

# Zeitschrift für Geophysik

Band 35

1969

Heft 6

## Inhaltsverzeichnis

ROSSBACH, A.: Die Geokorona und ihre Bedeutung für die Hochatmosphäre . . . . .	557
BINDER, O.: Untersuchungen von Intensitätsschwankungen der kosmischen Strahlung im Periodenbereich zwischen 20 und 28 Stunden . . . . .	565
LIEGER, P. F.: Eine im Winter bei mittlerer Breite auftretende Senke des Elektroneninhaltes	581
NEGI, J. G., and T. LAL: Deformation of the Shape of Seismic Pulses by a Layer of Non- Uniform Velocity Distributions . . . . .	589
Briefe an den Herausgeber:	
WOOSTER, W. S., A. J. LEE, G. DIETRICH: Redefinition of Salinity . . . . .	611
<i>In memoriam:</i> O. LUCKE, B. BROCKAMP, F. ERRULAT . . . . .	615

II, F. 3, C. 9  
10  
T. F. 4



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

# ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Göttingen (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

B. Brockamp †, Münster i. W. — A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — E. A. Lauter, Kühlungsborn — O. Lucke †, Berlin — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Karlsruhe — H. Reich, Göttingen

Veröffentlicht werden Originalarbeiten aus dem gesamten Gebiet der Geophysik und aus den Grenzgebieten in deutscher, englischer oder französischer Sprache. Außerdem erscheinen mehrmals im Jahr auf Einladung hin verfaßte Übersichtsartikel.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung.

Für kurze Mitteilungen, bei denen Interesse an raschem Erscheinen besteht, gibt es neben den normalen Veröffentlichungen die „Briefe an den Herausgeber“ (ohne Zusammenfassung). Sie werden nach Möglichkeit im nächsten Heft gebracht.

Die Autoren erhalten 50 Sonderdrucke ihrer Arbeit kostenlos. Weitere Exemplare können vom Verlag gegen Berechnung geliefert werden. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Es wird 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 Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

Im Text: Bei der ersten Zitierung [JUNG, MENZEL und ROSENBACH 1965], bei jeder folgenden Zitierung [JUNG et al. 1965]. Im Literaturverzeichnis: JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBACH: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

Manuskripte sind zu senden an Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22. Postscheckkonto: Hamburg 55983

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

Aufgenommen werden nur Arbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

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.

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 68,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

---

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1969

# Zeitschrift für Geophysik

herausgegeben im Auftrag  
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

**W. Dieminger**, Lindau/Harz

und

**J. Untiedt**, Göttingen

unter Mitwirkung von

*B. Brockamp* †, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart — *K. Jung*, Kiel —  
*W. Kertz*, Braunschweig — *E. A. Lauter*, Kühlungsborn — *O. Lucke* †, Berlin — *H. Menzel*, Ham-  
burg — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *St. Müller*, Karlsruhe — *H. Reich*, Göttingen

Band 35

1969



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft

Die Zeitschrift, oder Teile davon, dürfen weder photomechanisch, elektronisch noch in irgendeiner anderen Form ohne die schriftliche Genehmigung des Verlags wiedergegeben werden.

R. Oldenbourg, Graphische Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1969

## NAMENSVERZEICHNIS

Ashour, A. A.	269	Jeske, H.	529	Rummel, F.	17
Babuška, V.	287	Kahle, H.-G.	317	Rüter, H.	277
Behrens, J.	43, 175	Klíma, K.	287	Schenk, E.	553
Binder, O.	565	Koenig, M.	9	Schmidt, G.	373
Björnsson, A.	269	Lal, T.	589	Schmidbauer, E.	475
Bock, D.	485	Lee, A. J.	611	Schmidtke, G.	69
Brockamp, B.	277	Leitinger, R.	373	Schober, M.	105
Creer, K. M.	501	Libby, W. F.	1	Schödel, J. P.	297, 373
Dietrich, G.	611	Lieger, P. F.	581	Schult, A.	105
Dresen, L.	43, 175	Meissner, R.	441	Stiller, H.	97
Ebel, A.	373	Müller, G.	347	Strobach, K.	113
Eichmeier, J.	413	Negi, J. G.	589	Strowald, J.	83
Fabian, P.	1	Nitzsche, P.	303	Tauber, A. F.	161
Fritsch, V.	161	Nix, N.	207, 313	Vaněk, J.	287
Fuchs, K.	133, 431	Petersen, N.	501	Voppel, D.	151
Gose, W. A.	551	Pros, Z.	287	Wagner, C.	97
Hartmann, G.	373	Roemer, M.	217	Weidelt, P.	191
Hasse, L.	311	Rose, G.	211	Widdel, H. M.	211
Hinz, E.	43	Rossbach, A.	557	Wilhelm, H.	517
Israël, H.	207	Rössler, F.	485	Wooster, A. S.	611

## SACHVERZEICHNIS

### I. Physik der festen Erde

*J. Behrens, L. Dresen, E. Hinz:* Modellseismische Untersuchungen der dynamischen Parameter von Kopfwelle und Reflexion im überkritischen Bereich. 43

*J. Strowald:* Schlierenoptische Untersuchung der  $\Omega$ -Welle. 83

*K. Strobach:* Über die Natur der elastischen Wellen der Seegangs-Mikroseismik. 113

*K. Fuchs:* On the properties of deep crustal reflectors. 133

*J. Behrens, L. Dresen:* Eine Möglichkeit zur Laufzeitbestimmung reflektierter Wellen im Bereich der kritischen Entfernung. 175

*H.-G. Kahle* (Übersichtsartikel): Abschätzung der Störungsmasse im Nördlinger Ries. 317

*G. Müller:* Theoretical Seismograms for some Types of Point-sources in Layered Media. 347

*K. Fuchs:* The Method of Stationary Phase as a Diagnostic Aid in Estimating the Field Pattern of Body Waves Reflected from Transition Zones. 431

*J. G. Negi, T. Lal:* Deformation of the Shape of Seismic Pulses by a Layer of Non-Uniform Velocity Distributions. 589

### II. Gesteinsphysik

*F. Rummel:* Studies of time-dependent deformation of some granite and eclogite rock samples under uni-axial, constant compressive stress and temperatures up to 400°C. 17

*A. Schult, M. Schober* (Übersichtsartikel): Measurement of electrical conductivity of natural olivine at temperatures up to 950°C and pressures up to 42 kbar. 105

*B. Brockamp, H. Rüter*: Die Abhängigkeit der elastischen Parameter des Eises von hydrostatischen Druck bis zu 400 bar. 277

*Z. Pros, J. Vaněk, K. Klíma, V. Babuška*: Experimentelle Untersuchung des Wellenbildes bei der Ultraschall-Durchstrahlung einer Kugel. 287

*E. Schmidbauer*: Magnetic properties of oxidized Fe-Cr spinels. 475

*K. M. Creer, N. Petersen*: Thermochemical Magnetization in Basalts. 501

### III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

*P. Weidelt*: Zur Tiefenlage und Größe des Dichtemaximums der induzierten Erdströme. 191

*A. A. Ashour*: The Effect of the Earth's Conductivity on Ionospheric Shielding. 269

*A. Björnsson*: Aufzeichnung und Auswertung erdmagnetischer Pulsationen in Island und Göttingen. 419

*H. Wilhelm*: Das zeitliche Verhalten des erdmagnetischen Quadrupolfeldes von 1835 bis 1965. 517

*W. A. Gose*: Bemerkungen zum Artikel von E. Schenk: „Über die Magnetisierung der Tuffe und Paläosole im Paläovulkan des Vogelsberges“. 551

*E. Schenk*: Die Magnetisierung von Tuffen und Paläosolen. 553

### IV. Physik der Atmosphäre

*F. Rössler, D. Bock*: Messung des diffusen Himmelslichtes mittels Ballonen. 485

*H. Jeske*: Die Feinstruktur des Brechungsindexfeldes in Höhen zwischen 50 und 2400 m über See. 529

### V. Extraterrestrische Physik

*P. Fabian, W. F. Libby* (Übersichtsartikel): Ozone in the Atmosphere of Venus. 1

*G. Schmidtke*: EUV-Laborspektrophotometrie zur Vorbereitung von optischen Flugexperimenten. 69

*G. Rose, H. U. Widdel*: Zur Möglichkeit des direkten Nachweises vertikaler Luftbewegungen im Höhenbereich 75 bis 80 km. 211

*M. Roemer* (Übersichtsartikel): Das raumzeitliche Verhalten der Hochatmosphäre erschlossen aus Bahnänderungen künstlicher Satelliten. 217

*J. P. Schödel*: On the Existence of Sometimes Considerable Transport Effects in the Nighttime Ionosphere. 297

*P. Nitzsche*: The dependence of ionospheric absorption of radio waves on equivalent frequency, with special emphasis on the winter anomaly. 303

*A. Ebel, G. Hartmann, R. Leitinger, G. Schmidt, J. P. Schödel*: Vergleichende Auswertung von Faraday-Effekt-Beobachtungen zweier Empfangsstationen. 373

*R. Meissner* (Übersichtsartikel): Der gegenwärtige Stand der Mondforschung. 441

*A. Rossbach*: Die Geokorona und ihre Bedeutung für die Hochatmosphäre. 557

*O. Binder*: Untersuchungen von Intensitätsschwankungen der kosmischen Strahlung im Periodenbereich zwischen 20 und 28 Stunden. 565

*P. F. Lieger*: Eine im Winter bei mittlerer Breite auftretende Senke des Elektroneninhaltes. 581

### VI. Ozeanographie

*W. S. Wooster, A. J. Lee, G. Dietrich*: Redefinition of salinity. 611

## VII. Angewandte Geophysik

*V. Fritsch, A. F. Tauber:* Geoelektrische Untersuchungen von Salzwasservorkommen. 161

## VIII. Instrumentelles

*M. Koenig:* Digitalisierung modellseismischer Signale. 9

*H. Stiller, C. Wagner:* Eine Einrichtung für Ultraschallmessungen an Gesteinen unter hydrostatischem Druck bis 2 kbar. 97

*D. Voppel:* Ein Spulentheodolit zur Messung der erdmagnetischen Komponenten mit dem Protonenmagnetometer. 151

*H. Israël, N. Nix:* Ein neues Verfahren zur Untersuchung von Kondensation und Verdampfung an Einzelteilchen von Kleinaerosolen. 207

## IX. Sonstiges

Kurzmitteilungen. 315, 556

In memoriam Otto Lucke (*G. Fanselan*) 615

In memoriam Bernhard Brockamp (*F. Möller*) 619

In memoriam Friedrich Errulat (*O. Meyer*). 623

## X. Buchbesprechungen

*P. Bromann:* Registrierung und Auswertung seismischer Ereignisse. (K. Strobach). 103

*H. v. Rudloff:* Die Schwankungen und Pendelungen des Klimas in Europa seit dem Beginn der regelmäßigen Instrumentenbeobachtung (1670) (M. Diem). 103

*J. A. Chalmers:* Atmospheric Electricity (K. Höschele). 213

*F. Gerecke:* Seismische Registrierungen in Jena, 1. Januar bis 31. Dezember 1961 (O. Förtsch). 214

*M. Caputo:* The Gravity Field of the Earth from Classical and Modern Methods (G. Müller). 214

*H. Wolf:* Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate (L. Hasse). 215

*P. M. Hurley* (editor): Advances in Earth Science (H. Closs). 437

„Meteor“ Forschungsergebnisse (Hrsg. Deutsche Forschungsgemeinschaft) (E. Mundry). 439

Progress in Oceanography (editor: Mary Sears) (K. Hinz). 440

*Alfred Wegener:* The Origin of Continents and Oceans (H. Cloos). 556





## **Die Geokorona und ihre Bedeutung für die Hochatmosphäre**

Von A. ROSSBACH, Oberpfaffenhofen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 29. Juli 1969

*Zusammenfassung:* Die Geokorona ist eine Wasserstoffatmosphäre, die bei 80 km Höhe beginnt und sich mehrere Tausend km in den interplanetaren Raum ausdehnt. Der Wasserstoff entsteht durch Photodissoziation von Wasserdampf und Methan in Mesopausenhöhe und diffundiert in die Exosphäre. Das Leuchten der Geokorona wird angeregt durch Resonanz-Streuung von solarer Lyman- $H_{\alpha}$ -Strahlung an den Wasserstoffatomen. Die Modelle für die Wasserstoffverteilung werden beschrieben. Die optischen Messungen der Streuintensität zeigen gegenüber den thermischen Modellen unterschiedliche Konzentrationswerte. Die Streueigenschaften für die Ly- $\alpha$ -Strahlung in den Schichten unterschiedlicher optischer Dicke werden diskutiert. Eine Messung der Zenit-Nadir-Differenz der Strahlungsintensität im mittleren Geokorona-Bereich mit dem deutschen Satelliten DIAL soll zu einem besseren Verständnis der Anregungsbedingungen beitragen.

*Summary:* The geocorona is a hydrogen atmosphere beginning at a height of 80 km and extending to some 1000 km in the interplanetary space. The main part of the upper atmospheric hydrogen has its origin in the photodissociation of water vapour and methane on the day side at the mesopause level. The geocoronal glow is excited by resonant scattering of solar Lyman- $\alpha$ -radiation by hydrogen atoms. Models for the hydrogen distribution are described. Optical measurements of the scattering intensity show distinct differences in the vertical density. The properties for Ly- $\alpha$ -scattering in the regions of variable optical thickness are discussed. Measurements of the zenith-nadir-differences in the medium region of the geocorona with the German satellite DIAL should allow a better knowledge of the excitation conditions.

### **1. Einleitung**

Der deutsche Satellit DIAL, der im Frühjahr 1970 von Kourou, franz. Guayana, aus gestartet werden soll, hat zur Aufgabe, die Geokorona-Strahlung auf der Nachtseite der Erdatmosphäre zu messen. Die zeitliche und räumliche Änderung der Strahlungsintensität und deren Abhängigkeit von anderen aeronomischen Zustandsgrößen soll untersucht werden. Mit dem Begriff Geokorona ist die zum überwiegenden Teil aus atomarem Wasserstoff bestehende Gasatmosphäre bezeichnet, die bei etwa 80 km

---

<sup>1)</sup> Dr. Albin ROSSBACH, Projektwissenschaftler DIAL, Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Institut für Physik der Atmosphäre, 8031 Oberpfaffenhofen

beginnt und sich mehrere Tausend km in den interplanetaren Raum ausdehnt. Angeregt wird das Leuchten der Geokorona vornehmlich durch Resonanz-Streuung von Sonnenstrahlung an den Gasatomen. Ein Beobachter außerhalb der Erdatmosphäre würde bei einer Empfangsmöglichkeit  $\leq 1500 \text{ \AA}$  die abgedunkelte Erde umgeben von einer leuchtenden Korona vom Ausmaß einiger Erdradien wahrnehmen. Die Geokorona-Strahlung wurde von FRIEDMANN und Mitarbeitern [1957] bei Raketenanstiegen mit Hilfe von UV-Ionisationskammern erstmals gemessen. Seither sind mehrere Raketenanstiege und Satellitenexperimente mit unterschiedlichem Erfolg durchgeführt worden.

Für die theoretische Behandlung des Geokorona-Problems sind verschiedene Atmosphärenmodelle vorgeschlagen worden [THOMAS 1963, DONAHUE 1966]. Allen ist gemeinsam, über Temperaturverlauf die Wasserstoffverteilung zu berechnen. Eine Bestimmung der vertikalen Wasserstoffkonzentration aus gemessenen Intensitätswerten der Streustrahlung an den Wasserstoffatomen ergibt dagegen stets einen Wert, der gegenüber den Temperaturmodellen um den Faktor 3 bis 10 größer ist. Alle bisher durchgeführten optischen Messungen haben diesen Sachverhalt bestätigt. Man kann diese Diskrepanz nur zu einem geringen Teil auf die unterschiedlichen Bedingungen in der Gewinnung der Meßwerte zurückführen. Obgleich für optische Nachweismethoden im Spektralbereich  $\leq 1215 \text{ \AA}$  der Fehler in der Absoluteichung der Detektoren nicht kleiner als  $\pm 20\%$  gehalten werden kann, erbrachten sie die bisher genauesten Ergebnisse. Massenspektrometrische Methoden für den Wasserstoffnachweis in der Hochatmosphäre sind bisher nur vereinzelt angewendet worden [REBER 1967].

Die Geokorona-Forschung und damit die Frage der Wasserstoffverteilung in der Hochatmosphäre ist in der heutigen Sicht auf die Untersuchung folgender Probleme ausgerichtet:

- a) Die globale räumliche Verteilung des Wasserstoffgehaltes und ihre zeitliche Änderung, insbesondere zwischen den Zeiten niedriger und hoher Sonnenaktivität.
- b) Die Anregungsbedingungen des Ly- $\alpha$ -Leuchtens in den Schichten unterschiedlicher optischer Dicke der Hochatmosphäre.
- c) Die Tag/Nacht-Asymmetrie in der Verteilung des Wasserstoffs und derjenige Anteil, der, bedingt durch die Erwärmung auf der Tagseite, aus der Exosphäre in den interplanetaren Raum strömt.
- d) Der Teil des atomaren Wasserstoffs, der nicht von der Erdatmosphäre herrührt, sondern wegen seiner starken Linienverbreiterung vermutlich in dem heißeren interplanetaren Raum entsteht und in der Geokorona-Strahlung einen bisher noch unbestimmten Betrag ausmacht.

Die Kenntnis über die Verteilung des atomaren Wasserstoffs ist nur durch eine größere Anzahl von Messungen, vorzugsweise über längere Zeiträume, zu erweitern. Bisher sind nur Meßdaten von etwa 20 Raketenanstiegen und einigen Satellitenmessungen der OGO-Serie verfügbar. Große Unsicherheit besteht noch über den Wasserstoffanteil, der vermutlich extraterrestrischen Ursprungs ist. Er soll nach

PATTERSON und HANSON [1963] durch Ladungsaustausch von Protonen aus dem solaren Wind mit interstellarem Wasserstoff entstehen. Gestützt wird diese Annahme durch Messungen von MORTON und PURCELL [1962], die in der Ly- $\alpha$ -Strahlung des Nachthimmels einen Anteil von 15% mit einem deutlich breiteren Spektralprofil nachweisen konnten, als die übrige Geokorona-Strahlung zeigte. Durch die kürzlich erfolgte Messung von Ly- $\alpha$ -Strahlung im interplanetaren Raum beim Flug der Mariner-5-Sonde [WALLACE 1969] ist die Hypothese der Streuung von solarem Ly $\alpha$  an zurückströmendem Wasserstoff nicht mehr auszuschließen.

## 2. Entstehung und Aufbau der Geokorona

Der überwiegende Anteil an Wasserstoff für den Aufbau der Geokorona stammt aus der unteren Erdatmosphäre. Nach BATES und NICOLET [1965] wird in der Mesosphäre durch Photodissoziation von Wasserdampf und Methan auf der Tagseite ständig atomarer Wasserstoff erzeugt. In Höhe der Mesopause ist dauernd eine erhöhte Wasserstoffkonzentration zu beobachten. Dieser atomare Wasserstoff geht keine weiteren Reaktionen mehr ein. Er diffundiert mit einer Rate von etwa  $10^8$  Atomen/cm<sup>2</sup>s in die Exosphäre. Die dort vorherrschende Temperatur bestimmt den weiteren Transportmechanismus in den interplanetaren Raum.

Die Geokorona wird nach THOMAS [1963] in drei Hauptbereiche unterteilt. Im untersten Bereich, in etwa 80 bis 120 km Höhe, wird die Dichte-Verteilung vorwiegend durch turbulente Durchmischung und photochemische Reaktionen bestimmt. Diesen optischen dicken Bereich bezeichnet man auch als Albedo-Gebiet. Die Ly- $\alpha$ -Strahlung aus größeren Höhen wird zu etwa 42% von dieser Schicht reflektiert. Diese Spiegelwirkung ist für den Strahlungstransport aus der Tagseite in den geometrischen Erdschattenraum wesentlich. In der mittleren Schicht, bis zur Untergrenze der Exosphäre bei 500 km, wird die Zusammensetzung der Hochatmosphäre ausschließlich durch thermische Diffusion bestimmt. Der optisch wirksame Hauptanteil ist atomarer Wasserstoff. Helium weist zum Wasserstoff einen entgegengesetzten Temperaturgang auf und ist in bezug auf sein Emissionsverhalten noch nicht bestimmbar. Der Sauerstoff hat in diesen Höhen als möglicher Absorber für die Ly- $\alpha$ -Strahlung keine Bedeutung mehr.

Wie KOCKARTS und NICOLET [1963] zeigen konnten, ist die Temperatur der Thermopause die bestimmende Zustandsgröße für den mittleren Geokorona-Bereich. Bild 1 zeigt den Wasserstoffinhalt über einer Fläche von 1 cm<sup>2</sup> integriert vom Thermopausen-Niveau bei 120 km in vier Schichtungen bis 2000 km Höhe als Funktion der Thermopausen-Temperatur. Das Ergebnis dieser Modellrechnung ist eine Änderung der Wasserstoffkonzentration um weniger als den Faktor 2 bei einem Absinken der Thermopausen-Temperatur von 2000 °K auf 1000 °K. Eine Verringerung von 1000 °K auf 650 °K zeigt eine Konzentrationsänderung um den nahezu zehnfachen Wert. Bei Integration über der Einheitsfläche, beginnend bei 120 km, müßten für die Konzentration auf der Tagseite  $\sim 4,5 \cdot 10^{12}$  Wasserstoffatome  $\cdot$  cm<sup>-2</sup> bei einer Thermopausen-

Temperatur von  $1000 \text{ }^{\circ}\text{K}$  angenommen werden. Der entsprechende Wert für den Wasserstoffinhalt auf der Nachtseite bei einer mittleren Temperatur von  $700 \text{ }^{\circ}\text{K}$  würde  $\sim 2,5 \cdot 10^{13} \text{ Wasserstoffatome} \cdot \text{cm}^{-2}$  betragen, wieder zu integrieren von 120 bis 2000 km. Die angenommenen Temperaturwerte für die Thermopause gelten für einen Zeitraum geringer Sonnenaktivität.

Die äußere Schicht dehnt sich, bedingt durch die hohe kinetische Temperatur und die niedrige Masse der Wasserstoffatome, bis in eine Entfernung von einigen Erdradien

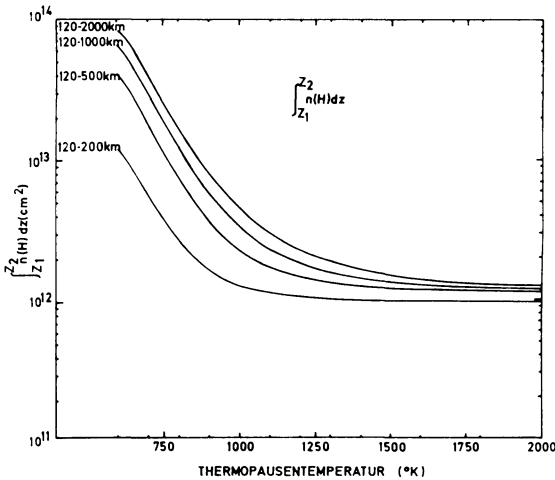


Abb. 1: Der Wasserstoffinhalt über einer Einheitsfläche als Funktion der Thermopausen-Temperatur nach KOCKARTZ und NICOLET [1963].

