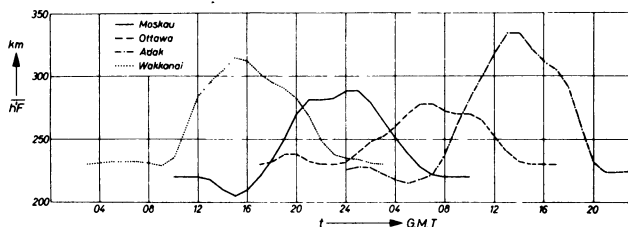


Abb. 4: Geglätteter $h'F$ -Verlauf im Januar 1959 an Stationen ungefähr gleicher geographischer Breite ($\varphi \approx 50^\circ\text{N}$).

sind. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse für eine Reihe von Stationen ungefähr gleicher Breite ($\varphi \approx 50^\circ\text{N}$) zusammengefaßt. Abbildung 4 gibt den $h'F$ -Verlauf im Januar 1959 an einigen in Tabelle 1 aufgeführten Orten wieder.

Die Kurven sind vorher durch laufende Mittelbildung etwas geglättet worden. Wie man erkennt, tritt der nächtliche Anstieg überall in den Abend- bzw. frühen Nachtstunden auf. Er folgt gewissermaßen dem Lauf der Sonne um die Erde, ist jedoch auch hier nicht mit dem Sonnenuntergang direkt verknüpft. Die einzelnen Stationen zeigen große Unterschiede in der Anstiegshöhe. Bemerkenswert ist, daß auch an Stationen, die fast denselben Winkel der magnetischen Inklination besitzen (z. B. Ottawa [$\varnothing = 75^\circ$] und Victoria [$\varnothing = 71^\circ$]), der Hub dennoch um beinahe 100% variieren kann.

Die Abbildung 5 stellt den $h'F$ -Verlauf im Januar 1959 an einer Nord-Süd-Kette von Stationen dar.

Der Anstieg erfolgt an allen ungefähr zu selben Zeit und ist in mittleren Breiten deutlich ausgeprägt. In Richtung zum Äquator hin wird er jedoch immer schwächer. So zeigt z. B. Rabat ($\varphi = 36^\circ\text{N}$) nur noch einen geringen Anstieg. In Äquatornähe,

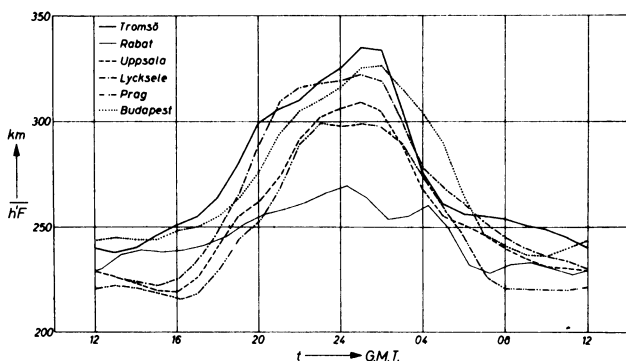


Abb. 5: Geglätteter $h'F$ -Verlauf im Januar 1959 an Stationen ungefähr gleicher geographischer Länge ($\lambda \approx 17^\circ\text{E}$).

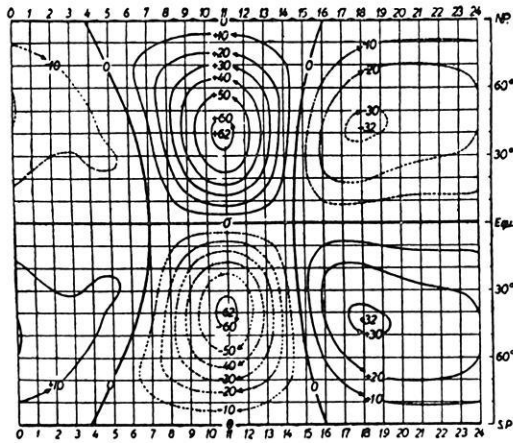


Abb. 6: Stromsysteme in der *E*-Region nach J. BARTELS.

zwischen 0 und 20° N, verschwindet er ganz. Die beiden anderen Monate ergeben dasselbe Bild.

Ganz analoge Verhältnisse herrschen auch auf der südlichen Halbkugel der Erde.

Vergleicht man die geographische Verteilung des nächtlichen Anstiegs mit den Stromsystemen der *E*-Schicht (Abbildung 6), so fällt eine gewisse Übereinstimmung auf. Überall dort, wo die Ströme in den Nachtstunden nach Osten fließen (Pfeilrichtung), kann auch der nächtliche Anstieg beobachtet werden.

4. Deutung der nächtlichen Höhenvariation

Früher versuchte man, z. B. D. F. MARTYN [1959], den nächtlichen Anstieg in der Hauptsache mit Anlagerungsprozessen zu erklären. Demzufolge würde sich nach Sonnenuntergang durch Anlagerung, die mit der Höhe abnimmt, im unteren Teil der *F*-Schicht ein stärkerer Verlust an Ladungsträgern ergeben als in größeren Höhen, und somit müßte eine Aufwärtsbewegung vorgetäuscht werden. Ein derartiger Effekt ist zweifellos vorhanden, jedoch kann er nach dem vorliegenden Beobachtungsmaterial keinesfalls die eigentliche Ursache darstellen. So widersprechen einer solchen Deutung:

1. Die Beobachtungen an der Station Lindau, wie die völlige Unabhängigkeit des nächtlichen Anstiegs vom Sonnenuntergang, die Unterschiede in der Steilheit und in der Höhe (auch an dicht aufeinanderfolgenden Nächten) sowie der oftmals unvermittelte Beginn.
2. Die systematischen Unterschiede in der Anstiegshöhe zwischen Stationen gleicher Breite und in 2 Fällen auch etwa gleichen Dipwinkels.
3. Die Abschwächung des nächtlichen Anstiegs zum Äquator hin.

Andererseits lassen sich alle Beobachtungen befriedigend erklären, wenn man als Ursache eine durch elektrische Felder erzeugte Drift der Ladungsträger annimmt, eine Vorstellung, wie sie D. F. MARTYN [1953, 1959] für magnetisch gestörte Tage und für Bewegungsvorgänge am Äquator entwickelte. Denn unter dieser Annahme hängt der nächtliche Anstieg von der Stärke und Richtung des Magnetfeldes der Erde ab, so daß die geographischen Unterschiede verständlich sind. Weiter ist das den Anstieg erzeugende elektrische Feld, wie später noch gezeigt wird, mit den Neutralgaswinden in der *E*-Schicht verknüpft. Diese besitzen ihrerseits eine gewisse Variabilität von Nacht zu Nacht [GREENHOW 1954], was die Unterschiede im Beginn und im Hub erklärt.

Auf elektromagnetische Ursachen scheint auch der oben beschriebene Zusammenhang mit den Stromsystemen der *E*-Schicht hinzuweisen.

Weiter erklärt sich das Absinken der *F*-Schicht in den Morgenstunden (Abb. 1—2), das ähnlich differenziert erfolgt wie der nächtliche Anstieg, zwanglos als Folge von Schwerkraft und Diffusion, wobei der Vorgang noch durch ein elektrisches Feld verstärkt bzw. behindert werden kann.

5. Berechnung des nächtlichen Anstiegs und Diskussion der Ergebnisse

Gemäß den obigen Ausführungen wird als Ursache des nächtlichen Anstiegs ein elektrisches Feld angenommen. Die Rechnung geht von einer Modellionosphäre aus, die nur aus Ionen und Neutralgasteilchen besteht. Diese Einschränkung ist nicht schwerwiegend, da die Elektronen wegen ihrer sehr viel geringeren Masse der Bewegung der Ionen folgen. Von Extremfällen mit schnellem Anstieg abgesehen, verlaufen die Niveaulinien ungefähr parallel. Die Schichtform ändert sich also nicht wesentlich im Laufe der Zeit, und daher kann das aus Ionen (und Elektronen) bestehende Plasma als inkompressibel angesehen werden. Vom Neutralgas wird dies ausdrücklich vorausgesetzt. Die innere Reibung zwischen Teilchen einer Sorte ist gering und wird vernachlässigt. Dagegen soll ein Impulsaustausch zwischen Ionen und Neutralgasteilchen berücksichtigt werden.

Das Verhalten eines solchen aus Ionen bestehenden Plasmas im Neutralgas wird durch die EULERSchen Bewegungsgleichungen beschrieben:

$$\rho_i \cdot \frac{dv_i}{dt} = K_i - \text{grad } p_i,$$

$$\rho_n \cdot \frac{dv_n}{dt} = K_n - \text{grad } p_n.$$

Es bedeutet ρ die Massendichte, v die Geschwindigkeit der Teilchen, K die Summe der äußeren Volumenkräfte und p den Partialdruck. Der Index i steht für Ionen und der Index n für Neutralgasteilchen.

Die äußeren Volumenkräfte \mathbf{K} setzen sich aus der elektromagnetischen Kraft

$$\mathbf{K}_e = e \cdot N_i \cdot \mathbf{E}_s + e \cdot N_i \cdot (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B})$$

der Reibungskraft

$$\mathbf{K}_{r, in} = -v_{in} \cdot N_i \cdot \frac{2 m_i m_n}{m_i + m_n} \cdot (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) = -\mathbf{K}_{r, in},$$

die durch Impulsaustausch bei elastischen Stößen zwischen Ionen und Neutralgasteilchen zustande kommt, und der Schwerkraft sowie der Corioliskraft

$$\mathbf{K}_m = \varrho_{(i, n)} \cdot \mathbf{g} - 2 \varrho_{(i, n)} \cdot (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_{(i, n)})$$

zusammen. Dabei bedeutet \mathbf{E}_s die auf die Ionen wirkende elektrische Feldstärke in der F -Schicht, e die Elementarladung, \mathbf{B} das konstante Magnetfeld der Erde, N_i die Teilchenzahldichte der Ionen, m die Teilchenmasse (nach K. MAEDA und H. MATSUMOTO [1962] ist das Molekulargewicht der Neutralgasteilchen in der F -Schicht $M = 21$), v_{in} die Stoßzahl zwischen einem Ion und den Neutralgasteilchen (nach STUBBE [1964]) ist $v_{in} = 0,9 \cdot 10^{-9} \cdot N_n \cdot \text{sec}^{-1}$); \mathbf{g} die Erdbeschleunigung und $\boldsymbol{\omega}$ die Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Erde.

Die Corioliskraft kann gegenüber den elektromagnetischen Kräften vernachlässigt werden. Weiter soll zur rechnerischen Vereinfachung die Ionendichte einen räumlich konstanten, nicht von der Höhe abhängenden Wert besitzen ($N_i = 0,6 N_{\max}$, wobei N_{\max} die Teilchenzahldichte der Ionen im Maximum der F -Schicht bedeutet). Für die Teilchenzahldichte des Neutralgases wurde der konstante Wert $N_n = 8,48 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ [CIRA 1961] (300 km Höhe) verwendet.

Weiter ist der Temperaturgradient in der F -Schicht gering [CIRA 1961] und kann daher außer Betracht bleiben.

Damit wird:

$$\text{grad } p_{(i, n)} = N_{(i, n)} k \text{ grad } T + k T \text{ grad } N_{(i, n)} = 0.$$

k BOLTZMANNKonstante

Um durch diese Festsetzung das Gleichgewicht der Schicht nicht zu stören, muß die Schwerkraft unberücksichtigt bleiben, doch wird die Vernachlässigung nachträglich durch Einführung einer mittleren Sinkgeschwindigkeit der F -Schicht korrigiert. Weiter wird nach J. P. DOUGHERTY [1961] das Neutralgas in vertikaler Richtung als unbeweglich angesehen. Mit diesen Einschränkungen ergibt sich das folgende Gleichungssystem:

$$\varrho_n \frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = -v_{in} \cdot N_i \cdot \frac{2 m_i m_n}{m_i + m_n} \cdot (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i)$$

$$\varrho_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -v_{in} \cdot N_i \cdot \frac{2 m_i m_n}{m_i + m_n} \cdot (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) + N_i \cdot e \cdot \mathbf{E}_s + N_i \cdot e (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}).$$

Dieses lineare Differentialgleichungssystem wurde numerisch mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine (IBM 7040) gelöst, wobei die zeitabhängige Ionendichte N_i durch eine Treppenfunktion approximiert wurde.

Das elektrische Feld E_s läßt sich mit Hilfe der Dynamotheorie berechnen. Für die weiteren Überlegungen wird ein Koordinatensystem mit der positiven x -Achse nach Süden, der positiven y -Achse nach Osten und der positiven z -Achse nach oben angenommen. Das magnetische Dipolfeld der Erde liegt in der $x - z$ -Ebene. Im vorliegenden Fall interessiert lediglich die y -Komponente E_{sy} des elektrischen Feldes E_s , da eine x -Komponente nur horizontale Bewegungen verursachen würde und eine vertikale Komponente wegen der endlichen Dicke der Ionosphäre Ladungstrennung bewirken und durch das entstehende Gegenfeld aufgehoben würde. Nach H. KOHL [1960] ist die y -Komponente des in der Dynamoregion durch die Schwingungen der Atmosphäre erzeugten elektrischen Gesamtfeldes E :

$$E_y(t) = \frac{0,9 \cdot 5/6 \cdot 2 \cdot \Delta H(t)}{K_x(t)} + \frac{0,9 \cdot 2/3 \cdot 2 \cdot \Delta D(t)}{K_{xy}(t)}$$

$$K_x = \frac{\Sigma_{xx} \cdot \Sigma_{yy} + \Sigma_{xy}^2}{\Sigma_{xx}} \quad K_{xy} = \frac{\Sigma_{xx} \cdot \Sigma_{yy} + \Sigma_{xy}^2}{\Sigma_{xy}}$$

Dabei bedeuten: 2/3, 5/6 und 0,9 Korrekturfaktoren, Σ_{xx} , Σ_{yy} , Σ_{xy} die über die Höhe integrierten Leitfähigkeiten [MEADA und MATSUMOTO 1962] und ΔH , ΔD die Nord-Süd bzw. West-Ost-Komponente (von der Regelung abweichend nach Norden und Osten positiv) der Abweichung des Erdmagnetfeldes vom konstanten Wert (S_q -Gang im Winter).

Das Gesamtfeld E setzt sich aus 2 Anteilen zusammen: dem induzierten Feld E_i und dem elektrostatischen Feld E_s . Unter der Annahme, daß in der *F*-Schicht kein Neutralgaswind existiert, ist das dort herrschende elektrische Feld ungefähr gleich dem elektrostatischen Feld E_s in der *E*-Region, da *E*- und *F*-Schicht durch die Linien des Erdmagnetfeldes leitend miteinander verbunden sind. Das induzierte Feld E_i in der *E*-Schicht kann aus der Bewegung der Ladungsträger berechnet werden. An magnetisch ungestörten Tagen stimmt diese ungefähr mit der der Neutralgasteilchen überein, so daß sich schreiben läßt:

$$E_i = v_i \times B \approx v_n \times B.$$

Bei bekannter Neutralgasgeschwindigkeit v_n und bekanntem Gesamtfeld E ergibt sich daher für die y -Komponente des elektrostatischen Feldes E_s :

$$E_{sy} = E_y - v_{nx} B_z.$$

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Neutralgaswind (Nord-Süd-Komponente v_{nx}) derart vorgegeben, daß sich damit das für einen mittleren nächtlichen Anstieg im Winter über Lindau benötigte Feld E_{sy} ergab.

In Abb. 7 ist der Verlauf der einzelnen Größen und das Ergebnis der Rechnung dargestellt. Abb. 7a zeigt den Verlauf der Ionendichte $N_i = 0,6 N_{\max}$. Dabei wurde N_{\max} aus den an der Station Lindau gemessenen Mittelwerten der kritischen Frequenz im Winter berechnet. In Abb. 7b ist die Nord-Süd-Komponente der Neutralgasgeschwindigkeit in der E -Region dargestellt. In der Zeit zwischen 19 Uhr und 1 Uhr morgens ist sie so vorgegeben, daß sich der geforderte Anstieg ergibt. Die Tages-

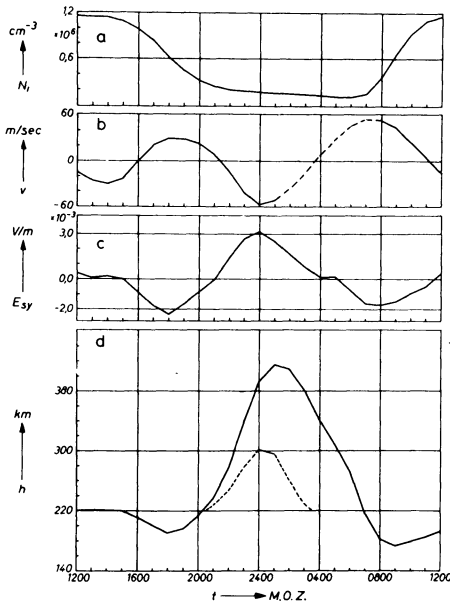


Abb. 7.

- a) Verlauf der Ionendichte N_i .
 b) Nord-Süd-Komponente des Neutralgaswindes in der E -Schicht (nach Süden positiv).
 c) West-Ost-Komponente des elektrostatischen Feldes in der F -Schicht (nach Osten positiv).
 d) Höhenvariation der F -Schicht ohne Berücksichtigung der Sinkgeschwindigkeit (durchgezogene Linie) und mit Berücksichtigung einer Sinkgeschwindigkeit von 30 km/h (gestrichelte Linie).

werte entsprechen in etwa Driftmessungen, die im Winter in Cambridge durchgeführt wurden [SHIMAZAKI 1959]. Der Kurvenverlauf zwischen 1 und 8 Uhr morgens ist interpoliert (strichpunktierte Linie). Abb. 7c zeigt die West-Ost-Komponente E_{sy} des elektrostatischen Feldes E_s , und in Abb. 7d ist die mit den vorangegangenen Größen berechnete Höhenvariation der F -Schicht wiedergegeben. Die durchgezogene Linie wurde ohne Berücksichtigung der Schwerkraft gewonnen. Ihre Berücksichtigung

erfolgte, indem nachträglich eine mittlere Sinkgeschwindigkeit der Schicht eingeführt wurde. H. KOHL [1960] erhielt bei der Untersuchung von Schichtbewegungen während erdmagnetischer Baistörungen eine Sinkgeschwindigkeit von 40 km/h. Für die nicht so extremen Verhältnisse beim nächtlichen Anstieg wurde — etwas willkürlich — ein Wert von 30 km/h angenommen.

Die gestrichelte Linie in Abb. 7d gibt den so erhaltenen Verlauf wieder. Sie wurde nur oberhalb einer Höhe von 220 km (mittlerer Mittagswert der *h'F*-Werte) gezeichnet, da ein Absinken der Schicht auf wesentlich geringere Höhen wegen der großen Anlagerungsverluste nicht möglich scheint.

Vergleicht man die dieser Arbeit zugrunde gelegten Windgeschwindigkeiten mit den aus der Dynamotheorie von S. KATO [1957] berechneten Werten, so stimmen sie im Betrag ungefähr überein. In der Phase hingegen ist eine beträchtliche Abweichung vorhanden. Dies mag zum Teil daher rühren, daß die hier verwendeten neueren Werte für die Leitfähigkeit in der *E*-Region von denen S. KATO's beträchtlich — teilweise um mehr als eine Zehnerpotenz — abweichen.

