

**ZEITSCHRIFT**  
FÜR  
**GEOPHYSIK**

Herausgegeben im Auftrage der

**Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**

von

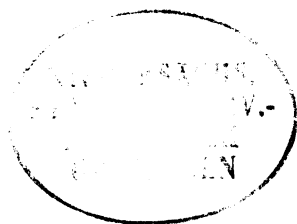
**B. Brockamp, Münster i. W.**

unter Mitwirkung von **A. Defant**, Innsbruck — **W. Dieminger**, Lindau b. Northeim  
**W. Hiller**, Stuttgart — **K. Jung**, Kiel — **O. Meyer**, Hamburg  
**F. Möller**, Mainz — **H. Reich**, Göttingen.

Jahrgang 26  
1960



**PHYSICA - VERLAG · WURZBURG**



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



Physica-Verlag, Würzburg 1960

Druck: fotokop Darmstadt

Printed in Germany

Z 1961. 4137

## Autorenverzeichnis

Behnke, Cl. 24	Haalck, F. 246	Porstendorfer, G. 276
Behrens, J. 161	Hiller, W. 1, 298	Rastogi, R. G. 217
Berckhemer, H. 1	Israel, H. 77, 138	Seibold, E. 87
Bosum, W. 144, 177	Joksch, H. C. 9	Schminder, R. 285
Brockamp, B. 271	Jung, K. 158	Schulz, G. 236
Brockhaus, K. 9	Kautzleben, H. 41	Schulze, R. 246
Budde, E. 72	Kertz, W. 227	Vieweg-Verlag 302
Dolezalek, H. 77	Koch, H. 285	Vogel, A. 273
Errulat, F. 301	Lucke, O. 50, 105	Vogler, G. 57
Freiburg, Ch. 227		Wiegert, R. 87

## Sachverzeichnis

### I. Physik des festen Erdkörpers

Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere

- J. Behrens: Refraktionsseismische Messungen auf See. 161
- O. Lucke: Bemerkungen zur Dissertation von A. Vogel: Über die Unregelmäßigkeiten der äußeren Begrenzung des Erdkerns. 50
- A. Vogel: Laufzeitanomalien von am äußeren Erdkern reflektierten Erdbebenwellen und deren Korrelation zum Schwerkraft- und Nicht-Dipol-Magnetfeld der Erde. 273

### II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

- W. Bosum: Erdmagnetische Messungen im Deckdiabasgebiet der Dillmulde und ihre Auswertung. 144
- Ch. Freiburg u. W. Kertz: Anordnung von Stabmagneten zur Erzeugung homogener Feldbereiche. 227
- H. Israel: On the Sun-Rise Effect of Sferics Activity at 27 kc. 138
- H. Kautzleben: Ergänzung zur Arbeit: Über das geomagnetische Normalfeld nach Fanselau. 41

- H. Koch u. R. Schminder: Über Sonnenaufgangs- und -untergangserscheinungen im Lang- und Mittelwellenbereich. 285
- O. Lucke: Die dynamischen Gleichungen des Plasmas in der Magnetosphäre. 105
- R. G. Rastogi: Some Aspects of the F2 Region at Medium Latitudes of the Northern and Southern Hemispheres. 217
- E. Budde: Der Beweglichkeitskoeffizient der Radium-Emanation in Lockergesteinen. 72
- H. Israel u. H. Dolezalek: Zur Vergleichbarkeit luftelektrischer Messungen. 77
- G. Vogler: Ursachen emanometrischer Anomalien. 57

### III. Angewandte Geophysik

- Cl. Behnke: Über Speicherung mehrerer durch Flüssigkeitsfunken erzeugter seismischer Impulse auf einem einzigen magnetischen Tonträger. 24
- J. Behrens: Refraktionsseismische Messungen auf See. 161
- W. Bosum: Erdmagnetische Messungen im Deckdiabasgebiet der Dillmulde und ihre Auswertung. 177
- G. Schulz: Über ein Refraktionsproblem. 236

### IV. Nachbargebiete

- K. Brockhaus u. H. C. Joksch: Bestimmung der hypsometrischen Kurve des Mondes aus Beobachtungen von J. Franz. 9

- E. Seibold u. R. Wiegert: Untersuchungen des zeitlichen Ablaufs der Sedimentation im Malo Jezero (Mljet, Adria) auf Periodizitäten. 87
- B. Brockamp: Zur hypsographischen Kurve des Mondes. 271

### V. Instrumentelles

- Cl. Behnke: Über Speicherung mehrerer durch Flüssigkeitsfunken erzeugter seismischer Impulse auf einem einzigen magnetischen Tonträger. 24
- H. Berckhemer u. W. Hiller: Kurzperiodische Stationsseismographen mit Trägerfrequenzverstärker und mechanischer Registrierung. 1
- Ch. Freiburg u. W. Kertz: Anordnung von Stabmagneten zur Erzeugung homogener Feldbereiche. 227
- F. Haalck u. R. Schulze: Die mit dem UTM erreichbare Genauigkeit. 246
- G. Porstendorfer: Automatische elektrische Drehsondierung nach dem Wenner- und Dipolverfahren mit direkter Meßwertregistrierung. 276

### VI. Sonstiges

- K. Jung: Wilhelm Schweydar †. 158
- W. Hiller: Nachruf auf Professor Beno Gutenberg. 298
- F. Errulat: Zur Vollendung des siebenzigsten Lebensjahres von Herrn Direktor Friedrich Burmeister. 301
- Vieweg-Verlag: Preisausschreiben. 302

**ZEITSCHRIFT**  
FÜR  
**GEOPHYSIK**

Herausgegeben im Auftrage der

**Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**

von

**B. Brockamp, Münster i. W.**

unter Mitwirkung von **A. Defant, Innsbruck** — **W. Dieminger, Lindau b. Northeim**  
**W. Hiller, Stuttgart** — **K. Jung, Kiel** — **O. Meyer, Hamburg**  
**F. Möller, Mainz** — **H. Reich, Göttingen.**

Jahrgang 26

1960

Heft 1



**PHYSICA - VERLAG · WURZBURG**

<i>Berckhemer H., und W. Hiller:</i> Kurzperiodische Stationsseismographen mit Trägerfrequenzverstärker und mechanischer Registrierung . . . . .	1
<i>Brockhaus, K., und H. C. Joksch:</i> Bestimmung der hypsometrischen Kurve des Mondes aus Beobachtungen von J. Franz . . . . .	9
<i>Behnke, Cl.:</i> Über Speicherung mehrerer durch Flüssigkeitsfunken erzeugter seismischer Impulse auf einem einzigen magnetischen Tonträger . . . . .	24
<i>Kautzleben, H.:</i> Ergänzung zur Arbeit: Über das geomagnetische Normalfeld nach Fanselau . . . . .	41
<i>Lucke, O.:</i> Bemerkungen zur Dissertation von A. Vogel: Über die Unregelmäßigkeiten der äußeren Begrenzung des Erdkerns . . . . .	50

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 34,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

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

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

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

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

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

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

Prof. Dr. Bernhard Brockamp, Institut für reine und angewandte Geophysik,  
Münster (Westfalen), Steinfurter Straße 107

**Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:**

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

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.

## Kurzperiodische Stationsseismographen mit Trägerfrequenzverstärker und mechanischer Registrierung

Von **H. Berckhemer** und **W. Hiller**, Stuttgart <sup>1)</sup>

**Zusammenfassung:** Es wird über einen Nahbebenseismograph berichtet, der, ausgehend von dem Typ "Stuttgart", in den letzten Jahren beim Landes-Erdbebendienst Stuttgart entwickelt wurde. Die Pendelmasse beträgt ca. 1 kg, die Seismometereigenperiode 1-1.5 Sek. Die Meßwertübertragung erfolgt mittels variabler Eisenkerninduktivitäten, welche Glieder einer Wechselstrombrücke sind. Zur Speisung dient Wechselstrom von 50 Hz entweder aus dem Netz oder durch einen 50 Hz Transistoroszillator. Der Verstärker enthält 3 Transistorstufen und einen Phasendiskriminator. Die Registrierung erfolgt mechanisch mit einem Differentialdrehpulschreiber auf berußtem Papier. Die Seismographen, welche in allen drei Komponenten gleich abgestimmt sind, arbeiten im Wesentlichen als Wegschreiber. Die Maximalvergrößerung ist zwischen 3 000 und 40 000 regelbar. Es wird die exakte Lösung sowie eine anschauliche Näherungslösung für die dynamische Vergrößerung angegeben.

**Abstract:** This paper reports of a new short period seismograph system developed at the Landes-Erdbebendienst Stuttgart. The mass of the pendulum is 1 kg, its natural period 1-1.5 sec. The conversion of mechanical displacements into electrical signals is performed by means of variable inductances which represent branches of an ac-current bridge. This bridge is fed by a 50 cps current taken from the power line or from a transistor oscillator. An amplifier with 3 transistor stages and phase discriminator drives a pen motor of differential moving coil type recording on smoked paper. All three components are equally adjusted. Maximum magnification is adjustable between 3 000 and 40 000. The seismograph works mainly as a displacement meter. The exact solution and an approximation of the function of dynamic magnification are given.

---

<sup>1)</sup> Dr. Hans Berckhemer und Prof. Dr. Wilhelm Hiller, Landes-Erdbebendienst, Stuttgart - O, Richard-Wagner-Str. 15.

Zahlreiche Untersuchungen an Nahbeben, z.B. die genaue Bestimmung des Epizentrums und vor allem der Herdtiefe, herdmechanische Studien, regional-seismische Untersuchungen der Erdkruste u. a. erfordern die Seismogramme eines dichten Netzes leistungsfähiger Nahbebenstationen. Je nach Aufgabe und örtlichem Störpegel sind Vergrößerungen der Bodenbewegung von 3 000 - 50 000 im Periodenbereich von 0.2-2 sek erforderlich. Die Auswertung wird wesentlich erleichtert und teilweise überhaupt erst ermöglicht, wenn die Seismographen für alle drei Komponenten übereinstimmende Frequenzcharakteristik aufweisen (homogene Abstimmung). Da ununterbrochen mit verhältnismäßig großer Geschwindigkeit (60-120 mm/min.) registriert werden muß, tritt die Frage der Betriebskosten stark in den Vordergrund. Deshalb wird auch die Verbreitung der sehr leistungsfähigen Induktionsseismographen mit optischer Registrierung zumindest bei uns in Deutschland auf eine verhältnismäßig kleine Zahl seismischer Hauptstationen beschränkt bleiben.