The hydrogen content per  $\text{cm}^2$  column as a function of the temperature at the thermopause level according to KOCKARTZ and NICOLET [1963].

aus. Doppler-Messungen haben ergeben, daß etwa 20% der Wasserstoffatome in der Entfernung  $\geq 1 R_e$  eine Radialgeschwindigkeit von  $\geq 11 \text{ km/s}$  haben. Dieser ständige Transport von atomarem Wasserstoff in den interplanetaren Raum läßt eine definierte äußere Grenze der Geokorona nicht erkennen.

### 3. Beobachtungen der Lyman- $H\alpha$ -Strahlung im Nachthimmelsleuchten

Raketenmessungen der letzten Jahre lassen für die räumliche Intensitätsverteilung des Ly- $H\alpha$ -Leuchtens folgende Schlüsse zu:

- a) Zur Tageszeit ist eine Intensitätszunahme im Albedobereich zwischen 80 und 120 km von 2 kR auf 5 kR zu verzeichnen [DONAHUE und FASTIE 1964]. Bei diesen Messungen hatte die Sonne einen Zenitwinkel von  $70^\circ$ . Unter den gleichen Bedingungen wurde 1963 der bisher größte Wert von 13 kR gemessen. Eine Wiederholung

der Aufstiege im darauffolgenden Jahr ergab eine Streuintensität von 2 kR. Ein weiteres Ergebnis ist die stetige Abnahme der Intensität von 150 km bis  $\sim 1000$  km Höhe.

- b) Zur Nachtzeit mit der Sonne  $44^\circ$  unter dem Horizont wurde von der gleichen Gruppe im Jahre 1957 eine Zenitintensität von 3 kR in einer Höhe von 200 km gemessen und ein Intensitätsminimum in antisolarer Richtung beobachtet. Eine genaue Analyse ergab jedoch keine Koinzidenz mit dem antisolaren Punkt. Auch auf der Nachtseite zeigte sich eine gleichförmige Intensitätsabnahme von 150 km an aufwärts.

Nimmt man an, die Geokoronastrahlung auf der Nachtseite entstehe allein durch Resonanzstreuung von solaren Ly- $\alpha$ -Photonen im geometrischen Erdschatten, so folgt aus dem vorher Gesagten, daß die Geokorona außerhalb des Albedo-Gebietes sphärisch-symmetrisch und nahezu isotherm sein muß. Dies trifft mit Sicherheit nicht zu. Die Geokorona ist auf der Tagseite optisch dünner als auf der Nachtseite. Für den Strahlungstransport ist nach bisherigen Annahmen eine etwa viermal größere Wasserstoffdichte auf der Nachtseite erforderlich. Nach dem thermischen Modell erhält man aber den zehnfachen Dichtewert für die günstigste Thermopausentemperatur und das auch nur bei einer Phase niedriger Sonnenaktivität. Das kugelsymmetrische Modell verlangt außerdem eine Verteilung des gesamten atomaren Wasserstoffs innerhalb einer Kugelschale von 1 bis 2 Erdradien. Daraus folgt, daß der vorhandene, spektral stark verbreiterte interplanetare Wasserstoff mit diesem Modell nicht verträglich ist.

#### 4. Folgerungen aus den bisherigen Beobachtungen

Wie aus dem Vorhergegangenen zu entnehmen ist, können über Intensitätsmessungen der Geokorona-Strahlung und thermischen Rechnungen Arbeitsmodelle der Wasserstoffverteilung erhalten werden. Die angewendeten Verfahren lassen sich auf das Erfassen folgender Bestimmungsgrößen zurückführen:

- a) Die Vermessung der emittierten Ly- $\alpha$ -Linie von der Sonne und die Bestimmung des Betrages der Selbstumkehr im Linienprofil, der durch absorbierenden Wasserstoff in der Erdatmosphäre hervorgerufen wird. Die Abhängigkeit dieser Einsattelung von der Meßhöhe und dem Zenitwinkel des Detektors gibt ein Maß für die Wasserstoffdichte.
- b) Die Registrierung der Zenitwinkel-Verteilung der Ly- $\alpha$ -Resonanzstrahlung auf der Tag- und Nachtseite erlaubt, die tägliche Dichte-Variation zu bestimmen.

Schlußfolgerungen auf die Intensität der Streustrahlung erfordern die Kenntnis der Absolutintensität und der Linienbreite der anregenden Strahlung. Die Bestimmung des Linienprofils der Ly- $\alpha$ -Emission bedingt ein optisches Auflösungsvermögen der verwendeten Apparatur von  $0,1 \text{ \AA}$  oder besser. Messungen von PURCELL und TOUSEY [1960] zeigten, daß die Ly- $\alpha$ -Linie etwa  $1 \text{ \AA}$  breit ist und 2 Maxima mit einer Absorp-

tionseinsattelung aufweist (s. Bild 2). Sie haben bei ihrem ersten Aufstieg im Juli 1959 eine Intensität von  $4,7 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{\AA}$  im Linienschwerpunkt gemessen. Ein späterer Aufstieg, von der gleichen Gruppe durchgeführt, ergab im August 1962 eine schwächere Intensität von  $1,6 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{\AA}$  mit einer erheblich größeren Einsattelung. Diese unterschiedlichen Ergebnisse sind eindeutig auf Schwankungen innerhalb eines solaren Zyklus' zurückzuführen. Aus den Ergebnissen des gleichen Experimentes konnte aus der Äquivalentbreite der Geokorona-Komponente der Wasserstoffinhalt, integriert über  $1 \text{ cm}^2$  bei  $120 \text{ km}$ , bis zur angenommenen Grenze der Absorption bei

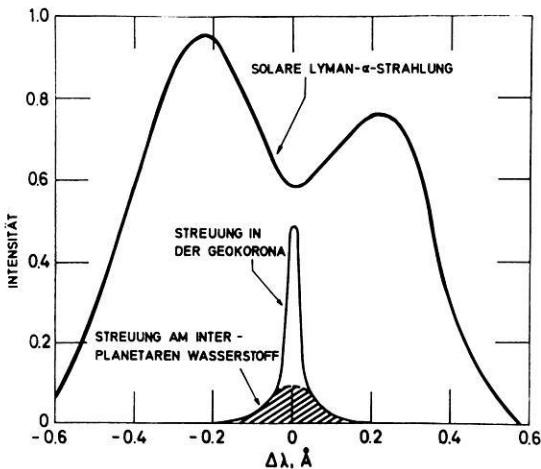


Abb. 2: Linienprofil der solaren Ly- $\alpha$ -Strahlung nach PURCELL und TOUSEY, darunter der Strahlungsanteil, der durch Resonanzstreuung an der Geokorona bei einer Temperatur  $< 2000^\circ\text{K}$  entsteht. Der schraffierte Bereich stellt den Streuungsanteil vom interplanetaren Wasserstoff dar.

Line shape of solar Ly- $\alpha$ -radiation by PURCELL and TOUSEY. The narrow profile is originated by resonant scattering on the geocorona at a temperature  $< 2000^\circ\text{K}$ . The hatched region is coming from the interplanetary hydrogen.

etwa  $1000 \text{ km}$  errechnet werden. Es ergab sich ein Betrag von  $\sim 3 \pm 2 \cdot 10^{12}$  Wasserstoffatomen  $\cdot \text{cm}^{-2}$ . Dieser Wert stimmt mit der Modellrechnung von KOCKARTS und NICOLET, wie ein Vergleich mit Bild 1 ergibt, bis auf etwa 1 Größenordnung überein. Unklar bleibt jedoch, ob diese Differenz allein auf den unterschiedlichen Grad der Sonnenaktivität zurückzuführen ist. Die Messungen von PURCELL und TOUSEY wurden bei hoher Aktivität durchgeführt. Für das Modell von KOCKARTZ und NICOLET würde für diesen Fall eine Thermopausen-Temperatur  $> 1000^\circ\text{K}$  für die Tagseite erforderlich sein. Daraus wäre jedoch eine weitere Verringerung der Wasserstoffdichte abzuleiten.

Die 3. Messung des solaren Ly-H $\alpha$ -Profils wurde vor kurzem von BRUNER und PARKER [1969] durchgeführt. Der verwendete Echelle-Spektrograph ließ eine Auf-

lösung von besser als  $0,02 \text{ \AA}$  zu. Die Linienintensität mit  $5,2 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{s}$  ist der bisher höchste gemessene Intensitätswert nach der Methode der Profilabstastung. Die Rückschlüsse auf die Dichteverteilung in der streuenden Geokorona stehen gegenwärtig noch aus. Es kann jedoch als sicher angenommen werden, daß die Äquivalentwerte wieder höher liegen, als die Modellrechnung zuläßt.

Die Zenitwinkelverteilung der Strahlungsintensität im Nachthimmelsleuchten ist die Grundlage für die Berechnung der räumlichen Dichte-Variation. Die Rückstreuung der einfallenden Ly- $\alpha$ -Strahlung durch die Wasserstoffatome in der E-Schicht und an dem darunterliegenden Albedo-Bereich beträgt zur Nachtzeit etwa 42% der Primär-Intensität. Man kann daher annehmen, daß die Temperatur der streuenden Wasserstoffatome in der Geokorona nahezu sechsmal größer sein muß als die der Wasserstoffatome in der E-Schicht. Die Theorie des Strahlungstransportes in der Geokorona [JOHNSON und FISH 1959] fordert nun, daß die Temperatur der Wasserstoffatome, die eine Streuung der solaren Ly- $\alpha$ -Strahlung bewirken, kälter als  $2000 \text{ }^\circ\text{K}$  sein muß. Dieser Temperaturwert ist notwendig, um eine Linie hinreichender Schmalheit zu streuen, damit die Wasserstoffatome in der unteren Ionosphäre mit einer mittleren Temperatur von  $300 \text{ }^\circ\text{K}$  die Strahlung absorbieren und die beobachteten 42% wieder reemittieren können.

### Schlußbetrachtung

Das Geokorona-Phänomen ist gegenwärtig nur in Teilen verstanden. Die Breitenabhängigkeit der Ly- $\alpha$ -Resonanzstreuung ist deutlich ausgeprägt. Ihre Erklärung wird in Breiten über  $60^\circ$  durch die Überlagerung der Wasserstoffzonen aus den Polarlichtgebieten erschwert. Dieses räumliche Nebeneinander von optischen Erscheinungen gleicher spektraler Eigenschaften, aber verschiedener Anregungsursachen, erschweren eine Analyse im Nachthimmelsleuchten erheblich. Mit dem Satelliten DIAL soll in einer äquatorialen Bahn bei einem Perigäum von 350 km und einem Apogäum von 1700 km die Zenit-Nadir-Differenz der Geokorona-Strahlung als Funktion des Zenitwinkels gemessen werden. Die Strahlungsdaten sollen die Grundlage für ein Isophotennetz der Geokorona-Intensität bilden.

### Anmerkung

Das Satelliten-Projekt DIAL wird von der Gesellschaft für Weltraumforschung im Auftrage des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung durchgeführt.

Die Experimente wurden dem

- Max-Planck-Institut für extraterr. Physik in Garching
  - Institut für reine und angewandte Kernphysik der Universität Kiel
  - Institut für Meteorologie und Geophysik der Technischen Universität Braunschweig und dem
  - DFVLR-Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen
- übertragen.

### Literatur

- BATES, D. R., and M. NICOLET: Atmospheric Hydrogen. *Planet. Space Sci.*, 13, 905–909, 1965
- BRUNER, E. C., and R. W. PARKER: Hydrogen Geocorona and Solar Lyman-Alpha Line. Rocket Measurement of the Solar Line Profile. *Journal of Geophysical Research*, 74, 1, 1969
- BYRAM, E. T., T. A. CHUBB, H. FRIEDMANN, and J. E. KUPPERIAN: Far Ultraviolet Radiation in the Night Sky. *The Threshold of Space*, Pergamon Press, 203–210, 1957
- DONAHUE, T. M.: The Problem of Atomic Hydrogen. *Annales de Géophysique*, 22, 2, 175–188, 1966
- HANSON, W. B., and T. N. L. PATTERSON: Diurnal Variation of the Hydrogen Concentration in the Exosphere. *Planet. Space Sci.*, 11, 1035–1052, 1963
- JOHNSON, F. S., and R. A. FISH: The Telluric Hydrogen Corona. *Astrophys. J.*, 131, 502–515, 1960
- KOCKARTZ, G., et M. NICOLET: L'Helium et l'Hydrogène Atomique au Cours d'un Minimum d'Activité Solaire. *Annales de Géophysique*, 19, 370–385, 1963
- MORTON, D. C., and J. D. PURCELL: Observations of the Extreme Ultraviolet Radiation in the Night Sky Using an Atomic Hydrogen Filter. *Planet. Space Sci.*, 9, 455–458, 1962
- PURCELL, J. D., and R. TOUSEY: The Profile of Solar Hydrogen-Lyman. *J. Geophys. Res.*, 65, 370–372, 1960
- REBER, C. A., J. E. COALEY, and P. N. HARPOLD: Upper Atmospheric Composition and its Variations by Direct Measurements from the Explorer 32. *Transac. Am. Geophys. Un.*, 48, 75, 1967
- THOMAS, G. E.: Lyman- $\alpha$ -Scattering in the Earth's Hydrogen Geocorona, 1. *Journal of Geophysical Research*, 9, 2639–2660, 1963
- TOHMATSU, T.: The Hydrogen and Helium Ultraviolet Glow, its Origins and Aeronomical Significance. Paper presented at the XII COSPAR-Meeting, Prague, Mai 1969
- WALLACE, L.: Analysis of the Lyman-Alpha Observations of Venus Made from Mariner 5. *Journal of Geophysical Research*, 74, No. 1, 1969
- WINTER, Th. C.: The Determination of the Profile of the Night Sky Hydrogen Lyman Alpha Emission Line. *Journal of Geophysical Research*, 72, 17, 4405–4414, 1967



# **Untersuchungen von Intensitätsschwankungen der kosmischen Strahlung im Periodenbereich zwischen 20 und 28 Stunden**

**(Variations of the intensity of cosmic rays with periods  
between 20 and 28 hours)**

VON O. BINDER, Kiel<sup>1)</sup>

Eingegangen am 18. Juli 1968  
in überarbeiteter Form am 14. Mai 1969

*Zusammenfassung:* Es wurden Mittelungen von Intensitätswerten der Neutronen und der Mesonen der kosmischen Strahlung mit dem Ziel gemacht, einen Gang des Intensitätsverlaufs innerhalb eines Mondtages aufzufinden. Die schon früher begonnenen Auswertungen sind auf 6,5 Jahre ausgedehnt worden. Zusätzlich wurde auch über weitere Perioden in der Nähe des Sonnentages gemittelt. Auch diese ergaben Restgänge von derselben Größenordnung von  $0,1^0/00$ . In eine Tagesgangfolge wurden mittels der Methode der kleinsten Quadrate Wellenzüge mit Perioden von 22 bis 26 Stunden eingepaßt. Auch hier ergaben sich in allen Fällen wieder Restamplituden von  $0,1^0/00$ . Die Intensitätsschwankung innerhalb des gemittelten Mondtages ist deshalb auf den Sonnentagesgang zurückzuführen.

*Summary:* Intensity variations of cosmic ray neutrons and mesons have been analyzed with the aim to isolate a lunar day period. Previous evaluations have been extended to 6.5 years and the significance of other periods around a solar day has been tested. It turned out that for periods between 22—26 hours the lunar day period is not outstanding and the apparent amplitude must be attributed to the solar daily variation.

## **Einleitung**

Die Auswertung von Intensitätsschwankungen der Neutronen- und Mesonenkomponente der kosmischen Strahlung in einem ersten Zeitraum von Juli 1957 bis Juli 1958 und ihre Fortsetzung bis Juni 1961 schienen auf eine lunare Periode hinzuweisen [BAGGE und BINDER 1960; BAGGE et al. 1962] Die Amplitude dieser periodischen Variation nahm jedoch im Verlauf dieses Zeitraumes allmählich ab und blieb schließlich bei Werten von  $0,25^0/00$  bei den Neutronen und  $0,12^0/00$  bei den Mesonen stehen.

Zur Prüfung dieser Ergebnisse wurden die Auswertungen weitergeführt und liegen nun für einen Zeitraum von insgesamt 6,5 Jahren vor. Sie werden im folgenden zusammengestellt und diskutiert.

---

<sup>1)</sup> Dr. O. H. BINDER, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel, 23 Kiel, Olshausenstraße 40/60.

## Die Meßgeräte

Gemessen wurde die Neutronenintensität der kosmischen Strahlung mit einem Neutronenmonitor nach Simpson. Dieser Neutronenmonitor war mit sechs Neutronenzählrohren bestückt, die in zwei unabhängigen Gruppen von je drei Zählrohren betrieben wurden. Außerdem wurden die Intensitätsschwankungen der  $\mu$ -Mesonenkomponente mit einem Zählrohrteleskop verfolgt. Dieses besitzt eine kubische Geometrie und weist eine Kantenlänge von 65 cm auf. Die beiden Zählrohrlagen sind durch eine 10 cm dicke Bleischicht getrennt.

## Die rechnerische Verarbeitung der Meßergebnisse

Im Hinblick darauf, daß nach Intensitätsschwankungen in der Nähe des Mondtages zu suchen beabsichtigt war, wurden die Meßwerte nach Mondtagen angeordnet. Es wurde immer die Zeit zwischen zwei oberen Kulminationen des Mondes in Greenwich genommen.

Über diese Mondtage wurde in der Weise gemittelt, daß ein Durchschnittswert aller ersten Viertelstunden, aller zweiten Viertelstunden usw. erhalten wurde. Insgesamt ergibt sich so ein gemittelter Mondtag. Als erste Viertelstunde eines Mondtages wurde die gewählt, bei der die obere Kulmination des Mondes in Greenwich in ein Intervall von  $\pm 7,5$  Minuten um ihren Anfang zu liegen kam. Für die Mittelung wurde die Dauer des Mondtages gleich 25 Stunden gesetzt, obwohl diese innerhalb eines Mondphasenzyklus schwankt. Meist bleibt der Mondtag kleiner als 25 Stunden, doch währt er auch manchmal etwas länger. Das Ende des Mondtages fällt deshalb im allgemeinen nicht mit dem Ende eines 15-Minutenmeßintervalles zusammen. Eine Anpassung aneinander wurde, wie folgt, erreicht. Wenn der Mondtag länger als 24 h 52,5 min. dauerte, wurde der folgende Mondtag einfach mit der nächsten Viertelstunde begonnen. Hierbei ist der Mondtag nur um weniger als 7,5 min. verlängert worden und der nächste Mondtag beginnt mit dieser Verzögerung von ebenfalls weniger als 7,5 min. Falls andererseits der Mondtag kleiner als 24 h 52,5 min. blieb, wurde die letzte Viertelstunde des einen Mondtages als erste Viertelstunde des anschließenden Mondtages wiederholt, so daß dieser mit weniger als 7,5 min., wie gewünscht, zu früh anfing. Etwa einmal in 29 Tagen kommt es vor, daß er gerade unterhalb des Bereiches für einmalige Wiederholung bleibt. In diesem Falle werden zwei Viertelstunden zu Beginn des nachfolgenden Mondtages wiederholt. Auf diese Weise wurde das allmähliche Wegwandern des Mondtagnanfangs von der oberen Kulmination in Greenwich vermieden, was auch sein muß, wenn die Maxima und Minima eines angenommenen Mondtages annähernd untereinander zu liegen kommen sollen.

Verfälschungen der Meßergebnisse können dadurch nicht hervorgerufen werden, denn gleiche Werte kommen nur an den Anfang und an das Ende des Auswertintervalles zu liegen, und diese bewirken gegebenenfalls höchstens eine Verbreiterung eines Maximums bzw. eines Minimums oder einer Übergangsphase. Gesucht wird ein Gang, eine asymmetrische Verteilung der Meßwerte um ihren Mittelwert im Laufe des Mond-

tages, nicht aber etwa ein exakter Kurvenverlauf. Ein asymmetrischer Intensitätsverlauf kann jedoch durch die wiederholten Werte weder vorgetäuscht noch eingeebnet werden.

Da der Sonnentagesgang der Ultrastrahlung, nimmt man ihn einmal konstant in Phase und Amplitude an, in 29 Mondtagen ungefähr mit seinem Maximum und mit seinem Minimum gerade einmal über den Montag hinwegzieht, so daß angenommen werden kann, der Sonnentag mittelte sich heraus, wurde jeweils über einen Abschnitt von 29 Mondtagen gemittelt. Wegen der stark schwankenden Amplitude und Phase des Sonnentagesganges ist das nicht streng erfüllt, doch in erster Näherung kann mit dieser Annahme gearbeitet werden, zumal wenn dann mehrere 29-Tagesabschnitte zusammengefaßt werden.

Um die Möglichkeit eines Einflusses der Mondphase auszuschließen, wurde stets mit dem Montag eines 29-Tagesabschnittes begonnen, dessen Anfang dem Eintritt des ersten Viertels der Mondphase am nächsten lag. Auch hier sind Wiederholungen nötig, um immer mit dem ersten Viertel beginnen zu können, denn ein Mondumlauf beträgt im Mittel 29 d 12 h 44 m, also weniger als 30 Sonnentage und eine Stunde, die für die 29 Mondtage die Meßwerte liefern. Im allgemeinen muß ein Tag wiederholt werden, manchmal keiner, selten zwei. Der letzte Tag eines 29-Tagesabschnittes taucht deshalb als erster Tag des folgenden Abschnittes wieder auf, so daß einzelne Tage doppelt in die Mittelung eingehen.

Dies bewirkt jedoch keinen nachteiligen Einfluß, denn ein Tag geht nur mit  $\frac{1}{29}$  seiner Amplitude in einen 29-Tagesabschnitt ein. Wird über mehrere Abschnitte gemittelt, verwischt sich der kleine mögliche Einfluß der Verdoppelung. Man braucht nur daran zu denken, daß Amplitude und Phase der Einzeltage stark schwanken, so daß die Minima und Maxima dieser Doppeltage, deren Beitrag an sich schon klein ist, zu verschiedenen Tageszeiten eintreten.

Die erwähnten Mittelungen wurden mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine ausgeführt. Dabei wurden alle ersten, alle zweiten usw. Viertelstunden der Mondtage eines 29-Tagesabschnittes jeweils addiert und dann durch ihre Anzahl dividiert. Das Fehlen einzelner Werte wurde bei der Mittelung berücksichtigt.