Auch beim Vergleich mit Messungen von J. S. GREENHOW [1954], der aus Radarbeobachtung von Meteorschweifeln die Windgeschwindigkeit berechnet hat, ergeben sich in der Mehrzahl der Fälle Abweichungen. Während in dieser Arbeit das Maximum des nordwärts gerichteten Windes gegen 24 Uhr erreicht wird, tritt es dort im allgemeinen erst später auf (gegen 3 Uhr). Die Messungen von GREENHOW gelten jedoch für den Höhenbereich zwischen 80 und 100 km, während die hier berechneten Werte sich auf den Bereich von 100 bis 120 km Höhe beziehen. Wegen des starken Windgradienten in diesem Höhenintervall ist diese Abweichung nicht weiter erstaunlich.

Eine Bestätigung für die Richtigkeit der verwendeten nächtlichen Windgeschwindigkeiten und damit der Annahme, daß der nächtliche Anstieg durch ein elektrisches Feld verursacht wird, scheinen dagegen Messungen von N. W. ROSENBERG und H. D. EDWARDS [1964] zu geben. Über Eglin (30°N, 96°W) wurden bei Raketenanstiegen leuchtende Gaswolken ausgestoßen und daraus die Windgeschwindigkeit bestimmt. Für den 3. Dezember 1962 ergaben sich in der Zeit von 18 bis 24 Uhr Windgeschwindigkeiten, die mit den hier geforderten in der Richtung übereinstimmen und deren maximaler Betrag (100 m/s) sogar das Doppelte der in dieser Arbeit angenommenen Werte ausmacht. Damit übereinstimmend zeigte auch der Verlauf der *h'F*-Monatsmittel für Dezember an der Ionosphärenstation White Sands (32°N, 106°W) (leider waren nur Messungen in der Zeit von 1957 bis 1959 gemacht worden) einen teilweise deutlich ausgeprägten Anstieg.

Der Verfasser ist Herrn Prof. Dr. W. DIEMINGER, dem Direktor des Max-Planck-Instituts für Aeronomie, Lindau/Harz, der die Durchführung der Untersuchungen ermöglichte, sehr zu Dank verpflichtet. Weiter gilt sein Dank Herrn Dr. W. BECKER, welcher die Anregung zu dieser Arbeit gab und sie mit Interesse verfolgte. Schließlich dankt der Verfasser noch der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die die numerischen Rechnungen ermöglichte.

Literatur

- BECKER, W.: Vertikale Bewegungsvorgänge in der nächtlichen Ionosphäre. A.E.Ü. 15, S. 569—577, 1961.
- BECKER, W.: Das elektronische Verfahren der Station Lindau/Harz zur Berechnung von Elektronendichteprofilen aus Ionogrammen. Kleinheubacher Berichte 9, S. 45—51, 1963.
- DOUGHERTY, J. P.: On the Influence of Horizontal Motion of the Neutral Air on the Diffusion Equation of the *F*-Region. J.A.T.P. 20, S. 167—176, 1961.
- GREENHOW, J. S.: Systematic Wind Measurements at Altitudes of 80—100 km Using Radio Echoes from Meteor Trails. Phil. Magaz. Ser. 7, 45 (364), S. 471—490, 1954.
- KALLMANN-BIJL, H. et. al.: CIRA COSPAR Int. Ref. Atmosph., North-Holland Publishing Comp. Amsterdam, 1961.
- KATO, S.: Horizontal Wind Systems in the Ionospheric *E*-Region Deduced from the Dynamo Theory of the Geomagnetic Sq-Variation, Part IV. J. Geom. Geoelectr. IX (2), S. 107—115, 1957.
- KOHL, H.: Bewegung der *F*-Schicht der Ionosphäre bei erdmagnetischen Bai-Störungen. Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie Nr. 3, 1960.
- MAEDA, K. und H. MATSUMOTO: Conductivity of the Ionosphere and Currend System. Rep. Ionosph. Space Res. Japan XVI 1, S. 1—26, 1962.
- MARTYN, D. F.: The Morphology of the Ionospheric Variations Associated with Magnetic Disturbance. Proc. Roy. Soc. A 218, S. 1—18, 1953.
- MARTYN, D. F.: The Normal *F*-Region of the Ionosphere. Proc. IRE 47 I, S. 147—155, 1959.
- ROSENBERG, N. W. und H. D. EDWARDS: Observations of Ionospheric Wind Patterns through the Night. Journ. Geophys. Res. 69 (13), S. 2819—2826, 1964.
- SHIMAZAKI, T.: World Wide Measurements of Horizontal Ionospheric Drifts. Rep. Ionosph. Space Res. Japan XIII 1, S. 21—47, 1959.
- STUBBE, P.: Zur Berechnung der Stoßzahlen zwischen Ionen und Neutralgasteilchen. Kleinheubacher Berichte 10, S. 147—150, 1964.

Geometrical Solutions of Fault-plane Problem of Some of the Destructive Earthquakes Occurred in Anatolia in the Period 1938 - 1955

By N. ÖCAL, Istanbul¹⁾

Eingegangen am 28. Mai 1966

Summary: The direction of faulting for 9 destructive earthquakes occurred in the period 1938—1955 in and near of Anatolia were studied. The geometrical solution of fault-plane problem for each earthquake has been given by using the extended distance projection method of BYERLY-HODGSON. All available solutions up to date for Anatolian shocks which have been given by several authors and the results obtained in this study are summarized in a table.

Zusammenfassung: Die Richtungen von Faltungsebenen für 9 zerstörende Erdbeben, die in den Jahren 1938—1955 in und in der Nähe von Anatolien stattgefunden haben, wurden untersucht. Für jedes Beben ist die geometrische Lösung des Problems der Faltungsebene nach der Methode von BYERLY-HODGSON erhalten worden. Die ganzen Lösungen für Erdbeben in Anatolien, welche von verschiedenen Autoren bis heute berechnet und die Resultate, die in dieser Untersuchung erhalten wurden, haben wir in einer Tabelle zusammengestellt.

I. Introduction

Formerly we had investigated the Fault-Plane Problem for some strong earthquakes in Anatolia by BYERLY-HODGSON method [ÖCAL 1961]. However, at that time the data obtained for some of these earthquakes was insufficient to solve the problem; it seemed impossible to draw the nodal lines for the earthquakes of Aug. 13, 1951 and March 18, 1953, for the (C) and (D) distributions in the plane of projection have shown a very great confusion; although the nodal lines have been drawn for the earthquake of July 16, 1955, the cases of inconsistency were found very high in number, and for the reasons mentioned above the fault-plane problem has been solved only for three earthquakes.

Later, the available material has been enriched for some of the earthquakes by replies to questionnaires which were sent to some seismological stations, and although the material was still seldom for the rest of earthquakes, it was tried to get more agreeable solutions for them.

¹⁾ Dr. NEVZAT ÖCAL, Kandilli Observatory, Istanbul, Turkey.

II. Material

In this research, the faulting directions of nine earthquakes occurred in Anatolia in the period 1938—1955 have been studied.

As the number of seismic stations were few in the world before 1955 and because of instrumental insufficiency in those years and for the Second World War was in this period, the material which we collected for the earthquakes is below normal, but even under these conditions we have obtained rather satisfactory results.

Table I: List of the Earthquakes Considered.

Nr.	Date	Location	Origin Time (G. M. T.)	Epicentre φ_N	Epicentre λ_E	Magnitude M
1	19. 4. 1938	Kirşehir	10 59 17	39,5	33,7	6,75
2	26. 12. 1939	Erzincan	23 57 16	39,7	39,7	8,00
3	20. 12. 1942	Erbaa	14 03 03	40,7	36,6	7,3
4	20. 6. 1943	Adapazari	15 32 50	40,8	30,4	6,25
5	26. 11. 1943	Kastamonu-Samsun	22 20 32	40,5	34,0	7,6
6	1. 2. 1944	Çerkeş-Gerede-Bolu	03 22 38	41,5	32,4	7,4
7	13. 8. 1951	Çankiri-Kurşunlu	18 33 30	40,6	33,6	6,5
8	18. 3. 1953	Yenice-Gönen	19 06 13	40,0	27,3	7,75—8,00
9	16. 7. 1955	Söke-Balat	07 07 08	37,5	27,0	6,50—7,00

In Table I, it is given a list of earthquakes that occurred in Anatolia the faulting problem of which was studied in this paper, and in Table II the material which we made use for each of them.

Table II: Data on which the solutions are based.*

Station	Apr. 19 1938	Dec. 26 1939	Dec. 20 1942	June 20 1943	Nov. 26 1943	Feb. 1 1944	Aug. 13 1951	March 18 1953	July 16 1955
Aberdeen	—	—	—	—	—	—	D (1)	—	C (1)
Abuyama	—	—	—	—	—	—	—	—	C (2)
Agra	—	C (1)	—	—	—	—	—	—	—
Akita	—	—	—	—	—	—	—	—	D (3)
Alger Univ.	—	—	—	—	—	—	D (2)	D (1)	—
Athens	—	C (2)	—	—	C (1)	D (1)	C (3)	C (2)	—
Bacau	—	—	—	D (1)	—	—	—	—	—
Baquo	—	—	—	—	—	—	—	—	(C) (4)
Basel	C (1)	D (3)	D (1)	D (2)	D (2)	D (2)	D (4)	D (3)	D (5)
Beograd	D (2)	C (4)	—	—	—	—	D (5)	D (4)	C (6)
Bergen	—	—	—	—	—	—	D (6)	—	—
Berkeley	—	(C) (5)	D (2)	—	—	(D) (3)	D (7)	—	—

* The numbers which are next to the character symbols correspond to those in the diagrams, and one may thus easily find out which point in the projection corresponds to which station.

Table II (contin.)

Station	Apr. 19 1938	Dec. 26 1939	Dec. 20 1942	June 20 1943	Nov. 26 1943	Feb. 1 1944	Aug. 13 1951	March 18 1953	July 16 1955
Bermuda	—	—	—	—	—	—	—	—	D (7)
Bogota	—	—	—	—	—	C (4)	—	—	—
Boulder City	—	—	—	—	—	—	—	—	D (8)
Bozeman	—	(C) (6)	—	—	—	C (5)	—	—	(C) (9)
Brisbane	—	—	—	—	—	—	D' (8)	D' (5)	—
Bucharest	D (3)	D (7)	—	D (3)	—	—	—	C (6)	—
Butte	—	D (8)	—	—	—	C (6)	—	—	—
Calcutta	—	—	C (3)	—	(D) (3)	—	(C) (9)	D (7)	—
Cartuja	—	C (9)	(D) (4)	D (4)	C (4)	(D) (7)	C (10)	(C) (8)	(C) (10)
Chicago	—	D (10)	—	—	D (5)	—	—	—	—
Christchurch	(C') (4)	C' (11)	—	—	—	—	—	—	—
Chur	C (5)	—	—	—	—	—	—	—	(C) (11)
Cleveland	—	—	—	—	—	—	D (11)	(D) (9)	D (12)
Coimbra	—	—	—	—	—	—	—	—	D (13)
College	—	D (12)	—	—	D (6)	—	—	—	(D) (14)
Columbia	—	—	—	—	—	—	—	—	D (15)
De Bilt	D (6)	D (13)	D (5)	D (5)	D (7)	D (8)	D (12)	D (10)	(D) (16)
Djakarta	D (7)	C (14)	C (6)	—	(D) (8)	D (9)	(CC) (13)	(C) (11)	D (17)
Ebingen	—	—	—	—	—	D (10)	—	—	—
Florence	—	—	—	D (6)	(D) (9)	—	—	D (12)	D (18)
Fordham	—	(C) (15)	—	—	—	—	—	—	—
Fresno	—	—	—	—	—	—	(C) (14)	C (13)	—
Grahamstown	—	—	—	—	—	—	—	—	(D) (19)
Halifax	—	—	—	—	—	—	—	—	(C) (20)
Hamburg	D (8)	D (16)	—	—	—	—	—	—	(D) (21)
Harvard	—	(C) (17)	—	—	—	—	—	C (14)	—
Heligoland	—	D (18)	—	—	—	—	—	—	—
Helwan	—	(D) (19)	—	D (7)	—	—	(D) (15)	(C) (15)	—
Hiroshima	—	—	—	—	—	—	—	—	D (22)
Hong-Kong	D (9)	(D) (20)	—	—	—	—	—	—	—
Hungry Horse	—	—	—	—	—	—	—	—	C (23)
Iasi	—	—	—	—	—	—	—	C (16)	—
Irkutsk	—	—	—	—	—	—	—	—	D (24)
Istanbul	—	—	—	—	—	—	D (16)	C (17)	—
Jena	(C) (10)	D (21)	D (7)	D (8)	D (10)	D (11)	D (17)	D (18)	—
Jerusalem	—	—	—	—	—	—	—	—	C (25)
Karlsruhe	—	—	—	—	—	—	—	—	C (26)
Kew	D (11)	D (22)	D (8)	D (9)	D (11)	D (12)	D (18)	D (19)	D (27)
Kirkland Lake	—	—	—	—	—	—	—	C (20)	D (28)
Kiruna	—	—	—	—	—	—	D (19)	—	C (29)
Kobenhavn	D (12)	D (23)	D (9)	D (10)	D (12)	D (13)	D (20)	—	C (30)

Table II (contin.)

Station	Apr. 19 1938	Dec. 26 1939	Dec. 20 1942	June 20 1943	Nov. 26 1943	Feb. 1 1944	Aug. 13 1951	March 18 1953	July 16 1955
Kodaikanal	C (13)	C (24)	—	—	—	—	—	—	(C) (31)
Ksara	D (14)	C (25)	—	—	—	—	D (21)	D (21)	—
Lamont Geol. Obs.	—	—	—	—	—	—	D (22)	(D) (22)	D (32)
La Paz	—	CC (26)	CC (10)	—	—	C (14)	—	D (23)	—
Lembang	—	—	—	—	—	—	—	—	(C) (33)
Lisbon	—	—	D (11)	D (11)	C (13)	(D) (15)	D (23)	D (24)	D (34)
Lwiro	—	—	—	—	—	—	—	—	C (35)
Maebasi	—	—	—	—	—	—	—	—	C (36)
Malaga	—	C (27)	C (12)	D (12)	C (14)	C (16)	D (24)	(C) (25)	D (37)
Manila	(C) (15)	(D) (28)	—	—	—	—	—	C (26)	—
Matsushiro	—	—	—	—	—	—	—	—	D (38)
Max Bour	—	—	—	—	—	—	—	D (27)	—
Messina	—	—	—	—	—	—	C (25)	D (28)	D (39)
Mineral	—	—	—	—	—	—	(C) (26)	(D) (29)	—
Moskova	—	—	D (13)	C (13)	(C) (15)	C (17)	C (27)	—	—
Mt. Hamilton	—	—	—	—	—	—	D (28)	(D) (30)	(D) (40)
Nanking	—	—	—	—	—	—	D (29)	C (31)	D (41)
Nelson	—	—	—	—	—	—	—	—	D (42)
Neuchatel	—	D (29)	D (14)	D (14)	D (16)	D (18)	—	D (32)	—
New Delhi	—	—	(D) (15)	—	—	—	—	—	(C) (43)
Nizamiah Obs.	C (16)	—	C (16)	—	—	—	(C) (30)	—	—
Nouméa	—	—	—	—	—	—	—	—	D' (44)
Ogyalle	—	—	—	—	—	—	—	D (33)	—
Ottawa	—	—	(C) (17)	—	—	(D) (19)	—	—	(C) (45)
Oxford (Engl.)	D (17)	D (30)	—	—	—	—	—	—	—
Paris	—	D (31)	—	—	—	—	(C) (32)	(C) (34)	D (46)
Pavia	—	—	—	—	C (17)	—	D (33)	—	D (47)
Philadelphia	—	D (32)	—	—	—	—	—	—	—
Poona	—	—	—	—	—	—	D (34)	D (35)	—
Potsdam	—	—	D (18)	—	—	—	D (35)	D (36)	—
Praha	D (18)	D (33)	D (19)	D (15)	D (18)	D (20)	D (36)	D (37)	C (48)
Pulkovo	—	—	—	—	—	—	C (37)	—	—
Raciborz	—	—	—	—	—	—	—	—	C (49)
Rathfarnham	D (19)	—	—	—	—	—	D (38)	C (38)	D (50)
Ravensburg	—	—	—	—	—	D (21)	—	—	—
Reggio Calabria	—	—	—	—	—	—	—	D (39)	—
Relizane	—	—	—	—	—	—	—	—	D (51)
Resolute Bay	—	—	—	—	—	—	—	(D) (40)	(D) (52)
Reykjavik	—	—	—	—	(C) (19)	—	(C) (39)	C (41)	C (53)
Riverview	—	—	—	D' (16)	C' (20)	—	DD (40)	—	D' (54)
Rome	—	(D) (34)	—	—	—	—	D (41)	D (42)	—

Table II (contin.)

Station	Apr. 19 1938	Dec. 26 1939	Dec. 20 1942	June 20 1943	Nov. 26 1943	Feb. 1 1944	Aug. 13 1951	March 18 1953	July 16 1955
Saint Louis	—	(C) (35)	—	—	(C) (21)	C (22)	D (42)	C (46)	—
Salo	—	—	—	—	—	—	D (43)	D (43)	(C) (55)
Salt Lake City	—	—	—	—	—	—	—	—	(C) (56)
San Juan	—	(C) (36)	—	—	D (22)	C (23)	—	—	D (57)
Scoresbysund	(C) (20)	(C) (37)	(C) (20)	D (17)	D (23)	D (24)	D (44)	(D) (44)	(D) (58)
Seattle	—	—	—	—	—	—	D (45)	—	—
Shasta	—	—	—	—	—	—	—	—	C (59)
Shawinigan Falls	—	—	—	—	—	—	—	—	(C) (60)
Shillong	—	—	—	—	—	—	—	D (45)	D (61)
Sitka	—	—	(C) (21)	—	—	—	—	—	—
Strasbourg	—	(C) (38)	—	—	—	—	D (46)	—	D (62)
Stuttgart	—	D (39)	D (22)	D (18)	D (24)	D (25)	D (47)	D (47)	C (63)
Tamanrasset	—	—	—	—	—	—	(D) (48)	D (48)	D (64)
Tananarive	—	D (40)	—	—	—	—	—	D (49)	(D) (65)
Tiflis	C (21)	—	—	—	—	—	—	—	—
Toledo	—	D (41)	C (23)	D (19)	—	C (26)	(C) (49)	D (50)	—
Trieste	—	D (42)	—	—	—	—	D (50)	—	D (66)
Tucson	—	—	(C) (24)	—	—	—	—	—	—
Uccle	—	D (43)	D (25)	D (20)	D (25)	D (27)	—	—	D (67)
Uppsala	D (22)	D (44)	D (26)	C (21)	D (26)	D (28)	D (51)	C (51)	C (68)
Washington	—	—	—	—	—	—	—	—	D (69)
Wellington	—	—	C' (27)	—	—	—	—	—	—
Weston	D (23)	—	—	—	—	—	—	(D) (52)	(C) (70)
Wien	D (24)	D (45)	D (28)	D (22)	D (27)	—	D (52)	D (53)	—
Witteveen	—	—	—	—	—	—	—	D (54)	(D) (71)
Zi-Ka-Wei	—	—	—	—	—	—	C (53)	—	—
Zo-se	—	—	—	—	—	—	—	C (55)	—
Zürich	—	D (46)	—	D (23)	D (28)	D (29)	D (54)	—	D (72)

III. Analysis of the Material

For drawing the nodal lines corresponding to the fault-plane and the auxilliary plane we used BYERLY-HODGSON'S method of extended distance projection, and while studying the fault-plane problem for every earthquake, it is briefly explained how these nodal lines were drawn in the mechanism diagram of each earthquake. The number of stations used in the solutions, n , the number of stations which are inconsistent to the solutions, n_1 , strike direction, α , dip direction, α' , dip angle, δ , strike component, X_1 , dip component, X_2 were computed and the characteristics of the fault and the displacement directions of the compartments were determined, and in addition to these, it is noted whether the fault is dextral (d) or sinistral (s).