Für die größere Zahl der Nebenstationen sollte deshalb unter Anwendung moderner Methoden der elektrischen Meß- und Verstärkertechnik ein Instrumententyp entwickelt werden, der die Leistungsfähigkeit der Induktionsseismographen mit den betriebswirtschaftlichen Vorteilen der mechanischen Registrierung verbindet. Die Arbeiten begannen im Jahre 1952 und gingen, was den mechanischen Aufbau des Seismometers anbetrifft, von den von W. Hiller [1] konstruierten Induktionsseismographen "Typ Stuttgart" aus. Äußerlich ähnlich, bestehen doch grundsätzliche Unterschiede im Meßprinzip und im Frequenzgang. Wesentlich für den Dauerbetrieb und die Betreuung durch wissenschaftlich ungeschultes Personal ist die Betriebssicherheit und lange Lebensdauer aller Bauelemente. Auf Röhrenverstärker wurde aus diesem Grunde verzichtet. Magnetverstärker schießen zunächst für den beabsichtigten Zweck besonders geeignet zu sein [2]. Sie sind jedoch mit einer gewissen Trägheit behaftet und bedürfen außerdem eines sorgfältigen und individuellen Abgleichs. Mit den Fortschritten der Transistorentechnik wurden die Magnetverstärker durch Transistorenverstärker ersetzt. Seismographen mit Verstärker beider Art arbeiten seit mehreren Jahren an den verschiedenen Außenstationen des Landes-Erdbebendienstes Baden-Württemberg ohne Betriebsstörungen und mit guten Ergebnissen.

### Allgemeine Wirkungsweise des Seismographen

Die Seismometer enthalten ein Pendel mit etwa 1 kg Masse, das durch elastische Direktionskräfte eine ungedämpfte Eigenperiode von ca. 0.8 sek erhält. Durch elektromagnetische Astasierung kann die Eigenperiode zwischen 1.0 und 1.5 sek mit großer Genauigkeit eingestellt werden (durch Bestätigen von  $R \ 3$  Ab-



bildung 1). Die Pendeleigenschwingungen werden durch Wirbelstromdämpfung unterdrückt. Man wählt zweckmäßigerweise ein Dämpfungsverhältnis von 10:1.

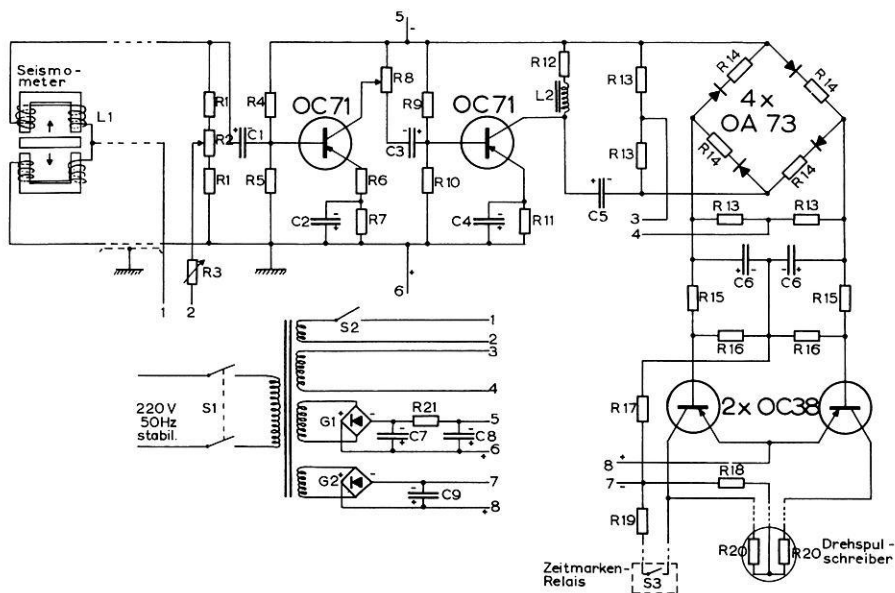


Abb. 1: Schaltschema des Seismographenverstärkers

Die Umwandlung der kleinen Relativbewegungen zwischen Pendelarm und Gestell in elektrische Stromschwankungen erfolgt über die Luftspaltänderung zweier Eisenkerninduktivitäten  $L_1$ . Es erfolgt dadurch Amplitudenmodulation des bei konstanter Spannung den Induktivitäten von außen zugeführten Trägerfrequenzstromes von 50 Hz im Rhythmus der Bodenbewegung. Die beiden Induktivitäten bilden zusammen mit den Widerständen  $R_1$  eine Wechselstrombrückenschaltung. Bei symmetrischer Lage des Pendelarms bezüglich der Induktivitäten ist der Brückenstrom null. Auslenkung aus der Symmetrielage ergibt einen weitgehend proportionalen Brückenstrom. Dieser wird in zwei  $RC$ -Transistorstufen verstärkt. Die Verstärkung und damit die Seismographenvergrößerung ist durch  $R_8$  regelbar. Die nachfolgende phasenempfindliche Gleichrichterschaltung liefert einen Strom, dessen Polarität von der Ausschlagsrichtung des Pendels abhängt. Der symmetrisch aufgebaute Transistorendverstärker gibt ausreichende Leistung ab zur Betätigung des Differentialdrehspulschreibers mit ca. 0.2 sek Eigenperiode. Registriert wird in herkömmlicher Weise mittels einer Platin-Iridiumnadel auf berußtem Papier. Die Registrierspur ist bekanntlich außerordentlich fein und auch bei großer Amplitude noch gut sichtbar. Die Reibung zwi-

schen Nadel und Papier kann bei der verhältnismäßig großen Direktionskraft des Schreibsystems vernachlässigt werden. Eine Rückwirkung auf das Seismometer ist im Gegensatz zu mechanisch vergrößernden Seismographen nicht vorhanden. Der Temperaturgang der Transistorkenngrößen ist schaltungsmäßig weitgehend kompensiert. Außerdem arbeiten die Verstärker in den Seismographenräumen unter wenig schwankenden Temperaturverhältnissen. Ausfälle von Transistoren sind trotz mehrjährigem Dauerbetrieb noch nicht eingetreten.

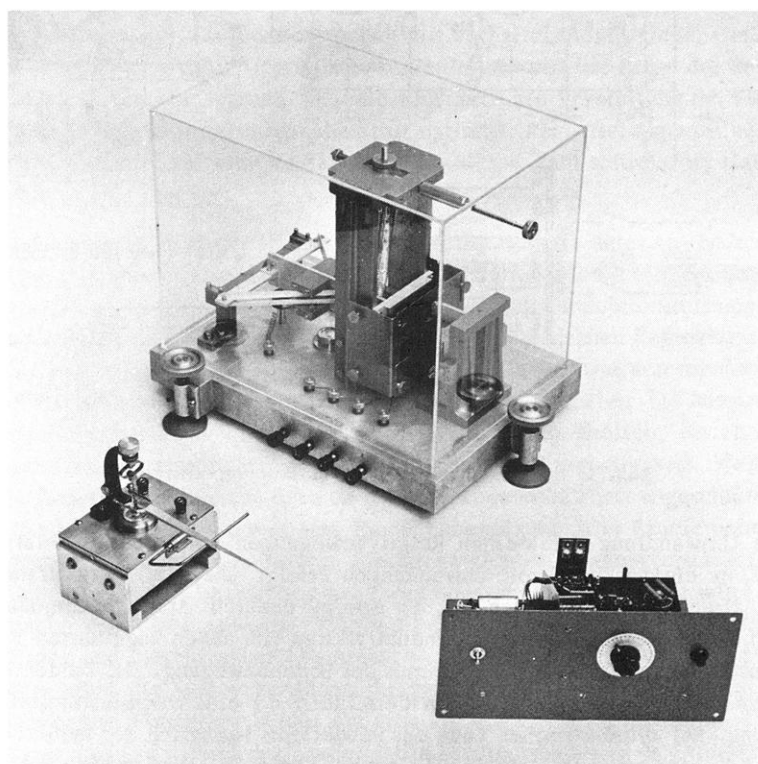


Abb. 2: Vertikalseismometer, Verstärkereinheit, Drehpulschreiber

Die Anlage ist allerdings normalerweise vom Wechselstromnetz abhängig, was jedoch im Allgemeinen keine wesentliche Einschränkung bedeutet. Die Netzspannungsschwankungen sollen möglichst 10-15% nicht überschreiten. Die Leistungsaufnahme beträgt 4 Watt für jede Komponente. Für Fälle, in welchen kein Wechselstromnetz zur Verfügung steht oder dieses unzuverlässig ist, wurde ein sehr konstant arbeitender 50 Hz-Transistoroszillator gebaut, welcher aus einer 12 V Akkumulatorenbatterie in Pufferschaltung gespeist wird.

Eine gewisse Neigungsempfindlichkeit der Horizontalseismographen und die trotz Verwendung von Spezialfederstahl nicht vollständig vermeidbare Temperaturabhängigkeit des Vertikalseismographen machen insbesondere bei voller Ausnutzung der erreichbaren Vergrößerung von ca. 40 000 einen ungestörten Aufstellungsort mit geringen Schwankungen der Raumtemperatur erforderlich.