Auf diese Weise wurden Durchschnittswerte der einzelnen Viertelstunden des Mondtages erhalten. Danach wurden jeweils acht aufeinanderfolgende Viertelstundenmittelwerte zu einem Zweistundenmittelwert zusammengefaßt und die letzten vier zu einem Stundenwert. Von diesen mittleren Intensitätswerten von zwei bzw. einer Stunde wurde der Intensitätsmittelwert des 29-Tagesabschnittes subtrahiert. Die so gebildeten Differenzen wurden über dem Mittelwert aufgetragen. Um die Intensitätsschwankungen deutlicher hervortreten zu lassen, wurde der Tagesgang daran anschließend noch einmal gezeichnet. Der errechnete Intensitätswert wurde in der Mitte des zugehörigen Zwei- bzw. Einstundenintervalles aufgetragen, also z. B. für das Zeitintervall von 2—4 Uhr wurde der Wert über 3 Uhr eingetragen. Durch Geradenstücke wurden dann die einzelnen Punkte miteinander verbunden. Dieser Linienzug soll nur die Aufeinanderfolge der einzelnen Punkte deutlich erkennen lassen. Es ist also keine Kurve

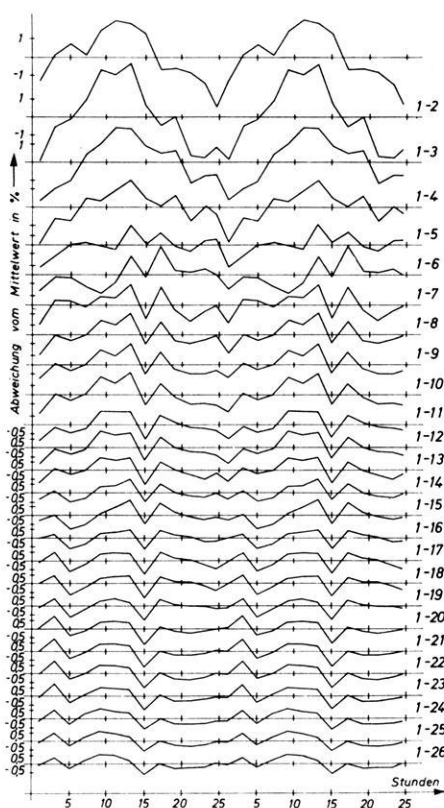


Abb. 1: Intensitätsgänge der bezüglich Luftdruckschwankungen korrigierten Neutronen nach Mittelung über eine Zeitdauer, die fortlaufend um ein Vierteljahr erweitert worden war.

Intensity courses of the air pressure corrected neutrons after averaging a period of time, which has been continuously extended for a quarter of a year.

im üblichen Sinne. Wenn trotzdem in dieser Untersuchung der Kürze wegen von „Kurven“ gesprochen wird, so ist dieser Begriff stets in dem angegebenen Sinne zu verstehen.

Mitunter fehlten einige Tage in einem Mittelungsabschnitt als Folge von Störungen in der Apparatur, oder wenn die Anlage von Zeit zu Zeit überholt werden mußte. Falls nur einige Tage ausgefallen sind, macht dieses Fehlen nichts aus, wenn über lange Zeit gemittelt wird, da die Phasenlage des Sonntageganges infolge ihrer starken Schwankungen in den einzelnen Ausfallzeiten ganz verschieden ist. Dagegen wurden Monate, in denen nicht genügend Meßwerte für die Mittelung erhalten worden waren, weggelassen.

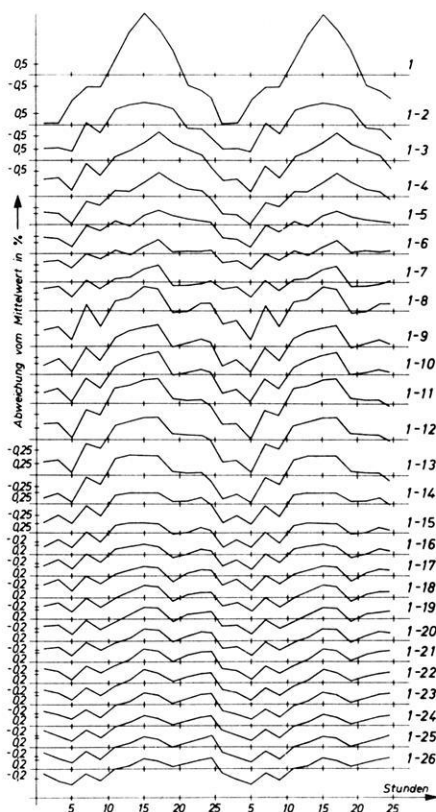


Abb. 2: Intensitätsgänge der bezüglich der Luftdruckschwankungen korrigierten Mesonen nach Mittelung über eine Zeitdauer, die fortlaufend um ein Vierteljahr erweitert worden war.

Intensity courses of the air pressure corrected mesons after averaging a period of time, which has been continuously extended for a quarter of a year.

### Resultate der Mittelungen über 6,5 Jahre

Die Auswertungen der Meßwerte wurden weiterhin fortgesetzt, denn es sollte festgestellt werden, ob der beobachtete Gang des Intensitätsverlaufes innerhalb eines Mondtages erhalten bleibt oder ob er im Laufe der Zeit verschwindet. Die zu erwartenden Amplituden sind klein. Es ist deshalb notwendig, über sehr lange Zeit zu mitteln, wenn man sicher gehen will, daß der Gang nicht nur einfach vorgetäuscht worden ist.

In den Abb. 1 und 2 sind die Mittelwertskurven der bezüglich des Luftdruckeinflusses korrigierten Neutronen- und der Mesonenwerte von der ganzen Auswertungs-

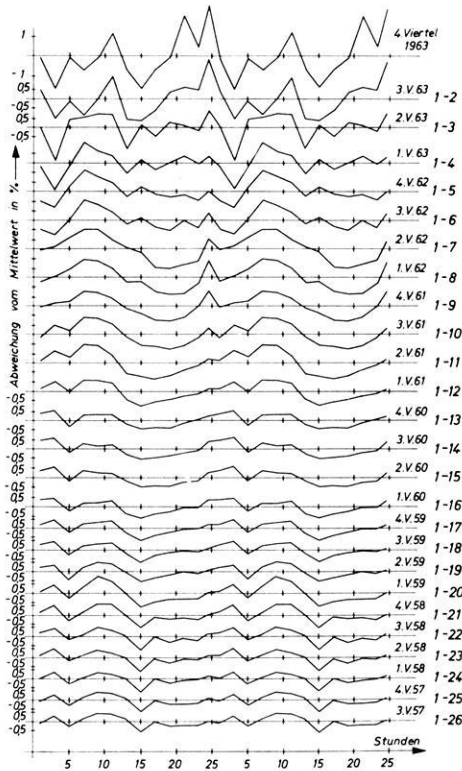


Abb. 3: Intensitätsgänge der bezüglich der Luftdruckschwankungen korrigierten Neutronen nach Mittelung über eine Zeitdauer, die fortlaufend um ein Vierteljahr erweitert worden war, ausgehend vom Ende der Meßzeit.

Intensity courses of the air pressure corrected neutrons averaged over a period of time, which has been increased continuously for a quarter of a year, starting from the end of measuring time.

zeit von Juli 1957 an bis Dezember 1963 eingezeichnet. Jede Kurve wurde aus einer um ein Vierteljahr gegenüber der darüber liegenden Kurve erweiterten Mittelungszeit gewonnen.

Um sicher zu gehen, daß nicht durch die Korrektur des Luftdruckeinflusses irgendetwas hineingerechnet wird, was gar nicht wirklich geschieht, wurden die Mittelungen mit den unkorrigierten Meßwerten wiederholt. Sie erbrachten kein grundsätzlich anderes Bild.

Die Intensitätsschwankungen des Gesamtmittels der korrigierten Neutronen zeigen einen Buckel zwischen 8 und 12 Uhr. Langgedehnt und wenig ausgeprägt ist das Minimum, das sich zwischen den letzten und den ersten Stunden des Montages er-

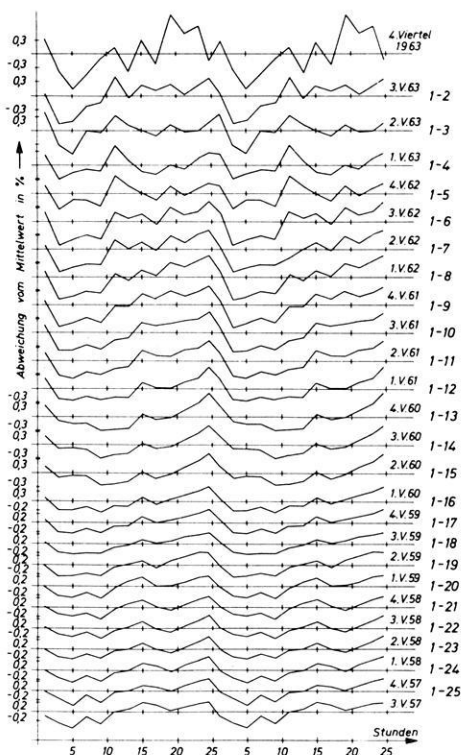


Abb. 4: Intensitätsgänge der bezüglich der Luftdruckschwankungen korrigierten Mesonen nach Mittelung über eine Zeitdauer, die fortlaufend um ein Vierteljahr erweitert worden war, ausgehend vom Ende der Meßzeit.

Intensity courses of the air pressure corrected mesons averaged over a period of time, which has been increased continuously for a quarter of a year, starting from the end of measuring time.

streckt. Legt man in die Intensitätsschwankung des Gesamtmittels innerhalb eines Mondtages eine Näherungskurve nach der Methode der kleinsten Quadrate, so erhält man für die korrigierten Neutronen eine Amplitude von  $0,26^{\circ}/_{00}$ .

Die entsprechenden Mittelwertskurven der Mesonen, die ebenso gebildet worden waren, zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die der Neutronen. Die Maxima und die Minima liegen allerdings zu etwas anderen Zeiten als bei den Neutronen. Ein Minimum tritt zur 5. Stunde nach der oberen Kulmination des Mondes in Greenwich ein. Es bleibt fast von Anfang bis zum Ende des Zeitabschnittes der Auswertung, d. h. während 6,5 Jahren, bestehen. 17 Stunden nach der Kulmination erscheint ein Intensitätsmaximum und ein zweites nach 24 Stunden. Dieses zweite Maximum, das schon

früh ansetzt, sich aber erst allmählich ausbildet und dann die Höhe des ersten Maximums erreicht, bleibt bis zum Ende der Meßzeit erhalten. Hier ergibt eine Näherungskurve für die Intensitätsschwankung innerhalb eines Mondtages, gewonnen nach der Methode der kleinsten Quadrate, eine Amplitude von  $0,21^0/00$ .

Die einzelnen Vierteljahresmittel, mit denen die eben erwähnten fortlaufend um ein Vierteljahr erweiterten Mittelwerte gebildet worden waren, verhalten sich bei den Neutronen und bei den Mesonen stark schwankend in Phase und Amplitude. Die größten Amplituden finden sich zur Zeit des Sonnenfleckenmaximums, bei Annäherung an das Sonnenfleckenminimum dagegen werden sie kleiner.

Die Maxima und Minima der einzelnen Kurven liegen an ganz verschiedenen Stellen, und sie bevorzugen keine bestimmte Stunde.

In dieser unterschiedlichen Erscheinung der Vierteljahresmittel spiegelt sich der wechselnde Zustand des interplanetaren Raumes im Laufe des Sonnenfleckenzyklus, der Einfluß von magnetischen und von Ultrastrahlungstürmen, wider.

Nimmt man nun an, die Minima und Maxima der Vierteljahresmittel der letzten drei Jahre seien gerade so verteilt, daß sie sich gegenseitig auslöschen, d. h. die letzten drei Jahre würden gar keinen Beitrag zum Gesamtmittel liefern, so müßten sich — wenn man von dem letzten Gesamtmittelwert vor diesen drei Jahren ausgeht — für den Abstand von Spitze zu Spitze bei den Neutronen  $0,8^0/00$  (0,13) und bei den Mesonen  $0,65^0/00$  (0,9) ergeben. Zum Vergleich sind in Klammern die entsprechenden experimentell ermittelten Werte angegeben.

Wie man sieht, unterschreiten die errechneten Werte die beobachteten, wenn auch nur um kleine Beträge. Wenn die letzten drei Jahre mit gar keinem positiven Beitrag eingewirkt hätten, wären diese errechneten Werte erreicht worden. Selbstverständlich würden die Werte des Mittels kleiner ausfallen, falls die letzten drei Jahre einen resultierenden Gang, wenn auch nur von kleiner Amplitude, aufweisen würden, dessen Phase jedoch invers zu der des bis dahin gewonnenen Gesamtmittels liegen würde. Daraus ist zu schließen, daß auch in den letzten drei Jahren Beiträge zu den Maxima und Minima geliefert werden.

Schon bei Betrachtung der Intensitätsgänge, die über ein jeweils um ein Vierteljahr erweitertes Zeitintervall gemittelt worden waren, und der einzelnen Vierteljahresschwankungen wird deutlich, daß das Endresultat nicht durch einzelne Vierteljahresschwankungen mit großer Amplitude plötzlich in seinen wesentlichen Kennzeichen hervorgerufen wird, sondern daß es sich allmählich ausbildet, wenn nur über genügend lange Zeit gemittelt wird. Mittelt man nun genauso, indem man Schritt für Schritt das folgende Vierteljahr mit in die Mittelung hineinnimmt, nur daß man vom Ende der Auswertezeit ausgeht, so müßte eine Bestätigung der obigen Aussage gefunden werden.

Geht man nun diese Kurven der Neutronen und Mesonen vergleichsweise miteinander durch — die Abb. 3 und 4 zeigen sie — und vergleicht man dann ferner mit den von vorn gemittelten Gängen in den Abb. 1 und 2, so bemerkt man beständige Maxima und Minima.



Ein Maximum erscheint zur 3. Mondstunde, gleichgültig ob von vorn oder von hinten gemittelt wurde. Ein weiteres Maximum liegt um 7 bzw. 9 Uhr. Die Minima treten unabhängig davon, ob vom Beginn oder vom Ende der 6,5-jährigen Auswertzeit gemittelt wurde, um 5 und 15 Uhr ein.

Für die Mesonen gilt das gleiche. Eine Spitze erscheint nach einem halben Jahr um 7 Uhr, wenn von vorn gemittelt wird, während bei Mittelung vom Ende der Auswertzeit sie nach  $\frac{3}{4}$  Jahren auftritt. Am Ende des Mondtages zwischen 23 und 25 Uhr ist ein zweites Maximum bis spätestens nach 1,5 Jahren bei jeder Mittelungsrichtung festzustellen. Es hält diese Stellung stabil. Nach 3 Vierteljahren in jedem Falle ist ein Minimum um 9 Uhr zu vermerken.

Die erwähnten Extrema haben sich nach 2,5 Jahren bzw. in einem Falle nach drei Jahren eingestellt, meistens jedoch schon in weniger als zwei Jahren. Daraus läßt sich schließen, daß nicht etwa große Extrema, die zur Zeit des Sonnenfleckenmaximums entstanden sind, nur noch nicht verschwunden sind, weil die Mittelungszeit noch nicht ausgereicht hat. Bei Mittelung vom Anfang oder vom Ende aus, also über verschiedene Zahlenwerte, die zu verschiedenen Zeiten gemessen worden waren, werden dieselben Minima und Maxima meistens in weniger als zweieinhalb Jahren der Auswertzeit gewonnen.

### **Verhalten der Intensitätsschwankung in magnetisch ungestörten und gestörten Zeiten**

Magnetisch unruhige Monate, die auch häufig Ultrastrahlungstürme enthalten, beeinflussen über das Erdmagnetfeld und über Magnetfelder von Plasmawolken, die von der Sonne in den interplanetaren Raum hinausgewandert sind, die Intensität der Ultrastrahlung. In diesen Zeiten ist die Modulation der kosmischen Strahlung stark und Tagesgänge besitzen große Amplituden. Es liegt deshalb nahe, danach zu fragen, ob die Resultate nicht verschieden ausfallen würden, je nachdem nur ruhige oder nur magnetisch gestörte Zeiten zur Mittelung herangezogen werden. Die gefundenen Gänge könnten nämlich nur von den magnetisch unruhigen Zeiten herrühren, während die ruhigen keinen Beitrag liefern. Daher wurde eine Mittelung über 35 ruhige und 34 gestörte 29-Tagesabschnitte bei den Mesonen und über 35 bzw. 36 bei den Neutronen durchgeführt.

Das Ergebnis bestätigte die Erwartung. Die Intensitätsgänge während gestörter Zeiten passen gut zu den von vorn gemittelten Gängen etwa nach 2 Jahren und die Mittel über relativ ruhige Zeiten zu den vom Ende her gemittelten.

Die Messungen wurden zur Zeit des Sonnenfleckenmaximums 1957 begonnen, in der magnetische Störungen sehr häufig sind. Deshalb ist es auch sofort klar, daß die kennzeichnenden Züge in den Intensitätsgängen der magnetisch lebhaften Zeiten in den vom Beginn der Auswertung ausgehenden Mittelungen nach wenigen Schritten zu erkennen sein müssen. Das Ende der Auswertungszeit liegt dagegen dem Sonnenflecken-

minimum schon nahe. In den Mittelungen, die von jenem Zeitpunkt ausgehen, wird man daher das Schwankungsverhalten vorwiegend ungestörter Zeiten erwarten.

Man weiß, daß in magnetisch gestörten Zeiten das Maximum des Sonnentagesganges zu früheren Zeiten hinverschoben wird [SANDSTRÖM 1962; SARABHAI 1962; CROWDEN und MARSDEN 1962; DEBRUNNER und HOUTERMANN 1962]. Dieses Verhalten zeigen auch hier die Maxima. Sie liegen zu Beginn der Auswertzeit etwas früher als an deren Ende in der Nähe des Aktivitätsminimums der Sonne.

### **Mittelungen ohne die Zeit maximaler Sonnenaktivität**

Wie schon erwähnt, finden sich zur Zeit des Sonnenfleckensmaximums, in dem die Auswertungen beginnen, häufiger größere Amplituden des Mondtages als in späteren Zeiten. Außerdem treten in jener Zeit zahlreiche magnetische Störungen auf, welche die Phase des Sonnentages z. B. zu früheren Stunden hin verschiebt. In den Gesamtmitteln sind denn auch noch einzelne Züge des Sonnenfleckensmaximums erkennbar. Es soll jetzt untersucht werden, wie weit sich der Einfluß der maximalen Sonnenaktivität auf den über die gesamte Auswertzeit gemittelten Intensitätsverlauf bemerkbar macht.

Die Intensitätsmittel über die Zeitintervalle, die jeweils um ein Vierteljahr fortgesetzt erweitert worden waren, wurden deshalb noch einmal errechnet, jedoch wurden die ersten beiden Jahre von Juli 1957 bis Juni 1959, d. h. die Zeit des Sonnenfleckensmaximums und das daran anschließende halbe Jahr, bei der Mittelung weggelassen.

Diese 4,5-Jahresmittel zeigten dieselben Züge wie die über 6,5 Jahre gemittelten Gänge, doch treten sie im Vergleich zur Zeit des Sonnenfleckensmaximums abgeschwächt auf. Dieses bedeutet aber wieder, daß die den Verlauf des Gesamtmittels formenden Einflüsse nicht nur im Sonnenfleckensmaximum, sondern auch später wirksam sind. Die ersten beiden Jahre können aus der Mittelung herausgelassen werden, ohne daß sich das Endmittel wesentlich ändert. Wirkungen magnetischer Störungen sind auch, wie bekannt, nach dem Sonnenfleckensmaximum noch vorhanden, sie sind nur nicht mehr so häufig und intensiv.

### **Vergleich der Gänge von Teilabschnitten**

Teilt man die gesamte Auswertzeit in mehrere Teilabschnitte, so lassen sich beständige Erscheinungen, wenigstens innerhalb der Beobachtungszeit, von unbeständigen unterscheiden. Die beständigen Anteile werden in allen Abschnitten zu finden sein, unbeständige jedoch nur in einem Teil derselben. Die Mittelung, die mit dem dritten Viertel 1959 beginnt, erlaubt eine solche Untersuchung, wenn auch in beschränktem Ausmaß. Zum Vergleich werden die Mittelungen über die ersten zwei Jahre gerechnet vom Juli 1957 aus und die letzten zwei Jahre herangezogen. Wie schon darauf hingewiesen worden ist, sind zwei Jahre die kleinste Zeitspanne, über deren Mittelung eine Betrachtung gerade noch sinnvoll ist. Erst nach Mittelung über wenigstens zwei Jahre

nämlich haben sich die individuellen Züge der einzelnen Vierteljahresabschnitte einigermaßen herausgemittelt. Die Zweijahresmittel sind aus jeweils völlig unabhängigen Zahlenmengen errechnet worden. Die Teilabschnitte überlappten sich nicht.

Diese Untersuchung zeigte: es gibt in allen drei Zeitabschnitten, Maxima und Minima, die immer vorhanden sind. Die Maxima und Minima, die am Ende der gesamten Mittelungszeit zu finden sind, bilden sich demnach in allen 3 Teilabschnitten aus. Die Einflüsse, die sie hervorgerufen haben, waren nicht nur in einem begrenzten Zeitabschnitt wirksam, sondern während der ganzen Zeit.

### **Mittelungen über Zeitabschnitte von kürzerer und längerer Dauer als der Sonnentag**

Alle bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf Mittelungen über Zeitintervalle von Mondtagen.

Dabei wurde immer so getan, als ob ein Intensitätsgang, der durch den Umlauf des Mondes um die Erde verursacht wird, tatsächlich existiert. Gerade dies aber ist bisher nicht gezeigt worden. Zwar wurde eine Schwankung innerhalb eines Mondtages beobachtet, doch ist dabei nicht deutlich geworden, daß der Mond tatsächlich ihre Ursache ist. Im Gegenteil, die beobachtete Intensitätsschwankung erinnert in ihrem Verhalten an den besonders stark ausgeprägten Sonnentagesgang.

Da der Mondtag um nicht einmal eine ganze Stunde länger ist als der Sonnentag, ist eine Trennung dieser beiden Gänge schwierig. Es ist aber zu erwarten, daß bei einer Mittelung über Zeitintervalle, die kürzer oder länger als ein Sonnentag sind, die Amplitudenverteilung unsymmetrisch zur sonnentäglichen Periode herauskommen muß, wenn tatsächlich eine signifikante lunare Periode existiert; der Schwerpunkt der Verteilung müßte oberhalb der sonnentäglichen Periode liegen.