1. April 19, 1938:

Firstly circle (a) is drawn as to distinguish the stations Nos. 1 and 5 from Nos. 2, 3 and 24; circle (b) is drawn in accord to the orthogonality criterion and it is paid attention to leave the station No. 7 in the dilatation zone (Fig. 1).

$n = 24, n_1 = 3$ for this earthquake, and the stations which show inconsistency with the solution are Christchurch (4), Jena (10), Manila (15), and Scoresbysund (20). The percentage of inconsistency is 17%.

Faulting is strike-slip for the two planes, and the displacement is dextral for plane (a), so that the NE compartment slips to SE and the SW compartment to NW. The displacement is sinistral for plane (a), and the NW compartment slips to SW and the SE compartment to NE.

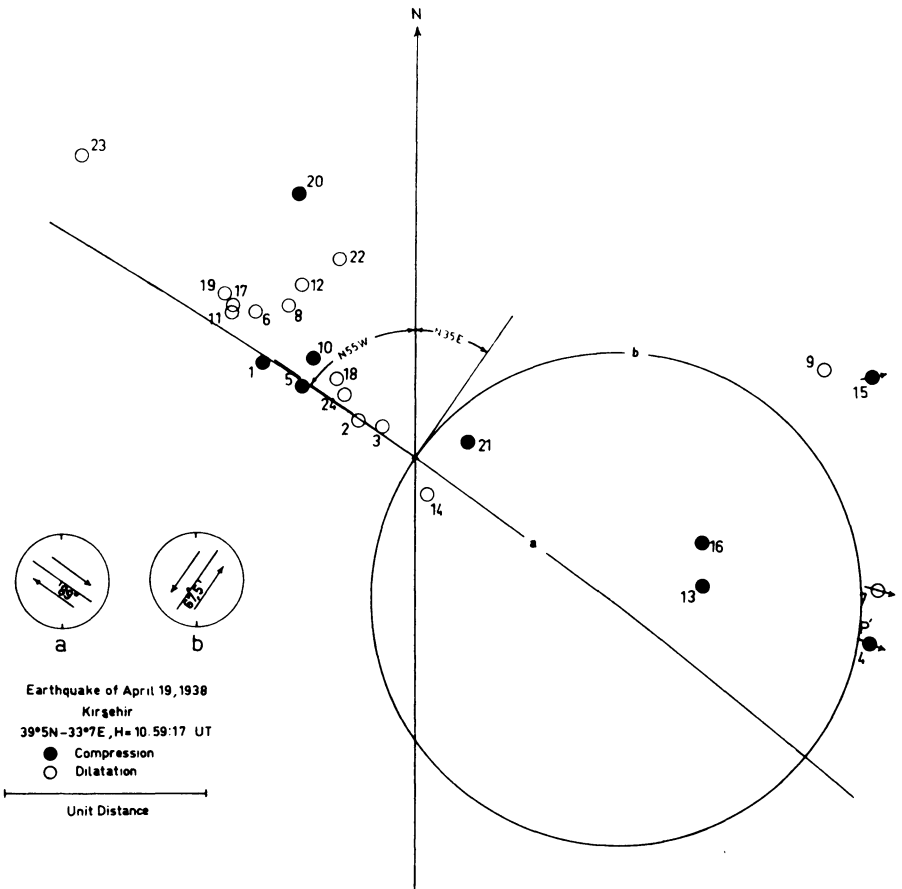


Fig. 1.

2. Dec. 26, 1939:

Firstly circle (a) is drawn as to distinguish the stations Nos. 9, 27 from No. 41, and No. 4 from No. 7, and while drawing circle (b), it is paid attention to verify to be in accord with the orthogonality criterion (Fig. 2). By turning the system a little, it is probably possible to take the station No. 7 into dilatation zone and No. 25 into compression zone. Therefore, $n = 46$, $n_1 = 12$ for this earthquake; the stations which show inconsistency with the solution are Berkeley (5), Bozeman (6), Fordham (15), Harvard (17), Helwan (19), Hong Kong (20), Manila (28), Rome (34), Saint Louis (35), San Juan (36), Scoresbysund (37), and Strasbourg (38). The percentage of inconsistency is 26%.

Faulting is again strike-slip for the two planes, and the displacement is dextral for the plane (a), so the NE compartment slips to SE, and the SW compartment to NW. For plane (b) the displacement is sinistral, the NW compartment slips to SW, and the SE compartment to NE.

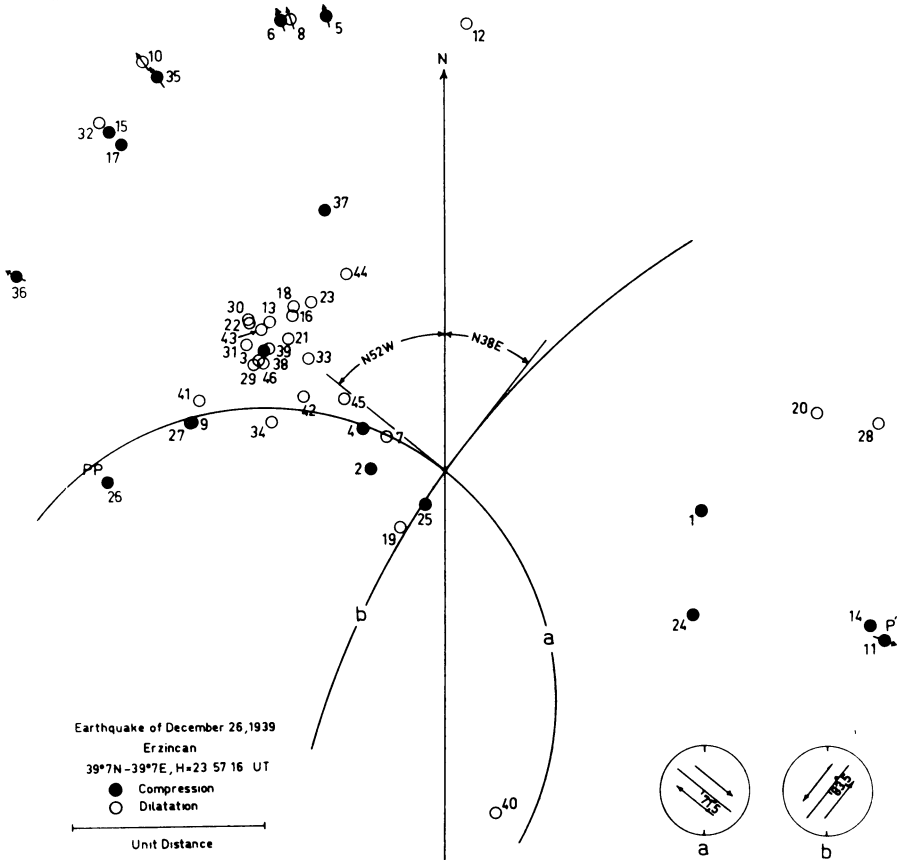


Fig. 2.

3. Dec. 20, 1942:

Firstly circle (a) was drawn as to distinguish the stations Nos. 11, 28 from No. 23. Circle (b) was drawn in accord with orthogonality criterion, and its radius was taken as large as possible, because the extended distance of the station No. 27 was very large and this station must be inside the circle (Fig. 3). As there was no station in the quadrants I and III, there is the possibility to draw circle (b) in various positions.

$n = 28, n_1 = 6$ for this earthquake, and the stations which show inconsistency with the solution are Cartuja (4), New Delhi (15), Ottawa (17), Scoresbysund (20), Sitka (21), and Tucson (24). The percentage of inconsistency is 21%.

Faulting is also strike-slip for the two planes. The displacement is dextral for the plane (a), so that the NE block slips to SE, and the SW block to NW. As for the plane (b) it is sinistral, and the NW block slips to SW, and the SE block to NE.

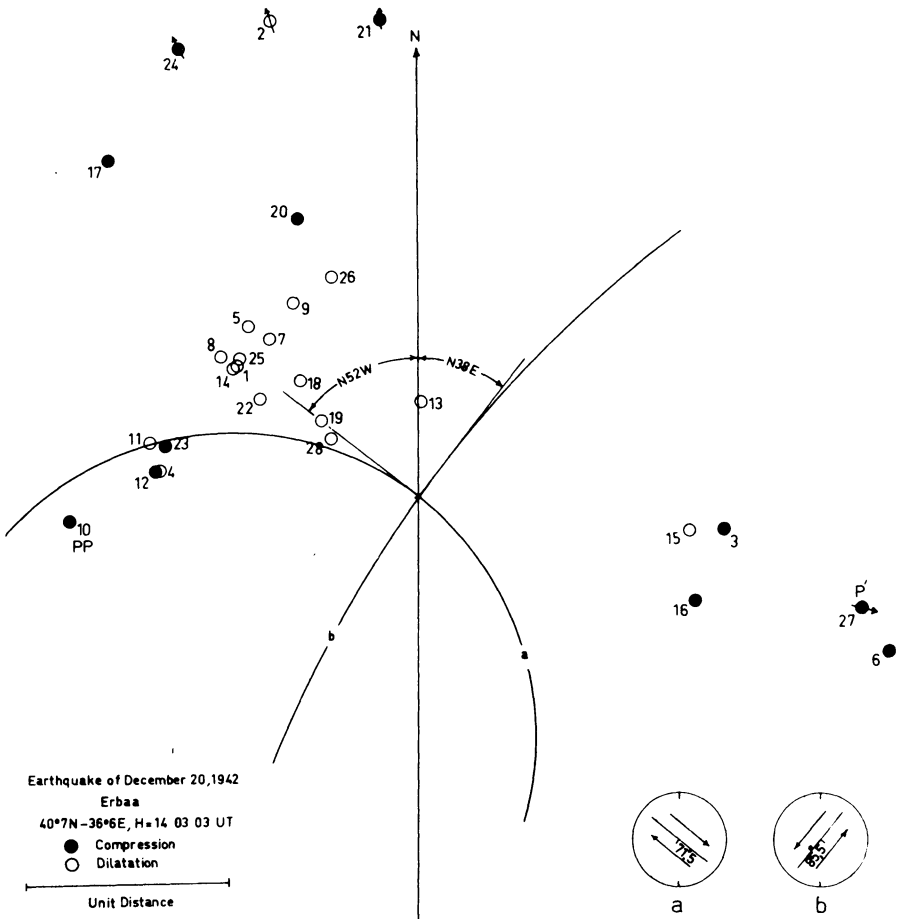


Fig. 3.

4. June 20, 1943:

Circle (a) was drawn so that the stations Nos. 17 and 21 will be in separate sectors, and No. 7 will be outside of the circle. While drawing circle (b), it was taken into consideration that the station No. 16, the extended distance of which is large, would be in the same sector with No. 7. (Fig. 4).

$n = 23, n_1 = 0$ for this earthquake, and there is no station showing inconsistency with the solution.

Faulting is strike-slip for the planes (a) and (b). The displacement is sinistral for the plane (a), so that West compartment slips to South, and the East compartment to North. It is dextral for the plane (b), and North compartment slips to East, and South compartment to West.

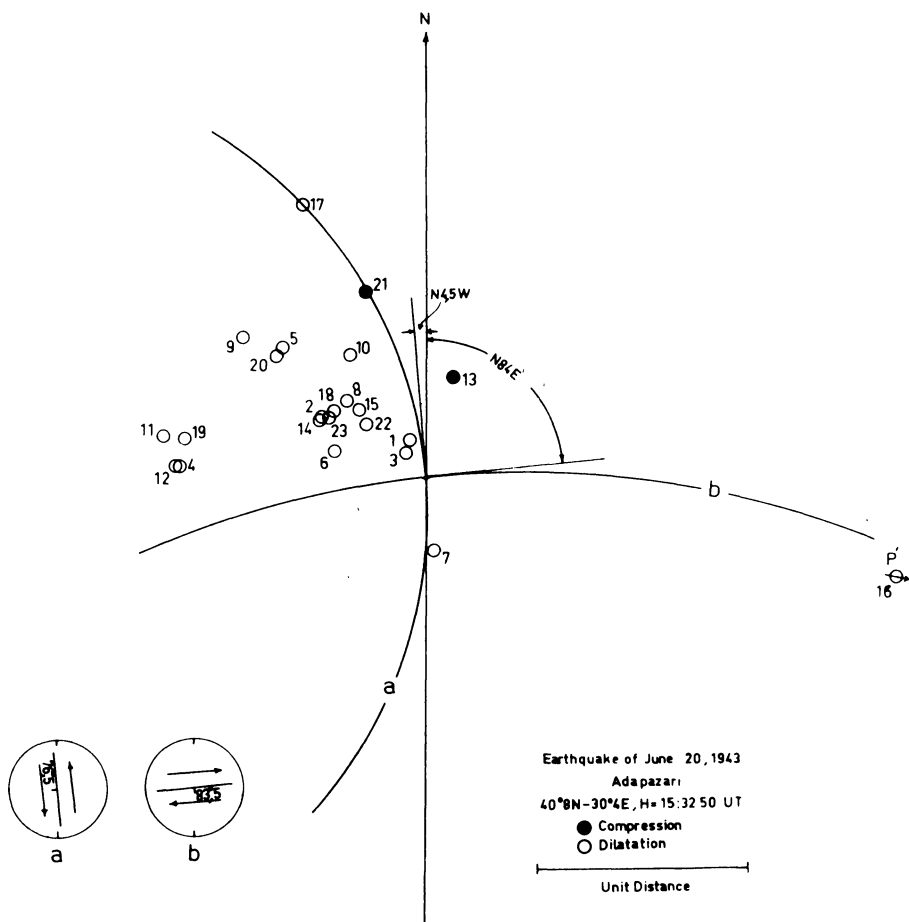


Fig. 4.

5. November 26, 1943:

Circle (a) was drawn as to leave the stations Nos. 13 and 17 in a separate sector than that of Nos. 2 and 27, and as there was marked only one station in each of the quadrants I and III, attention is paid to take particularly the radius of circle (b) large in order to avoid the effects of the circle (b) on the position of circle (a) (Fig. 5). For this earthquake, circle (b) may also be drawn in various positions.

Faulting is also strike-slip in this earthquake, and displacement is dextral for plane (a), so that the NE block slips to SE, and SW block to NW. It is sinistral for plane (b), and the NW block slips to SW, and the SE block to NE.

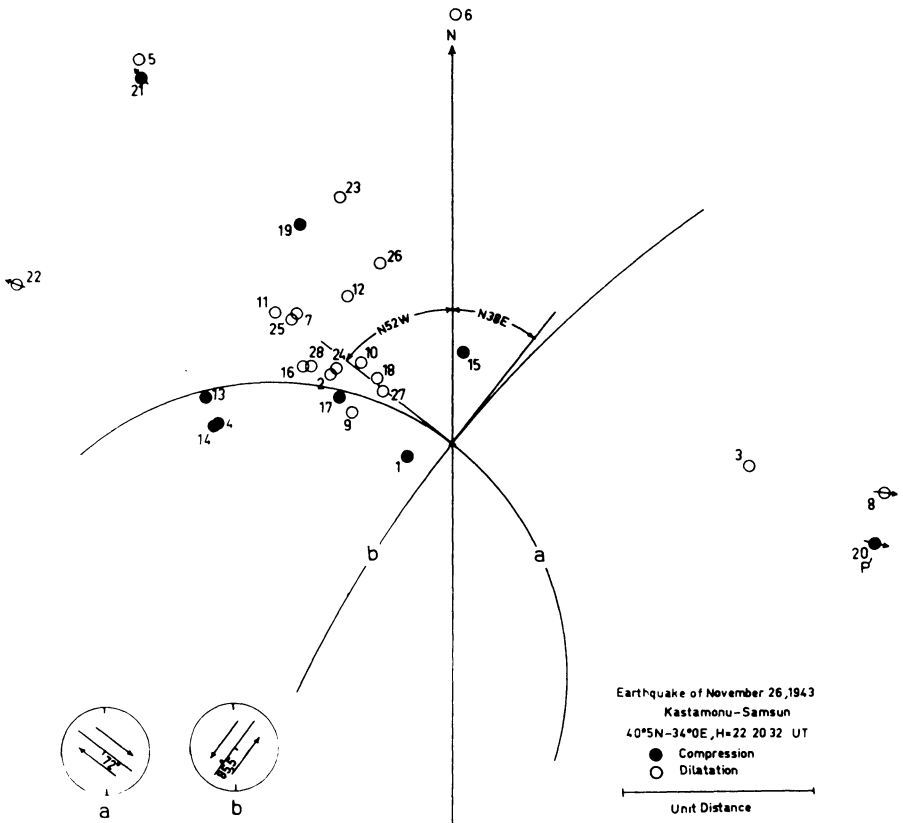


Fig. 5.

6. February 1, 1944:

The circle (a) is drawn so that the stations Nos. 1 and 26 would be in different sectors, and circle (b) is drawn to verify the orthogonality criterion, and meanwhile its radius is taken as large as possible so that the station No. 28 would be in the dilatation zone (Fig. 6).

$n = 29$, $n_1 = 4$ in this earthquake, and the stations which show inconsistency with the solution are Berkeley (3), Cartuja (7), Lisbon (15), and Ottawa (19). The percentage of inconsistency is 14%.

Faulting is strike-slip; the displacement for the plane (a) is dextral, so that the NW compartment slips to NE, and the SE compartment slips to SW. As for the plane (b) it is sinistral, and the NE compartment slips to NW, and the SW compartment to SE.