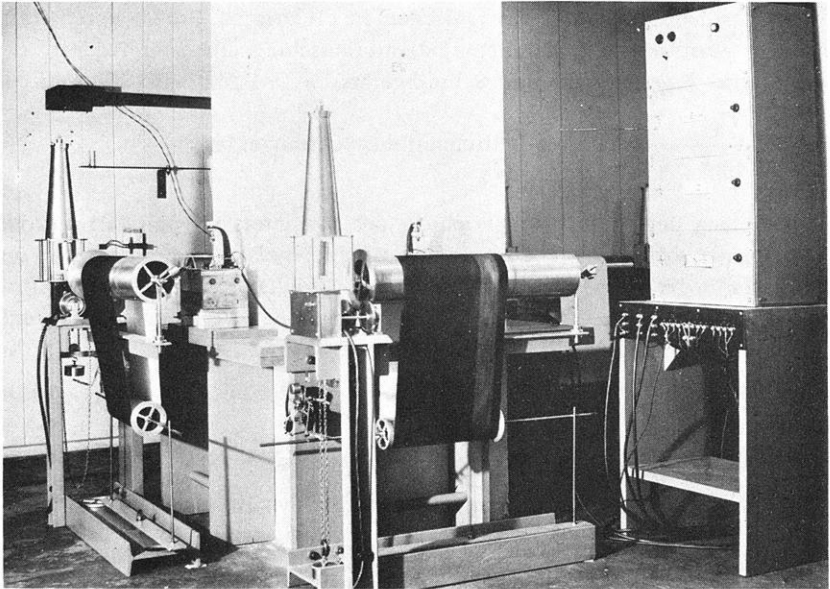


Abb. 3: Registriergeräte und Gestell mit 3 Verstärkereinheiten und Netzspannungsstabilisator

### Zur Theorie des Seismographen

Die mathematische Darstellung der dynamischen Vergrößerung des Gesamtgeräts geht vom folgenden System gekoppelter Differentialgleichungen 2. Ordnung aus.

$$(1) \quad \ddot{a} + \frac{4\pi \cdot h}{T_0} \cdot \dot{a} + \frac{4\pi^2}{T_0^2} \cdot a = -n \cdot \ddot{\xi}$$

$$(2) \quad i = k \cdot a$$

$$(3) \quad \ddot{b} + \frac{4\pi \cdot h'}{T_0'} \cdot \dot{b} + \frac{4\pi^2}{T_0'^2} \cdot b = c \cdot i$$

wobei  $\xi$  = Bodenbewegung,  $a$  = Luftspaltänderung am Aufnehmer,  $T_0$  = ungedämpfte Eigenperiode des Seismometers (der Zusammenhang zwischen  $h$  und dem Dämpfungsverhältnis  $\nu$  ist  $\ln \nu =$

$$\frac{\pi \cdot h}{\sqrt{1 - h^2}}), n = \text{statische Vergrößerung der Bodenbewegung am Aufnehmer, } i =$$

Stromänderung am Verstärkerausgang hervorgerufen durch Luftspaltänderung  $a$ ,  $k$  = Übertragungsfaktor der mechanischen in elektrische Größe, durch Einstellung am Verstärker regelbar;  $b$  = Indikatorschlag am Schreibgerät,  $T'_0$  = ungedämpfte Eigenperiode des Schreibgeräts;  $h'$  = Dämpfung des Schreibgeräts;

$$c \cdot \frac{T_0^2}{4 \pi^2} = \text{Stromempfindlichkeit des Schreibgeräts.}$$

Die Lösung der Amplitudengleichung des Indikators für den Fall stationärer Schwingungen soll hier nicht im Detail wiedergegeben werden, sondern durch Vergleich mit der entsprechenden, bekannten Gleichung des rückwirkungsfreien, galvanometrisch gekoppelten Induktionsseismographen veranschaulicht werden. Bei Induktionsseismographen tritt die Beziehung

$$(4) \quad i = k' \cdot \dot{a}$$

an die Stelle von Gleichung (2). Mit  $\xi = \xi_0 \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t$  gilt für das Verhältnis der Indikator - zur Bodenamplitude, d.h. für die dynamische Vergrößerung

(5)

$$\begin{aligned} |\mathfrak{B}_{\text{ind}}| &= \left| \frac{b_0}{\xi_0} \right| = \\ &= \frac{c \cdot n \cdot k'}{2\pi} \frac{T}{\sqrt{\left\{ \left( \frac{T}{T_0} \right)^2 - 1 \right\}^2 + 4h^2 \left( \frac{T}{T_0} \right)^2} \cdot \sqrt{\left\{ \left( \frac{T}{T'_0} \right)^2 - 1 \right\}^2 + 4h'^2 \left( \frac{T}{T'_0} \right)^2}} \end{aligned}$$

Der entsprechende Ausdruck für den hier beschriebenen Seismographen lautet

(6)

$$\begin{aligned} |\mathfrak{B}_{\text{dir}}| &= \left| \frac{b_0}{\xi_0} \right| = \\ &= \frac{c \cdot n \cdot k}{4\pi^2} \frac{T^2}{\sqrt{\left\{ \left( \frac{T}{T_0} \right)^2 - 1 \right\}^2 + 4h^2 \left( \frac{T}{T_0} \right)^2} \cdot \sqrt{\left\{ \left( \frac{T}{T'_0} \right)^2 - 1 \right\}^2 + 4h'^2 \left( \frac{T}{T'_0} \right)^2}} \end{aligned}$$

Der Unterschied liegt in dem Faktor  $T/2\pi$ , welcher durch die zeitliche Differentiation beim Induktionsvorgang (vergl. Gl. (2) und (4)) bedingt ist. Das bedeutet aber, daß wir für langperiodische Bodenschwingungen eine wesentlich günstigere Vergrößerung erhalten als bei einem entsprechenden Induktionsseismographen der gleichen Maximalvergrößerung. Diese Eigenschaft ermöglicht neben der eigentlichen Bestimmung des Geräts als Nahbebenseismographen den Gebrauch der Registrierungen zum Studium von Oberflächenwellen von Fernbeben. Über ein Beispiel hierfür wurde auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Bad Soden berichtet [3].

Die Gleichung 6 läßt sich auch in der Form

$$(7) \quad |\mathfrak{B}_{\text{dir}}| = \frac{c \cdot n \cdot k \cdot T_0'^2}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left\{\left(\frac{T}{T_0}\right)^2 - 1\right\}^2 + 4h^2 \left(\frac{T}{T_0}\right)^2} \cdot \sqrt{\left\{\left(\frac{T_0'}{T}\right)^2 - 1\right\}^2 + 4h'^2 \left(\frac{T_0'}{T}\right)^2}}$$

schreiben. Unterscheiden sich  $T_0$  und  $T_0'$  mindestens um einen Faktor 5 und wird  $h = h' = 0.6 - 0.7$ , d. h.  $\nu = 10 : 1 - 23 : 1$ , so ist es für alle praktischen Belange zulässig, die Kurve der dynamischen Vergrößerung in zwei Abschnitte auseinanderzubrechen, wobei

$$(8a) \quad \text{für } T > T_0/3 \quad \frac{\mathfrak{B}}{V} \approx \frac{1}{\sqrt{\left\{\left(\frac{T}{T_0}\right)^2 - 1\right\}^2 + 4h^2 \left(\frac{T}{T_0}\right)^2}}$$

gilt. Für langperiodische Bodenbewegungen verhält sich also der Seismograph wie ein mechanischer Pendelseismograph der statischen Vergrößerung  $V$ . Das Schreibgerät hat praktisch keinen Einfluß. Wie bei mechanischen Seismographen ist die Bestimmung der statischen Vergrößerung in einfacher Weise möglich. Sie erfolgt bei der Vertikalkomponente durch Aufsetzen eines Reitergewichtes von 5 mg auf den Pendelarm und bei der Horizontalkomponente durch Neigung der Grundplatte mit Hilfe einer Mikrometerschraube.

$$(8b) \quad \text{Für } T < T_0/3 \quad \frac{\mathfrak{B}}{V} \approx \frac{1}{\sqrt{\left\{\left(\frac{T_0'}{T}\right)^2 - 1\right\}^2 + 4h'^2 \left(\frac{T_0'}{T}\right)^2}}$$

Der Kurvenverlauf wird hier allein durch das Schreibgerät bestimmt. Beide Teilkurven schließen sich gut aneinander an. Der Fehler gegenüber der exakten Lösung ist kleiner als 2%.

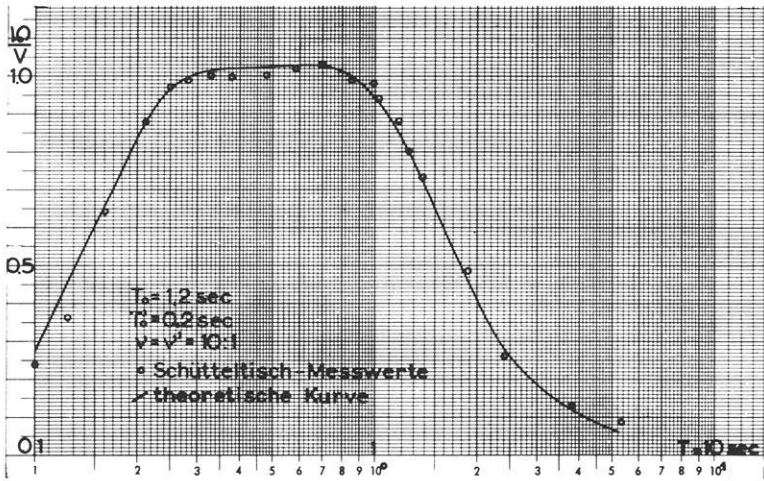


Abb. 4: Dynamische Vergrößerung

### Literatur

- [1] Hiller, W.: Un ensemble homogène de séismographes à courte période et à enregistrement galvanométrique, construction "Stuttgart". Comptes rendus No 10 des séances de la neuvième conférence de l'Union Géodésique et Géophysique 1951, p. 97.
- [2] Berckhemer, H.: Eine neuartige Anordnung für mechanische Registrierung bei Seismographen. Kurzfassung. Stuttgarter Dissertationen 1953 - 1955, S. 11 und 12.
- [3] Berckhemer, H., Müller, St., Sellevoll, M.: Phasengeschwindigkeit seismischer Oberflächenwellen in Südwest-Deutschland. Physikalische Verhandlungen 1959, S. 186.

## Bestimmung der hypsometrischen Kurve des Mondes aus Beobachtungen von J. Franz

Von **K. Brockhaus** <sup>1)</sup> und **H. C. Joks**, Münster i. W. <sup>2)</sup>

**Zusammenfassung:** Für 547 Objekte, die Franz auf Mondaufnahmen verschiedener Librationen vermaß, wurde aus den Unterschieden der Koordinaten absolute Höhen berechnet. Fehler des Ausgangsmaterials, das nicht vollständig genug veröffentlicht ist, konnten zwar nicht beseitigt werden, ein Vergleich von 150 unserer Höhen mit von Schrutka-Rechtenstamm einwandfrei bestimmten zeigt aber, daß unsere Ergebnisse trotzdem brauchbar sind. Ein Vergleich von 41 Höhen mit von Weimer ganz unabhängig bestimmten Höhen zeigt freilich gar keinen Zusammenhang. Die erhaltene hypsometrische Kurve des Mondes ist eingipflig und asymmetrisch. Sie hat keine Ähnlichkeit mit der von einem der Verfasser in einer früheren Arbeit aus Ritters Höhenkarte bestimmten.