Zur Untersuchung der Amplitudenverteilung wurden die Meßwerte der Jahre 1962, 1963 und 1964 über Zeitintervalle gemittelt, die kürzer bzw. länger als der Mondtag waren. Das kleinste Zeitintervall erstreckte sich über 20 Stunden. Die folgenden Intervalle wurden jeweils um eine Stunde verlängert, bis das größte Intervall von 28 Stunden erreicht war. Wie vorher wurden die unkorrigierten und die korrigierten Meßdaten ausgewertet. Außerdem wurden jetzt die Mittelungen nicht nur mit den nach Mondzeit geordneten Werten durchgeführt, sondern auch mit denselben in sonnenzeitlicher Ordnung belassenen Werten vorgenommen. Existiert ein Mondtagesgang, so müßte, wenn die Meßwerte nach Sonnenzeit angeordnet sind, seine Amplitude bei der Mittelung kleiner ausfallen als bei Anordnung nach Mondzeit. Für jedes Zeitintervall lagen dann 4 Kurven vor; unkorrigiert und korrigiert, Meßwerte eingeteilt nach Sonnen- und Mondzeit. Wie bisher wurden die Rechnungen für Neutronen und Mesonen ausgeführt. Das Ergebnis zeigt: Gänge sind nicht auf 24- und 25-Stundenintervalle beschränkt, sondern sie kommen auch in den anderen Intervallen vor. Die Häufigkeit und Höhe nimmt allerdings mit zunehmender Entfernung der Periodenlänge vom 24-Studentag ab.

Der 24-Stundengang ist in allen Fällen am häufigsten. Bei den Mitteln aus den korrigierten, nach Sonnenzeit angeordneten Werten, sticht dies besonders hervor. Das zeigt, daß der Sonnentagesgang bei weitem am ausgeprägtesten ist. Bedenkt man, daß der Sonnentagesgang in Amplitude und Phase stark schwankt, so ist es verständlich, daß auch benachbarte Periodenlängen auftreten, deren Amplituden allerdings mit zunehmender Entfernung vom 24-Stundentag rasch abnehmen. Da der schnelle Wechsel der meteorologischen Bedingungen zusätzliche Verformungen des Intensitätsverlaufs verursacht, lassen sich besonders bei den unkorrigierten Werten Gänge mit kürzerer bzw. längerer Dauer als 24 Stunden errechnen.

Es ist nun keineswegs so, daß der Gang innerhalb von 25 Stunden, dem der Mondtagesgang etwa entspricht, bei Anordnung der Meßwerte nach Mondzeit öfter vorkommt als bei Anordnung in Sonnenzeit. Das müßte man erwarten, wenn dieser vorhanden wäre. Die 23-Stundengänge sind ebenso zahlreich und ebenso hoch. Dies trifft auch bei den nach Mondzeit eingeteilten Werten zu. Demnach gibt es keine Anzeichen dafür, daß die Mondtagesgänge vor anderen nicht 24stündigen Gängen häufiger festzustellen sind.

Die 24-Stundengänge der einzelnen 29-Tagesabschnitte weisen dagegen im Vergleich mit den anderen Gängen stets große Amplituden auf. Sie fallen nur in Mondzeit etwas kleiner aus als in Sonnenzeit. Es scheint so, als ob die Umordnung der Meßwerte von Sonntag auf Montag den 24-Stundengang nur wenig verstimmt.

Der 25-Stundentag hebt sich also in der Häufigkeitsverteilung in der Umgebung des Sonntages nicht ab. Um dieses Ergebnis zu erhärten, wurde noch geprüft, ob die Amplituden einer angepaßten 25-Stunden-Sinuswelle größer ausfallen als diejenigen für andere Perioden. Dies müßte man erwarten, wenn ein Mondtagesgang merklicher Größe existieren würde.

Die einzelnen Zeitabschnitte von 20, 21 Stunden usf. wurden daher über 3 Jahre gemittelt. Bei den Neutronen wurde ein 29-Tagesabschnitt und bei den Mesonen wurden drei wegen apparativer Störungen weggelassen. Die Intensitätsschwankungen sind in den verschiedenen Periodenlängen von uneinheitlicher Gestalt. Ein Vergleich läßt sich so nur schwer durchführen. Aus diesem Grunde wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Sinuswelle  $y = c \sin(x + \varphi)$  an den gemittelten Intensitätsverlauf angepaßt. Das führt zwar zu einer nur grob angenäherten, aber für den Vergleich des Einflusses verschiedener Perioden besser geeigneten Darstellung der Intensitätsschwankungen. Die Verteilungen der Amplituden bezogen auf die des Sonntages in Prozent in Abhängigkeit von der Periodenlänge sind in der Abb. 5 abgebildet. Die Amplitude des 24-Stundenganges ist in allen Fällen (Neutronen und Mesonen, unkorrigiert und korrigiert) wesentlich größer als die aller anderen Gänge. In den kürzeren und längeren Zeitabschnitten nehmen die Amplituden mit zunehmender Differenz zum 24-Stundenintervall rasch ab, wenn auch nicht immer monoton. Dabei ist es gleichgültig, ob die Meßwerte nach Sonnen- oder nach Mondzeit angeordnet waren. Die Phase wird von den Luftdruckschwankungen so verschoben, daß die Schwankungsbreite der Maxima und Minima vergrößert wird. Bei der Mittelung fallen die Amplitu-

den dann kleiner aus. Der 25-Stundengang verhält sich auch nach dieser Untersuchung wie die anderen Gänge. Er fällt unter diesen nicht auf. Zwar ist der Montag meist kürzer als 25 Stunden, so daß er mit der 25-Stundenwelle nicht mehr genau in Einklang

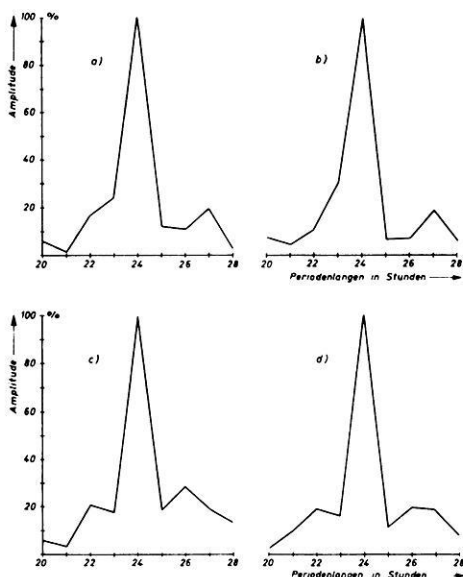


Abb. 5: Verteilung der nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmten Amplituden der bezüglich der Luftdruckschwankungen korrigierten Neutronen und Mesonen über der Periodenlänge bei Einteilung der Meßwerte nach Sonnen- und Mondzeit.

	Sonnenzeit	Mondzeit
Neutronen	a	b
Mesonen	c	d

Distribution of the amplitudes of the air pressure corrected neutrons and mesons defined by the method of the squares as a function of the period lengths in solar and lunar time.

	Solar Time	Lunar Time
Neutrons	a	b
Mesons	c	d

ist. Trotzdem würde er einen Beitrag zum 25-Stundengang liefern, aber nicht zu den anderen Gängen. Diese Ergebnisse sprechen also nicht dafür, daß eine Intensitätswelle innerhalb eines Montages vorhanden ist.

## Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

In der Absicht einen Gang im Intensitätsverlauf innerhalb eines Montages aufzufinden, wurden Mittelungen von Intensitätswerten der Neutronen und der Mesonen der kosmischen Strahlung durchgeführt.

Wie oben gezeigt wurde, nimmt die Amplitude des Intensitätsverlaufs der fortlaufenden Mittel über die Vierteljahre zuerst schnell ab, dann aber bleibt sie fast konstant. Ganz ähnlich verhält sich die Amplitude der 25-Stundenwelle, die in eine Kette von Sonntagesgängen hineingelegt wurde. Die Welle von nur 23 Stunden Dauer benimmt sich nun ihrerseits ebenso. Auch ihre Amplitude hat dieselbe Größenordnung und verschwindet nicht. Die 23stündige Intensitätswelle kann nicht als reell angesehen werden, denn es ist kein Erzeugungsmechanismus für sie bekannt. Sie muß also vom Sonntagesgang herrühren.

Die Mittelungen über aneinander anschließende Zeitabschnitte von  $24\frac{3}{4}$  und 25 Stunden lieferten nur Gänge mit einer Amplitude in der Größenordnung von  $0,1\frac{0}{00}$ . Ein Montag kann deshalb auch keine wesentlich größere Amplitude haben. Es muß daher auch die Möglichkeit betrachtet werden, daß der Montagesgang, so wie er durch die Mittelungen gewonnen wurde, durch den Sonntagesgang vorgetäuscht sein kann. Ausschließen läßt sich deshalb nicht, daß die Restamplitude von der Unschärfe des Sonntagesganges herrührt. Dies umsomehr, wenn man sich die Wechselhaftigkeit der Intensitätsschwankungen innerhalb eines Sonntages gegenwärtig hält. Ferner ist daran zu denken, daß die Störungen des Erdmagnetfeldes und die sich ständig ändernden Gegebenheiten im interplanetaren Raum in derselben Richtung wirken. Außerdem braucht der Gang keineswegs sinusförmig zu sein. Die Existenz höherer harmonischer — in dem eingeschränkten Sinn verstanden, daß diese nicht sinusförmig zu sein brauchen — kann ebenfalls nicht ausgeschlossen werden. Alles dies begünstigt das Auftreten von Nachbargängen.

Wie sich gezeigt hat, kann die eingangs beschriebene Intensitätsschwankung in der kosmischen Strahlung auch durch den Sonntagesgang vorgetäuscht sein. Falls ein Einfluß des Mondes auf die Intensität der kosmischen Strahlung tatsächlich existiert, muß ihre Amplitude jedenfalls kleiner sein als sie durch die Mittelung gefunden wurde. Ein Gang dieser Größe bleibt nämlich auch vom Sonntagesgang übrig. Längere und kürzere Perioden in der Nachbarschaft des Sonntages besitzen Amplituden von der gleichen Größenordnung.

### Literatur

- BAGGE, E., und O. BINDER: A lunar cosmic ray intensity variation. Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference 4, 262—270, 1960
- : A lunar cosmic ray intensity variation. J. Phys. Soc. Jap. 17, Suppl. A-II, 486—491, 1962
- CROWDEN, J. B., und P. L. MARSDEN: The diurnal variation of the intensity of the nucleonic component during Forbush decreases. J. Phys. Soc. Jap. 17, Suppl. A-II, 484—485, 1962
- DEBRUNNER, H., und F. A. HOUTERMANS: Die Tagesschwankungen der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung am Jungfrauoch. Helv. Phys. Acta 35, 137—146, 1962
- SANDSTRÖM, A. E.: A new study of the cosmic ray diurnal variation in relation to geomagnetic activity. J. Phys. Soc. Jap. 17, Suppl. A-II, 477—482, 1962
- SARABHAI, V.: Review of cosmic ray daily variation and geomagnetic effects. J. Phys. Soc. Jap. 17, Suppl. A-II, 500—503, 1962





## **Eine im Winter bei mittlerer Breite auftretende Senke des Elektroneninhaltes**

### **(A trough of electron density occurring at middle latitudes in Wintertime)**

Von P. F. LIEGER, Graz<sup>1)</sup>

Eingegangen am 6. März 1969

*Zusammenfassung:* Bei vielen tagsüber in Graz (47,1°N, 15,5°E) aufgenommenen Registrierungen des Faraday-Effektes an Signalen des Satelliten Explorer 22 findet sich ein ganz charakteristischer Verlauf für die Länge der Fadingbogen in Abhängigkeit von der geographischen Breite. Es kann gezeigt werden, daß diese Störungen auf einen Trog des Elektroneninhaltes bei etwa 37° bis 44° nördlicher geographischer Breite zurückzuführen sind. Diese nur tagsüber beobachtete Senke weist einen ausgeprägten jahreszeitlichen Gang auf. Sie tritt vornehmlich im Winterhalbjahr auf und hier wiederum besonders häufig in den Vormittagsstunden. Es wird vermutet, daß es sich bei dieser Störung um einen Rest des bei mittleren Breiten nachtsüber vorhandenen Troges (main trough) der Ionisation handelt. So läßt sich der jahres- und tageszeitliche Gang verstehen, da besonders in den Morgenstunden des Winterhalbjahres die F2-Schicht noch wesentlich von den Verhältnissen in der Nacht bestimmt wird.

*Summary:* At many registrations of the Faraday-fading of signals of the satellite Explorer 22 taken by day at Graz (47,1°N, 15,5°E) striking fluctuations in the length of the fadingperiod were found. It is shown, that these fluctuations have there origin in a trough of electron-content at about 37° to 44° northern latitude. This trough—appearing during day—shows a characteristic seasonal variation. It can be observed predominantly during the winter period, and there most frequently in the morning hours. It is supposed that this above mentioned trough is a remainder of the main trough of ionisation found during the night. That would explain the seasonal and temporal occurrence, because during the morning hours of the winter-period the F2-layer is highly influenced by the conditions during the preceeding night.

Am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Graz werden laufend Registrierungen des Faraday-Effektes an den 40- und 41-MHz-Signalen des Satelliten Explorer 22 durchgeführt. Da die Registrierungen für einen großen Zenitwinkelbereich aufgenommen werden, und die Bahn des genannten Satelliten eine Inklination von etwa 80° hat, können aus den Registrierungen Aussagen über den Verlauf des Elektroneninhaltes der Ionosphäre ungefähr entlang eines Meridians gemacht werden.

---

1) Dr. P. F. LIEGER, Institut für Meteorologie und Geophysik Universität Graz.

Bei vielen Registrierungen der Satellitensignale treten fallweise periodische Schwankungen in der Länge der Fadingbogen auf (siehe Fig. 1, Durchlauf vom 12. 2. 1967) oder noch häufiger wird die Registrierung nur einmal von einigen Bogen etwa mit 3—5facher Länge unterbrochen. Diese Erscheinungen sind vor allem südlich unserer

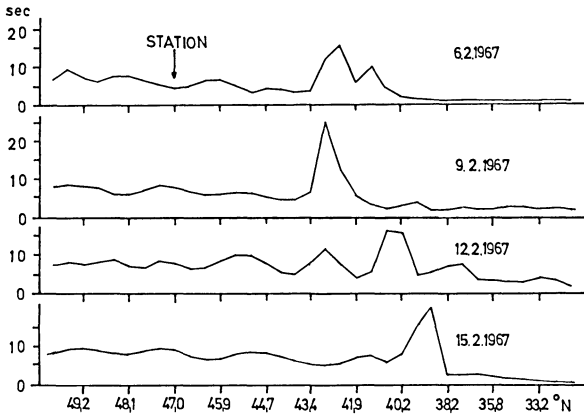


Abb. 1: Verlauf der Fadingdauer mit der geographischen Breite des ionosphärischen Punktes für vier Vormittagsdurchläufe im Februar 1967.

Fading period as a function of the geographic latitude of the ionospheric point for four forenoon orbits (February 1967).

Station zu beobachten, also in einem Gebiet, in dem man zur Berechnung der Faraday-Drehung die QL-Näherung benutzen darf. Danach ergibt sich der Drehwinkel  $\Omega$  eines linear polarisierten Signals nach Durchtritt durch die Ionosphäre als

$$\Omega = \frac{k\bar{M}I}{f^2} \quad (1)$$

$I$  = Elektroneninhalt,  $m^{-2}$        $\bar{M}$  = geomagnetischer Faktor,  $Am^{-1}$   
 $f$  = Sendefrequenz, Hz       $k = 2,96 \cdot 10^{-2} m^3A^{-1}sec^{-2}$

Die Schwankungen in der Fadinglänge lassen sich leicht in einen einfachen Zusammenhang mit dem Gradienten des Elektroneninhaltes bringen. Dazu betrachten wir die Drehwinkel der Polarisationssebene für die Zeitpunkte zweier aufeinanderfolgender Minima der Registrierkurve. Zur Zeit  $t = 0$  sei

$$\Omega_0 = \frac{k\bar{M}_0 I_0}{f^2}$$

beim nachfolgenden Minimum zur Zeit  $T$  ist

$$\Omega_1 = \Omega_0 + \pi = \frac{k\bar{M}_1 I_1}{f^2} = \frac{k}{f^2} \left( I_0 + \frac{dI}{dt} T \right) \left( \bar{M}_0 + \frac{d\bar{M}}{dt} T \right) \quad (2)$$

dabei bezeichnen  $dI/dt$  und  $d\bar{M}/dt$  die mittlere zeitliche Änderung von  $I$ , bzw.  $\bar{M}$  während der Fadingdauer  $T$ .

Die Differenz der Drehwinkel zu den beiden Zeitpunkten ergibt sich als

$$\Omega_1 - \Omega_0 = \pi = \frac{k}{f^2} \left( I_0 \frac{d\bar{M}}{dt} T + \bar{M}_0 \frac{dI}{dt} T + \frac{dI}{dt} \frac{d\bar{M}}{dt} T^2 \right) \quad (3)$$

Das dritte Glied in der Klammer ist von zweiter Ordnung klein und kann gegen die beiden anderen vernachlässigt werden. Dann kann man leicht nach der Fadingdauer auflösen und erhält:

$$T = \left| \frac{\pi f^2}{k \left( I_0 \frac{d\bar{M}}{dt} + \bar{M}_0 \frac{dI}{dt} \right)} \right| \quad (4)$$

Der Absolutbetrag wird genommen, da die Fadingdauer immer positiv gezählt wird.

Damit ist der Zusammenhang zwischen der Fadingdauer und einem eventuellen Gradienten des Elektroneninhalts gegeben. Ist der Elektroneninhalt entlang der Bahn konstant, so ist der zweite Term im Nenner dieser Gleichung Null. Für diesen Spezialfall ergibt sich die Fadingdauer  $\propto (d\bar{M}/dt)^{-1}$ .

Die Diskussion von Gleichung (4) ergibt, daß die Fadingdauer gegenüber Werten bei konstantem Elektroneninhalt kleiner wird, wenn der Elektroneninhalt nach Süden hin ansteigt. Wenn dagegen der Elektroneninhalt nach Süden hin abnimmt, haben die beiden Terme im Nenner von (4) verschiedenes Vorzeichen; überwiegt der erste Term gegen den zweiten (kleiner Gradient), ist die Fadingdauer größer als bei konstantem Elektroneninhalt. Bei einer gewissen Stärke des Gradienten sind die beiden Terme im Nenner von (4) gleich groß. Die Fadingdauer ist in diesem Fall theoretisch unendlich. Steigt die Größe des Gradienten weiter an, so nimmt die Länge der Fadingdauer ab und liegt bei sehr starkem Gradienten wiederum in der Größenordnung der ohne Gradienten zu erwartenden Fadingdauer. Dabei hat aber der Nenner in (4) sein Vorzeichen gewechselt. Dies bringt die Änderung der Drehrichtung der Polarisationssebene am Ort des Empfängers zum Ausdruck.

Fig. 1 zeigt einige Beispiele für den Verlauf der Fadingdauer entlang der Bahn des Satelliten. Horizontal ist die geographische Breite des ionosphärischen Punktes (also des Punktes der Verbindungslinie Satellit—Station in der mittleren Ionosphärenhöhe von 300 km) aufgetragen und vertikal die Fadingdauer in Sekunden. Die gezeigten Bilder stammen vom Februar 1967. Da der Satellit alle drei Tage etwa zur gleichen Zeit

(Veränderung ca. 23 Minuten) Bahnen durchläuft, die nur um wenig gegeneinander verschoben sind (Änderung der geographischen Länge des ionosphärischen Punktes ca.  $0,1^\circ$  nach West), ergibt sich die Möglichkeit, die Störung bei mehreren Durchläufen bei gleichem Ort und unter nahezu gleichen zeitlichen Bedingungen zu studieren. Die einzelnen Registrierungen der Fig. 1 wurden also mit dreitägigem Abstand und nahezu gleicher Bahn und Ortszeit aufgenommen. Es zeigt sich dennoch, daß die Lage der langen Fadingbogen variiert. Gemeinsam ist diesen Kurven (und dies zeigen auch die anderen Registrierungen), daß die gravierenden Störungen zwischen  $37^\circ$  und  $44^\circ$  nördlicher Breite liegen.

Für einen dieser Durchläufe (6. 2. 1967) zeigt die Fig. 2 den Verlauf des Elektroneninhalts entlang der Flugbahn. Fig. 2a zeigt noch einmal den Verlauf der Fadingdauer gegen die geographischen Koordinaten des ionosphärischen Punktes. In Fig. 2b ist der aus dem Faraday-Effekt berechnete Verlauf des Elektroneninhaltes eingezeichnet. Man erkennt ein Minimum des Elektroneninhaltes bei etwa  $40,5^\circ$  nördlicher Breite.

Aus dieser Figur kann man sehr gut sehen, wie aus dem Verlauf der Fadingdauer sofort Abschätzungen über den Gradienten des Elektroneninhaltes gemacht werden können. Die beiden Maxima der Fadinglänge (Pfeile) liegen an den Stellen, bei denen der Gradient gerade so groß ist, daß der Nenner von (4) ein Minimum wird. Das dazwischenliegende Minimum der Fadingdauer liegt dagegen am Ort des stärksten Gradienten. Bei diesem Durchlauf erreichte die Abnahme des Elektroneninhaltes nach Süden hin maximal den Wert von  $\Delta I/I \Delta s = 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$  (km gerechnet als Weg in mittlerer Ionosphärenhöhe). Dieser Durchlauf zeigte einen auffallend starken Gradienten. Die Werte der anderen Durchläufe lagen meist unter diesem Wert.

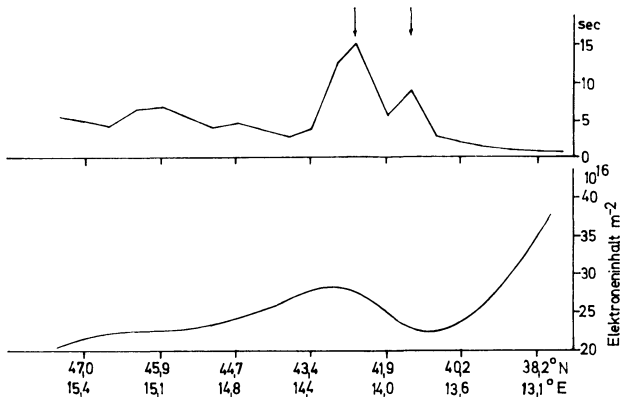


Abb. 2: Fadingdauer und Elektroneninhalt in Abhängigkeit von den geographischen Koordinaten des ionosphärischen Punktes (6. Februar 1967).

Fading period and electron content as a function of the geographic coordinates of the ionospheric point (February, 6th 1967).



erstreckt, ergibt sich ganz klar, daß die Störung vornehmlich im Winterhalbjahr auftritt.

Neben dem jahreszeitlichen Effekt fand sich noch ein ausgeprägter Tagesgang in der Häufigkeit des Auftretens. Fig. 4 zeigt die relative Häufigkeit des Auftretens der Störung in einem Stundenintervall. Für die frühen Vormittagsstunden ergab sich eine weit größere Wahrscheinlichkeit als für die Mittags- und Abendstunden.