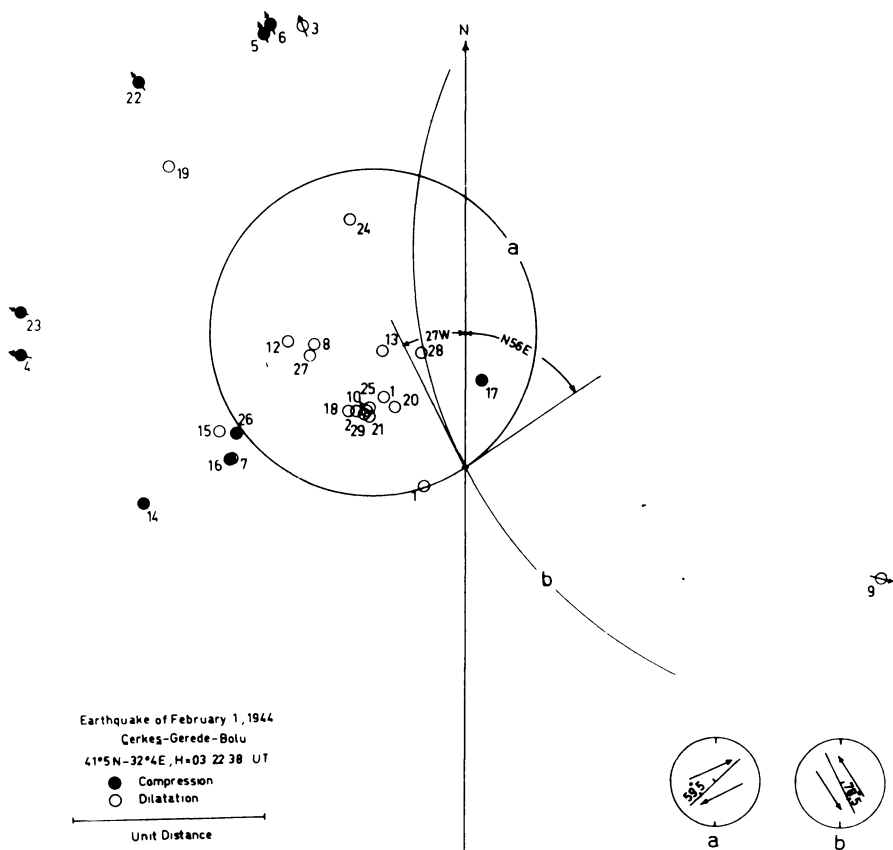


Fig. 6.

7. August 13, 1951:

The circle (a) is drawn as to distinguish the station No. 29 from No. 53, and No. 3 from No. 16, and No. 25 from No. 41, and No. 10 from No. 24, and while drawing the circle (b), attention is paid to leave the Station No. 37 in compression zone and No. 21 in dilatation zone (Fig. 7).

$n = 54, n_1 = 11$ in this earthquake, and the stations which show inconsistency with the solution are Alger (2), Calcutta (9), Djakarta (13), Fresno (14), Helwan (15), Mineral (26), Nizamiah Obs. (30), Paris (32), Reykjavik (39), Tamanrasset (48), and Toledo (49). The percentage of inconsistency is 20%.

Faulting is strike-slip for both of two planes. The displacement is dextral for the plane (a), and the compartment in South slips to West, and that in North to East. As for the plane (b), it is sinistral, and the compartment in West slips to South, and that in East to North.

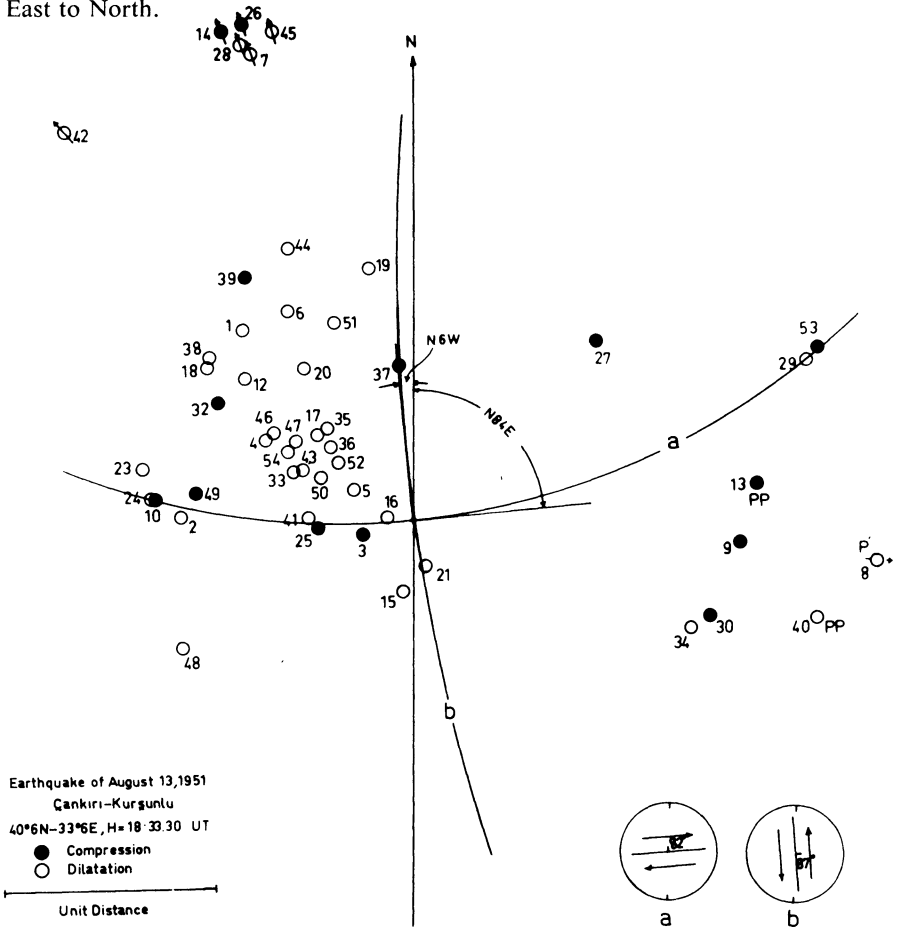


Fig. 7.

8. March 18, 1953:

The circle (a) is drawn in such a manner that the stations Nos. 38 and 6 will be in a different zone than that of the stations No. 33 and 36, in arranging the circle (b), attention is paid to leave the station No. 48 in the dilatation zone and the stations No. 17 and 28 in the compression zone (Fig. 8). But unfortunately, it is not possible to introduce the station No. 15 to the compression zone.

$n = 55, n_1 = 12$ in this earthquake, and the stations which show inconsistency with the solution are Cartuja (8), Cleveland (9), Djakarta (11), Helwan (15), Lamont Geol. Obs. (22), Malaga (25), Mineral (29), Mt. Hamilton (30), Paris (34), Resolute Bay (40), Scoresbysund (44), and Weston (52). The percentage of inconsistency is 22%.

In this earthquake, the faulting is strike-slip. The displacement is sinistral for plane (a), so that the NE compartment slips to NW, and the SW compartment to SE. It is dextral for plane (b), and the NW compartment slips to NE and the SE to SW.

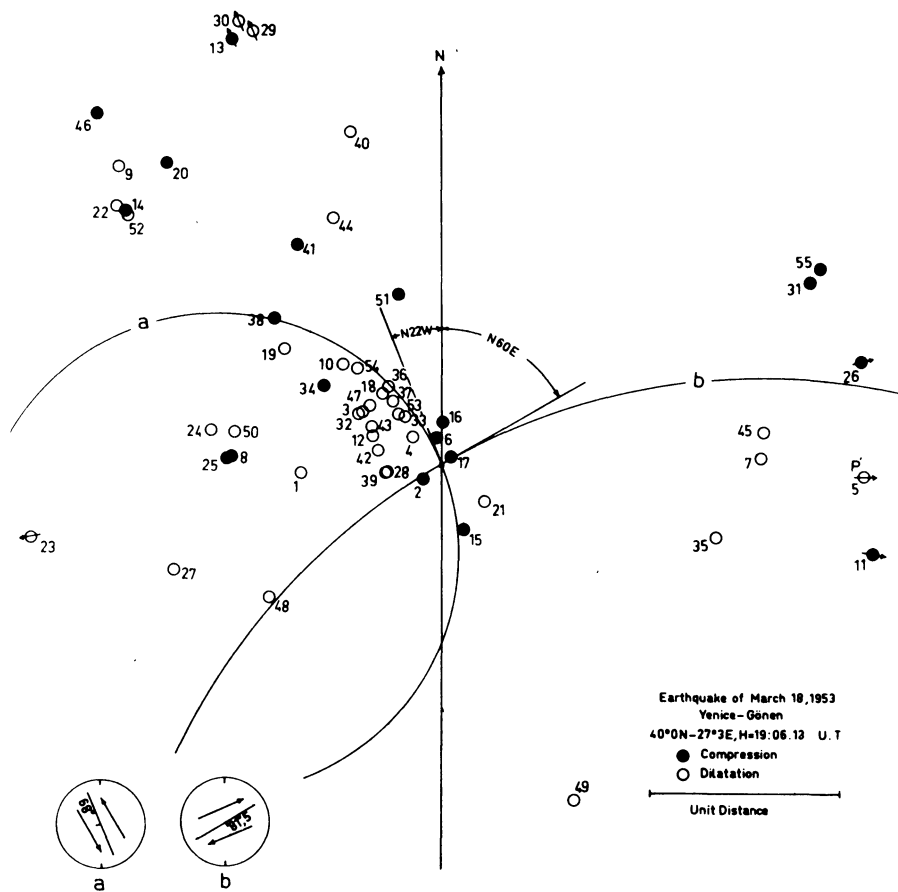


Fig. 8.

9. July 16, 1955:

In the diagram the (C) and (D) distributions show some confusion. In spite of this confusion, the E and W sectors are (D) zones, and N and S sectors are that of (C).

Firstly, the circle (b) is drawn as to leave the stations Nos. 6, 26, 63 and 23 in the compression zone and those of Nos. 8, 42, 62, 66 and 67 in the dilatation zone, and in a manner that the station No. 25 will be outside the circle. As for the circle (a) attention is paid to realize only the orthogonality criterion because of the insufficiency in the (C) and (D) distributions in the I. and III. quadrants (Fig. 9). For this reason, it cannot be claimed that the design of the circle (a) was satisfactory.

In this earthquake, $n = 72$, $n_1 = 24$, and the stations which show inconsistency with the solution are Abuyama (2), Baquio (4), Bozeman (9), Cartuja (10), Chur (11),

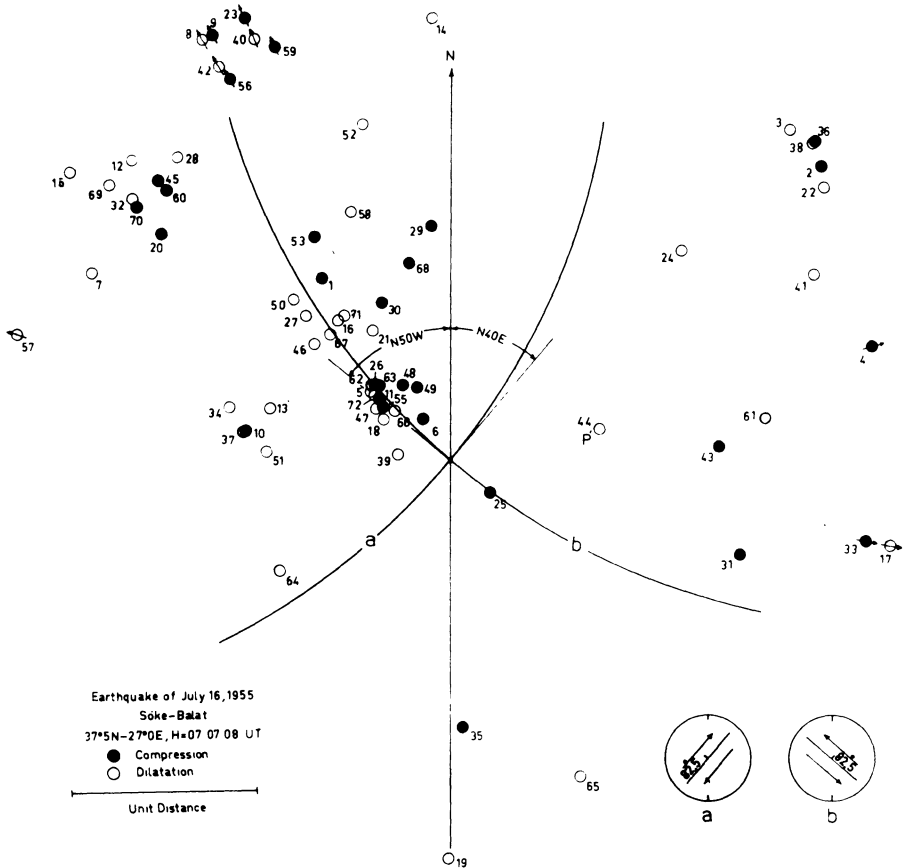


Fig. 9.

College (14), De Bilt (16), Grahamstown (19), Halifax (20), Hamburg (21), Kodaikanal (31), Lembang (33), Maebashi (36), Mt. Hamilton (40), New Delhi (43), Ottawa (45), Resolute Bay (52), Salo (55), Salt Lake City (56), Scoresbysund (58), Shawinigan Falls (60), Tananarive (65), and Witteveen (71). The percentage of inconsistency is 33%. Although this ratio is very high, the solution conforms to the solution given by HODGSON-COOK [1957], and for another position of the nodal lines, the ratio of inconsistency increases more than that in the solution above.

Faulting is again strike-slip, and motion of the plane (a) is dextral, so that the NW block slips to NE, and the SE block to SW. As for plane (b), it is sinistral, and the NE block slips to NW, and the SW block to SE.

VI. Conclusion

The direction of faulting was studied for nine earthquakes that occurred in Anatolia in the period 1938—1955.

Table III gives the results concerning 27 solutions obtained from 18 strong earthquakes that occurred in the Anatolian Peninsula and in the shores surrounding it by several authorities. But even a solution group of this abundance is not enough to study in detail the faulting mechanism of Anatolia and to determine the tectonophysical characteristics of this region. The problem from this point of view was taken up as a research project by my colleagues, Dr. N. CANITEZ and Mr. S. B. ÜÇER they begun to study this problem by means of electronic computer technique.

I wish to express my great thanks to my valuable colleagues working in seismological stations in various countries, and who have kindly arranged to obtain for us the material of which we made use in this research.

Table III: Fault Plane Solutions in some of Earthquakes occurred in Anatolia during the Period 1938—1964

Earthquake			Circle (a)				Circle (b)				Author	
No.	Date	φ_N	λ_E	Strike Dir.	Dip Dir.	Dip Angle	Strike Dip Comp.	Strike Dir.	Dip Dir.	Dip Angle	Strike Dip Comp.	Author
1	19. 4. 1938	39.5°	33.7°	N 55° W	S 35° W	89° SW	0.92 0.38 d	N 35° E	S 55° E	67.5° SE	1.00 0.00 s	Öcal
2	26.12. 1939	39.7	39.7	N 52° W	S 38° W	71.5 SW	0.99 0.11 d	N 38° E	S 52° E	83.5 SE	0.95 0.32 s	Öcal
3	Aftershock	39.7	39.7	N 59° W	S 31° W	60° SW	— d	N 53° E	N 27° W	54° NW	— s	Canitez [1]
4	20.12. 1942	40.7	36.6	N 52° W	S 38° W	71.5 SW	1.00 0.08 d	N 38° E	S 52° E	85.5 SE	0.95 0.32 s	Öcal
5	20. 6. 1943	40.8	30.4	N 4.5W	S 84° W	76.5 W	0.99 0.12 s	N 84° E	S 4.5° E	83.5 S	0.97 0.23 d	Öcal
6	26.11. 1943	40.5	34.0	N 52° W	S 38° W	72° SW	1.00 0.08 d	N 38° E	S 52° SE	85.5 SE	0.95 0.31 s	Öcal
7	1. 2. 1944	41.5	32.4	N 56° E	N 34° W	59.5 NW	0.97 0.23 d	N 27° W	N 63° E	78.5 NE	0.86 0.52 s	Öcal
8	17. 8. 1949	39.5	40.6	N 66° W	N 24° E	81° NE	— d	N 9° E	N 81° W	74° NW	— s	Canitez [1]
9	13. 8. 1951	40.6	33.6	N 84° E	N 6° W	82° N	1.00 0.05 d	N 6° W	N 84° E	87° E	0.99 0.14 s	Öcal
10	13. 8. 1951	41.0	33.0	N 70° E	N 20° W	80° NW	— d	N 17° W	N 73° E	76° NE	— s	Karapetyan [5]
11	13. 8. 1951	40.8	33.3	N 71° E	N 19° W	71° NW	— s	N 51° W	S 39° W	55° SW	— s	Karapetyan [5]
12	13. 8. 1951	41.2	33.0	N 70° E	S 20° E	65° SE	— s	N 17° W	N 73° E	80° NE	— s	Sobouti [1]
13	13. 8. 1951	40.8	33.3	N 88° E	N 2° W	75° NW	— d	N 7° E	N 83° W	63° NW	— s	Canitez [1]
14	20.10. 1951	43.0	32.5	N 11° E	S 79° E	84° SE	— d	—	—	18°	— s	Karapetyan [5]
15	18. 3. 1953	40.0	27.3	N 22° W	S 68° W	68.5 SW	0.94 0.34 s	N 60° E	S 30° E	81.5 SE	0.92 0.40 d	Öcal
16	18. 3. 1953	40.1	27.3	N 68° E	S 22° E	68° SE	— d	N 11° W	S 79° W	47° SW	— s	Canitez [1]
17	16. 7. 1953	37.5	27.0	N 40° E	N 50° W	84° NW	— d	N 50° W	N 40° E	84° NE	— s	Hodgson-Cock [3]
18	16. 7. 1953	37.5	27.0	N 40° E	N 50° W	82° NW	0.99 0.13 d	N 50° W	N 40° E	82.5 NE	0.99 0.14 s	Öcal
19	9. 7. 1956	37	26	N 43° E	N 47° W	72° NW	— d	N 62° W	S 28° W	55° SW	— s	Hodgson-Stevens
20	24. 4. 1957	36.5	29.1	N 29° E	N 51° W	90°	— d	—	—	—	— s	Öcal [6]
21	24. 4. 1957	36.3	29.1	N 6° W	S 84° W	74° SW	— s	N 26° W	N 64° E	18° NE	— d	Papazachos [8]
22	25. 4. 1957	36.5	28.9	N 52.5° E	S 37.5° E	87.5 SE	— d	N 36.5° W	N 53.5° E	62° NE	— s	Öcal [6]
23	25. 4. 1957	36.5	28.9	N 30° E	N 60° W	80° NW	— s	N 51° W	N 39° E	50° NE	— d	Papazachos [8]
24	26. 4. 1957	36.3	29.1	N 4° E	N 86° W	31° NW	— d	N 21° W	N 69° E	59° NE	— s	Papazachos [8]
25	26. 5. 1957	40.6	31.2	N 78.5° E	S 11.5° E	74.5 SE	— d	N 12.5° W	N 77.5° E	87° NE	— s	Öcal [6]
26	23. 5. 1961	38.6	28.7	N 86° E	N 4° W	30° NW	— d	N 72° W	S 18° W	62° SW	— s	Üçer [10]
27	6. 10. 1964	40.3	28.0	N 71° W	N 19° E	60° NE	— d	N 71° W	S 19° W	30° SW	— s	Öcal, Taner, Üçer [7]

References

- [1] CANITEZ, N.: Gravite Anomalileri ve Sismolojiye göre Kuzey Anadolu Arz Kabugunun Yapisi. Crustal Structure in Anatolia determined by means of Gravity Anomalies and Dispersion of Seismic Surface Waves — Doktora tezi, I. T. Ü. Maden Fakültesi, İstanbul, 1962.
- [2] FARA, H. D.: A new Catalogue of Earthquake Fault-Plane Solutions. Bull. Seism. Soc. Am. 54, 1491—1517, 1964.
- [3] HODGSON, J. H., and J. I. COCK: Direction of Faulting in Some of the Larger Earthquakes of 1954—1955. Publ. Dom. Obs., Ottawa 19, 221, 1957.
- [4] HODGSON, J. H., and A. E. STEVENS: Direction of Faulting in Some of the Larger Earthquakes of 1955—1956. Publ. Dom. Obs., Ottawa 19, 281, 1958.
- [5] KARAPETYAN, N. K.: The Dynamic Parameters of Some Seismic Foci in the Caucasus. Akad. Nauk SSSR, Ives. Ser. Geofiz., No. 2, 1958.
- [6] ÖCAL, N.: Determination of the Mechanism of Some Anatolian Earthquakes. I. U. G. G., Symposium on Earthquake Mechanism, Dominion Observatory, Ottawa 24, 365—370, 1961.
- [7] ÖCAL, N., D. TANER and S. B. ÜÇER: Manyas-Karacabey Depremi. 6. Ekim. 1964. Manyas-Karacabey Earthquake on October 6, 1964 — Publ. Kandilli Observatory, 1965.
- [8] PAPAACHOS, B. K.: A Contribution to the Investigation of Earthquake Mechanism in Greece. Atina, 1961.
- [9] SCHEIDEGGER, A. E.: Statistical Analysis of Recent Fault-Plane Solutions of Earthquakes. Bull. Seism. Soc. Am. 49, 337, 1959.
- [10] ÜÇER, S. B.: Fault-Plane Solution of Mugla Earthquake on May 23, 1961. Publ. Kandilli Observatory, 1966.