**Abstract:** For 547 objects, measured by Franz on moon-photographs taken at different librations absolute heights were determined from the differences of the co-ordinates. The data not being published completely enough the errors of the material could not be eliminated, but a comparison of 150 of our heights with those exactly determined by Schrutka-Rechtenstamm showed, that they may be used nevertheless. However, a comparison of 41 heights with those independently determined by Weimer showed no correlation. The hypsometric curve is unimodal and asymmetric. It has no similarity with the curve previously determined by one of the authors from Ritters hypsographic map.

---

<sup>1)</sup> K. Brockhaus, Münster i. W., Marientalstr. 36.

<sup>2)</sup> H. C. Joks, Münster i. W., Breul 14 a.

## 0 Fragestellung

Auf Anregung von Prof. Brockamp hat einer der Verfasser in einer früheren Arbeit [5] versucht, die hypsometrische Kurve des Mondes zu bestimmen. Die von ihm benutzten Unterlagen – die Höhenkarte von Ritter [6] und die 150 von Hopmann [4] aus Franz'schen Beobachtungen errechneten Höhenangaben – waren aber nicht ausreichend, um sichere Ergebnisse zu liefern. Deshalb sollten aus den bisher gemachten Vermessungen von Objekten auf dem Mond ihre absoluten Höhen bestimmt, nach diesen eine Höhenkarte gezeichnet und daraus die Häufigkeitsverteilung der Höhen, die hypsometrische Kurve, bestimmt werden.

## 1 Material

Punkte der Mondoberfläche sind in größerer Anzahl nur von J. Franz und W. Saunders vermessen worden. Beide benutzten photographische Aufnahmen der Lick-, Pariser und Yerkes-Sternwarte mit Objektiven der Brennweiten 17-19 m (Franz hat auch drei Bonner und Potsdamer Aufnahmen mit etwa 11 m Brennweite vermessen). Für die vorliegende Untersuchung wurden die Messungen von Franz ausgewählt, da er mehr (32) Platten als Saunders (8) ausgemessen hat und da die Form, in der die Ergebnisse veröffentlicht sind (sphärische Koordinaten) für unser Rechenverfahren günstiger war.

### 1.1 Die Beobachtungen von J. Franz

In seiner Arbeit über die Ortsbestimmung von 150 Mondkratern [1] hat Franz 5 Mondaufnahmen der Lick-Sternwarte vermessen und die Messungen sehr ausführlich veröffentlicht; diese sind kürzlich von Schrutka-Rechtenstamm [9] mit weit größerer Sorgfalt als von Franz selbst erneut ausgewertet worden. In der Arbeit über den Westrand des Mondes [2] sind die Ergebnisse der Vermessung von weiteren 150 Punkten auf einer Potsdamer Aufnahme ebenfalls ausführlich veröffentlicht. Schließlich sind in der Arbeit über die Randlandschaften des Mondes [3] die Koordinaten von 1200 Objekten mitgeteilt, darunter auch die der ersten beiden Arbeiten. Leider sind hier die Messungen selbst nicht angegeben, so daß eine Neubearbeitung von Grund auf nicht möglich ist.

Franz unterteilte den Mond in Sektoren, die für sich getrennt vermessen wurden. In der ersten Arbeit wurden in allen Sektoren die 8 "Fundamentalkrater" und Mösting A benutzt, die Orientierung und Maßstab der Aufnahme gaben. Bei der Bearbeitung der Platten 6-32 wurden jeweils 12 Fundamentalkrater für alle



Sektoren einer Platte aus den 150 der ersten Arbeit ausgewählt und daran 18 weitere Krater in jedem Sektor angeschlossen. Aus diesen Messungen ermittelte er außerdem jeweils verbesserte Koordinaten der Fundamentalkrater, die von Platte 10 an bei der Reduktion verwendet wurden.

Die Messungen der ersten Arbeiten können vollständig neu reduziert werden. Wir hatten die Arbeit begonnen, brachen sie aber ab, als wir von der schon abgeschlossenen Arbeit Schrutka-Rechtenstamm's erfuhren.

Leider sind in der dritten Arbeit von Franz die auf den einzelnen Platten benutzten Fundamentalkrater nicht angegeben und auch im Katalog der Messungen nicht immer zu erkennen. Außerdem ist nicht bekannt, welches die verbesserten Koordinaten der Fundamentalkrater waren, die bei der Bearbeitung der letzten Platten verwendet wurden. Deshalb ist eine Rückrechnung auf die Meßwerte und eine Neubearbeitung dieses Materials von Grund auf nicht möglich. Wir benutzen daher als Ausgangsmaterial für unsere Untersuchung die Koordinaten, die Franz selbst unter der Annahme, daß die Objekte auf einer Kugeloberfläche liegen, abgeleitet hat. Auch die ersten 150 Objekte wurden zusammen mit den übrigen in gleicher Weise behandelt, um durch Vergleich mit der strengen Bearbeitung einen Anhalt über die Wirkung der Fehler zu gewinnen.

Zur Höhenbestimmung braucht man mindestens zwei Orte des Objektes, die auf Platten von hinreichend verschiedener Libration bestimmt worden sind. Deshalb kamen von den 1200 Objekten von Franz für unsere Untersuchung nur 547 in Frage.

## 1.2 Die Fehler des Materials

Die Arbeiten von Schrutka-Rechtenstamm haben gezeigt, daß Franz bei der Bearbeitung seiner Heliometermessungen, aus denen die Koordinaten der 8 Fixpunkte berechnet sind, Fehler unterlaufen sind, und daß er mit einer nicht ganz exakten Theorie der physischen Libration gerechnet hat.

Die Koordinaten der Fixpunkte hat Schrutka-Rechtenstamm durch eine vollständige Neubearbeitung der Heliometermessungen noch einmal bestimmt [8]; die Abweichungen der Koordinaten von denen von Franz betragen in einem Falle sogar  $0^{\circ},4$ ! Auch über die physische Libration liegen jetzt Untersuchungen vor, denen eine genauere Theorie zugrunde liegt und die zuverlässigere Werte liefern (Zusammenfassung in [7]).

Um den Einfluß dieser Fehler auf die Ergebnisse zu überblicken, verfolgen wir den Gang der Reduktion. Ihre Grundlage sind die bei Franz angegebenen Formeln

$$\begin{aligned}\cos k &= \sin \beta^\circ \sin \beta + \cos \beta^\circ \cos \beta \cos (\lambda - \lambda^\circ) \\ \sin (p - C) \sin k &= \cos \beta \sin (\lambda - \lambda^\circ) \\ \cos (p - C) \sin k &= \cos \beta^\circ \sin \beta - \sin \beta^\circ \cos \beta \cos (\lambda - \lambda^\circ)\end{aligned}$$

wo  $\lambda$  und  $\beta$  die Koordinaten des Meßpunktes,  $\lambda^\circ$  und  $\beta^\circ$  die des Mittelpunktes der Mondscheibe (Libration in Länge und Breite),  $k$  der selenozentrische Winkel zwischen vermessenem Punkt und Mitte der Mondscheibe,  $p$  der Positionswinkel des Punktes gegen den Zentralmeridian und  $C$  dessen Positionswinkel ist.

Für die Fixpunkte, deren Koordinaten  $\lambda$  und  $\beta$  bekannt sind, kann man mit  $\lambda^\circ$ ,  $\beta^\circ$  und  $C$  die Werte  $k$  und  $p$  berechnen und daraus in Verbindung mit den auf einer Aufnahme gemessenen rechtwinkligen Koordinaten der Fixpunkte Nullpunkt und Orientierung des Koordinatensystems festlegen. Bei hinreichend vielen Fixpunkten und sehr genauen Messungen brauchte man die Libration nicht, sondern könnte sie aus den Beobachtungen bestimmen. Reduziert man mit einer falschen Libration, so bekommt man daher Widersprüche in den Beziehungen, die aber in unserem Falle wegen der geringen Fehler der Libration unterhalb der Meßfehler bleiben und mit diesem ausgeglichen werden. Für die zu untersuchenden Objekte kann man dann aus den rechtwinkligen Koordinaten  $p$  und  $k$  berechnen und daraus mittels der obigen Formeln  $\lambda$  und  $\beta$ . Wird dabei dasselbe fehlerhafte  $\lambda^\circ$ ,  $\beta^\circ$  und  $C$  benutzt, so bewirkt nur die Abweichung der Meßpunkte von einer Kugeloberfläche einen perspektivischen Effekt, der aber von höherer Ordnung ist und vernachlässigt werden kann.

Für die Berechnung der Höhen ist die Differenz der Librationen entscheidend. Sie wird natürlich durch falsche Librationswerte ebenfalls fehlerhaft. Da aber die Fehler in der physischen Libration sehr klein sind und gegen die Differenz von etwa  $10^\circ$  der für den perspektivischen Effekt maßgebenden optischen Libration vernachlässigt werden können, spielen sie praktisch keine Rolle.

Sind die Koordinaten einiger Fixpunkte falsch, dann werden sich zwar die Fehler bei der Orientierung der Platte im Mittel verringern, da aber der Einfluß der Fehler bei randnahen Fixpunkten von der Libration abhängt, kann ein Librationseffekt übrig bleiben. Außerdem werden nicht auf allen Aufnahmen alle Fixpunkte verwandt. Daher sind die Einflüsse der Fehler auf die Orientierung der Platten unterschiedlich.

Es ist aber nicht möglich, diesen Einfluß abzuschätzen und zu berücksichtigen, wenn nicht die jeweils zur Orientierung der Platte benutzten Fixpunkte bekannt sind. Da dies nicht durchweg der Fall ist, sollen diese Fehler als mehr oder minder zufällig angesehen werden. Diese Hypothese kann nur nachträglich durch Vergleich mit einwandfrei reduzierten Beobachtungen geprüft werden. Eine

andere Quelle systematischer Fehler liegt in dem verschiedenen Schattenwurf der Objekte bei verschiedenen Beleuchtungen und der dadurch bedingten Einstellung der Objekte beim Messen. Da dieser Einfluß stark von der individuellen Form des Objektes abhängt, kann er nicht durch eine allgemeine Korrektur beseitigt werden. Prinzipiell kann man den Einfluß der Mondphase aus den Ergebnissen herausrechnen; das erfordert aber eine große Zahl von Messungen bei verschiedenen Mondphasen. Versuche mit einigen Objekten, die hinreichend oft beobachtet worden sind, zeigten keinen merklichen Einfluß der Phase.