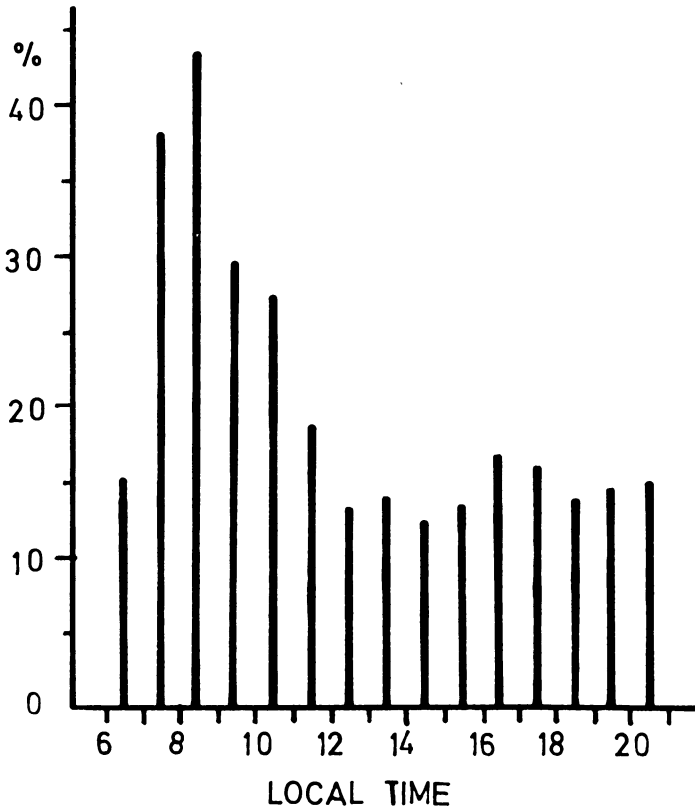


Abb. 4: Häufigkeit des Auftretens der Senke in einem Stundenintervall (%).

Frequency of occurrence of the trough within one hour-interval (%).

Tröge der Ionisation wurden in mittleren Breiten bereits bei Alouette-Messungen gefunden (MULDREW 1965, KNECHT and VAN ZANDT 1963, THOMAS and ANDREWS 1968). Auch bei Messungen mit dem fixed-frequency topside-sounder Satelliten Explorer 20 fanden CALVERT 1966 und CALVERT and VAN ZANDT 1966 solche Störungen der Ionisation. Bei nahezu allen Untersuchungen wird die Senke der Ionisation in der

Nacht beobachtet, während bei unserer Untersuchung nur Tageswerte zur Verfügung standen. Ein jahreszeitlicher Effekt wurde bei keiner der angeführten Untersuchungen gefunden.

LISZKA (1967) zeigt, daß bei hoher Breite eine Senke des Elektroneninhalts auftritt (high-latitude trough, bei  $65^{\circ}$ – $70^{\circ}$  geographischer Breite), die ebenfalls eine jahreszeitliche Schwankung wie die bei unserer Untersuchung gefundene Senke aufweist. Allerdings liegen LISZKAS Untersuchung wiederum Nachtwerte zugrunde. Die von THOMAS (1964) beschriebene Störung in der breitenmäßigen Verteilung der maximalen Elektronendichte der F2-Schicht zeigt mit der an unserer Station aus Faraday-Effekt Messungen gefundenen Verteilung des Elektroneninhalts in manchem gute Übereinstimmung. Die Lage des Minimums der maximalen Elektronendichte stimmt mit der Lage des bei unserer Untersuchung gefundenen Minimums des Elektroneninhalts sehr gut überein ( $55^{\circ} \pm 3^{\circ}$  magnetischer Breite entsprechen bei der geographischen Länge unserer Station einer geographischen Breite von etwa  $39,5^{\circ} \pm 3^{\circ}$ ).

Weiters zeigt die von THOMAS beschriebene Störung den selben jahreszeitlichen Gang wie die bei uns gefundene.

Ein Anstieg des Elektroneninhalts nach Norden hin, wie er aus den von THOMAS veröffentlichten Kurven zu erwarten wäre, konnte nicht festgestellt werden. Weiters tritt das Maximum der Ausbildung der Unregelmäßigkeit bei uns am Vormittag auf und nicht, wie nach THOMAS zu erwarten wäre, am Nachmittag.

Da die Senken der Ionisation vornehmlich in der Nacht aufzutreten scheinen und dann auch mit größerer Stärke (siehe z. B. MULDREW 1966) liegt die Vermutung nahe, daß die bei uns gefundene Störung als Rest des Nachttroges anzusehen ist. Dies könnte auch den Jahres- und Tagesgang in der Häufigkeit des Auftretens erklären, da in den Morgenstunden des Winterhalbjahres die F2-Schicht noch wesentlich von den Verhältnissen der Nacht bestimmt wird.

### Literatur

- CALVERT, W.: Steep Horizontal Elektron-Density Gradients in the Topside F-Layer, *J. Geophys. Res.*, 71, 3665–3669, 1966
- CALVERT, W., and T. E. VAN ZANDT: Fixed-Frequency Observations of Plasma Resonances in the Topside Ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 71, 1799–1813, 1966
- KNECHT, R. W., and T. E. VAN ZANDT: Some Early Results from the Ionospheric Top-Side Sounder Satellite, *Nature*, 197, 641–644, 1963
- LISZKA, L.: The High-Latitude Trough in Ionospheric Electron Content, *J. Atm. Terr. Phys.*, 29, 1243–1259, 1967
- MULDREW, D. B.: F-Layer Ionization Trough Deduced from Alouette Data, *J. Geophys. Res.*, 70, 2635–2650, 1965
- THOMAS, J. O.: Electron Density Distribution in the F2-Layer, in *Elektron Density Distribution in Ionosphere and Exosphere*, 226–241, North-Holland Publishing Comp. Amsterdam, 1964
- THOMAS, J. O., and M. K. ANDREWS: Transpolar Exospheric Plasma, *J. Geophys. Res.*, 73, 7407–7417, 1968





# **Deformation of the Shape of Seismic Pulses by a Layer of Non-Uniform Velocity Distributions**

By J. G. NEGI and T. LAL, Hyderabad<sup>1)</sup>

Eingegangen am 6. November 1968

*Summary:* The seismic system, whose response is studied, consists of a non-uniform velocity layer having contact with two homogeneous elastic layers on both sides. A plane compressional pulse is incident normally from the bottom layer. The differential equations relating the displacements in different layers with velocity functions are set up. Exact solutions are obtained in the form of convolution integrals by using LAPLACE transform techniques for quadratic and exponential velocity variations with depth. Formulas are presented for secondary reflected and transmitted waves.

Distortion effects due to inhomogeneity are demonstrated by typical graphical plots for a particular type of primary wave disturbance. The analysis leads to somewhat surprising result of non-linear transparency of pulse forms even under the assumptions of perfectly elastic conditions. The deformations are quite characteristic of the moderate and rapid velocity variations considered in the investigation.

*Zusammenfassung:* Das in der Arbeit untersuchte seismische System besteht aus einer Schicht mit ungleichförmiger Geschwindigkeit, die beiderseits mit homogen-elastischen Schichten in Kontakt steht. Ein ebener Kompressions-Impuls fällt normal zur Schichtung von der unteren Schicht ein. Die Differentialgleichung wird aufgestellt, welche die Verrückung in den verschiedenen Schichten den Geschwindigkeitsfunktionen zuordnet. Mit Hilfe der LAPLACE-Transformation werden exakte Lösungen in Form von Faltungs-Integralen für quadratische und exponentielle Änderung der Geschwindigkeit mit der Tiefe erhalten. Formeln für sekundär reflektierte und durchgehende Wellen werden angegeben.

Verzerrungseffekte durch Inhomogenitäten werden für eine besondere Type der primären Wellenstörung graphisch dargestellt. Das Ergebnis der Untersuchungen ist einigermaßen überraschend: Auch bei vollkommen elastischen Bedingungen tritt eine nichtlineare Durchlässigkeit der Impulsformen auf. Die Verformungen sind charakteristisch für die betrachteten mäßig schnellen bzw. schnellen Änderungen der Geschwindigkeit.

## **Motivation**

BERRYMAN et al [1958] and MENZEL and ROSENBAACH [1958] have shown a theoretical possibility of deformation of pulse shape while propagating in transition layer of linear velocity variation even under the assumptions of perfect elastic conditions. Usually such distortions are expected for the cases of anelastic media and hence

---

<sup>1)</sup> Dr. JANARDAN G. NEGI and TARKESHWAR LAL, Theoretical Geophysics Division National Geophysical Research Institute, Hyderabad-7 (A.P.), India.

BRUCKSHAW [1958] expressed his surprise over the result. In view of the importance of pulse deformation phenomenon it is very essential to investigate whether

(i) pulse forms change only due to the influence of slow linear velocity variations as assumed by MENZEL and ROSENBAACH and others,

or

(ii) it is a more generalised process which is valid even for moderate and rapid velocity variations.

In order to get very exact informations on the subject we have chosen idealized cases of quadratic and exponential velocity functions as representative situations of moderate and rapid variations.

### Differential equations and method of analysis

A schematic diagram of the configuration of our problem is given in Fig. 1.  $\rho_0, v_0$ , and  $\rho_2, v_2$  are the densities and velocities of the two embedding layers which lie above and below the layer of non-uniform velocity. We consider mainly the response of velocity variations and hence densities remain constant in all the media including the intermediate layer. Following the LAPLACE transform approach used by MENZEL and ROSENBAACH [1958] a two-dimensional analysis has been possible for plane primary wave excitations.

Consider a plane compressional wave propagating upwards in the bottom layer with velocity  $v_2$ . Let  $W_2$  represent the primary wave in the lower layer,  $\bar{W}_2$ , and  $\bar{W}_1, W_1'$  the reflected components in the lower and intermediate layers and  $W_1, W_0, \bar{W}_2'$ , the transmitted parts in the intermediate, top and bottom layers respectively.

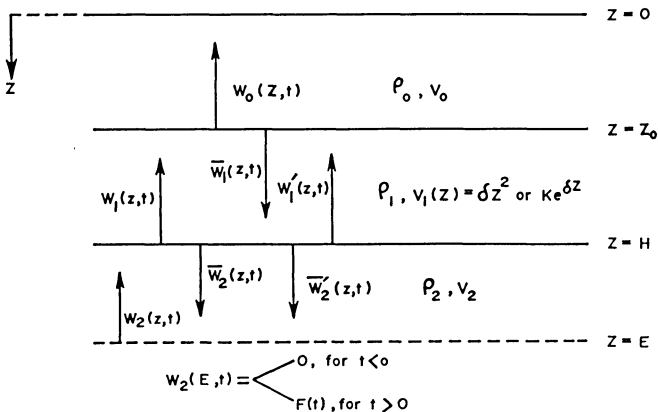


Fig. 1: Schematic diagram of the seismic system with primary and secondary waves.

The wave equations for the displacement  $W(z, t)$  for the different layers are given by

$$\frac{\partial^2 W_0}{\partial t^2} = v_0^2 \frac{\partial^2 W_0}{\partial z^2} \quad (\text{for the top layer}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 W_2}{\partial t^2} = v_2^2 \frac{\partial^2 W_2}{\partial z^2} \quad (\text{for the bottom layer}), \quad (2)$$

and

$$\frac{\partial^2 W_1}{\partial t^2} = v_1^2 \frac{\partial^2 W_1}{\partial z^2} + 2v_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} \frac{\partial W_1}{\partial z} \quad (\text{for the intermediate layer}). \quad (3)$$

Equation (3) will assume different forms depending on the type of velocity function  $v_1(z)$  in the intermediate layer.

Let us now assume that over the plane  $z = E$  the primary incident wave  $W_2(z, t)$  satisfies the following relation:

$$W_2(E, t) = \begin{cases} 0, & \text{for } t < 0 \\ F(t), & \text{for } t > 0. \end{cases} \quad (4)$$

The function  $F(t)$  may be chosen arbitrarily. Equation (4) implies that for  $z < E$

$$\lim_{t \rightarrow +0} W_2(z, t) = 0 \quad (5)$$

and

$$\lim_{t \rightarrow +0} \frac{\partial W_2(z, t)}{\partial t} = 0. \quad (6)$$

The secondary waves may be calculated with the help of the differential equations (1), (2), and (3), taking into account the conditions (4) to (6) and the conditions of the continuity of displacements and stresses at the interfaces. The LAPLACE transform technique seems quite convenient to obtain the solutions. Here the LAPLACE transform  $w(z, s)$  of a function  $W(z, t)$  is defined as

$$w(z, s) = \int_0^{\infty} W(z, t) e^{-st} dt. \quad (7)$$

This transformation, when applied to the differential equation and boundary conditions, produces the corresponding images which are more suitable for algebraic operations. The exact solutions are reconstructed by the method of inversion for the solutions obtained in the image space.

**Response of quadratic velocity variation**

Let us assume the velocity variation in the intermediate layer to be of the form  $v_1(z) = \delta z^2$  where  $\delta$  is a constant and  $z$  is the depth measured from the surface.

Equation (3) for this situation is modified to

$$\frac{\partial^2 W_1}{\partial t^2} = \delta^2 z^4 \frac{\partial^2 W_1}{\partial z^2} + 4 \delta^2 z^3 \frac{\partial W_1}{\partial z}. \tag{8}$$

The LAPLACE transformation of equations (1) and (2) gives differential equation of the form

$$s^2 w(z, s) = v^2 \frac{d^2 w(z, s)}{dz^2}, \tag{9}$$

whereas equation (8) is transformed to

$$s^2 w_1(z, s) = \delta^2 z^4 \frac{d^2 w_1(z, s)}{dz^2} + 4 \delta^2 z^3 \frac{dw_1(z, s)}{dz}. \tag{10}$$

The general solution of the equation (9) for the bottom and top layer will be of the type

$$w_1(z, s) = A \exp(zs/v) + B \exp(-zs/v), \tag{11}$$

and that of equation (10) using LOMMEL's transformation of BESSEL's equation [WATSON, 1962, p. 97] is given by

$$w_1(z, s) = C(\delta z)^{-3/2} K_{3/2}(s/\delta z) + D(\delta z)^{-3/2} I_{3/2}(s/\delta z), \tag{12}$$

where  $A, B, C,$  and  $D$  are constants to be evaluated with the help of boundary conditions. It is seen that the leading terms in (11) and (12) represent the LAPLACE transform of a wave propagating upwards.

Now let us consider the primary wave  $W_2(z, t)$  with a phase determined by equation (4).

The application of LAPLACE transform on equation (4) and the use of the subsequent results in equation (11) gives

$$w_2(z, s) = f(s) \exp[-s(E-z)/v_2]. \tag{13}$$

The primary wave function  $W_2(z, t)$  can be written as

$$W_2(z, t) = F[t + (z-E)/v_2], \tag{14}$$

which is the inverse LAPLACE transform of  $w_2(z, s)$ .

**Nature of secondary waves**

Now we shall calculate the secondary waves produced by reflection and transmission at the boundaries  $z = H$  and  $z = z_0$ .

As we see from Fig. 1, the wave  $W_2$  gives rise to reflected component  $\bar{W}_2$  and the transmitted component  $W_1$  at the boundary  $z = H$ . The LAPLACE transform  $w_2(z, s)$  of  $W_2(z, t)$  is defined by equation (13) and  $\bar{w}_2(z, s)$  and  $w_1(z, s)$  are obtained from equation (11) and (12) as

$$w_2(z, s) = \bar{B} \exp(-zs/v_2), \tag{15}$$

and

$$w_1(z, s) = C(\delta z)^{-3/2} K_{3/2}(s/\delta z) = C\sqrt{\pi/2s} \left( \frac{1}{\delta z} + \frac{1}{s} \right) e^{-s/\delta z}. \tag{16}$$

The continuity of displacements and stresses at the interface results into following boundary conditions:

$$W_1(H, t) = W_2(H, t) + \bar{W}_2(H, t), \tag{17a}$$

and

$$(\lambda_1 + 2\mu_1)_H \left( \frac{\partial W_1}{\partial z} \right)_H = (\lambda_2 + 2\mu_2) \left[ \frac{\partial W_2}{\partial z} + \frac{\partial \bar{W}_2}{\partial z} \right]_H. \tag{17b}$$

Applying LAPLACE transform to above equations, we get

$$w_1(H, s) = w_2(H, s) + \bar{w}_2(H, s), \tag{18a}$$

and

$$(\lambda_1 + 2\mu_1)_H \left( \frac{dw_1}{dz} \right)_H = (\lambda_2 + 2\mu_2) \left[ \frac{dw_2}{dz} + \frac{d\bar{w}_2}{dz} \right]_H. \tag{18b}$$

The above equations, on using the equations (13), (15), and (16), may be written as

$$C\sqrt{\pi/2s} \left( \frac{1}{\delta H} + \frac{1}{s} \right) e^{-s/\delta H} - \bar{B} \exp(-sH/v_2) = f(s) \exp[-s(E-H)/v_2] \tag{19a}$$

and

$$C\sqrt{\pi s/2} \rho_1 H e^{-s/\delta H} + \bar{B} \rho_2 v_2 s \exp(-sH/v_2) = \rho_2 v_2 s f(s) \exp[-s(E-H)/v_2]. \tag{19b}$$

On solving the simultaneous equations (19a) and (19b),  $C$  and  $\bar{B}$  are given by

$$C = \frac{2\sqrt{2/\pi s} \varrho_2 v_2 \delta s f(s) \exp[-s\{(E-H)/v_2 - (1/\delta H)\}]}{\left[ \varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) + \varrho_1 \delta H \right]} \quad (20a)$$

and

$$\bar{B} = \left[ \frac{\varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) - \varrho_1 \delta H}{\varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) + \varrho_1 \delta H} \right] f(s) \exp[-s(E-2H)/v_2]. \quad (20b)$$

On substituting the values of these constants in the equations (15) and (16), we obtain

$$\bar{w}_2(z, s) = \left[ \frac{\varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) - \varrho_1 \delta H}{\varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) + \varrho_1 \delta H} \right] f(s) \exp[-s(E+z-2H)/v_2] \quad (21)$$

and

$$w_1(z, s) = \left[ \frac{2\varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right)}{\varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) + \varrho_1 \delta H} \right] f(s) \exp \left[ -s \left\{ (E-H)/v_2 - (1/\delta) \left( \frac{1}{H} - \frac{1}{z} \right) \right\} \right]. \quad (22)$$

Here we will confine ourselves to the evaluation of  $\bar{W}_2(z, t)$ , the reflected wave in the bottom layer. Let us assume that acoustic impedance is continuous at the boundary  $z = H$ , which means that

$$\varrho_2 v_2 = \varrho_1 \delta H^2. \quad (23)$$

The equation (21) on using (23) reduces to

$$\bar{w}_2(z, s) = \left[ \frac{1}{1 + (2/\delta H)s} \right] f(s) \exp[-s(E+z-2H)/v_2]. \quad (24)$$

The inverse LAPLACE transform of (24) gives [ERDELYI, A. et al, 1954]

$$\bar{W}_2(z, t) = (\delta H/2) F(t - t_1) * e^{-(\delta H/2)t}, \tag{25}$$

where

$$t_1 = (E + z - 2H)/v_2. \tag{26}$$

In equation (25) and hereafter the sign asterisk (\*) represents the convolution of two functions defined by the relation

$$F(t) * G(t) = \int_0^t F(t-z) G(z) dz. \tag{27}$$

The equation (25) represents the general solution for the wave  $\bar{W}_2$ , which arrives at a point  $z$  in the bottom layer at the time  $t_1$ .

Now let us consider the reflection and transmission of waves at the boundary plane  $z = z_0$ . The wave  $W_1$  at this interface produces the transmitted wave  $W_0$  (in the top layer) and the reflected wave  $\bar{W}_1$  (in the intermediate layer), as shown in Fig. 1. The LAPLACE transforms  $w_1(z, s)$ ,  $w_0(z, s)$ , and  $\bar{w}_1(z, s)$  are given as follows:

$$w_1(z, s) = C \sqrt{\pi/2s} \left( \frac{1}{\delta z} + \frac{1}{s} \right) e^{-s/\delta z}, \tag{28}$$

$$w_0(z, s) = A_0 \exp(zs/v_0), \tag{29}$$

and 
$$w_1(z, s) = D \sqrt{2/\pi s} (1/\delta z) [\cos h(s/\delta z) - (\delta z/s) \sin h(s/\delta z)]. \tag{30}$$

With the help of the boundary conditions at the interface  $z = z_0$  and the above equations, the constants  $A_0$  and  $D$  can readily be evaluated as

$$A_0 = \frac{2 \varrho_1 \varrho_2 v_2 s}{\left[ \varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) + \varrho_1 \delta H \right]} \cdot \frac{f(s) \exp \left[ -s \left\{ (E-H)/v_2 + (z_0/v_0) - (1/\delta H) \right\} \right]}{\left[ (\varrho_0 v_0 s / \delta z_0) \cos h(s/\delta z_0) + (\varrho_1 s z_0 - \varrho_0 v_0) \sin h(s/\delta z_0) \right]} \tag{31}$$

and

$$D = - \frac{\sqrt{2\pi s} \varrho_2 v_2 \delta \left[ \varrho_0 v_0 \left( 1 + \frac{s}{\delta z_0} \right) - \varrho_1 z_0 s \right]}{\left[ \varrho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) + \varrho_1 \delta H \right]} \cdot \frac{f(s) \exp \left[ -s \left\{ (E-H)/v_2 + (1/\delta) \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{H} \right) \right\} \right]}{\left[ (\varrho_0 v_0 s / \delta z_0) \cos h(s/\delta z_0) + (\varrho_1 z_0 s - \varrho_0 v_0) \sin h(s/\delta z_0) \right]}. \tag{32}$$

The transform  $w_0(z, s)$  of  $W_0(z, t)$ , the transmitted part in the top layer, on using (29) and (31) becomes

$$w_0(z, s) = \frac{2 \rho_1 \rho_2 v_2 s}{\left[ \rho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) + \rho_1 \delta H \right]} \cdot \frac{f(s) \exp \left[ -s \left\{ (E-H)/v_2 + (1/v_0)(z_0-z) - (1/\delta H) \right\} \right]}{\left[ (\rho_0 v_0 s / \delta z_0) \cos h(s/\delta z_0) + (\rho_1 s z_0 - \rho_0 v_0) \sin h(s/\delta z_0) \right]} \quad (33)$$

The consideration of continuity of acoustic impedance at the interfaces  $z = z_0$  and  $z = H$  results into the following relations:

$$\text{and} \quad \left. \begin{aligned} \rho_0 v_0 &= \rho_1 \delta z_0^2 \\ \rho_2 v_2 &= \rho_1 \delta H^2 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Equation (33), in view of (34), can be rewritten as

$$w_0(z, s) = \frac{(2H/\delta z_0^2) s^2 f(s)}{(s + \delta H/2) \left[ \left( \frac{2s}{\delta z_0} - 1 \right) + e^{-2s/\delta z_0} \right]} \cdot \exp \left[ -s \left\{ (E-H)/v_2 + (1/v_0)(z_0-z) + (1/\delta) \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{H} \right) \right\} \right] \quad (35)$$

On taking inverse transform of the expression (35) the original function  $W_0(z, t)$  is given by

$$W_0(z, t) = \begin{cases} 0, & \text{for } t < t_2 \\ \delta H F''(t-t_2) * e^{-(\delta H/2)t} * [t + (2/3 \delta z_0)], & \text{for } t > t_2 \end{cases} \quad (36)$$

where

$$t_2 = (E-H)/v_2 + (1/v_0)(z_0-z) + (1/\delta) \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{H} \right) \quad (37)$$

The equation (36) gives the solution for the wave  $W_0(z, t)$ ,  $t_2$  being the travel time of the wave from  $z = E$  to a point of observation  $z$  in the top layer.