Zur Theorie der WIECHERTmodelle

Von K. LEDERSTEGER, Wien¹⁾

Eingegangen am 4. März 1966

Vor einigen Jahren habe ich aus den WAVRESchen Schichtungssätzen [WAVRE 1932] das sogenannte Prinzip der Entblätterung abzuleiten versucht, das die Begründung der Theorie der hydrostatischen Gleichgewichtsfiguren auf dem Außenraumpotential erleichtern sollte [LEDERSTEGER 1962, 1964]. Das „Prinzip“ besagt, daß man bei einer Gleichgewichtsfigur Schale für Schale abheben kann, wodurch eine Reihe von Gleichgewichtsfiguren entsteht, die schrittweise in Masse und Dimensionen abnehmen. Dies würde bedeuten, daß jede von zwei Niveauflächen begrenzte Schale auf den Innenraum der kleineren der beiden Niveauflächen keine Kraft ausübt, also im ganzen Innenraum konstantes Potential besitzt.

Kürzlich hat nun K. MACKE [1964] mit seinen Mitarbeitern, besonders K. Voss [1965] die Theorie des Gleichgewichts einer inkompressiblen Flüssigkeit auf der Tatsache begründet, daß die Variation der potentiellen Energie im rotierenden System verschwinden muß. Diese Theorie beschränkt sich bisher auf das N -Schalen-Modell, das aus N homogenen Schichten aufgebaut ist. Der physikalisch wichtigere Fall eines stetigen Dichtegesetzes, das der Forderung von LEGENDRE und LAPLACE genügt, ist noch völlig offen. Die numerische Durchrechnung des Zweischalenmodelles führte nun auf eine größere Abplattung des Kernes, als sie sich nach dem Prinzip der Entblätterung ergibt, und erweckte daher berechtigte Bedenken gegen dieses Prinzip. Denn das Prinzip wurde aus dem ersten WAVRESchen Schichtungssatz abgeleitet, demzufolge das Verhältnis der transformierten Dichte $\sigma = (-4\pi k^2 \rho + 2\omega^2)$ zur Schwere in jedem Punkt der Gleichgewichtsfigur nur von der Schichtung, d. h. der rein geometrischen Verteilung der Flächen gleicher Dichte in seiner Umgebung abhängt. Hebt man die darüberliegenden Schalen ab, so bleibt in der Restfigur wohl die transformierte Dichte und die Schichtung unverändert, aber es wird bei der Argumentation versehentlich vorausgesetzt, daß die Flächen gleicher Dichte auch nach der Entblätterung Niveauflächen sind, womit das Prinzip eigentlich vorweggenommen ist. Mithin ist dieser Beweis tatsächlich hinfällig.

Daraus darf aber natürlich nicht der Schluß gezogen werden, daß die Entblätterung auf die beiden, schon der klassischen Theorie bekannten Fälle der geschichteten Kugel und des homogenen Ellipsoides beschränkt ist. Wie sich auf ganz anderem Wege

¹⁾ Prof. Dr. Dr. h. c. K. LEDERSTEGER, Institut für Höhere Geodäsie der Technischen Hochschule, Wien IV, Karlsplatz 13.

zeigen läßt, ist die Methode der Entblätterung in dem weitaus wichtigsten Falle des stetigen Dichtegesetzes

$$\varrho = \varrho_{\max} \left[1 - v \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right]^2 \quad (1)$$

der „einparametrischen“ Gleichgewichtsfiguren — so genannt, weil zu ihrer eindeutigen Festlegung aus der Masse E und der Oberfläche S die Kenntnis des ersten Formparameters genügt — gerechtfertigt. Dieses Gesetz wurde auf ganz anderer Grundlage, nämlich aus der Forderung, daß die Änderung des Formparameters f_4 im Außenraum der Masse an deren Oberfläche verschwindet, und aus der Diskussion des verallgemeinerten LÉVYSCHEN Ansatzes für das stetige Dichtegesetz abgeleitet [LEDERSTEGGER 1964, Seite 66—72]. Einige andere Ansätze eines stetigen Dichtegesetzes konnten zum Teil a priori widerlegt werden, wie die auch heute noch vielfach verwendeten Dichtegesetze von ROCHE und LIPSCHITZ. Mit Hilfe der Entblätterung kann man die Abplattungsfunktion dieser einparametrischen Gleichgewichtsfiguren bequem berechnen. Die Anwendung auf das einparametrische Normalsphäroid der Erde liefert nicht nur den Grenzwert der Abplattung im Zentrum, sondern stimmt auch verblüffend mit der Abplattungsfunktion überein, die BULLARD [1948] auf andere Weise auf Grund der Dichteverteilung von Bullen erhalten hat. Es zeigt sich, daß vor allem der Dichtesprung an der Kernoberfläche kaum etwas an dem Ergebnis ändert. Nebenbei bemerkt, dürfte diese Überlegung auch zeigen, daß man keineswegs mit dem N -Schalenmodell beim Grenzübergang $N \rightarrow \infty$ jede beliebige stetige Dichtefunktion approximieren kann.

Wir wenden uns den WIECHERT-Modellen zu und suchen eine, von der Theorie MACKE-VOSS völlig unabhängige, möglichst exakte Lösung. Das allgemeine Zweischaalenmodell hat sieben freie Parameter, nämlich die Mantel- und die Kerndichte (ϱ_m und ϱ_k) oder die Mantel- und die Kernmasse (E_m und E_k), ferner Achse und Abplattung der Oberfläche (a und e) und der Kernoberfläche (a_k und e_k) und schließlich die Rotationsgeschwindigkeit ω . Ist die G_e Gesamtmasse $E = E_m + E_k$ gegeben, so reduziert sich die Zahl der freien Parameter auf sechs. Im allgemeinen wird weder die Oberfläche noch die Kernoberfläche einer derartigen Massenkonfiguration eine Niveaufläche sein; sollen beide Flächen streng Ellipsoide sein, so ist Gleichgewicht von vornherein ausgeschlossen. Beim Zweischaalen-Modell soll nun unbedingt die Kernoberfläche ellipsoidisch sein. Soll die Oberfläche eine Niveaufläche sein, so muß in Näherung 4.0. die HELMERTSche Gleichung

$$3 J_2 = 2 e - \bar{e} - 2 e^2 + 2 e \bar{e} - \frac{5}{4} J_4 \quad (2)$$

erfüllt sein, welche gegebenenfalls als Bestimmungsgleichung für ω gelten kann, da ja die Massefunktionen J_2 und J_4 durch die Massenkonfiguration eindeutig festliegen. Gleichung (2) verbindet also vermöge $\bar{e} = \omega^2 a^3 / k^2 E$ die Gesamtmasse und die Ober-

fläche mit der Rotationsgeschwindigkeit, doch repräsentiert sie natürlich nicht die Gleichgewichtsbedingung $\omega = \omega(E, S)$; wohl könnte J_4 leicht durch den Formparameter f_4 ersetzt werden:

$$3J_2 = 2e - \bar{e} + \frac{9}{7}e\bar{e} - \frac{2}{7}f_4, \quad (2a)$$

doch ist die Massefunktion J_2 nicht elimiert. Tatsächlich ist die Bedingung, daß die Oberfläche eine Niveaufläche ist, eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für das Gleichgewicht einer heterogenen Figur. Ist aber auch die Kernoberfläche eine Niveaufläche, so ist das Gleichgewicht gesichert und es liegt eines der \propto^4 WIECHERTmodelle, eine zweiparametrische Gleichgewichtsfigur vor.

Als Ausgangswerte mögen die Erdmasse E , das Trägheitsmoment C der Erde um die Rotationsachse, ihre Rotationsgeschwindigkeit und die Äquatorradien der Oberfläche (a) und der Kernoberfläche ($a_k = a - 2900$ km) dienen:

$$\begin{aligned} E &= 5973 \cdot 10^{24} \text{ g}; \quad a = 6,378165 \cdot 10^8 \text{ cm}; \quad a_k = 3,478165 \cdot 10^8 \text{ cm}; \\ C &= 80470,5 \cdot 10^{40} \text{ g cm}^2; \quad \omega^2 = 5,317496 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-2} \end{aligned} \quad (3)$$

dienen. Diese Werte, die eindeutig ein WIECHERTmodell definieren, stimmen vermutlich weitgehend mit den VOSS'schen Ausgangsdaten überein. Es sei nur noch bemerkt, daß die statische Abplattung $J_2 = (C - A)/Ea^2$ ein bequemerer Ausgangsdatum als C darstellt, weil die Differenz der Trägheitsmomente eine STOKESSche Konstante ist. Mit den Daten (3) ist bereits

$$\bar{e} = 346319 \cdot 10^{-8} \quad (3a)$$

gegeben. Laut brieflicher Mitteilung folgen nach MACKE-VOSS die Abplattungswerte

$$e = 1:298,3 = 335233 \cdot 10^{-8}; \quad e_k = 1:417,7 = 239406 \cdot 10^{-8}.$$

Für ein homogenes Ellipsoid (a, e) mit der Dichte ρ_m des Mantels benötigen wir die Teilmasse E_1 , während die Restmasse E_2 zusätzlich homogen im Kern zu verteilen ist. Dann gilt mit sehr guter Approximation:

$$C = \frac{2}{5}E_1a^2 + \frac{2}{5}E_2a_k^2 = \frac{2}{5}Ea_k^2 + \frac{2}{5}E_1(a^2 - a_k^2) \quad (4)$$

und damit

$$E_1 = 4510,2155 \cdot 10^{24} \text{ g}; \quad E_2 = 1462,7845 \cdot 10^{24} \text{ g}, \quad (5)$$

wobei die drei letzten Dezimalen nur wegen der inneren Rechengenauigkeit mitgeführt werden. In Wahrheit sind ja die Oberflächen der Zweischalenmodelle gar keine Ellipsoide und die Verwendung der streng ellipsoidischen Formeln bedeutet exakt eine Beschränkung auf die Näherung 2.0. Wegen der auffallenden Kleinheit der Formparameter f_4 — die Abweichung der Oberflächen von den Ellipsoiden (a, e) beträgt

maximal nur wenige Meter — könnten die Modelle aber sogar in Näherung 6.0 mit diesen Formeln berechnet werden. Führt man in die streng ellipsoidischen Formeln:

$$\begin{aligned} J_2 &= J_{21}(E_1: E) + J_{22}(E_2: E)(a_k: a)^2 \\ J_4 &= J_{41}(E_1: E) + J_{42}(E_2: E)(a_k: a)^4 \end{aligned} \quad (6)$$

für die Massefunktionen des homogenen Ellipsoides die Näherungen 4.0. ein:

$$\begin{aligned} J_{21} &= \frac{1}{5}(2e - e^2); & J_{22} &= \frac{1}{5}(2e_k - e_k^2); \\ J_{41} &= -\frac{12}{35}e^2; & J_{42} &= -\frac{12}{35}e_k^2, \end{aligned} \quad (7)$$

so findet man mit den obigen Werten für die Abplattungen

$$J_2 = 108050 \cdot 10^{-8}; \quad J_4 = -295,2 \cdot 10^{-8},$$

womit Gleichung (2) auf einen kleinen Widerspruch führt, der bei festgehaltenem e durch eine Vergrößerung der Kernabplattung um 2,1% getilgt werden kann:

$$\begin{aligned} e &= 335233 \cdot 10^{-8} = 1:298,30; \quad e_k = 244461 \cdot 10^{-8} = 1:409,06; \\ J_2 &= 108197 \cdot 10^{-8}; \quad J_4 = -295,4 \cdot 10^{-8}; \quad f_4 = -261,4 \cdot 10^{-8}. \end{aligned} \quad (8)$$

Der Formparameter

$$f_4 = \frac{7}{2}e^2 - \frac{5}{2}e\bar{e} + \frac{35}{8}J_4 \quad (9)$$

definiert die Abweichung der Oberfläche vom Rotationsellipsoid.

Das Modell (8) hat merkwürdigerweise nicht nur die Rotationsgeschwindigkeit und die Oberfläche, sondern auch beide Trägheitsmomente sehr nahe mit der Normalfigur der Erde gemeinsam. Sie kann also noch nicht hinreichend das gesuchte WIECHERTmodell sein. Denn bei der Erde müßte das Trägheitsmoment C gegenüber dem WIECHERTmodell wegen der Massenkonzentration im Mantel und im Kern merklich absinken. Überdies glaube ich kürzlich gezeigt zu haben [LEDERSTEGE 1965], daß es überhaupt keine derartige Gleichgewichtsfigur gibt, so daß wir streng zwischen der Normalsphäroid und der Gleichgewichtsfigur der Erde zu unterscheiden haben, wobei letzterer ein größerer Drehimpuls zukommt. Solche Fälle sind in der Natur nicht unbekannt; man denke bloß an den Mond, der bei der heutigen Rotationsdauer gleichfalls keine Gleichgewichtsfigur repräsentiert [LEDERSTEGE 1964a].

Da wir die Bedingung, daß auch die Kernoberfläche Niveaufläche ist, nicht als eine Beziehung zwischen den freien Parametern des Zweischalenproblems formulieren können, lassen die Ausgangdaten (3) in Verbindung mit (2) noch unendlich viele Lösungen (e, e_k) zu. Jedes derartige Wertepaar bringt klar die Koppelung der zwei Schalen zum Ausdruck, aber nur eines davon ist das gesuchte WIECHERTmodell. Da in der Reihe

dieser Lösungen e_k mit e ständig abnimmt, ist die untere Grenze durch $e_k = 0$, d. h. durch eine Kernkugel, definiert:

$$\begin{aligned} e &= 315712 \cdot 10^{-8} = 1:316,75; e_k = 0; J_2 = 95207 \cdot 10^{-8} \\ J_4 &= -258,0 \cdot 10^{-8}; f_4 = -373,8 \cdot 10^{-8}. \end{aligned} \quad (10)$$

Weil ferner in der Gleichgewichtsfigur sicherlich $e_k < e$ sein muß, können wir die obere Grenze der Reihe der Zweischalenmodelle durch $e = e_k$ festlegen und finden hierfür:

$$\begin{aligned} e = e_k &= 343095 \cdot 10^{-8} = 1:291,46; J_2 = 113428 \cdot 10^{-8} \\ J_4 &= -313,5 \cdot 10^{-8}; f_4 = -222,0 \cdot 10^{-8}. \end{aligned} \quad (11)$$

Alle diese unendlich vielen Zweischalenmodelle zwischen (10) und (11) sind bis auf das gesuchte WIECHERTmodell überhaupt keine „Gleichgewichtsarrangements“, d. h. Massenanordnungen, welche für einen bestimmten, durch die Gleichgewichtsbedingung definierten Wert der Rotationsgeschwindigkeit zu hydrostatischen Gleichgewichtsfiguren werden. Denn die Oberflächen sind bereits durch (2), natürlich nur in Näherung 4.0., bestimmt und bei jeder Änderung der Rotationsgeschwindigkeit würde die Oberfläche dieser Massenanordnungen nicht mehr Niveaufläche sein können, da ja die Massefunktionen bloß von der Massenkonfiguration, nicht aber von ω abhängen.

In der ganzen Reihe (e, e_k) unserer Zweischalenmodelle sind die Dichten des Mantels und des Kernes fast konstant, was natürlich mit der Konstanz von E_1 und E_2 zusammenhängt:

$$\varrho_m = \frac{3 E_1}{4 \pi} \frac{1}{a^3 (1-e)}; \varrho_k = \frac{3 E_2}{4 \pi} \frac{1}{a_k^3 (1-e_k)} + \varrho_m$$

oder

$$\varrho_m = 4,149745 : (1-e); \varrho_k = 8,299295 : (1-e_k) + \varrho_m. \quad (12)$$

Für die obigen drei Lösungen findet man:

$$\begin{array}{lll} e = 343095 \cdot 10^{-8} : \varrho_m = 4,1640; & \varrho_k = 12,4918 \\ & 335233 & 4,1637 & 12,4833. \\ & 315712 & 4,1629 & 12,4622 \end{array} \quad (13)$$

Um das Potential des Mantels in den Punkten der Kernoberfläche zu bestimmen, haben wir jeweils vom Potential des Volellipsoides der Masse E_1 mit der Polachse $c = a(1-e)$ das Potential des Kernellipsoides der Teilmasse E_1' mit der Polachse $c_k = a_k(1-e_k)$ abzuziehen, wobei sich der innerhalb des Kernes liegende Teil der Masse E_1 aus

$$E_1' = \left(\frac{a_k}{a}\right)^3 \frac{(1-e_k)}{(1-e)} E_1 = 731,4095 \cdot \frac{(1-e_k)}{(1-e)} \cdot 10^{24} \text{ g} \quad (14)$$

bestimmt. Bei Entwicklung mit Einschluß der Glieder in e^2 findet man so für das Potential des Mantels in einem Punkt (x, y, z) der Kernoberfläche:

$$\begin{aligned}
 V_M = & \frac{3}{2} \frac{k^2 E_1}{c} \left[\left(1 - \frac{2}{3} e - \frac{1}{5} e^2 \right) - \frac{x^2 + y^2}{c^2} \left(\frac{1}{3} - \frac{4}{5} e + \frac{18}{35} e^2 \right) \right. \\
 & - \left. \left(\frac{z}{c} \right)^2 \left(\frac{1}{3} - \frac{2}{5} e - \frac{1}{35} e^2 \right) \right] - \frac{3}{2} \frac{k^2 E_1'}{c_k} \left[\left(1 - \frac{2}{3} e_k - \frac{1}{5} e_k^2 \right) \right. \\
 & - \left. \frac{x^2 + y^2}{c_k^2} \left(\frac{1}{3} - \frac{4}{5} e_k + \frac{18}{35} e_k^2 \right) - \left(\frac{z}{c_k} \right)^2 \left(\frac{1}{3} - \frac{2}{5} e_k - \frac{1}{35} e_k^2 \right) \right]
 \end{aligned} \quad (15)$$