Weiterhin kann das verschiedene Aussehen der Objekte bei verschiedenen Librationen einen systematischen Fehler verursachen. Da aber auch der von uns zur Höhenbestimmung benutzte perspektivische Effekt von der Libration abhängt, kann man beide nicht trennen.

## 2 Reduktion

Franz hat seine Messungen unter der Hypothese reduziert, daß die vermessenen Punkte auf einer Kugeloberfläche liegen. Ist dies nicht der Fall, dann muß er bei der Bearbeitung von Aufnahmen unter verschiedenen Librationen verschiedene Koordinaten für dasselbe Objekt erhalten. Wir wollen aus der Abhängigkeit seiner Koordinaten von den Librationen der Aufnahmen die Höhen der Objekte über einer mittleren Kugel errechnen.

### 2.1 Grundformeln

Abbildung 1 zeigt einen Schnitt durch Mondmittelpunkt  $M$ , Beobachter  $B$  und Objekt  $O$ . Die Entfernung des Beobachters ist als unendlich angenommen. Dann gilt

$$(1) \quad r \sin k = (r + k) \sin k_0$$

Der scheinbare Winkel  $k$  soll als Funktion der Höhe  $h$  dargestellt werden. Die Taylorentwicklung von  $k(h)$  an der Stelle  $k(0) = k_0$  lautet

$$(2) \quad k = k_0 + h \left. \frac{dk}{dh} \right|_0 + \dots$$

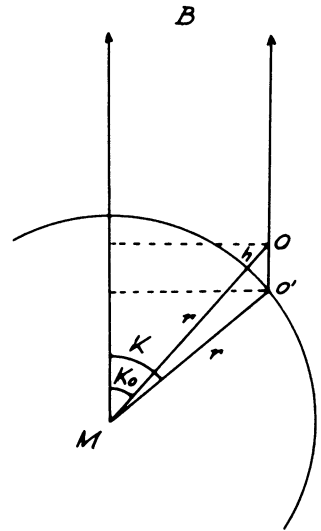


Abb. 1: Schnitt durch den Mond in der Ebene Mondmittelpunkt, Meßobjekt und Beobachter

Differentiation von (1) nach  $h$  ergibt

$$(3) \quad \frac{dk}{dh} = \frac{1}{r} \frac{\sin k_0}{\cos k}$$

Einsetzen in die Taylorreihe und Abbrechen nach dem linearen Glied gibt für  $k$  die genäherte Darstellung

$$(4) \quad k = k_0 + \frac{h}{r} \operatorname{tg} k_0 .$$

Wir benutzen die bekannten Formeln (Bedeutung der Zeichen wie in 1.2)

$$(5) \quad \sin(p - C) \sin k = \cos \beta \sin(\lambda - \lambda_0)$$

$$(6) \quad \cos(p - C) \sin k \cos \beta_0 = \sin \beta - \cos k \sin \beta_0$$

$$(7) \quad \cos k_0 = \sin \beta_0 \sin \beta + \cos \beta_0 \cos \beta \cos(\lambda - \lambda_0) .$$

(6) wird nach  $k$  differenziert und  $\cos(p - C)$  eliminiert:

$$(8) \quad \frac{d\beta}{dh} = \operatorname{tg} \beta \operatorname{ctg} k \left( 1 - \frac{\sin \beta_0}{\cos k \sin \beta} \right) .$$

(5) wird nach  $k$  differenziert und  $\sin(p - C)$  eliminiert:

$$(9) \quad \frac{d\lambda}{dh} = \operatorname{tg}(\lambda - \lambda_0) \left( \operatorname{ctg} k + \operatorname{tg} \beta \frac{d\beta}{dk} \right) .$$

$\frac{d\beta}{dk}$  wird aus (8) eingesetzt und man erhält nach einigen Umrechnungen

$$(10) \quad \frac{d\lambda}{dh} = \frac{\operatorname{tg}(\lambda - \lambda_0) \operatorname{ctg} k}{\cos^2 \beta} \left( 1 - \frac{\sin \beta \sin \beta_0}{\cos k_0} \right) .$$

Setzt man dies und  $k - k_0$  aus (2) in die Taylorentwicklung

$$(11) \quad \lambda(k) - \lambda(k_0) = (k - k_0) \frac{d\lambda}{dk} \Big|_0 + \dots$$

ein und bricht nach dem ersten Glied ab, dann erhält man

$$(12) \quad \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{r} \frac{\operatorname{tg}(\lambda - \lambda_0)}{\cos^2 \beta} \left( 1 - \frac{\sin \beta \sin \beta_0}{\cos k_0} \right)$$

und vereinfacht dies mittels (7) zu

$$(13) \quad \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{r} \frac{\sin(\lambda - \lambda_0) \cos \beta_0}{\cos \beta \cos k_0}$$

Entsprechend erhält man

$$(14) \quad \beta - \beta_0 = \frac{h}{r} \operatorname{tg} \beta \left( 1 - \frac{\sin \beta_0}{\sin \beta \cos k_0} \right)$$

## 2.2 Bestimmung der Höhen

Länge und Breite der Objekte sind auf zwischen 2 und 18 Platten verschiedener Librationen  $\lambda^\circ$ ,  $\beta^\circ$  bestimmt worden. Läge das Objekt auf der mittleren, von Franz der Reduktion zugrunde gelegten, Kugel, dann könnten die Werte nur wegen der Meßfehler voneinander abweichen. Die Koordinaten des Fußpunktes des Objekts auf der mittleren Kugel seien  $\lambda(k_0)$  und  $\beta(k_0)$ . Liegt der Punkt dagegen in einer Höhe  $h$  über dieser mittleren Kugel, dann erscheint nach (2) unter einem anderen Winkel  $k$  und man erhält daher librationsabhängige Koordinaten  $\lambda(k)$  und  $\beta(k)$ . Die Abhängigkeit dieser Koordinaten von  $h$  und der Libration ist durch die Gleichungen (13) und (14) gegeben.

Da  $\lambda^\circ$  und  $\beta^\circ$  stets kleiner als  $7^\circ$  sind, kann man  $\sin \beta^\circ \approx \beta^\circ$  und  $\cos \beta^\circ \approx 1$  setzen. Damit wird aus (13)

$$(15) \quad \lambda = \lambda_0 + \frac{h}{r} \frac{\sin(\lambda - \lambda_0)}{\cos \beta \cos k_0}$$

Berechnet man für jeden bei verschiedenen Librationen bestimmten Wert  $\lambda$  den Wert

$$(16) \quad L = \frac{\sin(\lambda - \lambda_0)}{\cos \beta \cos k_0}$$

wo  $\cos k_0$  durch  $\cos k$  hinreichend approximiert werden kann und trägt  $\lambda$  und  $L$  in einem Koordinatensystem auf, dann erhält man wegen

$$(17) \quad \lambda = \lambda_0 + \frac{h}{r} L$$

eine Gerade, deren Steigung gleich  $\frac{h}{r}$  ist.

Entsprechend findet man aus (14)

$$(15) \quad \beta = \beta_0 + \frac{h}{r} \operatorname{tg} \beta - \frac{h}{r} \frac{\beta_0}{\cos \beta \cos k_0}$$

mit  $M = \frac{\beta_0}{\cos \beta \cos k}$  wird daraus

$$(16) \quad \beta = \left( \beta_0 + \frac{h}{r} \operatorname{tg} \beta \right) - \frac{h}{r} M.$$

Trägt man die verschiedenen  $\beta$  eines Punktes über den jeweiligen  $M$  auf, so erhält man ebenfalls eine Gerade, diesmal mit der Steigung  $-\frac{h}{r}$ , weil der Klammerausdruck in (16) für jeden Punkt eine Konstante ist.

Für jeden Meßpunkt wurden  $(\lambda, L)$ - und  $(\beta, M)$ - Diagramme gezeichnet und aus der Steigung der besten Geraden Höhen  $h_\lambda$  und  $h_\beta$  mit  $r$  als Einheit

berechnet. Eine strenge Ausgleichung wäre bei der Streuung der Werte nicht gerechtfertigt gewesen und hätte bei den meisten Objekten, die nur auf 2 Platten vermessen wurden, auch nicht mehr als das graphische Verfahren liefern können.

Es ergab sich, daß nur für solche Objekte Höhen bestimmt werden konnten, die wenigstens in zwei extremen Librationen aufgenommen worden sind. Für 235 Objekte konnten Höhen aus Längen- und Breitendifferenzen bestimmt werden, für 35 nur aus den Längen und für 277 nur aus den Breiten.

### 3 Die Höhen

#### 3.1 Vergleich mit den Ergebnissen von Schrutka-Rechtenstamm und Weimer

Da wir die Reduktionen von Franz unverändert übernommen haben, sind unsere Höhen durch den Einfluß fehlerhafter Koordinaten der Fundamentalkrater und fehlerhafter Libration verfälscht. Eine Vorstellung davon erhalten wir, wenn wir die von Schrutka-Rechtenstamm sehr sorgfältig bestimmten Höhen der ersten 150 Krater mit unseren vergleichen.