As shown in Fig. 1, the wave  $\bar{W}_1$  at the interface  $z = H$  generates the reflected wave  $W_1'$  (in the intermediate layer) and the transmitted wave  $\bar{W}_2'$  (in the bottom layer). The LAPLACE transforms  $w_1'(z, s)$  and  $\bar{w}_2'(z, s)$  can be expressed as

$$w_1'(z, s) = C' (\delta z)^{-3/2} K_{3/2}(s/\delta z) \quad (38)$$

and

$$\bar{w}_2'(z, s) = B' \exp(-sz/v_2) \quad (39)$$



On using the boundary conditions at  $z = H$  in combination with equations (38) and (39), one gets

$$\bar{B}' = \left[ \frac{(\rho_0 v_0 s / \delta z_0) - \rho_1 z_0 s + \rho_0 v_0}{(\rho_0 v_0 s / \delta z_0) \cos h(s / \delta z_0) + (\rho_1 s z_0 - \rho_0 v_0) \sin h(s / \delta z_0)} \right] \cdot \left[ \frac{2 \rho_1 \rho_2 v_2 f(s) \exp \left[ -s \left\{ (E - 2H) / v_2 - (1/\delta) \left( \frac{2}{H} - \frac{1}{z_0} \right) \right\} \right]}{\left\{ \rho_2 v_2 \left( \frac{1}{H} + \frac{\delta}{s} \right) + \rho_1 \delta H \right\} \left\{ \left( \rho_1 H + \frac{\rho_2 v_2}{\delta H} \right) + (\rho_2 v_2 / s) \right\}} \right]. \quad (40)$$

The equation (39), on making the above substitution and considering the conditions given in (34), can be written as

$$\bar{w}'_2(z, s) = \frac{(\delta z_0 / 2) s^2 f(s) \exp \left[ -s \left\{ (E + z - 2H) / v_2 - (1/\delta) \left( \frac{2}{H} - \frac{1}{z_0} \right) \right\} \right]}{\left[ s + \frac{\delta H}{2} \right]^2 [s e^{s/\delta z_0} - \delta z_0 \sin h(s / \delta z_0)]}. \quad (41)$$

The inverse LAPLACE transform of (41) results into

$$W'_2(z, t) = \begin{cases} 0, & \text{for } t < t_3 \\ (\delta z_0 / 3) F''(t - t_3) * t e^{-(\delta H / 2)t} * [(3 \delta z_0 / 2)t + 1], & \text{for } t > t_3 \end{cases} \quad (42)$$

where

$$t_3 = (E + z - 2H) / v_2 + (2/\delta) \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{H} \right). \quad (43)$$

The equation (42) gives the general solution for the wave  $\bar{W}'_2$ , whose travel time to a point  $z$  in the bottom layer will be  $t_3$ .

### Response of exponential velocity variation

The velocity variation in the intermediate layer is now supposed to be of the form  $ke^{\delta z}$ , where  $\delta$  and  $k$  are constants and  $z$  is the depth.

Equation (3) in this case takes the form

$$\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = k^2 e^{2\delta z} \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + 2k^2 \delta e^{2\delta z} \frac{\partial W}{\partial z}. \quad (44)$$

On applying the LAPLACE transformation, the above partial differential equation reduces to an ordinary differential equation of the form

$$s^2 w(z, s) = k^2 e^{2\delta z} \frac{d^2 w(z, s)}{dz^2} + 2k^2 \delta e^{2\delta z} \frac{dw(z, s)}{dz}. \quad (45)$$

The general solution of the differential equation (45) is given by [WATSON, 1962, p. 97]

$$w(z, s) = C e^{-\delta z} K_1(s e^{-\delta z}/\delta k) + D e^{-\delta z} I_1(s e^{-\delta z}/\delta k). \tag{46}$$

In equation (46), the respective terms on right hand side represent the LAPLACE transform of the waves travelling in negative and positive z-directions.

The general solution of the differential equations for the top and bottom layers is given by equation (11). And also primary wave  $W_2$  has been calculated, which is given in equation (14).

**Nature of secondary waves**

Let us now find out the solutions for secondary waves using the LAPLACE transform technique and boundary conditions at the interfaces in a similar way as in the case of quadratic variation.

The wave  $W_2$  produces the secondary waves  $W_1$  and  $\bar{W}_2$  at the boundary plane  $z = H$  as shown in Fig. 1. The LAPLACE transforms  $\bar{w}_2(z, s)$  and  $w_1(z, s)$  can be written as

$$\bar{w}_2(z, s) = \bar{B} \exp(-zs/v_2) \tag{47}$$

and

$$w_1(z, s) = C e^{-\delta z} K_1(s e^{-\delta z}/\delta k). \tag{48}$$

We carry out the calculations similar to the previous case using the boundary conditions demanding the continuity of displacements and stresses, and also the continuity of acoustic impedance at the interface  $z = H$  and get

$$\bar{B} = \frac{[(\varrho_2 v_2 s + \varrho_1 k^2 \delta e^{2\delta H}) K_1(s e^{-\delta H}/\delta k) + \varrho_1 k s e^{\delta H} K'_1(s e^{-\delta H}/\delta k)]}{[(\varrho_2 v_2 s - \varrho_1 k^2 \delta e^{2\delta H}) K_1(s e^{-\delta H}/\delta k) - \varrho_1 k s e^{\delta H} K'_1(s e^{-\delta H}/\delta k)]} \cdot f(s) \exp[-s(E - 2H)/v_2] \tag{49}$$

$$C = \frac{2 e^{\delta H} \varrho_2 v_2 s f(s) \exp[-s(E - H)/v_2]}{[(\varrho_2 v_2 s - \varrho_1 k^2 \delta e^{2\delta H}) K_1(s e^{-\delta H}/\delta k) - \varrho_1 k s e^{\delta H} K'_1(s e^{-\delta H}/\delta k)]} \tag{50}$$

and

$$\bar{w}_2(z, s) = \frac{[(s + \delta k e^{\delta H}) K_1(s e^{-\delta H}/\delta k) + s K'_1(s e^{-\delta H}/\delta k)]}{[(s - \delta k e^{\delta H}) K_1(s e^{-\delta H}/\delta k) - s K'_1(s e^{-\delta H}/\delta k)]} \cdot f(s) \exp[-s(E + z - 2H)/v_2]. \tag{51}$$

In practical cases the value of  $\delta k e^{\delta H}$  will generally be of large order which makes the argument  $(s/\delta k e^{\delta H})$  much smaller than one. The relation between  $K_n(z)$  and  $K'_n(z)$  for  $z \ll 1$  given by

$$K'_n(z)/K_n(z) = -(n/z). \tag{52}$$

The above approximation modifies the equation (51) into the form

$$\bar{w}_2(z, s) = f(s) \exp[-s(E + z - 2H)/v_2] \quad (53)$$

and we get the reflected wave function as

$$\bar{W}_2(z, t) = F(t - t_1), \quad (54)$$

where  $t_1$  is given by the equation (26).

Thus we get the solution for the wave  $\bar{W}_2$ . The travel time of the wave from  $z = E$  through  $z = H$  to a point  $z$  in the lower medium is given by (26). It is interesting to note here that the reflected wave in such a case is almost undeformed for most of the practical cases.

Now we proceed to calculate,  $W_0$ , the transmitted wave in the upper medium. The wave  $W_1$  generates secondary waves  $W_0$  (the transmitted component) and  $\bar{W}_1$  (the reflected component) at the interface  $z = z_0$ . The transform  $w_1(z, s)$  is given in (48) and  $w_0(z, s)$  and  $\bar{w}_1(z, s)$  may be written as

$$w_0(z, s) = A_0 \exp(zs/v_0) \quad (55)$$

and

$$w_1(z, s) = D e^{-\delta z} I_1(s e^{-\delta z}/\delta k). \quad (56)$$

In this case, similarly we obtain

$$A_0 = \left[ \frac{I'_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k) K_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k) - I_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k) K'_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k)}{(\varrho_0 v_0 s + \varrho_1 k^2 \delta e^{2\delta z_0}) I_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k) + \varrho_1 k s e^{\delta z_0} I'_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k)} \right] \cdot \left[ \frac{2 \varrho_1 \varrho_2 k v_2 e^{\delta H} s^2 f(s) \exp[-s\{(E-H)/v_2 + z_0/v_0\}]}{(\varrho_2 v_2 s - \varrho_1 k^2 \delta e^{2\delta H}) K_1(s e^{-\delta H}/\delta k) - \varrho_1 k s e^{\delta H} K'_1(s e^{-\delta H}/\delta k)} \right] \quad (57)$$

and

$$w_0(z, s) = \left[ \frac{I'_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k) K_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k) - I_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k) K'_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k)}{(s + \delta k e^{\delta z_0}) I_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k) + s I'_1(s e^{-\delta z_0}/\delta k)} \right] \cdot \left[ \frac{2 e^{\delta(H-z_0)} s^2 f(s) \exp[-s\{(E-H)/v_2 + (z_0 - z)/v_0\}]}{(s - \delta k e^{\delta H}) K_1(s e^{-\delta H}/\delta k) - s K'_1(s e^{-\delta H}/\delta k)} \right]. \quad (58)$$

Further, we make use of the approximation represented by

$$I'_n(z)/I_n(z) = (n/z), \text{ for } z \ll 1, \quad (59)$$

which modifies the equation (58) into the form

$$\begin{aligned}
 w_0(z, s) &= \frac{4 \delta k e^{\delta z_0} f(s) \exp[-s \{(E-H)/v_2 + (z_0-z)/v_0\}]}{[s + 2 \delta k e^{\delta z_0}]} \\
 &= 4 \delta k e^{\delta z_0} f(s) \exp \left[ -s \left\{ (E-H)/v_2 + (z_0-z)/v_0 + \frac{1}{\delta k} (e^{-\delta z_0} - e^{-\delta H}) \right\} \right] \\
 &\quad \cdot \frac{\exp[-(s/\delta k)(e^{-\delta H} - e^{-\delta z_0})]}{(s + 2 \delta k e^{\delta z_0})}. \tag{60}
 \end{aligned}$$

The corresponding inverse LAPLACE transform is

$$W_0(z, t) = \begin{cases} 0, & \text{for } t < t_4 \\ 4 \delta k e^{\delta z_0} F(t-t_4) * \delta(t-t'_1) * e^{-(2 \delta k e^{\delta z_0})t}, & \text{for } t > t_4 \end{cases} \tag{61}$$

where

$$t_4 = (E-H)/v_2 + (z_0-z)/v_0 + \frac{1}{\delta k} (e^{-\delta z_0} - e^{-\delta H}) \tag{62}$$

and

$$t'_1 = \frac{1}{\delta k} (e^{-\delta H} - e^{-\delta z_0}). \tag{63}$$

Thus we get in (61) the solution for the transmitted wave  $W_0$ , which arrives at a point  $z$  in the top layer at the time  $t_4$ .

Finally we shall calculate the transmitted component  $\bar{W}'_2$  in the lower layer. At the interface  $z = H$ , as shown in Fig. 1, the wave  $\bar{W}_1$  produces the secondary waves  $\bar{W}'_2$  and  $W'_1$ . The LAPLACE transforms  $\bar{w}'_2(z, s)$  and  $w'_1(z, s)$  will be given by

$$\bar{w}'_2(z, s) = \bar{B}' \exp(-zs/v_2) \tag{64}$$

and

$$w'_1(z, s) = C' e^{-\delta z} K_1(s e^{-\delta z}/\delta k). \tag{65}$$

Making use of the boundary conditions and acoustic impedance continuity conditions at  $z = H$  with the help of approximations for the modified BESSEL functions given in (52) and (59), we arrive at the following solution

$$\begin{aligned}
 \bar{w}'_2(z, s) &= - \frac{4 \delta k e^{\delta(2z_0-H)} f(s) \exp[-s(E+z-2H)/v_2]}{(s + 2 \delta k e^{\delta z_0})} \\
 &= -4 \delta k e^{\delta(2z_0-H)} f(s) \exp[-s(E+z-2H)/v_2 + (2/\delta k)(e^{-\delta z_0} - e^{-\delta H})] \\
 &\quad \cdot \frac{\exp[-(2s/\delta k)(e^{-\delta H} - e^{-\delta z_0})]}{(s + 2 \delta k e^{\delta z_0})}. \tag{66}
 \end{aligned}$$

The inverse LAPLACE transformation of (66) will describe the original function by the relation

$$\bar{W}'_2(z, t) = \begin{cases} 0, & \text{for } t < t_5 \\ -4 \delta k e^{\delta(2z_0 - H)} F(t - t_5) * \delta(t - 2t'_1) * e^{-(2\delta k e^{\delta z_0})t}, & \text{for } t > t_5 \end{cases} \quad (67)$$

where

$$t_5 = (E + z - 2H)/v_2 + (2/\delta k)(e^{-\delta z_0} - e^{-\delta H}). \quad (68)$$

The equation (68) gives the solution for the wave  $\bar{W}'_2$ . The travel time of this wave from  $z = E$  through  $z = H$  to a point  $z$  in the bottom layer is  $t_5$ .

It can be readily inferred from the solutions for the reflected and transmitted waves (containing the convolution integrals of the different types of functions) that there will be significant change in the primary wave form compared to case of a system having constant velocity layer, where the form of incident pulse remains almost unchanged. And as obviously suggested by the different convolutions occurring in solutions for the linear [MENZEL and ROSENBAACH, 1958], quadratic and exponential velocity variation cases, there would be significant changes in the pulse shapes, for the respective cases.

### A typical example

The convolution integrals occurring in the formal solutions obtained in the earlier sections have been evaluated analytically for the type of function  $F(t)$  described by MENZEL and ROSENBAACH [1958] as

$$F(t) = \sin \omega t - (1/2) \sin(2\omega t); 0 \leq t \leq \frac{2\pi}{\omega} = T, \quad (69)$$

where  $T$  is the duration of the pulse and its inverse characterizes the frequency content of the pulse. The shape of the pulse is shown in Fig. 2.

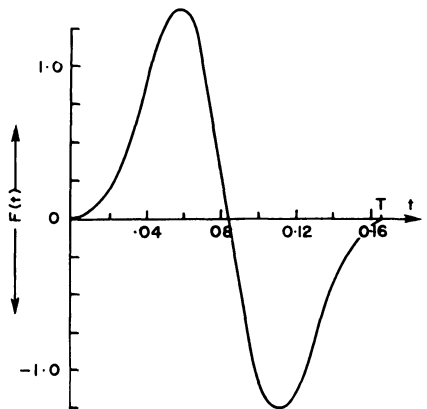


Fig. 2: Representation of the primary pulse  $F(t)$ .

## a) Quadratic velocity variation

The functions  $W_2(z, t)$ ,  $\bar{W}_2(z, t)$ ,  $W_0(z, t)$  and  $\bar{W}_2'(z, t)$  for the above representation of  $F(t)$  are found to be

$$W_2(z, t) = \sin \omega(t - t_0) - (1/2) \sin 2\omega(t - t_0), \quad (70)$$

where

$$t_0 = (z - E)/v_2. \quad (71)$$

$$\begin{aligned} \bar{W}_2(z, t) = & \frac{2\delta H}{(\delta^2 H^2 + 4\omega^2)} \\ & \left[ \frac{\delta H}{2} \sin \omega(t - t_1) - \omega \cos \omega(t - t_1) + e^{-(\delta H/2)t} \left\{ \omega \cos \omega t_1 + \frac{\delta H}{2} \sin \omega t_1 \right\} \right] \\ & - \frac{\delta H}{(\delta^2 H^2 + 16\omega^2)} \\ & \left[ \frac{\delta H}{2} \sin 2\omega(t - t_1) - 2\omega \cos 2\omega(t - t_1) + e^{-(\delta H/2)t} \left\{ 2\omega \cos 2\omega t_1 + \frac{\delta H}{2} \sin 2\omega t_1 \right\} \right] \\ & \dots (72) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_0(z, t) = & (2H/3z_0) \left\{ \frac{8\omega^2}{(\delta^2 H^2 + 16\omega^2)} \right. \\ & \cdot \left[ \frac{\delta H}{2} \sin 2\omega(t - t_2) - 2\omega \cos 2\omega(t - t_2) + e^{-(\delta H/2)t} \left\{ \frac{\delta H}{2} \sin 2\omega t_2 + 2\omega \cos 2\omega t_2 \right\} \right] \\ & - \frac{4\omega^2}{(\delta^2 H^2 + 4\omega^2)} \\ & \cdot \left[ \frac{\delta H}{2} \sin \omega(t - t_2) - \omega \cos \omega(t - t_2) + e^{-(\delta H/2)t} \left\{ \frac{\delta H}{2} \sin \omega t_2 + \omega \cos \omega t_2 \right\} \right] \\ & + \frac{4\delta H\omega^2}{(\delta^2 H^2 + 4\omega^2)} \left[ \left( 1 - \frac{\delta H t}{2} \right) \frac{1}{\omega} \cos \omega t_2 + \left( t + \frac{\delta H}{2\omega^2} \right) \sin \omega t_2 \right] \\ & - \frac{4\delta H}{(\delta^2 H^2 + 4\omega^2)} \left[ \omega \cos \omega(t - t_2) - \frac{\delta H}{2} \sin \omega(t - t_2) \right] \\ & + \frac{4\delta H\omega^2}{(\delta^2 H^2 + 16\omega^2)} \left[ \left( \frac{\delta H t}{2} - 1 \right) \frac{1}{\omega} \cos 2\omega t_2 - \left( 2t + \frac{\delta H}{4\omega^2} \right) \sin 2\omega t_2 \right] \\ & - \frac{\delta H}{(\delta^2 H^2 + 16\omega^2)} \left[ \delta H \sin 2\omega(t - t_2) - 4\omega \cos 2\omega(t - t_2) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ 4 \delta H \omega^2 e^{-(\delta H/2)t} \left\{ \frac{1}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} [\delta H \sin 2 \omega t_2 + 4 \omega \cos 2 \omega t_2] \right. \\
 &\left. - \frac{1}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \left[ \frac{\delta H}{2} \sin \omega t_2 + \omega \cos \omega t_2 \right] \right\} \cdot \left[ \frac{4 e^{\delta H t/2}}{\delta^2 H^2} \left( \frac{\delta H t}{2} - 1 \right) + (4/\delta^2 H^2) \right], \\
 &\text{and} \tag{73}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{W}'_2(z, t) = & \frac{4 \omega^2 \delta z_0}{3(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \left[ \frac{1}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \right. \\
 & \left\{ 4 \delta H \omega \cos \omega(t-t_3) - (\delta^2 H^2 - 4 \omega^2) \sin \omega(t-t_3) \right\} \\
 & - e^{-(\delta H/2)t} \sin \omega t_3 \left\{ \frac{\delta H t}{2} + \frac{(\delta^2 H^2 - 4 \omega^2)}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \right\} \\
 & - \omega e^{-(\delta H/2)t} \cos \omega t_3 \left\{ t + \frac{4 \delta H}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \right\} \left. \right] \\
 & + \frac{8 \omega^2 \delta z_0}{3(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} \left[ 2 \omega e^{-(\delta H/2)t} \cos h 2 \omega t_3 t + \frac{4 \delta H}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} \right. \\
 & + e^{-(\delta H/2)t} \sin 2 \omega t_3 \frac{\delta H t}{2} + \frac{(\delta^2 H^2 - 16 \omega^2)}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} \\
 & \left. + \frac{1}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} \{ (\delta^2 H^2 - 16 \omega^2) \sin 2 \omega(t-t_3) - 8 \delta H \omega \cos 2 \omega(t-t_3) \} \right] \\
 & + \frac{\delta^2 z_0^2}{2} \left[ \left[ \frac{\delta H t}{2} + \frac{(\delta^2 H^2 - 16 \omega^2)}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} \right] \frac{8 \omega^2 e^{-(\delta H/2)t}}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} \sin 2 \omega t_3 \right. \\
 & + \left[ t + \frac{4 \delta H}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} \right] \frac{16 \omega^3 e^{-(\delta H/2)t}}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} \cos 2 \omega t_3 \left. \right\} \\
 & - \left\{ \left[ \frac{\delta H t}{2} + \frac{(\delta^2 H^2 - 4 \omega^2)}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \right] \frac{4 \omega^2 e^{-(\delta H/2)t}}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \sin \omega t_3 \right. \\
 & + \left[ t + \frac{4 \delta H}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \right] \frac{4 \omega^3 e^{-(\delta H/2)t}}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \cos \omega t_3 \left. \right\} \\
 & \cdot \left[ \frac{4 e^{\delta H t/2}}{\delta^2 H^2} \left( \frac{\delta H t}{2} - 1 \right) + \frac{4}{\delta^2 H^2} \right] \\
 & + 2 \omega^2 \delta^2 z_0^2 e^{-(\delta H/2)t} \left\{ \frac{1}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)} \left[ \frac{\delta H}{2} \sin \omega t_3 + \omega \cos \omega t_3 \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)} [\delta H \sin 2 \omega t_3 + 4 \omega \cos 2 \omega t_3] \\
 & \cdot \frac{8}{\delta^3 H^3} \left[ e^{\delta H t / 2} \left( \frac{\delta^2 H^2}{4} t^2 - \delta H t + 2 \right) - 2 \right] \Bigg\} \\
 & + \frac{8 \omega^2 \delta^2 z_0^2}{(\delta^2 H^2 + 4 \omega^2)^2} \left[ \frac{1}{\omega} \cos \omega t_3 \left\{ \delta H - \left( \frac{\delta^2 H^2 - 4 \omega^2}{4} \right) t \right\} \right. \\
 & + \sin \omega t_3 \left\{ \delta H t + \frac{\delta^2 H^2 - 4 \omega^2}{4 \omega^2} \right\} - \frac{1}{\omega^2} \left\{ \delta H \omega \cos \omega (t - t_3) \right. \\
 & \left. \left. - \frac{(\delta^2 H^2 - 4 \omega^2)}{4} \sin \omega (t - t_3) \right\} \right] \\
 & + \frac{16 \omega^2 \delta^2 z_0^2}{(\delta^2 H^2 + 16 \omega^2)^2} \left[ \frac{1}{2 \omega} \cos 2 \omega t_3 \left\{ \left( \frac{\delta^2 H^2 - 16 \omega^2}{4} \right) - \delta H \right\} \right. \\
 & \left. - \sin 2 \omega t_3 \left\{ \left( \frac{\delta^2 H^2 - 16 \omega^2}{16 \omega^2} \right) + \delta H t \right\} \right. \\
 & \left. - \frac{1}{4 \omega^2} \left\{ \left( \frac{\delta^2 H^2 - 16 \omega^2}{4} \right) \sin 2 \omega (t - t_3) - 2 \delta H \omega \cos 2 \omega (t - t_3) \right\} \right]. \tag{74}
 \end{aligned}$$

*b) Exponential velocity variation*

The functions  $\bar{W}_2(z, t)$ ,  $W_0(z, t)$  and  $\bar{W}'_2(z, t)$  in this case are modified as follows:

$$\bar{W}_2(z, t) = \sin \omega (t - t_1) - (1/2) \sin 2 \omega (t - t_1), \tag{75}$$

$$\begin{aligned}
 W_0(z, t) = & 4 \delta k e^{-2 \delta k t} \left\{ \frac{1}{(\omega^2 + 4 \delta^2 k^2)} [2 \delta k \{ e^{2 \delta k t} \sin \omega (t - t'_2) + \sin \omega t'_2 \} \right. \\
 & \left. - \omega \{ e^{2 \delta k t} \cos \omega (t - t'_2) - \cos \omega t'_2 \} \right. \\
 & \left. - \frac{1}{8(\omega^2 + \delta^2 k^2)} [2 \delta k \{ e^{2 \delta k t} \sin 2 \omega (t - t'_2) + \sin 2 \omega t'_2 \} \right. \\
 & \left. - 2 \omega \{ e^{2 \delta k t} \cos 2 \omega (t - t'_2) - \cos 2 \omega t'_2 \} \right\}, \tag{76}
 \end{aligned}$$

where  $t'_2 = (E - H)/v_2 + |z|/v_0$ , and

$$\begin{aligned}
 \bar{W}'_2(z, t) = & (-4 \delta k e^{-\delta (2 k t + H)}) \left\{ \frac{1}{(\omega^2 + 4 \delta^2 k^2)} [2 \delta k \{ e^{2 \delta k t} \sin \omega (t - t_1) + \sin \omega t_1 \} \right. \\
 & \left. - \omega \{ e^{2 \delta k t} \cos \omega (t - t_1) - \cos \omega t_1 \} \right. \\
 & \left. - \frac{1}{8(\omega^2 + \delta^2 k^2)} [2 \delta k \{ e^{2 \delta k t} \sin 2 \omega (t - t_1) + \sin 2 \omega t_1 \} \right. \\
 & \left. - 2 \omega \{ e^{2 \delta k t} \cos 2 \omega (t - t_1) - \cos 2 \omega t_1 \} \right\}. \tag{77}
 \end{aligned}$$



## Numerical evaluation of the functions

### a) Quadratic velocity variation

To illustrate the influences on the pulse shapes numerically we calculate primary and secondary wave functions for the following numerical values of the involved parameters.