Diese Formel wenden wir auf einen Polpunkt ($x = y = 0, z = c_k$) und auf einen Äquatorpunkt ($x^2 + y^2 = a_k^2, z = 0$) an. Da es nur auf die Differenz $V_P - V_A$ ankommt, können wir die Hauptglieder unterdrücken und finden:

$$\begin{aligned}
 \Delta V_P = & -\frac{3}{2} \frac{k^2 E_1}{c} \left(\frac{1}{3} - \frac{2}{5} e - \frac{1}{35} e^2 \right) (c_k : c)^2 + \frac{3}{2} \frac{k^2 E_1'}{c_k} \left(\frac{1}{3} - \frac{2}{5} e_k - \frac{1}{35} e_k^2 \right), \\
 \Delta V_A = & -\frac{3}{2} \frac{k^2 E_1}{c} \left(\frac{1}{3} - \frac{4}{5} e + \frac{18}{35} e^2 \right) (a_k : c)^2 + \frac{3}{2} \frac{k^2 E_1'}{c_k} \left(\frac{1}{3} - \frac{4}{5} e_k + \frac{18}{35} e_k^2 \right) (a_k : c_k)^2.
 \end{aligned} \quad (16)$$

Andererseits ist das Kernellipsoid der Masse $E_k = E_2 + E_1'$ für eine andere Rotationsgeschwindigkeit ω_1 ein MACLAURINSches Ellipsoid. Diese Rotationsgeschwindigkeit ergibt sich aus der Gleichung:

$$\bar{e}_k = \omega_1^2 a_k^3 / k^2 E_k = \frac{4}{5} e_k + \frac{22}{35} e_k^2. \quad (17)$$

Auf der Kernoberfläche gilt also gleichzeitig:

$$\begin{aligned}
 V_K + \frac{1}{2} \omega_1^2 (x^2 + y^2) &= \text{const}, \\
 V_K + V_M + \frac{1}{2} \omega^2 (x^2 + y^2) &= \text{const},
 \end{aligned}$$

daher:

$$V_M - \frac{1}{2} (\omega_1^2 - \omega^2) (x^2 + y^2) = \text{const}. \quad (18)$$

und es folgt im Falle des Gleichgewichtes:

$$(V_A - V_P) = (\Delta V_A - \Delta V_P) = \frac{1}{2} (\omega_1^2 - \omega^2) a_k^2. \quad (19)$$

Mit diesen Formeln finden wir für die drei berechneten Modelle:

e	ΔV_A	ΔV_P	$(V_A - V_P)$	ω_1^2	D	$(V_A - V_P - D)$
343095:	0,00	0,00	0,00	9,572467	+25,74	-25,74
335233	+ 2,68	- 4,98	+ 7,66	6,817342	+ 9,07	- 1,41
315712	+ 8,85	-17,86	+26,71	0	-32,16	+58,87

Hierin bezeichnet D die Differenz $\frac{1}{2}(\omega_1^2 - \omega^2) a_k^2$ der Fliehkraftpotentiale; alle Potentiale sind in Einheiten $10^7 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2}$ gegeben. Für das WIECHERTmodell muß $(V_A - V_P - D)$ verschwinden. Zur Erleichterung der Interpolation wird man noch ein Modell, etwa $e = 334500 \cdot 10^{-8}$, zwischenschalten und findet so die gesuchte Gleichgewichtsfigur:

$$\begin{aligned} e &= 334791 \cdot 10^{-8} = 1:298,69, \quad e_k = 238916 \cdot 10^{-8} = 1:418,57; \\ J_2 &= 107903 \cdot 10^{-8}; \quad J_4 = -294,4 \cdot 10^{-8}; \quad f_4 = -263,7 \cdot 10^{-8}. \end{aligned} \quad (20)$$

Die gegen die Lösung (8) geäußerten Bedenken entfallen hier, weil die beiden Größen e und J_2 entsprechend gesunken sind. Als durchgreifende Kontrolle werden noch die Gesamtpotentiale im Pol und Äquator der Kernoberfläche und der freien Oberfläche berechnet, wobei natürlich die Äquatorwerte um das Potential F der Fliehkraft vermehrt werden:

$$\begin{aligned} \text{Kernoberfläche: } V_P &= 91897,73 \cdot 10^7; \quad (V_A + F_A) = 91897,70 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2} \\ \text{freie Oberfläche: } V_P &= 62604,89 \cdot 10^7; \quad (V_A + F_A) = 62604,74 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-2}. \end{aligned}$$

In der geringen Abweichung der beiden Werte der letzten Zeile kommt der Einfluß der Depression der Massenkonfiguration gegenüber dem achsengleichen Rotationsellipsoid zum Ausdruck.

Die Niveauflächen innerhalb des Kernes sind zur Kernoberfläche a_k, e_k ähnliche Ellipsoide. Denn in diesen Flächen ändern sich gemäß (16) die Differenzen $(\Delta V_A - \Delta V_P)$ proportional zu D , so das stets $(V_A - V_P - D) = 0$ ist.

Selbstverständlich kann man die gegenseitige Koppelung der beiden Schalen auch umgekehrt nachweisen. Bei gegebener Gesamtmasse kann man zu jedem der $\propto 4$ möglichen Kernellipsoide (E_k oder $\varrho_k, a_k, e_k, \omega$) mit einer Wahl für die Manteldichte ϱ_m jedesmal eindeutig Achse a und Abplattung e der gleichzeitig als Niveaufläche berechneten Oberfläche auffinden. Es ergeben sich jetzt also über jedem Kernellipsoid unendlich viele Wertepaare (a, e) , von denen nur eines ein WIECHERTmodell repräsentiert. Die erste Grenze ist durch $\varrho_m = \varrho_k$, d. h. durch $E_1 = E$ gegeben und ist eine homogene Gleichgewichtsfigur, die aber nicht als Grenzfall eines WIECHERTmodelles betrachtet werden kann, weil ja dabei die ursprüngliche Kernoberfläche gar nicht Niveaufläche bleibt. Auflösung von (2) nach \bar{e} liefert die MACLAURINSche Bedingung und Achse a und Abplattung e dieses MACLAURINSchen Ellipsoides sind daher durch:

$$E_1 = E = \frac{4}{3} \pi a^3 (1 - e) \varrho_k; \quad \omega^2 a^3 / k^2 E = \frac{4}{5} e + \frac{22}{35} e^2 \quad (21)$$

bestimmt. Für das Kernellipsoid des WIECHERTmodelles (20) mit $\sigma_k = 12,482856$ liefert dies z. B. das MACLAURINSche Ellipsoid: $a = 4,853945 \cdot 10^8 \text{ cm}$, $e = 113822 \cdot 10^{-8}$. Man sieht, daß man die erste Grenze besser durch $e = e_k$ definiert hätte. Als einziges WIECHERTmodell resultiert natürlich die Figur (20), während die zweite Grenze infolge der Beschränkung auf den sphäroidischen Fall nur fließend angegeben werden

kann. Ansonst wäre $q_m = \min.$ durch jene Lösung gegeben, bei der die Schwerkraft im Äquator verschwindet.

Ein Sonderfall liegt vor, wenn das gegebene Kernellipsoid eines der α^3 möglichen MACLAURINSCHEN Ellipsoide (E_k, a_k, e_k) oder (E_k, a_k, ω) ist. Dann fallen die beiden Definitionen $q_m = q_k$ und $e = e_k$ der ersten Grenze zusammen und das resultierende MACLAURINSCHEN Ellipsoid ist bereits die gesuchte Figur, die jetzt tatsächlich den Grenzfall eines WIECHERTmodelles darstellt. Ist schließlich $E_k = E$, d. h. $E_1 = 0$, so findet man die ganze Schar der äußeren Niveauflächen des gegebenen MACLAURINSCHEN Ellipsoides, die sämtlich als fiktive Grenzfälle von WIECHERTmodellen der Manteldichte Null gedeutet werden können.

Für das Problem der Normalfigur der Erde oder allgemein der Figur der Himmelskörper sind die WIECHERTmodelle lediglich als fiktive Grenzfälle bemerkenswert. Sie gestatten die Lage der Normalfigur der Erde abzuschätzen. Denn diese Normalfigur müßte unbedingt zwischen der einparametrischen Lösung mit dem stetigen Dichtegesetz (1) und dem koordinierten WIECHERTmodell liegen, und natürlich wesentlich näher der einparametrischen als der zweiparametrischen Lösung. Nun aber zeigt sich, daß bei gegebenem (E, a, ω, J_2) und bei gegebener Kerntiefe (a_k) beim WIECHERTmodell die beiden genannten Figuren ein größeres Trägheitsmoment C als die wirkliche Erde haben, und daß umgekehrt bei gegebenen Daten (E, a, ω, C) und a_k beide Grenzfiguren eine kleinere statische Abplattung besitzen als die Erde. An dem eigentlichen Ergebnis meiner bisherigen Untersuchungen, nämlich an der Notwendigkeit einer Unterscheidung zwischen der Gleichgewichtsfigur und dem Normalsphäroid der Erde ändert somit die vorhergehende Berichtigung in der Berechnung der WIECHERTmodelle nichts. Die Frage der Entblätterung im weitaus wichtigsten, einparametrischen Falle, soll noch gesondert untersucht werden.

Literatur

- BULLARD, Sir E. C.: The Figure of the Earth. Monthly Notices Geophysical Supplement 5, 186—192, 1948.
- LEDERSTEGE, K.: Das Prinzip der Entblätterung und die CLAIRAUTSche Theorie der heterogenen Gleichgewichtsfiguren. GERLANDS Beiträge zur Geophysik 71, 272—281, 1962.
- , Die Neubegründung der Theorie der sphäroidischen Gleichgewichtsfiguren und das Normalsphäroid der Erde. Österr. Zeitschrift für Vermessungswesen, Sonderheft 24, 31—125, 1964.
- , Die Gleichgewichtsfigur des Mondes. Sitz. Ber. d. Akad. Wien, Math.-nat. Kl. 173, 157 bis 172, 1964.
- , Die Gleichgewichtsfigur und das Normalsphäroid der Erde. Zeitschrift für Vermessungswesen 90, 385—393, 1965.
- MACKE, W., P. RENNERT, F. RIEGER u. K. VOSS: Hydrostatisches Gleichgewicht einer rotierenden Flüssigkeit. Ann. Phys. 13, 274, 1964.
- VOSS, K.: Über die Gestalt und das Schwerefeld der Erde. Z. Geophys. 31, 313—326, 1965.
- WAVRE, R.: Figures planétaires et Géodésie. Cahiers Scientifiques, Fasc. XII, Paris 1932.

On the Measurement of Electric Fields in Space

By H. DOLEZALEK, Wilmington¹⁾

Eingegangen am 12. November 1965

Summary: Principles for the measurement of electric fields in a space which is filled with a plasma, and penetrated by a magnetic field, from a moving instrument carrier are briefly discussed. A practical method for applications in the terrestrial upper atmosphere, in interplanetary space, in the atmospheres of other planets and in the environment of other celestial bodies is proposed.

Zusammenfassung: Die Prinzipien für eine Messung elektrischer Felder in einem mit Plasma gefüllten und von einem Magnetfeld durchsetzten Raum von einem sich bewegenden Instrumententräger aus werden diskutiert. Eine praktische Methode wird vorgeschlagen, die für Anwendungen in den oberen Schichten der irdischen Atmosphäre, im interplanetarischen Raum, in den Atmosphären anderer Planeten und in der Umgebung anderer Weltkörper bestimmt ist.

Résumé: Des principes sont discutés pour la mesure des champs électriques dans un espace rempli d'une plasma and pénétrée par un champs magnétique et accompli au bord d'un porteur mouvant. Une méthode praticable est proposée pour l'application dans les couches supérieures de l'atmosphère terrestre, dans l'espace interplanétaire, dans l'atmosphère des autres planets et dans l'environ des autres corps célestiels.

1. Introduction

In the terrestrial troposphere, stratosphere, and mesosphere, and probably in some parts of the atmospheres of Mars and Venus as well, the motion of charged particles is governed predominantly by the existing electric field and some non-electric forces (convection, gravity, inertia, etc.) while the influence of the magnetic field is strongly reduced by the many collisions of the charged particles. This reduction is so strong, that the magnetic field may be neglected when the motion of charged particles in these parts of the atmosphere is calculated.

In the outer layers of the atmospheres and in interplanetary space the influence of an electric field on the motion of charges is generally less than that of the magnetic field; in a first approximation it may probably be and often has been neglected. "Conductivity" is so great, that it may be considered infinite for a first approximation in some applications. However, such a first approximation does not guide the researcher very far. In practice, the conception of the infinite conductivity has been abolished from the very beginning of experimental space research, otherwise one would not have applied antennas for data transmission. Furthermore, the conceptions

¹⁾ HANS DOLEZALEK, AVCO-Geophysics Section, 201, Lowell Street, Wilmington, Mass., USA.

of "conductivity" and "mobility" cease to be applicable, if the mean free path of the charge carriers becomes very long. Already at about 90 km it is so long that it would be difficult to construct and launch an instrument of a sufficient size; and in the magnetosphere it is believed to be of the order of the diameter of the magnetosphere itself.

In the last years, more and more indications have been published, that certain conditions may exist at some localities and at some time in space, which may cause electric fields of a strength sufficient to play a role in the equations describing the processes of the thermosphere or interplanetary space. Attempts to measure such fields have been made, and some amazingly strong fields have been derived from these experiments. However, some doubts must be presented with respect to all of these experiments. The basic principles of the measurement of electric fields "in space" are discussed in this paper, and a more promising method is proposed as the result of these discussions.

2. Direct and Indirect Measuring Methods

In principle, an electric field can be measured by the application of any equation which relates it to other parameters, if all of these other parameters in the equation can be measured with a sufficient accuracy. The two most simple equations are given by (in the MKSA-System):

$$|\vec{E}_1| = \frac{\Delta\varphi}{\Delta x} \quad (1)$$

and

$$|\vec{E}_2| = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{A}. \quad (2)$$

Here, \vec{E} , is the average electric field component in the direction of x , between two points separated by the distance Δx , and $\Delta\varphi$ is the potential difference between these two points; \vec{E}_2 is the electric field at the surface of a conductor bordering the space with the electric field, Q is the surface charge on this conductor, and A is the area of its projection perpendicular to the field, ε is the capacity or dielectric constant. These are the only equations in which the electric field is related to only one other parameter and a geometric magnitude inasmuch as ε may be considered as a known constant. Because of the simplicity of equations (1) and (2), the methods for the measurement of the electric field expressed by them are called "direct methods" in the domain of atmospheric electricity, and we may add, that (1) and (2) represent apparently the only two existing "direct" measuring methods for the electric field. All other equations contain at least two parameters and mostly some geometric magnitude. For example, if we would measure the motion of electric charges in order to derive the strength and direction of the electric field which may cause this motion, we are measuring in effect an electric current. To relate this current to the field, we must know the function, which combines these two parameters. Close to the ground,

this function is given by the number densities of ions and their mobilities, but there may be other forces responsible for the motion as well, such as wind or gravity. For these reasons, we call such an attempt to measure the electric field an "indirect" one. However, the fact that equations (1) and (2) are simple does not necessarily mean that these two measuring methods are the most practicable or most accurate ones. All measuring methods are subject to disturbances which cause errors. It may turn out, that there exists an "indirect" method for the measurement of the electric field in the thermosphere or in space, which in itself is more complicated than the methods represented by equations (1) and (2), but provides either smaller disturbances, or disturbances which can be overcome more easily. This may turn out, but at present it has not been possible to find such an easily applicable and fully understood indirect method, and considering the general complexity of space physics parameters it seems doubtful whether such a method will be found one day. For this reason, the two direct methods offer, in fact, by far the best chance to solve the problem.

In an environment as given in the terrestrial thermosphere, in interplanetary space and in the neighborhood of other celestial bodies, there are two essential disturbances which affect the methods (1) and (2): the magnetic field and the plasma. By proper design of the measuring technique, one may cancel the disturbing influence of the plasma for method (1) and that of the magnetic field for method (2), and the influence of the remaining parameter may be minimized to a certain extent. This will be shown in this paper. It will then be shown, in addition, that the magnitude of the disturbance caused by the magnetic field to method (1) may be determined by an independent measurement, while the disturbing influence of the plasma to method (2) may not. This is an important advantage of method (1) as compared with (2). Furthermore, it must be remembered that method (1) aims at the measurement of the average electric field between two points, while (2) determines the electric field at the surface of a bordering conductor. Thus, the choice between (1) and (2) is also influenced by the question, which electric field is of interest? If we are interested in the electric field at the surface of a conductor—say, the moon—, method (2) will be our first choice; but if we are interested in the electric field in the free space, method (1) is the more direct approach. Since in a plasma field conditions at the surface of conductors may be very different from those in some distance, this is an important decision.

Finally, we should remember that the coordinate system or frame of reference which is immediately given for our measurement is determined by the moving instrument. The transition of any parameter measured from this instrument to any other coordinate system being in a relative translatory motion, is governed for the case of the electric and magnetic fields and for the case $v \ll c$ by:

$$\vec{B}' = \vec{B} - \frac{\vec{v} \times \vec{E}}{c^2} \quad (3)$$

and

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}; \quad (4)$$

where the parameters with a prime (') refer to one coordinate system, and the parameters without prime to the other. \vec{E} is the electric field, \vec{B} is the magnetic field, \vec{v} is the velocity, and c is the velocity of light. [We shall discuss later on, which velocity is meant by \vec{v} in equations (3) and (4)]. It is expected, that the magnitude of \vec{E} is so small, that the second term on the right hand side of (3) may be neglected. The fact, that equation (4) applies in its full form, and (3) does not, is the basic explanation for present situations: magnetic field measurements in the terrestrial thermosphere and in free space have been carried out much before measurements of the electric field, and the understanding of the significance of the electric field is more difficult than that of the magnetic field. We may speak in fact of "the" magnetic field in its magnitude and direction for a given locality and time independent of the coordinate system, but we cannot determine "the" magnitude or/and "the" direction of the electric field, if we consider a space in which the influence of the magnetic field is predominant. It will be shown in this manuscript that this difference cannot be neglected when designing measuring methods for the electric field.

For great values of \vec{v} , the situation may be different in the ionospheres of Mars and Venus (and Moon). Here, the relative significance of the electric field may be increased due to the smallness of the magnetic field.

3. The "Antenna-Method"

The measuring principle expressed by Eq. (1) may be called the antenna method, since it requires two antennae which adopt a function of the potential of the environment, and which are used to measure the potential difference between them. These antennae may be passive ones or active ones: passive antennae adopt the potential in a sufficiently short time just by conduction; while active antennae are equipped with potential equalizers of any form to speed up this adoption. Whether a passive or active antennae is needed depends on the ratio of conductance and capacitance of the antenna (with its accessories) versus conductivity and capacitance of the environment (CROZIER, 1963; DOLEZALEK, 1964). For most space applications, the passive antenna provides a good means.

For the design of the antennae to measure electric fields in space, the following requirements should be approached:

- (1) The geometric enhancement of the field should be a minimum.
- (2) The field lines between the antennae should be distorted as little as possible.
- (3) The two antennae needed for the measurement of one component of the electric field must be of the same shape, size, material, and position with respect to environmental influences other than the electric field.
- (4) The distance between the two antennae should be sufficiently great in order to provide a sufficient measuring signal and to reduce the influence of statistic fluctuations in the space between them.

- (5) The surface of the antennae should be great in order to reduce the effect of statistic fluctuations in the influences of the environment upon them, and in order to reduce the effect of differences in electron work function between the two antennae.