Abbildung 2 zeigt den Zusammenhang, der überraschend eng ist, so daß also, wenigstens bei diesen Punkten, unser einfaches Reduktionsverfahren brauchbare

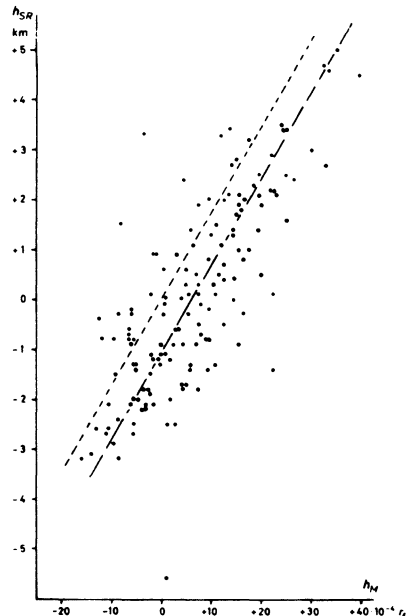


Abb. 2: Vergleich der Werte von Schrutka-Rechtenstamm mit unseren Werten für die Höhen von 144 Mondobjekten. Die kurz gestrichelte Gerade gibt die strenge Beziehung zwischen den Höhen bei 1738 km Mondradius, wenn beide Angaben dasselbe Nullniveau hätten. Die lang gestrichelte Gerade ist die Parallele dazu, die am besten in der Punktwolke liegt. Demnach sind unsere Höhen im Mittel um

$6 \cdot 10^{-4} r_k$  größer als die von Schrutka-Rechtenstamm

Ergebnisse liefert. Natürlich ist nicht sicher, ob das auch bei den übrigen Punkten gilt, die auf anderen Platten vermessen sind, bei denen sich möglicherweise die Fehler in der Libration und der Einfluß einer anderen Auswahl der Fundamentalkrater, teilweise mit geänderten Koordinaten, anders auswirken und bei der meistens geringeren Zahl von Beobachtungen weniger ausgleichen.

Außerdem sind von Weimer ([11] und briefliche Mitteilung weiterer Werte) absolute Höhen von 81 Mondkratern bestimmt worden. Von ihnen finden sich 41 auch in unserem Material. In Abbildung 3 sind die Höhen gegeneinander aufgetragen. Es ist kein Zusammenhang zu erkennen. Allerdings zeigt auch ein direkter Vergleich der Höhen von 25 sowohl bei Weimer als auch Schrutka-Rechtenstamm auftretenden Objekten nur einen schwachen Zusammenhang. Dies kann, abgesehen von Unterschieden bei der Reduktion, daran liegen, daß verschiedene Beobachter ausgedehnte Objekte, wie z.B. Mondkrater, unterschiedlich einstellen, so daß nicht dieselben "Punkte" vermessen werden. Daher darf man günstigstenfalls annehmen, daß die Messungen eines Beobachters ein in sich geschlossenes System vergleichbarer Werte bilden, daß aber nicht unbedingt die "Höhen" liefert, die man sich anschaulich vorstellt.

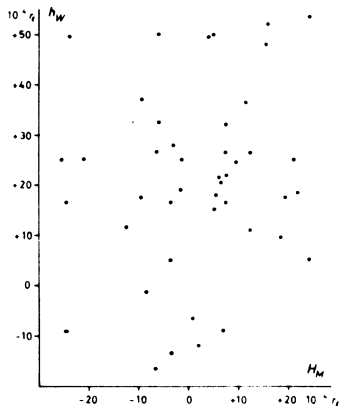


Abb. 3: Vergleich der Werte von Weimer mit unseren Werten für die Höhen von 41 Mondobjekten

### 3.2 Abschätzung der Fehler

Bei der angewandten graphischen Bestimmung der Höhen ist eine Bestimmung des mittleren Fehlers nicht möglich. Auch bei Errechnung der Höhen wäre dies bei 60% der Objekte nicht der Fall gewesen, da sie nur zweimal vermessen sind. Einen gewissen Anhalt für die Größe der Fehler erhält man aber durch die Unterschiede der aus Längen- und Breitendifferenzen unabhängig bestimmten Höhen. Dabei wird angenommen, daß diese Differenzen nur von zufälligen und keinen systematischen Fehlern – z.B. Phaseneffekten –, verursacht werden. Daß Höhen, die durch Messungen auf mehreren Platten bestimmt sind, geringere mittlere Fehler haben, soll hier nicht berücksichtigt werden, da dies an den Größenordnungen, um die es hier allein geht, nichts ändert.

Die Häufigkeitsverteilung der Differenzen  $h_\lambda - h_\beta$  ist in Abbildung 4 dargestellt. Sie ist, wie die eingezeichnete Normalverteilung mit gleichem Mittel-

wert und gleicher mittlerer quadratischer Abweichung (mqA) zeigt, nicht normal, sondern hat eine starke Häufung in Intervall von  $0 \dots 5 \cdot 10^{-4} r_e$ . Wahrscheinlich ist sie eine Mischverteilung, was hier aber nicht untersucht werden soll. Ihr Mittelwert ist  $+2 \cdot 10^{-4} r_e$ , ihre mqA  $13 \cdot 10^{-4} r_e$ . Die mqA der Einzelwerte  $h_\lambda$  und  $h_\beta$  ist das  $1/\sqrt{2}$ -fache der mqA von  $h_\lambda - h_\beta$ , wenn bei-

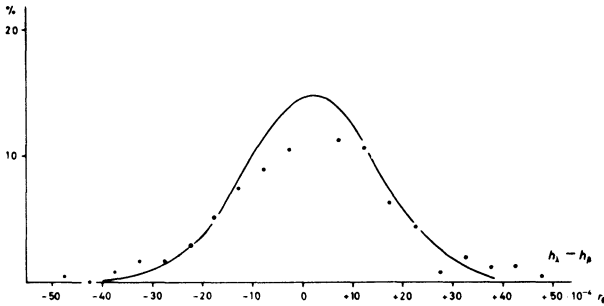


Abb. 4: Häufigkeitsverteilung der Differenzen der aus Längen- und Breitenmessungen bestimmten Höhen. Die Häufigkeiten beziehen sich auch Intervalle von  $5 \cdot 10^{-4} r_e$ . Eingezeichnet ist die Normalverteilung mit gleichem Mittelwert und gleicher mqA

de gleiche Genauigkeit haben, also etwa  $9 \cdot 10^{-4} r_e$ . Für die aus  $h_\lambda$  und  $h_\beta$  gemittelten Höhen erhält man die mqA durch Multiplikation mit  $1/\sqrt{2}$  also  $6 \cdot 10^{-4} r_e$ . Die mittleren Fehler dürften zwischen diesen Werten liegen, also etwa  $8 \cdot 10^{-4} r_e$  betragen.

Auch die Differenzen unserer Höhen zu denen von Schrutka-Rechtenstamm liefern einen Hinweis auf die Größe der Fehler. Seine Angaben dürften dank der sorgfältigen Reduktion nur mit den Beobachtungsfehlern behaftet sein,

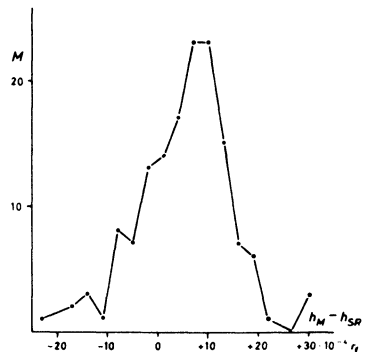


Abb. 5: Häufigkeitsverteilung der Differenzen zwischen den Höhen nach Schrutka-Rechtenstamm und unseren Höhen für 144 Objekte. Die Ordinate gibt die Anzahl der Objekte in Stufen von  $3 \cdot 10^{-4} r_e$  an



unsere außerdem noch mit allen Fehlern der Reduktion. Die Differenz ist also gleich unseren Reduktionsfehlern. Ihre — schiefe — Häufigkeitsverteilung ist in Abbildung 5 dargestellt; die  $m_{qA}$  ist  $8,7 \cdot 10^{-4} r_{\epsilon}$ . Dieser Fehler überlagert sich mit dem reinen Meßfehler, der sich als quadratischer Mittelwert der Fehlerangaben Schrutka-Rechtenstamms zu  $1,3 \text{ km} = 7,5 \cdot 10^{-4} r_{\epsilon}$  errechnet. Die Streuung der Summe beider Fehler ist  $\sqrt{8,7^2 \cdot 10^{-8} + 7,5^2 \cdot 10^{-8}} = 131 \cdot 10^{-8}$ , der mittlere Fehler unserer Höhen also  $\sqrt{131 \cdot 10^{-8}} = 11 \cdot 10^{-4} r_{\epsilon}$ . Beide Abschätzungen geben  $10^{-3} r_{\epsilon}$  als die Größenordnung des mittleren Fehlers einer Höhe.

### 3.3 Entwurf einer Höhenkarte

Die Höhenangaben wurden in eine Karte der Mondoberfläche in flächentreuer Zylinderprojektion eingetragen. Zwischen die Punkte wurden freihändig Höhenlinien in Abständen von  $10^{-3} r_{\epsilon}$  gelegt. Bei der teilweise geringen Dichte der Punkte blieb noch ein erheblicher Spielraum für die Zeichnung der Linien. Dadurch kommt zu den Fehlern der Höhen selbst noch ein weiterer, mehr oder minder zufälliger, Einfluß auf die Höhenlinien. In wenigen Fällen war es nicht möglich, die Höhenlinien glatt zwischen die Meßpunkte zu legen. Dann wurden sie möglichst gut unter Berücksichtigung aller benachbarten Höhenangaben gezeichnet. Nur in solchen Fällen kann man damit rechnen, daß sich die Fehler der Messungen etwas ausgleichen.