$v_0 = 2240$  m/sec;  $v_2 = 6260$  m/sec;  $\delta = 0.1$  m<sup>-1</sup>/sec;  $z_0 = 150$  m; and  $H = 250$  m.

Primary wave  $W_2$ .—The primary wave function  $W_2$  has been calculated from equation (70) and shown in Fig. 3 as a function of dimensionless time

$$\theta_2 = (t - t_0)/T, \quad (78)$$

where  $t_0$  represents the travel time of the wave from  $z = E$  to any point of observation  $z$  and is given by equation (71).

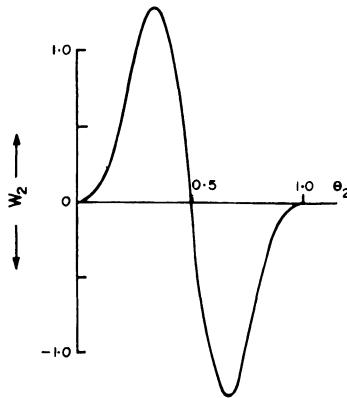


Fig. 3:  $W_2$ , the primary pulse, as a function of dimensionless time  $\theta_2 = (t - t_0)/T$ .

Secondary waves:

i) The component  $\bar{W}_2$ .—The reflected component  $\bar{W}_2$  for the different values of  $\omega = 10, 30, 65$  and  $95$  cps (all the components hereonwards are plotted for these values) is plotted against the dimensionless time

$$\bar{\theta}_2 = (t - t_1)/T \quad (79)$$

in Fig. 4.

Comparison of Fig. 3 and 4 shows that for smaller value of  $\omega$ , the component  $\bar{W}_2$  maintains almost the same shape as  $W_2$ , but as  $\omega$  increases there is a gradual broadening of the pulse on time axis and a consequent change in form. Also broadening of the pulse on time axis is accompanied by a decrease in the amplitude with increasing  $\omega$ .

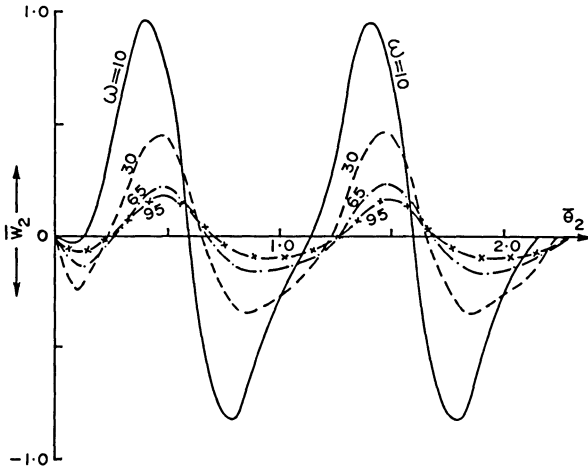


Fig. 4:  $\bar{W}_2$ , the reflected part in the bottom layer, for the quadratic case, as a function of dimensionless time  $\bar{\theta}_2 = (t - t_1)/T$  for different values of  $\omega = 10, 30, 65$ , and  $95$  cps.

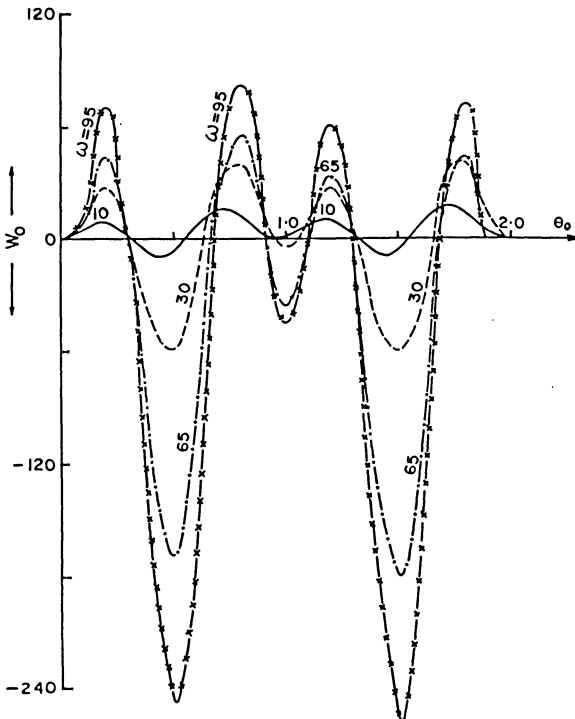


Fig. 5:  $W_0$ , the transmitted part in the top layer, for the quadratic case, as a function of dimensionless time  $\theta_0 = (t - t_1)/T$  for different values of  $\omega = 10, 30, 65$ , and  $95$  cps.

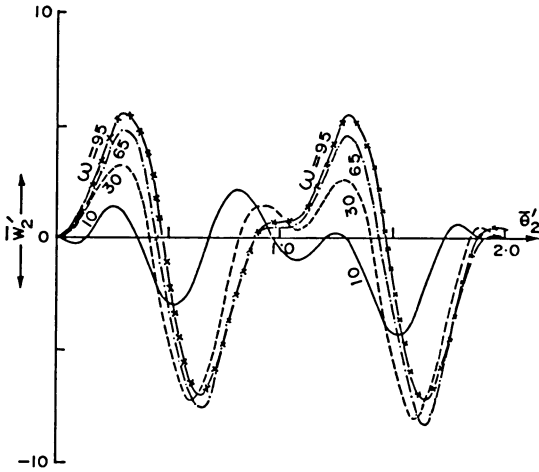


Fig. 6:  $\bar{W}'_2$ , the transmitted part in the bottom layer, for the quadratic case, as a function dimensionless time  $\bar{t}'_2 = (t - t_3)/T$  for different values of  $\omega = 10, 30, 65,$  and  $95$  cps.

ii) The component  $W_0$ .—In Fig. 5, we have presented the result of calculation of the transmitted component,  $W_0$ , in the upper medium as a function of a dimensionless time

$$\theta_0 = (t - t_2)/T. \tag{80}$$

We see that the shape of  $W_0$  differs from that of  $W_2$  in duration as well as in symmetry. Here again as in the case of  $\bar{W}_2$ , the broadening of the pulse takes place, but in contrast to  $\bar{W}_2$ , the amplitude increases with increasing  $\omega$ .

iii) The component  $\bar{W}'_2$ .—Fig. 6 pertains to the transmitted component,  $\bar{W}'_2$ , in the lower medium plotted as a function of dimensionless time

$$\bar{\theta}'_2 = (t - t_3)/T. \tag{81}$$

In this case again, as for  $W_0$ , the broadening of the pulse takes place with increasing amplitude as  $\omega$  increases. But here the wave shape tends to be more symmetrical in a way to maintain the input wave form with increasing  $\omega$ .

*b) Exponential velocity variation*

In this case the secondary wave calculations have been performed for the following values of the parameters

$$v_0 = 2500 \text{ m/sec}; \quad v_2 = 6980 \text{ m/sec}; \quad \delta = 0.0034 \text{ m}^{-1}/\text{sec}; \quad k = 2500 \text{ m/sec}; \\ z_0 = 0; \quad \text{and} \quad H = 300 \text{ m}.$$

Here again the calculations have been performed for the same  $F(t)$  and resulting input wave shape of  $W_2$  is shown in Fig. 3 as a function of dimensionless time  $\theta_2$ .

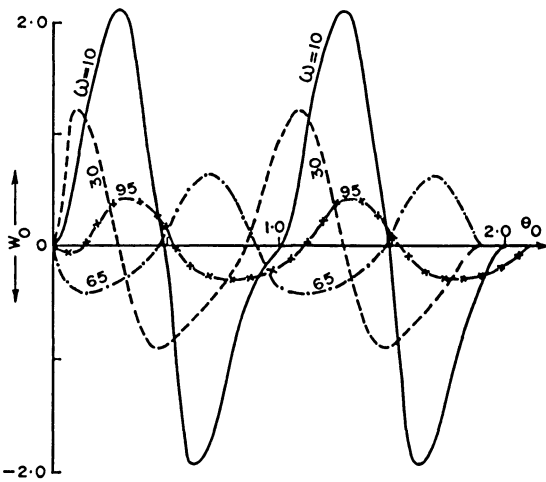


Fig. 7:  $W_0$ , the transmitted part in the top layer, for the exponential case, as a function of dimensionless time  $\theta_0 = (t - t_4)/T$  for different values of  $\omega = 10, 30, 65,$  and  $95$  cps.

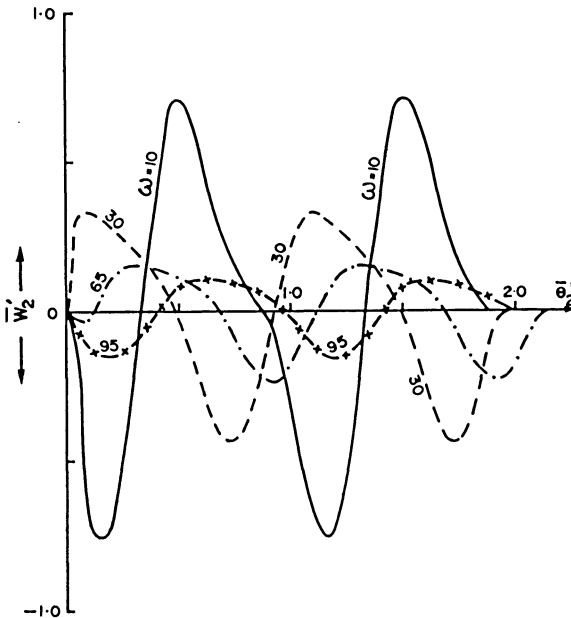


Fig. 8:  $\overline{W}'_2$ , the transmitted part in the bottom layer, for the exponential case, as a function of dimensionless time  $\theta'_2 = (t - t_5)/T$  for different values of  $\omega = 10, 30, 65,$  and  $95$  cps.

The component  $\bar{W}_2$ , as is obvious from equation (75), will maintain the same shape as  $W_2$  when plotted as a function of dimensionless time

$$\bar{\theta}_2 = (t - t_1)/T. \quad (82)$$

This situation seems to appear as a result of the approximation used for the modified BESSEL functions.

In Fig. 7, the component  $W_0$  is plotted as a function of the dimensionless time

$$\theta_0 = (t - t_4)/T, \quad (83)$$

while in Fig. 8, the component  $\bar{W}_2'$  is drawn as a function of the dimensionless time

$$\bar{\theta}'_2 = (t - t_5)/T. \quad (84)$$

It can be seen from Fig. 7 that for smaller value of  $\omega$ ,  $W_0$  has almost the same symmetry as  $W_2$ . And as  $\omega$  increases, this conformity decreases accompanied by a change in the period duration. Also the amplitude decreases with increasing  $\omega$  and the crests and troughs of the pulse gradually flatten with a prominence in the trough portion.

Similar features pertaining to duration and symmetry of the pulse can be ascribed to the component  $\bar{W}_2'$ . In this case, the flattening of crest portions seems to be more prominent than the trough portions.

Thus it can be seen that for both the cases, there is significant amount of distortion of the different components both in amplitude versus time and zero-crossing locations.

The computational results presented in Fig. 3, 4, 5, 6, 7 and 8 have been obtained with the help of a digital computer IBM 1620.

### Concluding remarks

It is shown that non-linear velocity distributions in a perfectly elastic system can introduce appreciable deformations in the shape of propagating seismic pulses. The theoretical development is presented only for quadratic and exponential velocity variations as the representative samples of moderate and stronger nonlinear dependences on depths. The computed results for both the cases display the characteristic asymmetries and non-uniform amplitude distributions at different frequencies. To apply the results to some actual problems it will be necessary to

- (i) compute master curves
- (ii) extend the method to more complicated boundary configurations; and
- (iii) study the mechanism of deformation in this complex interaction of pulses with the non-uniform media.

### **Acknowledgments**

The authors are thankful to Mr. K. N. N. RAO for his help in the preparation of the manuscript and the computational work and to Computer Centre, Regional Research Laboratory, Hyderabad for providing facilities to work on IEM 1620. The authors are also grateful to Dr. HARI NARAIN, Director, National Geophysical Research Institute for his kind permission to publish this work.

### **References**

- BERRYMAN, L. H., P. L. GOUPILLAUD, and K. H. WATERS: Reflections from multiple transition layers, Part I: Theoretical Results. *Geophysics* 23, 223—243, 1958.
- BRUCKSHAW, J. M.: Summing up of Symposium on "Changes of shape of seismic pulses". *Geophysical Prospecting* 6, 463, 1958.
- ERDELYI, A., W. MAGNUS, F. OBERHETLINGER, and F. G. TRICOMI: Tables of integral transforms, V. I. New York, 1954.
- MENZEL, H., and O. ROSENBAACH: The influence of a layer complying with a linear velocity law on the shape of seismic pulses. *Geophysical Prospecting* 6, 408—432, 1958.
- WATSON, G. N.: A treatise on the theory of Bessel functions. Cambridge, 1962.

## Briefe an den Herausgeber

# Redefinition of Salinity

By W. S. WOOSTER, La Jolla<sup>1</sup>), A. J. LEE, Lowestoft<sup>2</sup>), G. DIETRICH, Kiel<sup>3</sup>)

Two definitions of salinity have been in use since the early part of the present century [KNUDSEN; FORCH, KNUDSEN and SØRENSEN]. The procedural definition is that salinity is the amount (in grams) of dissolved solid material in a kilogram of sea water after all the bromine has been replaced by an equivalent quantity of chlorine, all the carbonate converted to oxide, and all of the organic matter destroyed. In practice, this procedure is difficult to carry out with high precision, and an empirical relation between salinity and chlorinity has been used as a working definition:

$$S^0_{/00} = 0.030 + 1.8050 Cl^0_{/00}. \quad (1)$$

This relation is useful because of the relative constancy of proportions of the major constituents of sea water, and because of the availability of a precise chemical method for determining chlorinity. However, it is based on only nine salinity determinations; the constant 0.030 results from the use of Baltic Sea water for the low concentrations. CARRITT and CARPENTER [1959] have estimated that the uncertainty of a computed value of salinity from a measured value of chlorinity using this relation can be much as 0.04<sup>0</sup>/<sub>00</sub>, due to variations in the composition of sea water.

With the development of precise methods for measuring the electrical conductivity of sea water to a precision of 1 in 10<sup>5</sup>, it became possible to consider a new definition of salinity based on conductivity. Accordingly, ROLAND COX undertook an extensive investigation of the conductivity/chlorinity relationship, using a large number of sea-water samples from all parts of the world ocean; the results of this research are described by COX, CULKIN and RILEY [1967]. To supervise the preparation of oceano-

---

1) WARREN S. WOOSTER, President, SCOR, La Jolla.

2) ARTHUR J. LEE, Chairman, ICES Hydrographical Committee, Lowestoft.

3) GÜNTER DIETRICH, President, IAPSO, Kiel.

graphic tables based on these investigations, an international Joint Panel on Oceanographic Tables and Standards was established by UNESCO, the International Council for the Exploration of the Sea (ICES), the Scientific Committee on Oceanic Research (SCOR) and the International Association for the Physical Sciences of the Ocean (IAPSO).

In October 1966, *International Oceanographic Tables* were published jointly by UNESCO and the National Institute of Oceanography of Great Britain. These tables contain a new definition of salinity, as discussed below. At the same time, ICES urged all oceanographers to use only these tables in the future for computing salinity of sea water from conductivity. In October 1967, IAPSO endorsed the Tables and the definition of salinity and the relation between salinity and chlorinity contained therein, recommended their use by oceanographers, and recommended that all oceanographic data reports henceforth should include an explicit statement of the particular tables used to establish the values of salinity reported. In the same month, the salinity definition was endorsed by the Executive Committee of SCOR.

In preparing the Tables, the following arbitrary relation between salinity and chlorinity was used:

$$S^{0/00} = 1.80655 Cl^{0/00}. \quad (2)$$

“This relation is compatible with (1) respect to older data of lower precision, such as those resulting from chlorinity titrations, giving identical results at salinity 35<sup>0/00</sup> and differing by only 0.0026<sup>0/00</sup> at salinities 32 and 38<sup>0/00</sup>.”

The relation between salinity and conductivity ratio ( $R_{15}$ : see footnote 1) was based on precise determinations of chlorinity and  $R_{15}$  on 135 natural sea water samples, all collected within 100 m of the surface, and including samples from all oceans and the Baltic, Black, Mediterranean and Red Seas. After chlorinity was converted to salinity, using (2), the following polynomial was computed by least squares:

$$S^{0/00} = -0.08996 + 28.29720 R_{15} + 12.80832 R_{15}^2 - 10.67869 R_{15}^3 + 5.98624 R_{15}^4 - 1.32311 R_{15}^5. \quad (3)$$

The root mean square deviation between a single point and the line was 0.002<sup>0/00</sup> in chlorinity for samples having chlorinity above 15<sup>0/00</sup> and 0.005<sup>0/00</sup> for lower concentrations. Because of the variable composition of the diluting river water, the estimation of salinity is less precise in regions such as estuaries and the surface layers of the Baltic Sea. There is also evidence that for deep oceanic waters (below 2000 m), the mean salinity from chlorinity is about 0.003<sup>0/00</sup> lower than that from conductivity (Cox et al. [1967]).

1) Conductivity ratio,  $R_t$ , is the ratio of the conductivity of a water sample to that of water having a salinity of exactly 35<sup>0/00</sup>, both samples being at the same temperature 15°C for  $R_{15}$ ) and under a pressure of one standard atmosphere.



Expression (3) constitutes the recommended definition of salinity. The *International Oceanographic Tables* include a tabulation of this expression for conductivity ratios  $R_{15}$  from 0.85000 to 1.17999 (at intervals of 0.00001) and salinities from 29.196 to 42.168<sup>0</sup>/<sub>00</sub>, along with correction tables for measurements at other temperatures. Recently, new tables connecting refractive index anomaly with salinity have been added (from the measurements of RUSBY [1967]).

The conductivity method is now in widespread general use for the estimation of salinity, and the redefinition of salinity is required for its use. On behalf of the international organizations that have endorsed the new salinity definition and the associated tables, we would like to encourage their use by all oceanographers.

### References

- CARRITT, D. E. and J. H. CARPENTER: The composition of sea water and the salinity-chlorinity-density problems. In: *Physical and Chemical Properties of Sea Water*, National Academy of Sciences Pub. 600, pp. 67–86, 1959
- COX, R. A., F. CULKIN and J. P. RILEY: The electrical conductivity/chlorinity relationship in natural sea water. *Deep-Sea Res.*, 14, 203–220, 1967
- FORCH, C., M. KNUDSEN and S. P. SØRENSEN: *Berichte über die Konstantenbestimmungen zur Aufstellung der hydrographischen Tabellen*. D. Kgl. Danske Videnok, Selsk. Skrifter, 6 Raekke, naturvidensk. og mathem. Afd. XII 1, 1902
- KNUDSEN, M.: *Hydrographical Tables*. Copenhagen, 1901
- RUSBY, J. S. M.: Measurements of the refractive index of sea water relative to Copenhagen Standard Sea Water. *Deep-Sea Res.*, 14, 427–440, 1967
- UNESCO: *International Oceanographic Tables*. UNESCO Office of Oceanography, 1966





*In memoriam*

OTTO LUCKE

Der Tod von Otto LUCKE kam für uns alle überraschend. Zwar hatte der Verstorbene eine schwere Operation durchzustehen, konnte sich aber einigermaßen erholen, so daß wir mit dem plötzlichen und allzufrühen Ableben dieses ausgezeichneten Forschers, befähigten akademischen Lehrers und achtenswerten, lebensfrohen Menschen nicht gerechnet hatten.

Otto LUCKE wurde in Niemeck geboren, einem kleinen brandenburgischen Städtchen am Fuße des Flämings, in dem seit dem Jahre 1929 das Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus beheimatet ist, eine Forschungsstätte, mit der Otto LUCKE in seinem späteren Leben in engere Verbindung treten sollte.