These basic principles can be realized in the best possible manner, if the two antennae are two large conducting spheres, connected by a long insulating connector. The conductance of each antennae and the conductance of its surface must be made as great as possible, so that the whole sphere may be considered to be at one particular potential. If this is achieved, the potential difference between the two spheres, as measured with an electrometer, yields the potentials difference between the two equipotential planes in the environment and thus the average electric field strength between the two locations of the two antennae. This is so, if all other effects such as the photoelectric effect, the acquisition of a floating potential due to the influence of the surrounding plasma, etc. are the same for both spheres and thus cancel in the difference, and if the disturbances as provided by the existence of the antennae do not influence the field to be measured in another way. If the spheres are great enough, most of the field lines between them will penetrate the undisturbed plasma and thus yield the desired value of potential difference. Figure 1 shows this concept of two spheres forming a "dumbbell".

However, a number of other disturbances exist. The most severe one seems to be given by the fact, that a shadowing may occur for one sphere and not for the other, and this in a threefold way. If the two spheres point toward the sun, the photoelectric effect will cause different potential deviations and thus falsify the measurement of the potential difference.

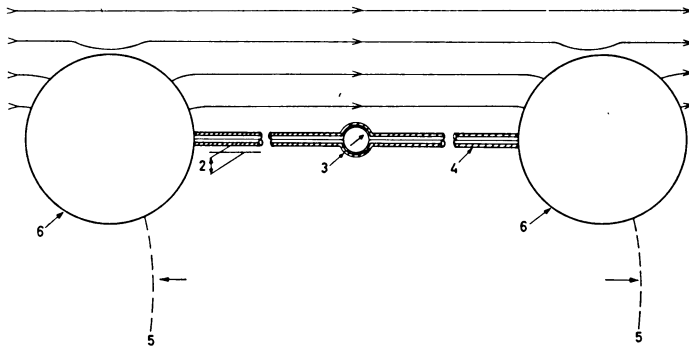


Fig. 1: Sketch of DUMBELL-System (schematic).

Explanation of numbers: 1 Electric Field Lines; 2 DEBYE-Length; 3 Logarithmic Electrometer (input resistance much greater than resistance between spheres through environment); 4 insulating pipe with wire in it (inflatable); 5 two intersecting equipotential layers; 6 two inflatable spheres (conductance of surface better than that of the environment).

If the two spheres are moving in the direction of their connection, there may be more ions collected at the front sphere than on the rear sphere. If the connection between the two spheres is about parallel to the magnetic field, the influence from the electrons may be different on both spheres. All these shadowing effects will occur only during a rather short period of time, if the whole system is tumbling. Recovery time after such an effect will be very small in most cases, so that only a minor amount of measuring results will be falsified. If the connection between the spheres cannot be made much thinner than the diameter of the spheres and thus be negligible with respect to the shadow casted from the connection onto one of the spheres, this connection may be extended beyond both spheres in order to cancel this influence as well.

The situation is similar with other possible disturbances of which there is a great number: A closer investigation shows that either their influence is minute or that they can be accounted for.

4. The "Surface-Charge-Method"

The measuring principle expressed by Eq. (2) is that of the surface-charge-method. Usually, one of the "field-measuring machines" is applied here, such as field mills, electrostatic fluxmeters, agrimeters, etc. The common types of these machines are by far too insensitive to measure field strengths in the order of magnitude expected in space. However, by the application of the "cylindrical field mill" type instrument, the noise level may be reduced and the sensitivity enhanced (DOLEZALEK 1964, KASEMIR 1964). If we want to know the strength of the electric field directly at the surface of a conductor bordering it, the surface charge method should be applied, since the antenna method cannot give information on the variation of field strength close to the surface. On the other hand it is difficult, if not impossible, to derive the electric field in the undisturbed environment from a measurement of the field strength at the surface of the disturbing body. The electric field created by the existence of a plasma around the moving body is expected to be greater than any environmental field, and its size is neither known nor independently measurable. According to WHIPPLE (1965) it is not even feasible to eliminate the influence of the plasma by the application of field strength measurements at opposite locations of the same body.

5. Electric Field and Magnetic Field

A measurement of electric fields as done from a rocket, satellite, deep space probe, planetary or lunar lander etc. is done in the coordinate system which is fixed in the instrument, and moving with it. The instrument is moving through an environment which is more or less conductive. To a certain extent, this environment may be substituted by a conductor, and this conductor will in general have a finite velocity in the given coordinate system. For example, the satellite is moving through the plasma of the thermosphere, thus, there is a relative velocity between the satellite and the

plasma. Since the plasma at the location of the measurement may have on own bulk velocity in an earth-fixed coordinate system, the relative velocity between satellite and plasma may be and probably is different from the velocity of the satellite in an earth-fixed system, as we may be able to measure from the ground by radar. In other words: the relative velocity between satellite and plasma is not known. There are only a few more favorable cases in which we may be able to determine the motion of the plasma independently, e. g. at the surface of the Moon or Mars. But not even in the terrestrial thermosphere this more favorable condition is easily obtained.

The equations which may be applied, in general, can be derived from MAYWELL'S second law in its integral form:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{r} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (5)$$

which for the case of extended and homogenous fields may be separated as follows:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{r} = -\frac{d}{dt} (\vec{B} \cdot \vec{A}) = -\frac{d\vec{B}}{dt} \cdot \vec{A} - \frac{d\vec{A}}{dt} \cdot \vec{B}. \quad (6)$$

We consider the area, (\vec{A}), perpendicular to the magnetic field ($\vec{A} \parallel \vec{B}$), as a rectangle with the sides \vec{K} and \vec{L} , where the length of \vec{L} is constant, while that of \vec{K} is varying due to the motion of the plasma as seen from the instrument. The velocity of the motion is \vec{v} , and we assume for the extreme case that $\vec{v} \perp \vec{B}$. Then we get for the second member of the right hand side of Eq. (6) the expression

$$\frac{d}{dt} \vec{A} = \vec{v} \times \vec{L}; \quad (7)$$

and for the first member

$$\vec{A} = \vec{K} \times \vec{L}. \quad (8)$$

The left hand side of Eqs. (5) and (6) may be replaced by

$$\vec{E} \cdot \vec{L} \quad (9)$$

since, with due placement of the rectangle, and the application of Eq. (4) to the moving side of it, the field is the one as seen from the given frame of reference and all other contributions to the contour integral cancel. It follows that we may write

$$\vec{E} \cdot \vec{L} = -\left[\frac{d\vec{B}}{dt} \times \vec{K} \right] \cdot \vec{L} - [\vec{B} \times \vec{v}] \cdot \vec{L} \quad (10)$$

and reduce this to

$$\vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \times \vec{K} - \vec{B} \times \vec{v}. \quad (11)$$

In a homogenous magnetic field, where the conditions at all sides of the instrument are the same ones, and in the instrument-fixed coordinate system, \vec{K} cancels, and for this particular case we arrive at

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}; \tag{12}$$

and a homogenous variation of the homogenous magnetic field does not yield an electric field in this frame of reference.

Here, \vec{E} is the electric field, measured, for example, with the antenna method by measuring the potential difference between the antennae and dividing it by their distance, \vec{v} is the relative velocity between plasma and the instrument, and \vec{B} is the magnetic field, which must and can be measured, according to magnitude and direction, independently, inside the instrument. Thus, equation (12) yields the plasma velocity as seen from the satellite etc., and if the motion of the satellite is measured in another coordinate system, say in an earth-fixed one, we may derive the plasma velocity in that system, too.

That, in Eq. (12), \vec{v} is the plasma velocity as seen from the instrument can be shown also in an elementary way by a „Gedankenexperiment“ (conceptual experiment), for which we introduce, expressively and only for this intermediate purpose, the possibility of a “velocity with respect to the magnetic field”. We do this by simulating the instrument by a rod gliding on two conducting rails, and by simulating the plasma by other parallel rods, which also slide on the same rails (fig. 2). The magnetic field is supposed to be at rest and perpendicular to the drawing paper.

By introducing the different velocities and calculating the induced electric field or potential difference in the instrument it can be shown, that all velocities with respect to the magnetic field cancel, and Eq. (12) turns out to be the result.

It should be noted, at this place, that there is no possibility to avoid the influence of the magnetic field, not even by the application of a FARADAY-cage, which is supposed

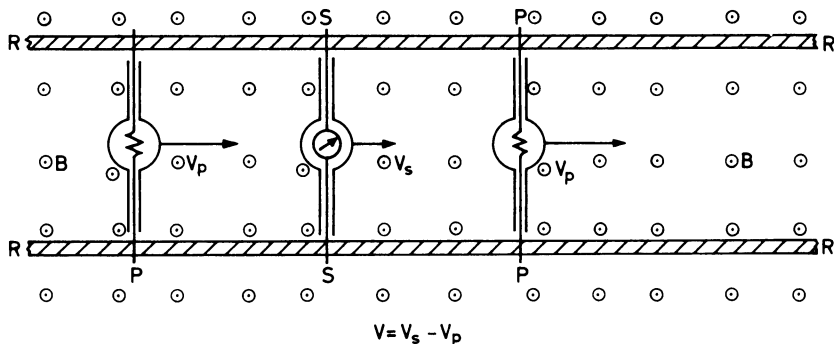


Fig. 2: In a homogenous magnetic field, B (perpendicular to the plane of the paper), a plasma is moving (represented by the rods $P - P$, gliding on the rails $R - R$ with a velocity v_p); in addition, an instrument with two antennae ($S - S$) is moving with a different velocity, v_s .

to screen out the electric field but not the magnetic field. This possibility is not existent, since there is no additional relative velocity. Also, if we apply the method to calculate the screening effect of a cage as suggested by ISRAËL and KASEMIR (1951), [where we have to avoid the simplification made by assuming that conductivity outside and inside the cage are equal], we arrive at the conclusion, that the electric field hardly can be shielded, while the magnetic field inside the cage does not more act as a source for induction. Thus, again, the application of the GALILEI transformation as well as an elementary approach lead to the same result: the effect of the magnetic field is indigenous and cannot be avoided.

If it would be possible, to measure \vec{v} by an independent method, we would be in the position to check, whether Eq. (12) is a valid expression or whether some addition has to be made. This still hypothetic possibility shall not be discussed here. Instead, we are returning to Eq. (12) and apply some magnitudes as given, for example, in the terrestrial upper ionosphere. Here, the magnitude of the geomagnetic field is so great, that even a very small angle between the directions of \vec{B} and \vec{v} is sufficient to yield a great $\vec{v} \times \vec{B}$. In fact, we do not even know the direction of \vec{B} with a sufficient accuracy to be able to have the instrument moving exactly parallel to \vec{B} . Thus, we must measure magnitude and direction of \vec{B} independently and within the instrument carrier itself. We may try to have the instrument standing still for a short moment, but also this can practically not be achieved with an accuracy which would entitle us to forget about the magnitude and direction of \vec{B} . However, by approaching this favorable condition very close, we may reduce the requirement in accuracy of the measurement of \vec{B} .

6. A Practical Application: The "Dumbbell Method"

The method of the two passive antennae in form of the two equal spheres can be applied to measure the electric fields in the terrestrial ionosphere, in the magnetosphere, in interplanetary space, in the close surrounding of the Moon and in the atmosphere of Mars. Size of the spheres and distance between them must be adapted to the given objective. For example, in the region of the ionospheric *E*-layer, where the plasma parameters undergo variations over a short distance, the sizes must be relatively small, while in interplanetary space much greater systems may be applied. In general, the system may be built by a dumbbell of rather thin material, which is carried aloft by a rocket or space probe and then inflated. It is supposed, that a system with spheres of about 20 m diameter and 100 or more meters separation are technologically feasible, for outer space.

At first, the following three experiments are being prepared:

(a) In the upper terrestrial ionosphere: a dumbbell system is ejected from a rocket in such a way, that it becomes to almost a standstill for a moment in an earth-fixed frame of reference. This will occur at about 400 km, and in a region, where our knowledge on the direction of the geomagnetic field is at optimum. Figure 3 gives a schematic illustration.

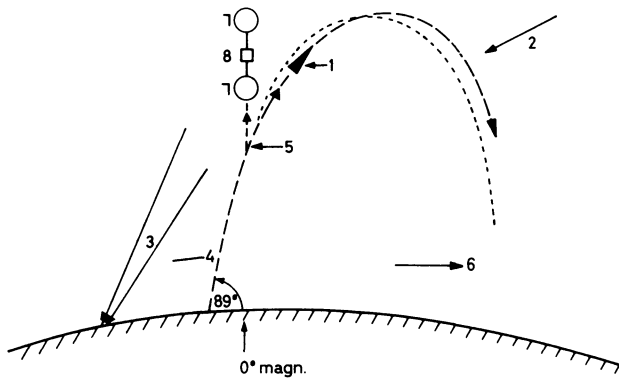


Fig. 3: Scheme of Rocket Launching.

Explanation of numbers: 1 rocket; 2 sunlight or moonlight triggering the ejection; 3 radar; 4 height of 100 km; 5 ejection of canister from rocket (backwards); 6 magnetic north or south; 7 the two spheres of the dumbbell; 8 canister of the dumbbell with electrometer, magnetometer and transmitter. Size of dumbbell not in scale.

(b) On the Moon: as part of a Post-Apollo-Program a smaller size dumbbell is inflated and put on the Moon's surface, both spheres insulated electrically from the body of the Moon, in order to cancel the influence of the photoelectric effect.

(c) On the Mars: as part of the soft-landing Voyager program for 1973 or later, again a smaller size of dumbbell is inflated and exposed to any electric field perpendicular to the surface of Mars. Since the electric conductivity of the Martian atmosphere at the surface is probably greater than that of the terrestrial atmosphere at 35 km, the antennae do not need a potential equalizer and the passive-antenna method is applicable.

Here (and this is valid for the investigation on the moon as well), the application of the dumbbell method close to the ground is proposed as a first measurement due to its great simplicity. Later on, field-mills for the surface fields, and dumbbell systems descending by parachutes for the free atmosphere fields may yield more exact and more generally applicable results.

The absence or smallness of own magnetic fields of Mars and Venus will facilitate the application of the proposed methods.

Appendix: A Brief Historical Outline

One of the first men to speak of the possibility of electric fields in interplanetary space has been WERNER VON SIEMENS (1883). Proposals for the measurement have been made by IMIANITOV (1957), and attempts for the realization of these proposals have been reported. (E. g., GDALEVICH, 1962, 1965; IMIANITOV I SHVARTS, 1963; IMIANITOV, GDALEVICH I SHVARTS, 1963.) The application of the passive antenna

method by inflating two (or four) spheres was made by us at first to a restricted audience in April 1962. Since then, the method has been discussed with many colleagues in America, Europe, and Japan, and during the First Conference on Direct Aeronomic Measurements in the Lower Ionosphere (DOLEZALEK, 1963). This discussion was carried forward during the Second Conference (DOLEZALEK, 1965). In the same time, the technological and instrumental problems have been investigated, and the practical application is being prepared. In addition to some as yet unpublished attempts, experiments to measure the electric fields in the ionosphere have been reported by JOHNSON and KAVADAS (1963), KAVADAS and JOHNSON (1964), and KAVADAS (1965).

References

- CROZIER, W. D.: Measuring Atmospheric Potential With Passive Antennas. *Journ. Geophys. Res.* 68, 1963, p. 5173—5179.
- DOLEZALEK, H.: Discussion Remark, First Conference on Direct Aeronomic Measurements in the Lower Ionosphere. Aeronomy Report No. 1, University of Illinois, Urbana, Ill.; Final Report Contract DA-11-022-AMC-890 (R), 1963, p. 218.
- , Study of Atmospheric Electric Tracing of High-Altitude Irregularities. Final Report Contract AF 19 (628)—3289, 5 October 1964, 61 pp. AFCRL 64—678.
- , Electric Fields in the Ionosphere. Second Conference on Direct Aeronomic Measurements in the Lower Ionosphere, Urbana, Illinois, September 1965. Aeronomy Report No. 10, Final Report Contract DA-18-001-AMC-862(X), 1965, p. 171—173; 339—340.
- GDALVICH, G. L.: Measurement of Electrostatic Field Strength at the Surface of a Rocket in the Ionosphere. *Doklady Akad. Nauk SSSR* 146, 1962, p. 1064—1065.
- , Rocket Experiments Aimed at Detecting an Electric Field in the Ionosphere. In: S. C. CORONITI (ed.) *Problems in Atmospheric and Space Electricity*. Pergamon Press., 1965, p. 566—572.
- IMIANITOV, I. M.: (Measurement of electrostatic fields in the upper layers of the earth's atmosphere.) *Uspekhi Fiz. Nauk*. 63, 1957, p. 267—282.
- IMIANITOV, I. M. and YA. M. SHVARTS: Measurement of Electrostatic Field Strength on Third Artificial Earth Satellite. *Iskusstveniy Sputniki Zemli Akad. Nauk No. 17*, 1963, p. 59—65.
- IMIANITOV, I. M., G. L. GDALVICH and YA. M. SHVARTS: Measurement of Electrostatic Field Intensity at the Surface of Geophysical Rockets Moving in Upper Atmospheric Layers. *Iskusstveniy Sputniki Zemli Akad. Nauk SSSR No. 17*, 1963, p. 66—81.
- ISRAËL, H. und H. W. KASEMIR: Über die Schirmwirkung von Gebäuden auf die Schwankungen des atmosphärisch-elektrischen Feldes. *Annales de Géophysique* 7, 1951, S. 63—68.
- JOHNSON, D. W. and A. KAVADAS: A rocket-Borne Electric Field Probe. *Canadian Journ. Phys.* 41, 1963, p. 1980—1990.

- KASEMIR, H. W.: The Cylindrical Field Mill. Techn. Report ECOM 2526, October, 1964, 16 p., U.S. Army Electronics Command.-Rev. Sci. Instr. in prep.
- KAVADAS, A. and D. W. JOHNSON: Electron Densities and Electric Fields in the Aurora. Space Research IV, Amsterdam, 1964, p. 365—370.
- KAVADAS, A.: Electric Fields in the Upper Atmosphere. Second Conference on Direct Aeronomic Measurements on the Lower Ionosphere, Urbana, Illinois, September 1965. Aeronomy Report No. 10; Final Report Contract DA-18-001-AMC-862 (X), 1965, p. 174—180.
- SIEMENS, W. v.: Über die Zulässigkeit der Annahme eines elektrischen Sonnenpotentials, und dessen Bedeutung zur Erklärung terrestrischer Phänomene. Akad. Wissensch. Berlin, 31. 5. 1883, S. 625—646.
- WHIPPLE, E. C., JR.: The Equilibrium Electric Potential of a Body in the Upper Atmosphere and in Interplanetary Space. NASA, Goddard Space Flight Center, X-615-65-296, June 1965 144 p.

**Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen
an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen**

Wintersemester 1966/67

T. H. Aachen

Physik der unteren Atmosphäre (1) (Grundlage der Meteorologie)	ISRAËL
Physik der mittelhohen und hohen Atmosphäre (1)	ISRAËL

F. U. Berlin

Einführung in die Wetteranalyse II (2)	SCHERHAG
Einführung in die Geophysik IV (2)	STROBACH
Einführung in die Meereskunde V (1)	STROBACH
Einführung in die Theoretische Meteorologie I (4)	FORTAK
Spezielle mathematische Hilfsmittel der Theoretischen Meteorologie	FORTAK
Solare und terrestrische Strahlungsströme in der Atmosphäre; Strahlungs- und Wärmehaushalt (2)	FEUSSNER
Meteorologische Instrumentenkunde I (1)	BURGER
Einführung in die Meteorologie der atmosphärischen Spurenstoffe (1)	FETT
Einführung in die Satellitenmeteorologie I (1)	HAUPT
Flugmeteorologische Arbeitsmethoden und Vorhersagen (1)	KEHR

Universität Bonn

Einführung in die Physik der Atmosphäre (3)	FLOHN
Statistische Methoden in der Meteorologie (m. Üb.) (1)	FLOHN
Atmosphärische Elektrizität (2—14 tägl.)	KAMPE
Einführung in die synoptische Meteorologie I (2)	LINGELBACH
Ausgewählte Kapitel aus der dynamischen Ozeanographie (1)	WÜST

T. H. Braunschweig

Statistik geophysikalischer Beobachtungsreihen (2)	KERTZ
Meteorologie (1)	KERTZ
Geophysikalische Messungen im Bohrloch (1)	FLATHE

Bergakademie Clausthal

Schwerkraft und Figur der Erde (2)	ROSENBACH
Angewandte Gravimetrie (2)	ROSENBACH
Einführung in die Angewandte Geophysik (2)	ROSENBACH
Moderne Entwicklungen geophysikalischer Instrumente und Meß- methoden (angew. Geophysik) (2)	BEHRENS
Physik der hohen Atmosphäre (2)	UNTIEDT

T. H. Darmstadt

Methoden der Numerischen Wettervorhersage (2)	WIPPERMANN
Allgemeine Zirkulation der Atmosphäre (2)	WIPPERMANN
Synoptische Meteorologie (2)	KLUG
Strahlung und atmosphärische Optik (3)	MANIER

Universität Frankfurt

Gesteinsphysik (2)	BERCKHEMER
Prinzipien geophysikalischer Meßmethoden (2)	BERCKHEMER
Numerische Behandlung seismologischer Probleme (m. Üb.)	UDIAS
Angewandte Geophysik (m. Üb.)	MEISSNER
Luftchemie und atmosphärische Radioaktivität (2)	GEORGII
Allgemeine Zirkulation der Atmosphäre	GEORGII
Meteorologie der Gewitter (3)	MÜGGE
Einführung in die meteorologische Statistik (m. Üb.)	WACHTER
Theoretische Meteorologie II (1)	SCHMITZ
Atmosphärische Strahlung und Optik I	KASTEN

Universität Göttingen

Schwerefeld, Figur und Aufbau der Erde (1)	SIEBERT
Einführung in die Meteorologie (1)	KLEINSCHMIDT
Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre und im Weltraum (1)	DIEMINGER
Stratosphäre und Mesosphäre (1)	EHMERT

Universität Hamburg

Statik und Thermodynamik (2)	BROCKS
Synoptic und Wettervorhersage (2)	FISCHER
Meteorologische Instrumente (2)	STILKE
Hohe Atmosphäre (1)	HASSE
Einführung in die Radiometeorologie (1)	JESKE
Maritime Meteorologie I (1)	ROLL
Theorie seismischer Wellen (2)	MENZEL
Einführung in die Geophysik II (2)	GUTDEUTSCH
Ausgewählte Kapitel aus der Erdbebenseismik und aus der seismischen Meßtechnik (1)	KLUSSMANN
Hydrographie der Nord- und Ostsee (1)	HANSEN

T. H. Hannover

Einführung in die Meteorologie (2)	DAMMANN
Klimate der Erde (2)	DAMMANN
Agrarmeteorologie (2)	DAMMANN
Synoptische Meteorologie (2)	DAMMANN

T. H. Karlsruhe

Grundzüge der Geophysik (2)	MÜLLER
Theorie seismischer Wellen II (2)	MÜLLER
Numerische Methoden der angewandten Geophysik (1)	FUCHS
Gravimetrie (Instrumente und Meßtechnik) (1)	MÄLZER
Theoretische Meteorologie II (3)	DIEM
Klimatologie B (2)	Höschele

Universität Kiel

Einführung in die Geophysik: Bewegung und Figur der Erde, Schwere und Massenverteilung (2)	JUNG
Einführung in die angewandte Geophysik: Magnetische, elektrische, radioaktive und thermische Methoden (2)	JUNG
Physik des Erdmantels (3)	JUNG

Universität Köln

Physik der festen Erde II (3)	PAETZOLD
Theoretische Meteorologie I (3)	HOFMANN
Klimatologische Arbeitsmethoden (2)	PELZL

Universität Mainz

Theoretische Meteorologie II (Dynamik und Kinetik) (4)	JUNGE
Hohe Atmosphäre (1)	JUNGE
Wetterbesprechung (1)	JUNGE
Langwellige Strahlung (2)	BULLRICH
Einführung in die numerische Wettervorhersage II (1)	HINKELMANN

Universität München

Meteorologie I (3)	MÖLLER
Ergänzungen zur Meteorologie I für Naturwissenschaftler (1)	MÖLLER
Satelliten-Meteorologie (1)	MÖLLER
Dynamik der Atmosphäre I (3)	HOLLMANN
Physik der hohen Atmosphäre II (2)	MÜLLER
Synoptische Meteorologie und Wettervorhersage II (1)	CHRISTIANS
Forstliche Meteorologie und Klimatologie II (1)	BAUMGARTNER

T. H. München

Meteorologie und Klimatologie (Agrarmeteorologie I) (2)	VAN EIMERN
Spezielle Probleme der Agrarmeteorologie für Studierende des Gartenbaus (1)	VAN EIMERN
Einführung in die Klimatologie III (Klimaklassifikation, Klimaschwankungen) (1)	VAN EIMERN

Universität Münster

Physik der festen Erde (Seismik) (2)	BROCKAMP
Praktische Seismometrie (2—14 tägl.)	BROCKAMP

T. H. Stuttgart

Einführung in die allgemeine Geophysik (Geophysik I) (2)	HILLER
Grundlagen der Seismik (2)	HILLER

Universität Tübingen

Radio- und Radarmeteorologie (1)

MÜHLEISEN

Universität Innsbruck

Einführung in die Meteorologie (4)

HOINKES

Wetteranalyse (1)

HOINKES

Physikalische Glaziologie (2)

AMBACH

Der Wind und die allgemeinen Strömungen in der Atmosphäre (1)

EKHART

T. H. Zürich

Allgemeine Geophysik (Gravimetrik, Erdmagnetismus, Geothermik, Radiometrik) (2)

GASSMANN

Geophysikalische Prospektion (Geoelektrik, Gravimetrik, Magnetik) m. Üb. (3)

GASSMANN,
PAVONI

Geophysikalische Radiometrik (natürliche Radioisotope, in der Erdkruste und deren Messung, Prospektionsmethoden) (1)

RYBACH

Laufzeitseismik (2)

M. WEBER

Strömungslehre II (3)

ACKERET

Atmosphärenphysik I, allgemeine Zirkulation und Physik der Troposphäre (2)

DÜTSCH

Die Grundlagen des Wettergeschehens (1)

DÜTSCH

Aerosole (Rauch, Nebel, Staub) (1)

GESSNER

Wettersatelliten (1)

GINSBURG

Wetter- und Klimalehre (2)

GUTERSOHN

Synoptische Meteorologie (2)

W. KUHN

Schneekunde und Lawinenverbau (1 $\frac{1}{2}$)

M. DE QUERVAIN

Prof. Dr. HERMANN REICH

zum 75. Geburtstag

Am 19. Dezember 1966 konnte Prof. Dr. HERMANN REICH in Göttingen seinen 75. Geburtstag in voller körperlicher und geistiger Rüstigkeit feiern. An diesem Tage haben seine vielen Freunde, früheren Mitarbeiter und Schüler gerne seiner in Freude und Dankbarkeit gedacht und ihm ihre Glückwünsche ausgesprochen. In ihm verehren alle den Pionier und Altmeister der angewandten Geophysik. Als Geologe hat er als erster erkannt, daß geophysikalische Messungen wertvolle Aufschlüsse über den Aufbau des Untergrundes liefern und ein unentbehrliches Hilfsmittel für die praktische Lagerstättenforschung darstellen. Er hat sich selbst in die Theorie und Praxis der Feldmessungen eingearbeitet und zu ihrer Weiterentwicklung beigetragen. Gerade von seinem persönlichen Einsatz im Gelände hat der rasche Aufschwung der angewandten Geophysik in den zwanziger Jahren viel profitiert. Er hat es wie kein Zweiter verstanden, die geophysikalischen Meßergebnisse im geologisch richtigen Sinne zu deuten.

Für die Entwicklung eines neuen Gebietes der Wissenschaft, das wie die angewandte Geophysik zwischen mehreren Disziplinen steht und zu diesen Brücken schlagen soll, ist es erforderlich, daß es möglichst rasch nach allen Richtungen in verständlicher Weise publik gemacht wird und daß das nötige Rüstzeug für die Anwendung der Meßverfahren zur Verfügung steht. Für beides hat Prof. REICH vorbildlich gesorgt, einmal durch die Abfassung seines Lehrbuches der angewandten Geophysik für Bergleute und Geologen und zum anderen durch die Herausgabe des Taschenbuches der angewandten Geophysik gemeinsam mit R. v. ZWINGER. Um die Publikationen auf dem Gebiete der angewandten Geophysik nicht verstreuen zu lassen, hat er sich darum bemüht, daß in den Jahren 1932—44 parallel zu den GERLANDS Beiträgen zur Geophysik noch die Beiträge zur angewandten Geophysik erscheinen konnten.

Es ist in erster Linie den Bemühungen von Prof. REICH mit zu verdanken, daß die beiden Großsprengungen auf Helgoland 1947 und im Schwarzwald 1948 für seismische Beobachtungen zur Erforschung der Erdkruste ausgenutzt werden konnten. Er hat sich nicht nur um die Organisation der Beobachtungen gekümmert, sondern hat selbst die unsäglichen Strapazen des Reisens in der damaligen Zeit auf sich genommen, um bei den Registrierungen selbst mit Hand anzulegen.

Als er 1948 einen Ruf der Universität München erhielt, hat er seine alte Wirkungsstätte, das Landesamt für Bodenforschung in Hannover, verlassen, um in München ein Institut für angewandte Geophysik neu aufzubauen. Es ist ihm so vergönnt gewesen, seine reichen, praktischen Erfahrungen an die jüngere Generation weiterzugeben.

Es ist hier nicht möglich, alle Verdienste von Prof. REICH gebührend zu würdigen. Erwähnt seien nur noch seine Bemühungen um die Klärung der Entstehung der geologisch wie geophysikalisch interessanten Erscheinung des Nördlinger Rieses. Sein letzter Beitrag dazu, die 1965 niedergebrachte Bohrung von Wörnitzostheim, die er geplant und angesetzt hat, hat aufschlußreiche Ergebnisse gebracht. Diese Bohrung darf als ein Geburtstagsgeschenk des Jubilars an den weiten Kreis der Interessenten für das Nördlinger Ries angesehen werden. Sie zeigt, daß er heute noch wissenschaftlich tätig ist. Es drängt sich der Wunsch auf, daß es dem Jubilar vergönnt sein möge, seine Freunde mit weiteren derartigen Geschenken zu überraschen und zu erfreuen.

O. FÖRTSCH

Die Expansion der Erde

Folgerungen aus der Diracschen Gravitationshypothese

Von Prof. Dr. Pascual Jordan, Hamburg. Sammlung „Die Wissenschaft“, Band 124.
DIN A 5. XIV, 180 Seiten mit 47 Abb. 1966. Halbleinen. DM 26,80 (Best.-Nr. 7124).

Inhalt: Die Diracsche Hypothese: Ist die Gravitationskonstante wirklich konstant? Erster Einwand. Zweiter Einwand. Dritter Einwand. Vierter Einwand. Die Wissenschaft vom Monde. Geologische Chronologie – Expansions-Risse: Grabenbrüche. Die ozeanischen Spalten. Tiefseegräben. Spalten und Grabenbrüche. Mondrillen – Die Entstehung der Ozeane: Hypsographie. Kontinentalschollen. „Absinken?“ „Wachstum der Kontinente?“ Schrumpfung der Kontinente? Bisherige Lösungsversuche. Kontinental-Wanderungen? Expansion und Ozeanbildung. Das Wachstum der Landflächen. Die ursprüngliche Erde. Paläomagnetismus. Der Mars – Zur Physik des Erde-Mond-Systems: Die seismische Durchleuchtung der Erde. Quantitatives zur Erdexpansion. Konvektion im Erdmantel? Zur Rheologie des Erdinnern. Mondbewegung und Flutreibung. Diracsche Hypothese und Mehrkörperproblem – Vulkane, Mondkrater, Faltengebirge: Binges Deutung des Vulkanismus. Mondkrater und Mare. Faltengebirge – Die Eiszeiten: Diracsche Hypothese und Solarkonstante. Die alten Eiszeiten. Unterseeische Tafelberge und unterseeische Ströme. Das Diluvium – Anhang: Doppelsterne und Planetenentstehung – Schriftenverzeichnis – Bildquellenverzeichnis – Namenverzeichnis.

Professor Jordan legt in diesem Buch die Folgerungen dar, die sich aus der Diracschen Gravitationshypothese auf allen Gebieten geowissenschaftlicher Forschung ergeben. Neue empirische Befunde und Deutungen bekannter Ergebnisse lassen eine stetige Expansion der Erde für die Entstehung der heutigen Erdoberfläche erkennen. Auch die Probleme der Faltengebirge, des Vulkanismus, nicht zuletzt auch der Oberflächengestaltung des Mondes werden in die Überlegungen einbezogen. Da sich aus der Diracschen Gravitationshypothese die Folgerung ergibt, daß die Solarkonstante in früheren geologischen Zeiten erheblich größer gewesen sein muß, wird außerdem die Paläoklimatologie untersucht.

Zum gleichen Thema

WEGENER

Die Entstehung der Kontinente und Ozeane

Sammlung „Die Wissenschaft“, Band 66. Unveränderter Nachdruck der 4., umgearbeiteten Auflage. 1961. XIV, 231 Seiten mit 63 Abbildungen. DIN A 5. Halbleinen. DM 16,80 (Best.-Nr. 7066).

Ein Werk, das unser Wissen von den seit Jahrmillionen vor sich gehenden Änderungen im Antlitz der Erdoberfläche grundlegend vertieft und bereichert hat.

Bitte fordern Sie ausführliche Prospekte an; auf Wunsch erhalten Sie laufend unsere Ankündigungen neuer Bücher, wenn Sie an unsere Abteilung 82 schreiben.



Verlag

Friedr. Vieweg & Sohn GmbH · 33 Braunschweig, Postfach 185

DR. HELMUT HASSE

o. Professor an der Universität Hamburg

Bericht über neuere Untersuchungen und Probleme aus der Theorie der algebraischen Zahlkörper

2., durchgesehene Auflage, 2 Teile. 1965, 338 Seiten,
broschiert DM 42.—

Die erste Auflage – 1930 erschienen – ist seit langem vergriffen. Die neue Auflage wurde vom Verfasser durchgesehen und stellenweise ergänzt. Sie bietet so einen guten Überblick über dieses wichtige Gebiet.

Inhalt:

Teil I: Einleitung — Die HILBERT-FURTWÄNGLERSchen Sätze über Klassenkörper — Verallgemeinerung des Idealklassenbegriffs — Die TAKAGISchen Sätze über Klassenkörpertheorie — Umgruppierung der zu beweisenden Tatsachen — Die eigentlichen Beweise der TAKAGISchen Sätze — Das Zerlegungsgesetz für die Teiler der Relativediskriminante — Der Satz von der arithmetischen Progression in k — HECKESche Funktionsgleichung der L -Reihe — Die absolut ABELSchen Körper und die zu einem imaginär-quadratischen Grundkörper ABELSchen Körper — Drei ungelöste Probleme aus der Theorie der relativ ABELSchen Körper.

Teil Ia: Beweise zu Teil I.

Teil II: Das ARTINSche Reziprozitätsgesetz — Die Produktformel für das Normenrestsymbol — Das Reziprozitätsgesetz der Potenzreste — Explizite Formeln zum Reziprozitätsgesetz — Weitere Anwendungen des ARTINSchen Reziprozitätsgesetzes.

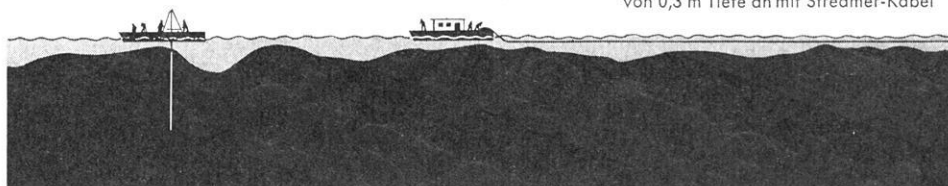


Physica-Verlag · Würzburg · Wien

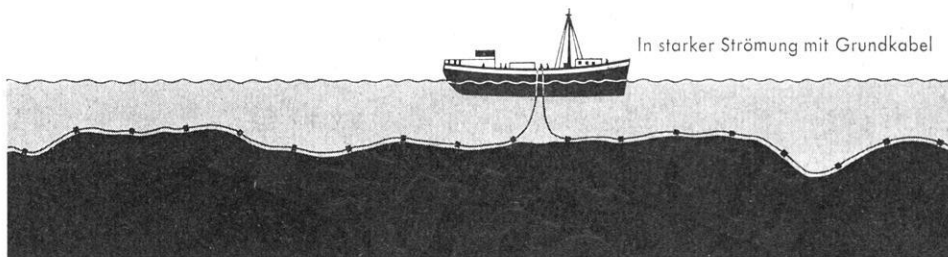
FLACHWASSERSEISMIK

jetzt schon weitgehend saison-unabhängig

von 0,3 m Tiefe an mit Streamer-Kabel



In starker Strömung mit Grundkabel



Arbeiten auf Sandbänken



Anschlußmessungen Land - Wasser
mit Schwimmwagen



SEISMOS

3 HANNOVER · Wilhelm-Busch-Str. 4 · Tel.: 71 08 31 · Fernschr.: 09 22419 · Telegr.-Adresse: Seismos Hannover

Von der Messung bis zum Endbericht

Integrierte Datenverarbeitung in der Geophysik

Vor 5 Jahren richteten wir als einer der ersten geophysikalischen Kontraktoren ein eigenes Rechenzentrum ein. Rationalisierung und Intensivierung der Interpretation geophysikalischer Meßergebnisse wurde uns dadurch möglich.

Voraussetzung dafür war, daß auch die Datenerfassung und die Darstellung der Ergebnisse in das digitale Datenverarbeitungssystem einbezogen wurden. Durch den Bau und den Einsatz digital registrierender Meßgeräte, die Anwendung von Analog-Digital- und Digital-Analog-Wandlern sowie die Benutzung automatischer Koordinatografen wurde Schritt für Schritt die Verwirklichung integrierter Datenverarbeitung in der angewandten Geophysik angestrebt.

Heute bieten wir nach Entwicklung und Beschaffung der erforderlichen Geräte und Fertigstellung problemorientierter Programmsysteme integrierte Datenverarbeitung in allen Disziplinen der angewandten Geophysik.



3000 HANNOVER 1 · POSTFACH 4767 · RUF: 8 07 21 · FERNSCHREIBER: 922847 · DRAHT: PRAKLA

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