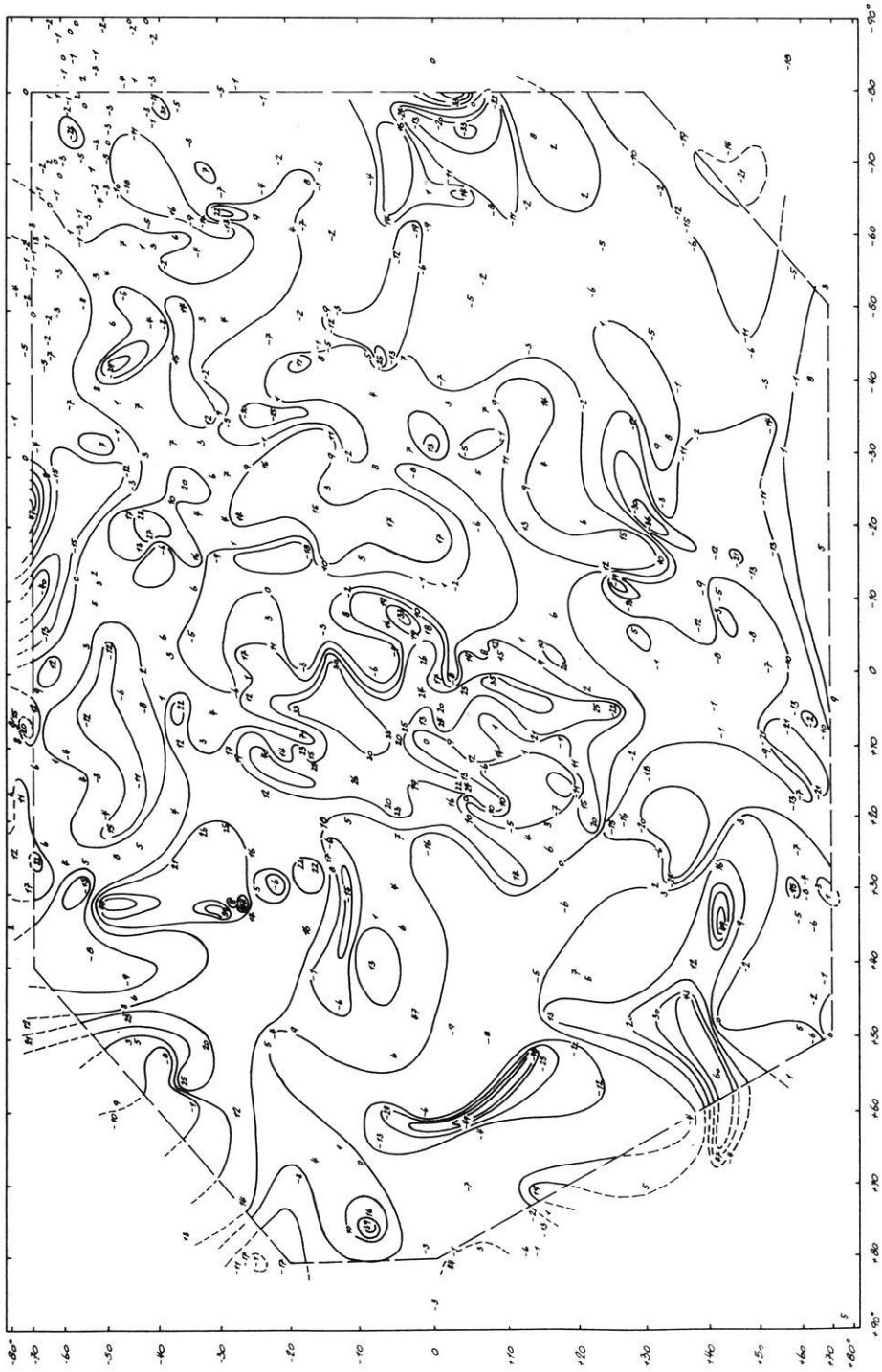
Die Höhenkarte ist auf Tafel I wiedergegeben.

## 4 Die hypsometrische Kurve

### 4.1 Häufigkeitsverteilung der Höhen

Da in den Randzonen des Mondes teils gar keine, teils nur sehr wenige Punkte liegen, wurden sie bei der Bearbeitung ausgeschlossen. Ausgewertet wurde die innerhalb der gestrichelten Linie auf der Karte liegende Fläche. Die Flächen zwischen den Höhenlinien wurden planimetriert und ihre Anteile an der Gesamtfläche bestimmt. Ihre Verteilung ist in Abbildung 6 dargestellt.

Wegen der großen Freiheit beim Zeichnen der Höhenlinien, die auf den Anteil der Höhenstufen an der Gesamtfläche Einfluß hat, sollte auch noch auf andere Weise Aufschluß über die Gestalt der hypsometrischen Kurve gesucht werden. Die Mondoberfläche wurde durch ein feinmaschiges Netz in gleich große Flächenelemente unterteilt. Für jedes Flächenelement wurde der Mittelwert aller in ihm liegenden Messungen als Höhe angenommen. Elemente, in denen kein Meß-



punkt lag, wurden nicht berücksichtigt. Wenn man die Flächenelemente mit Höhenangabe als eine zufällige Stichprobe aus allen Flächenelementen der Mondoberfläche ansehen kann, dann muß ihre Häufigkeitsverteilung über den Höhen nahezu gleich der hypsometrischen Kurve sein. Die Verteilung ist ebenfalls in Abbildung 6 eingetragen. Sie zeigt sehr gute Übereinstimmung mit der oben bestimmten.

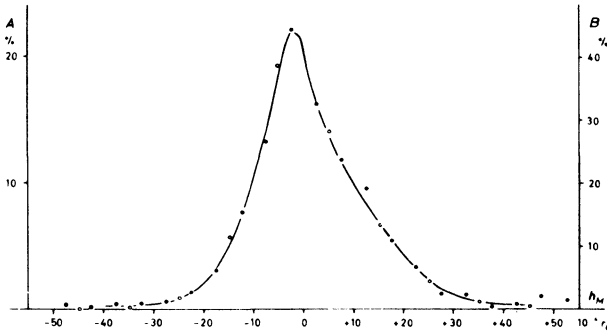


Abb. 6: Hypsometrische Kurve des Mondes. Die Punkte geben die relative Häufigkeit von Flächenelementen (Skala A) in  $5 \cdot 10^{-4} r_{\text{M}}$ -Stufen. Die Kreise geben den Anteil planimetrierter Höhenstufen von  $10 \cdot 10^{-4} r_{\text{M}}$  (Skala B). Die Kurve ist so gezeichnet, daß sie sich den Punkten möglichst gut anpaßt

## 4.2 Diskussion der Häufigkeitsverteilung

Die Häufigkeitsverteilung der Höhen zeigt deutlich asymmetrische Gestalt. Es soll der Einfluß der Fehler auf sie abgeschätzt werden.  $v(h')$  sei die Häufigkeitsverteilung der scheinbaren Höhe. Sie ist die Faltung der Verteilung der wahren Höhen  $u(h)$  und der ihrer Fehler  $w(h' - h)$ , da ein Fehler  $h' - h$ , der einem Punkt der Höhe  $h$  die scheinbare  $h'$  gab, wegen der geringen Dichte der Punkte im allgemeinen einem ganzen Flächenelement die Höhe  $h'$  gab. Es ist also

$$v(h') = \int u(h) w(h' - h) dh$$

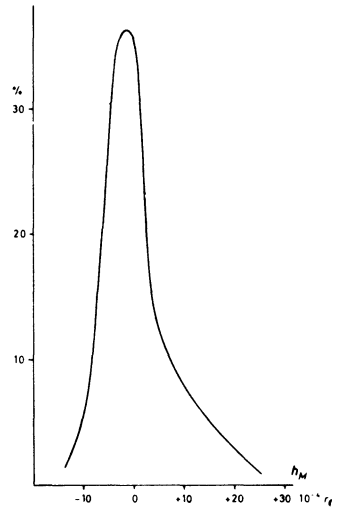
Kann man für die Fehler die meistens wenigstens näherungsweise gültige Annahme einer Normalverteilung machen, dann ist die Integralgleichung leicht aufzulösen. Die – geglätteten – Werte der Verteilung  $v(h)$  für die  $h'$ -Werte  $\dots x - 3c, x - 2c, x - c, x, x + c, x + 2c, \dots$  seien gegeben,  $D_2$  seien die 2. Differenzen dieser Reihe,  $s$  die Streuung der Fehlerverteilung  $w$ , dann gilt ([10], p 195 ff.) näherungsweise:

$$u(x) = v(x) - \frac{D_2}{2} \left( \frac{s}{c} \right)^2$$

Wir wenden diese Formel an, um aus der geglätteten Verteilung der Abbildung 6 die "wahre" Verteilung in Abbildung 7 zu berechnen. Sie ist eine eingipflige asymmetrische Verteilung; eine weitergehende Beschreibung dürfte nach den vorstehenden Ausführungen keinen Sinn haben. Mit der in einer früheren Arbeit [5] bestimmten hypsometrischen Kurve hat sie keine Ähnlichkeit.

Abb. 7: "Wahre" hypsometrische Kurve, die aus der beobachteten der Abb. 6 bestimmt worden ist. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Fehler der Höhen der Flächenelemente normalverteilt mit

$$\sigma = 10^{-3} r_e \text{ sind}$$



Dies kann an systematischen Fehlern einer oder beider Meßmethoden liegen: es kann sein, daß im Gegensatz zu den l.c. gemachten Annahmen die Fehler in Ritters Karte sich doch systematisch auf die hypsometrische Kurve auswirken, oder schließlich könnten auch Messungen an Kratern und Schattenmessungen tatsächlich durch die Auswahl der Meßpunkte ein anderes Bild ergeben. Auch der Vergleich unserer Höhen mit denen von Weimer mahnt zur Vorsicht. Die Frage, welches die hypsometrische Kurve des Mondes ist, muß daher offengelassen werden. Zu einer befriedigenden Beantwortung braucht man weit mehr als 500, besser einige tausend, Höhen mit einer erheblich größeren Genauigkeit als  $10^{-3} r_e$ .

Die Anregung zu dieser Arbeit stammt von Herrn Prof. Brockamp, dem die Deutsche Forschungsgemeinschaft zur Durchführung der Untersuchung eine finanzielle Unterstützung gewährte. Mit den Herren Prof. Hopmann und Dr. Weimer hatte einer der Verfasser mehrere anregende Diskussionen; er verdankt ihnen wertvolle Hinweise und unveröffentlichtes Material. Die Chemische Werke Hüls AG stellte ihren Elektronenrechner IBM 650 für die Durchführung der Rechnungen zur Verfügung. Ihnen allen sei an dieser Stelle gedankt.