Schon während der Schulzeit zeigte Otto LUCKE eine überdurchschnittliche Begabung. Aber seine Eltern, ehrsame Handwerker in Niemeck, konnten ihm eine Ausbildung bis zum Abitur mit anschließendem Studium aus finanziellen Gründen nicht ermöglichen. Es gelang jedoch, durch Stipendien Otto LUCKE auch den Besuch der Höheren Schule und der Universität zuteil werden zu lassen. 1930 bezog er nach Ablegung des Abiturientenexamens an der Oberrealschule in Nowawes die Berliner Universität und hatte dort Gelegenheit, Vorlesungen bei hervorragenden Vertretern des Fachgebietes Mathematik und Physik zu hören. Besonders eng schloß er sich an Professor v. MISES an, der ihm durch seine Vorlesungen über angewandte Mathematik und Mechanik eine gediegene Grundlage für spätere eigene Forschungen vermittelte. Nach 1933 leistete er ein Jahr Militärdienst ab und konnte sich danach dem Abschluß seiner Studien widmen. 1937 bestand Otto LUCKE mit gutem Erfolg das Staatsexamen für das höhere Lehramt, wollte aber unter den damaligen politischen Verhältnissen nicht im Lehrdienst tätig sein und legte daher eine ausgezeichnete Zusatzprüfung als Meteorologe ab.

Er konnte nunmehr in den Wetterdienst des Heeres eintreten. Hier kam er als Lehrer für Wetterdienst an der Artillerieschule in Jüterbog mit Problemen der Ballistik in Berührung, Probleme, die ihm viele Anregungen zum Thema seiner Dissertation gegeben haben. 1940 promovierte Otto LUCKE an der Berliner Universität auf dem Gebiet der Mathematik, Physik und Meteorologie mit einer Dissertation über die Witterungseinflüsse beim Fernschießen. -- In dieser Zeit heiratete er. Aus der Ehe gingen zwei Töchter hervor.

Selbstverständlich brachten die Kriegsjahre bis 1945 wissenschaftlich so gut wie keine Ausbeute für Otto LUCKE. 1945 geriet er auf tschechoslowakischem Gebiet in sowjetische Kriegsgefangenschaft, aus der er erst 1950 in die Heimat zurückkehrte.

Otto LUCKE begann seine wissenschaftliche Tätigkeit zunächst als Fachabteilungsleiter für Veröffentlichungen und Bibliotheken beim Meteorologischen Dienst in Potsdam, der damals unter Leitung von Prof. PHILIPPS stand. Diese Tätigkeit befriedigte ihn aber nicht, und er trat 1952 in das Geomagnetische Institut, Potsdam, ein, wo ich während der nun folgenden zehnjährigen Zusammenarbeit Gelegenheit hatte, mir ein gutes Bild über seine wissenschaftlichen und didaktischen Fähigkeiten zu machen. Erst in dieser Zeit ging, wie Otto LUCKE selbst schrieb, der Wunsch seines Lebens in Erfüllung, seine ganze Kraft der wissenschaftlichen Forschung zu widmen.

Das Interessengebiet von Otto LUCKE war sehr weit gespannt. Neben meteorologischen Forschungsarbeiten hat er auf dem Gebiet des Geomagnetismus wichtige Untersuchungen durchgeführt. Erwähnt sei hier besonders seine Arbeit „Die Thermodynamik irreversibler Prozesse mit Anwendungen auf die geophysikalischen Plasmen“, mit der er sich 1959 an der Karl-Marx-Universität Leipzig habilitierte. In seinen Beiträgen im Handbuch „Geomagnetismus und Aeronomie“ behandelte er die physikalischen Aspekte der Entstehung des geomagnetischen Hauptfeldes sowie einige schwierige theoretische Fragen der geomagnetischen Meßtechnik. Schon diese Beispiele zeigen, daß sich Otto LUCKE auch auf dem Gebiet des Geomagnetismus nicht spezialisiert hat, sondern daß sich seine Interessen sowohl auf das geomagnetische Variationsfeld als auch auf den Magnetismus der festen Erde und sogar auf die Theorie geomagnetischer Meßgeräte erstreckt haben. Neben diesen umfassenden Arbeiten hat Otto LUCKE noch über 70 wissenschaftliche Untersuchungen veröffentlicht. Alle seine Forschungen zeichnen sich durch originelle Ideen aus, wobei das weitgespannte wissenschaftliche Interessengebiet von Otto LUCKE oft zu fruchtbaren Verbindungen einzelner Teilgebiete führte.

Sein umfangreiches Wissen ist Otto LUCKE zweifellos bei Vorträgen und nicht zuletzt bei seiner Lehrtätigkeit sehr zustatten gekommen. Seine zusammenfassenden Berichte, die er wiederholt gegeben hat, brachten für die jungen Kollegen stets eine zuverlässige Belehrung und Bereicherung ihres Wissens.

Neben seinen wissenschaftlichen Forschungsarbeiten hat sich Otto LUCKE bald auch der akademischen Lehrtätigkeit zugewandt. Von 1951 bis 1956 hatte er einen Lehrauftrag für theoretische Physik an der Pädagogischen Hochschule Potsdam. 1957 übernahm er einen Lehrauftrag am Geophysikalischen Institut der Leipziger Universität. 1961 verlegte er seine Lehrtätigkeit an die Humboldt-Universität zu Berlin. Ein Jahr vorher, im November 1960, wurden seine wissenschaftlichen Leistungen von der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin durch die Verleihung des Professortitels gewürdigt. 1962 wurde er auf den Lehrstuhl für Geophysik und theoretische Mechanik der Humboldt-Universität zu Berlin berufen. Hier widmete er sich den statistischen Forschungsmethoden auf dem Gebiet der Meteorologie und Geophysik, hauptsächlich der Theorie der statistischen Turbulenz und den modernen mathematischen und physikalischen Methoden der Klimatologie. Besondere Verdienste erwarb sich Otto LUCKE durch die Kurse, die er zur postgradualen Weiterbildung der Meteorologen und

Geophysiker an seinem Institut abhielt. Hier wurden die Fragen der modernen statistischen Methoden, wie sie bei der Bearbeitung geophysikalischen Zahlenmaterials eingesetzt werden müssen, sowie wichtige spezielle Problemkreise der Geophysik und der Meteorologie behandelt.

Mit OTTO LUCKE ist zweifellos einer der bedeutendsten deutschen Geophysiker von uns gegangen, leider viel zu früh herausgerissen aus einem erfolgreichen Schaffen, das uns noch viele Früchte seiner Forscherarbeit im reifen Alter versprach. OTTO LUCKE gehörte einer Generation an, die auf der Universität die Weite der wissenschaftlichen Forschung und wissenschaftlichen Erkenntnis kennen und schätzen gelernt hatte und der diese Weite zum Leitmotiv seiner Arbeiten machte. Selbstverständlich widmete sich OTTO LUCKE seiner Veranlagung nach überwiegend mathematisch-theoretischen Problemen, die aber das große Gebiet der Meteorologie, der Geophysik und der Geodäsie umspannten. Seine Begeisterungsfähigkeit für neue Probleme und Aufgaben konnte er auf seine Mitarbeiter übertragen und hat damit vor allen Dingen die jüngere Generation immer wieder angeregt, sich gleichfalls mit den neuesten wissenschaftlichen Ergebnissen zu befassen.

Wir haben in OTTO LUCKE nicht nur einen bedeutenden Wissenschaftler, sondern auch einen aufrechten, ehrlichen Menschen verloren, der stets unerschrocken für das eintrat, was er für richtig hielt. Alle Mitarbeiter des ehemaligen Geomagnetischen Instituts der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, des Instituts für Meteorologie und Geophysik der Humboldt-Universität zu Berlin und darüber hinaus die Geophysiker in aller Welt werden OTTO LUCKE stets ein dankbares und ehrendes Andenken bewahren.

G. FANSELAU





*In memoriam*

**BERNHARD BROCKAMP**

Am 20. 12. 1968 verstarb an einem schweren Leberleiden, das er sich in Kriegsgefangenschaft zugezogen hatte, Professor Dr. Bernhard BROCKAMP, Ehrenmitglied der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Direktor des Institutes für Reine und Angewandte Geophysik in Münster. Mit ihm ist ein ungemein vielseitiger und unermüdlicher Forscher, dem in seltener Weise die verschiedensten Disziplinen, wie Geophysik, Geologie und Lagerstättenforschung, Glaziologie und Polarforschung, wertvolle Bereicherungen verdanken, dahingegangen.

BROCKAMP war am 18. 10. 1902 in Osnabrück geboren und studierte Physik, Mathematik, Geologie und Geophysik in Münster und Göttingen. Das Thema seiner Dissertation beschäftigte sich mit den Göttinger Steinbruchsprengungen, die er als Assistent nach Wiecherts 1928 erfolgtem Tode wissenschaftlich und organisatorisch selbst geleitet hatte. So promovierte er — für damalige Zeit verhältnismäßig spät — erst 1930 bei G. ANGENHEISTER sen.

Zweifellos erhielt er seine wissenschaftliche Prägung durch E. WIECHERTS überragende wissenschaftliche Originalität, von dem er lernte vorurteilsfrei zu denken, Probleme zu erkennen und zu verfolgen, dabei unkonventionelle Wege nicht zu scheuen und sie zu verteidigen. Schon vor dem Abschluß seiner Dissertation führte er mit MOTHES gemeinsam die Eisdickenmessungen auf der Pasterze durch und empfing dabei schon zahlreiche geistige Impulse, die sich in seinen Arbeiten immer wieder bis in die allerletzten Jahre hin verfolgen lassen; die Eisdicke, die Abbildung des Gletscheruntergrundes in der Oberflächenform des strömenden Eises, die Anisotropie des Elastizitätsmoduls, seine Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Als 1928 Alfred WEGENER seine große Grönlandexpedition plante, legte er

einen fertig entwickelten Plan für die seismischen Messungen vor. Im Vordergrund der seismischen Polarforschung stand damals die Bestimmung der Eisdicke. Ihn faszinierte die Möglichkeit, in einem von geologischen Schichtungen freien elastischen Körper riesigen Ausmaßes Brechung, Beugung und Interferenzen der elastischen Wellen zu studieren. Wenn auch WEGENERS Tod den ursprünglich vorgesehenen planmäßigen Ablauf der Arbeiten behinderte, so hat er doch ein wichtiges Experiment durchgeführt: Er zündete gleichzeitig im Abstand von  $\frac{1}{2}$  oder  $n/2$  Wellenlängen zwei Explosionen und erhielt mit 1000fach kleineren Sprengladungen als sonst nötig ganz scharfe Reflexionseinsätze. Damit führte er wohl erstmalig Richtstrahlen in die Seismik ein.

Die schwierigen Verhältnisse in der Wirtschaftskrise um 1930 zwangen ihn, eine Stellung bei Askania anzunehmen, wo er aber trotz seiner experimentellen Interessen nicht lange blieb, und dann zu E. NÖRLUND ins Geodätische Institut Kopenhagen zu gehen. Dort führte er nach gravimetrischen und magnetischen Orientierungen seismische Profile durch, um den geologischen Untergrund zu erforschen. Allerdings blieben die geologischen Deutungen mangels Bohrungen meist fraglich.

Der Umschwung im Reich brachte ihm die Möglichkeit, seine Fähigkeiten in der Heimat einzusetzen. In den im Rahmen des Vierjahresplanes geschaffenen Organisationen konnte er seine wissenschaftlichen Ziele verfolgen, bis er schließlich auf die Stelle des Vizepräsidenten des Reichsamtes für Bodenforschung berufen wurde. Die Aufgabe war dort, alle Mittel der Geologie, der Geophysik und der bergmännischen Arbeit organisatorisch zusammenzufassen, um die Lagerstätten wichtiger Minerale und deren Ergiebigkeit festzustellen. Bei dieser Aufgabe kam es nicht auf minutiöse Genauigkeit der geologischen Grundlagenforschung zur Erkennung der Erdgeschichte an und es ist dem jungen Chef des großen Amtes von altgedienten Geologen der Vorwurf nicht erspart geblieben, gegen die Interessen der eigentlichen Geologie zu arbeiten. Ihm fiel die Aufgabe, in beiden Sätteln — der Geophysik und der Geologie — zu reiten, wahrhaftig nicht leicht. Aber sein bleibendes Verdienst ist es, daß er die Geophysik in die Geologie eingeführt hat und die Geologie in die Geophysik, so daß beide Disziplinen heute nicht mehr ohne Zusammenarbeit auskommen können. In der rein physikalisch orientierten Schule Göttingens hatte er dies nicht lernen können. Es ist sein Beitrag zur Geschichte beider Wissenschaften.

Nach Krieg und Gefangenschaft war diese Aufgabe, der er 10 Jahre seines Lebens gewidmet hatte, für ihn vorüber. Der Universität Münster ist es zu verdanken, daß sie diesem unermüdeten Forscher eine neue Arbeitsstätte ermöglichte. In dem von ihm gegründeten und aufgebauten Institut für Reine und Angewandte Geophysik griff er zurück auf die Arbeiten seiner Jugend. Er plante die Erforschung der isostatischen Abgleichung an den Vulkanen Italiens, wozu es aber nicht kommen sollte; er führte Untersuchungen des Schwere-Hochs von BRAMSCHÉ durch, bei denen in gleicher Weise alle geophysikalischen Arbeitsweisen eingesetzt wie rein geologische Methoden angewandt wurden; er ließ originelle Methoden zur Verdunstungsmessung auf Seen ausarbeiten; vor allem aber zog es ihn wieder zu dem faszinierenden Erlebnis seiner Jugend, nach Grönland! Eine Einladung nach Thule ließ die Flamme der Begeisterung für die Polarforschung wieder hoch auflodern, er wurde der führende Planer der geophysikalischen Arbeiten auf den zwei Internationalen Glaziologischen Grönland-Expeditionen, an denen er auch selbst trotz seiner nun mehr und mehr verfallenden Gesundheit noch teilnahm. Diesen Arbeiten waren die letzten 10 bis 15 Jahre seines wissenschaftlichen Lebens gewidmet; über die Hälfte seiner Veröffentlichungen sind der Glaziologie und der geophysikalischen Polarforschung gewidmet.

BROCKAMPS hervorstechendste Eigenschaft war seine gänzlich unabhängige originelle Denkweise. Er studierte wenig Literatur, um daraus Anregungen zu holen. Erst wenn er sich über ein Problem im Klaren war, las er, was andere geschrieben hatten. Für seine Schüler war



er ein unermüdlich mahnender, zur Begeisterung anfeuernder Lehrer. Seine Arbeiten sind knapp und scharf formuliert; oft steht in einem Satz ein ganzes Programm, das er Jahrzehnte später erst ausbaute. Den Einsatz des Radars zur Messung der Eisdicke vom Flugzeug aus schlug er schon 1950 vor, konnte aber nicht damit durchdringen; heute wird längst die gesamte Antarktis so vermessen.

Es wäre ein Wunder, wenn ein so selbständig denkender Mensch nicht auch seine Ecken und Kanten gehabt hätte. Er war kein bequemer Gesprächspartner. Wer seine Hiebe parierte, der genoß seine uneingeschränkte Achtung. Wo er Unsachlichkeit und Eigennutz witterte, war er unerbittlicher Opponent. Dem humanistischen Geist aufgeschlossen, konnte er wiederum durch die Tiefe und Weite seiner Interessen und Gedanken überraschen.

Für die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft hat er nach der Nachkriegspause die Zeitschrift für Geophysik als Schriftleiter wieder aufgebaut, bis sein zunehmend schlechter Gesundheitszustand ihn daran hinderte. Die Gesellschaft dankte es ihm mit der Ehrenmitgliedschaft. Die Deutsche Gesellschaft für Polarforschung hat er als Mittler zwischen der Tradition Alfred WEGENERS und der modernen Polarforschung zu einer wissenschaftlichen Gesellschaft gemacht. Sie hat ihm posthum mit der Verleihung der Karl-Weyprecht-Medaille gedankt. Wo es galt, der Wissenschaft zu dienen, gab es für ihn keinen Kompromiß, keine Rücksicht auf die eigene Gesundheit.

Die deutsche Geophysik betrauert einen ihrer klügsten und originellsten Köpfe; die, die ihm nahe standen, einen gern zu Scherzen und gutmütigem Spott aufgelegten, treuen Freund.

Fritz MÖLLER





*In memoriam*

## FRIEDRICH ERRULAT

Professor Dr. Friedrich ERRULAT ist am 24. März 1969 in Nienberge bei Münster in Westfalen verstorben. Als Sohn eines Kaufmanns wurde ERRULAT am 18. Oktober 1889 in Heinrichswalde, Ostpreußen, geboren. Das Studium an den Universitäten Königsberg und Göttingen mußte er während des Ersten Weltkrieges unterbrechen. Nach dem Staatsexamen im Jahre 1919 war er einige Monate als Studienreferendar tätig. Er wurde 1920 Assistent an der Universität Königsberg, promovierte 1922 zum Dr. phil., erhielt 1924 die *venia legendi* und wurde dort im Jahre 1930 zum apl. Professor ernannt. Er widmete sich insbesondere dem Ausbau der „Geophysikalischen Warte Königsberg-Großraum“ und führte in seinem Heimatgebiet die „Erdmagnetische Reichsaufnahme“ durch.

Im Jahre 1936 kam ERRULAT zur Deutschen Seewarte nach Hamburg, 1937 wurde er zum Regierungsrat, 1940 zum Oberregierungsrat ernannt. Mit großem Erfolg leitete er das Referat „Erdmagnetismus“. Nach Auflösung der Deutschen Seewarte im Jahre 1946 setzte er seine Arbeiten in dem damals gegründeten Deutschen Hydrographischen Institut bis zu seiner Pensionierung im Jahre 1954 fort.

Seine Bemühungen galten vorwiegend den erdmagnetischen Messungen auf See; er entwickelte neue Meßmethoden und erprobte sie in der Nord- und Ostsee. Im Jahre 1937 nahm er an der Deutschen Nordatlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ teil. In „Naturwissenschaft und Medizin in Deutschland, 1939–1946“ und in verschiedenen Zeitschriften hat er über seine Arbeiten berichtet. Durch zahlreiche Beiträge für die Seehandbücher und Seekarten über Mißweisungsverhältnisse hat er zur Sicherheit der Seeschifffahrt beigetragen.

Unter seiner Leitung wurde im Jahre 1938 das Erdmagnetische Observatorium Wingst errichtet, das die langjährigen Meßreihen der Station Wilhelmshaven fortsetzt. Insbesondere für die Beurteilung der solaren Partikelstrahlung und der ionosphärischen Unruhe haben die erdmagnetischen Kennziffern von Wingst Bedeutung gewonnen.

Neben seinen amtlichen Aufgaben im hydrographischen Dienst widmete sich ERRULAT intensiv der Lehrtätigkeit an der Universität Hamburg und erwarb sich große Verdienste um die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft. Gleich nach dem Zweiten Weltkrieg bemühte er sich mit anderen Kollegen in Hamburg um die Aufrechterhaltung der Gesellschaft. Sie wurde zunächst als „Geophysikalische Gesellschaft in Hamburg“ weitergeführt und erhielt 1949 auf der Tagung in Clausthal wieder den alten Namen. ERRULAT war längere Zeit Vorstandsmitglied und von 1953 bis 1955 Vorsitzender der Gesellschaft.

Die Zeitschrift für Geophysik, die im Jahre 1924 auf der dritten Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Innsbruck gegründet worden war, konnte nach dem Zweiten Weltkrieg aus wirtschaftlichen Gründen nicht weitergeführt werden. Zum 30jährigen Bestehen der Gesellschaft (1922–1952) wurde zwar ein Sonderband herausgebracht, aber erst unter dem Vorsitz von Professor ERRULAT konnte die Gesellschaftszeitschrift ab 1954 wieder erscheinen. Als Dank für diese Verdienste und für die dabei entwickelte Initiative hat die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft Friedrich ERRULAT im Jahre 1956 zum Ehrenmitglied ernannt.

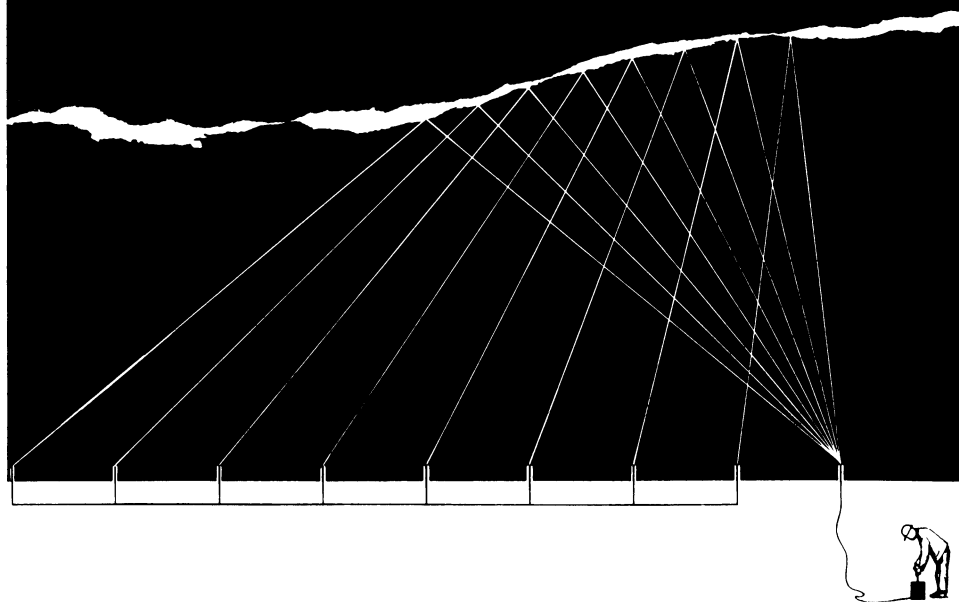
Wir gedenken aber nicht nur des Wissenschaftlers, der stets zu Diskussionen bereit war und der sein Wissen an Generationen von Studenten weitergegeben hat. Wir erinnern uns ebenso sehr an den streng urteilenden aber gütigen, hilfsbereiten und liebenswerten Menschen, an den treu sorgenden Familienvater und an den tapferen Mann, der in zwei Weltkriegen hohe Auszeichnungen erhielt. In Verehrung und Dankbarkeit nehmen wir Abschied von Friedrich ERRULAT, dessen Leben und dessen Werk für viele Jahrzehnte unvergessen bleiben wird.

Otto MEYER



# SEISMOS

hilft Ihnen bei der Lösung Ihrer  
bergbautechnischen Probleme durch  
seismische Messungen  
über Tage und unter Tage



**Langjährige Erfahrungen im  
Erz-, Kali- und Steinkohlenbergbau.  
Spezielle Meßgeräte,  
auch für schlagwettergefährdete Grubenbaue**