## Literatur

- [ 1 ] Franz, J.: Ortsbestimmung von 150 Mondkratern. Mitt. d. kgl. Univ.-Sternwarte Breslau **1**, 1-51 (1901).
- [ 2 ] Franz, J.: Der Westrand des Mondes. Mitt. d. kgl. Univ.-Sternwarte Breslau **2**, 29-47 (1903).
- [ 3 ] Franz, J.: Die Randlandschaften des Mondes. Nova Acta, Kais. Leop. Akad. d. Naturf. Halle **91**, Nr. 1 (1913).
- [ 4 ] Hopmann, J.: Selenodätische Untersuchungen. S.-Ber. d. öst. Akad. d. Wiss., Math.-nat. Kl., Abt. II a, **161**, 1-46 (1952).
- [ 5 ] Joksch, H. C.: Die hypsometrische Kurve des Mondes. Zs. f. Geophysik **23**, 250-255 (1957).
- [ 6 ] Ritter, H.: Versuch einer Bestimmung von Schichtenlinien auf dem Mond. Astr. Nachr. **252**, 157-172 (1934).
- [ 7 ] Schrutka-Rechtenstamm, G.: Zur physischen Libration des Mondes. S.-Ber. d. öst. Akad. d. Wiss., Math.-nat. Kl. Abt. II, **164**, 323-385 (1955).
- [ 8 ] Schrutka-Rechtenstamm, G.: Neureduktion der acht von J. Franz und der vier von F. Hayn gemessenen Mondkraterpositionen. S.-Ber. d. öst. Akad. d. Wiss., Math.-nat. Kl. Abt. II, **165**, 97-126 (1956).
- [ 9 ] Schrutka-Rechtenstamm, G.: Neureduktion der 150 Mondpunkte der Breslauer Messungen von J. Franz. S.-Ber. d. öst. Akad. d. Wiss., Math.-nat. Kl. Abt. II, **167**, 71-123 (1958).
- [ 10 ] Smart, W. M.: The Combination of Observations. Cambridge 1958.
- [ 11 ] Weimer, Th.: Recherches sélénographiques; Allongement du sélénofide; Libration physique; Profils lunaires. Thèses, Paris 1954.

## Über Speicherung mehrerer durch Flüssigkeitsfunken erzeugter seismischer Impulse auf einem einzigen magnetischen Tonträger

Von **Cl. Behnke**, Hannover <sup>1)</sup>

**Zusammenfassung:** Eine neuartige Apparatur zur Erzeugung von Knallfunken als seismische Impulsquelle wird beschrieben. Die Apparatur arbeitet mit Kondensator-Stoßentladungen über eine Flüssigkeitsfunkenstrecke. Die entstehenden Bodenschwingungen werden auf Magnetband aufgenommen. Eine Möglichkeit zur Verstärkung reeller und gleichzeitiger Schwächung willkürlicher Schwingungseinsätze durch mehrfache Übereinanderaufspielung des gleichen seismischen Impulses auf ein einziges Magnetband wird gezeigt.

**Abstract:** A novel equipment for generation of explosion-sparks as a seismic impulse-source is described. The apparatus is working with impulse capacity-discharges by way of a fluid spark-gap. The resultant ground-motion is recorded on a magnetic tape. A possibility for magnification of real existing and simultaneous diminution of arbitrary starts of oscillations by multiple recording one upon another of the same seismic impulse on only one magnetic tape is shown.

### Einleitung

Für seismische Untersuchungen der obersten Bodenschichten gelangen verschiedene Methoden zur Erzeugung seismischer Impulse zur Anwendung. In der kommerziellen angewandten Geophysik werden fast ausschließlich größere Mengen Sprengstoff zur Explosion gebracht, um Tiefenwirkungen von einigen zehn Kilometern zu erzielen. Für Untersuchungen, bei denen eine geringere Tiefenwirkung ausreicht, werden als Impulsquelle Sprengkapseln oder Hammerschläge verwendet. Für Forschungs- und Laboratoriumsuntersuchungen haften diesen Ver-

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Geophys. Cl. Behnke, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover, Wiesenstr. Nr. 1.

fahren gewisse Mängel, wie Sprengstoffvorschriften, hoher Preis des Sprengmaterials u. a. an, so daß nach Wegen gesucht wurde, zunächst für diese Zwecke eine neue Art der Impulserzeugung zu entwickeln.

Eine ausgezeichnete und elegante Methode bot sich in der Verwendung von Hochspannungs-Stoßentladungen über eine Flüssigkeitsfunkenstrecke an. Legt man die Pole eines aufgeladenen Kondensators an zwei sich in einer Flüssigkeit gegenüberstehende Elektroden, so wird, wenn die Spannung an den Elektroden hoch genug ist, der Zwischenraum zwischen ihnen unter Bildung eines Lichtbogens durchschlagen. Dieser Überschlag ist mit einer sehr starken Druckwelle verbunden, die sich nach außen hin als heftiger Knall bemerkbar macht. Erfolgt der Funkenüberschlag in einigen Metern Tiefe in der Erde, findet eine merkliche Erschütterung statt. Auf diese Weise lassen sich Impulse von sehr großer Steilheit erzielen.

Im folgenden soll eine Apparatur beschrieben werden, mit deren Hilfe Erschütterungsreichweiten an der Oberfläche im festen Boden von mehreren hundert Metern, in einem Gewässer u. U. von mehreren Kilometern erzielt werden können.

### 1. Der Impulsgenerator

Der Impulsgenerator benötigt als einzige Energiequelle ein Lichtnetz von 220 Volt Wechselspannung oder ein entsprechendes Aggregat mit einer Leistung von 150 Watt. Diese Wechselspannung wird zunächst auf 2.5 kV herauftransformiert und dann nach dem Einwegprinzip gleichgerichtet. Mit dieser gleichgerichteten Hochspannung werden sodann über einen Ladewiderstand Kondensatorbatterien aufgeladen. Verwendet wurden hierbei eine Hochspannungsgleichrichterröhre vom Typ AG 866 A (AEG), ein Ladewiderstand von 50 k $\Omega$  sowie acht parallelgeschaltete 40  $\mu$ F-MP-Kondensatoren (Bosch) mit einer Gesamtkapazität von 320  $\mu$ F.

Zur Hochspannungsmessung wurde ein umgezeichnetes Milliampèremeter mit einem Vorwiderstand von 2.778 M $\Omega$  verwendet (Abb. 1).

Der zeitliche Verlauf der Kondensatoraufladung vollzieht sich exponentiell; dabei ist die Zeitkonstante  $R \cdot C$  [sec] diejenige Zeit, nach der die Kondensatoren auf das

$$(1 - e^{-1}) = 0.632 \text{ fache}$$

der Ladespannung aufgeladen sind; die Zeitkonstante beträgt beim beschriebenen Gerät 16 sec. Bei entsprechender Dimensionierung des Ladekreises wäre

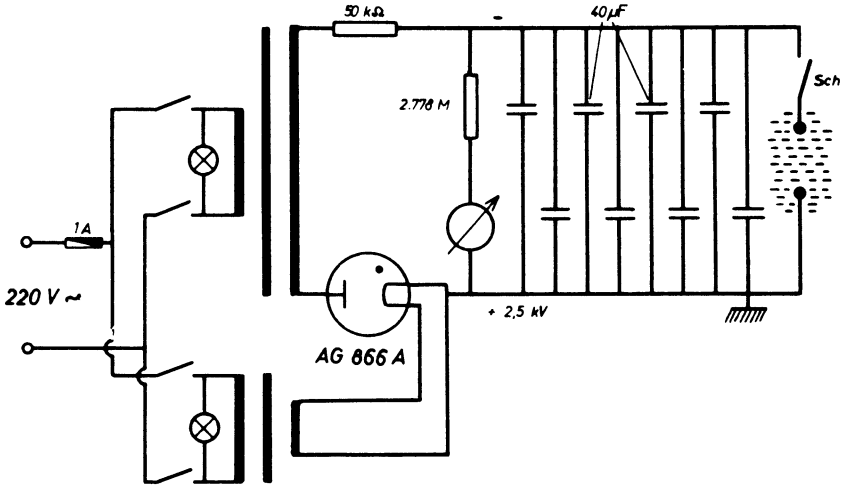


Abb. 1: Impulsgenerator – Schaltung

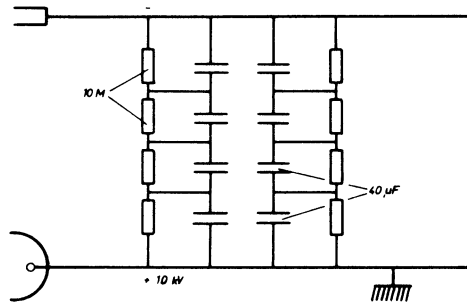


Abb. 2: Versuchsschaltung mit Parallelwiderständen

eine wesentlich schnellere Aufladung und damit auch eine periodische Stoßentladung – bis zu einigen hundert Entladungen pro Sekunde – möglich.

Zusätzlich wurden Versuche mit einer anderen Schaltanordnung unternommen. Hierbei wurden bei 10 kV Ladespannung je vier in Serie geschaltete Kondensatoren gleicher Bauart einander parallel geschaltet, was einer Gesamtkapazität von  $20 \mu\text{F}$  entspricht (Abb. 2). Außerdem wurde jeder dieser Kondensatoren mit einem Widerstand von  $10 \text{ M}\Omega$  überbrückt, und zwar aus zwei Gründen:

1. Die ohmschen Widerstände der Kondensatoren sind zwar sehr groß, aber (produktionstechnisch bedingt) untereinander nicht gleich. Durch die Parallelwiderstände wird ein gleicher Spannungsabfall an jedem Kondensator erzielt, wodurch Spannungsüberlastungen und Überschläge vermieden werden.



2. Findet aus irgendwelchen Gründen keine Stoßentladung statt, entladen sich die Kondensatoren langsam selbsttätig über die Parallelwiderstände, was besonders wegen der hochspannungssicheren Bedienung von größter Wichtigkeit ist. Hier beträgt die Zeitkonstante der selbsttätigen Entladung 16 Minuten, d.h. nach etwa einer Stunde ist die Kondensatorspannung auf 50 Volt abgesunken. Es fließt dabei ein Strom von weniger als 1 mA.

Diese Schaltanordnung wurde jedoch wieder aufgegeben, da erstens eine Anlage mit einer Betriebsspannung von 2.5 kV leichter zu bauen und zu bedienen ist als eine solche mit einer Betriebsspannung von 10 kV und da sich zweitens der Schalter Sch (Abb. 1), über den noch zu sprechen sein wird, für größere Spannungen als 2.5 kV nicht herstellen läßt.

Die elektrische Energie in den geladenen Kondensatorbatterien

$$\frac{C}{2} \cdot U^2$$

$C$  = Kapazität der Kondensatorbatterien

$U$  = Ladespannung

ist in beiden Schaltungsarten gleich, nämlich 1 kW sec.

Die Entladezeit  $t$  und die elektrische Energie  $\frac{C}{2} \cdot U^2$  ergeben einen Leistungsstoß von

$$N = \frac{\frac{C}{2} \cdot U^2}{t} \text{ [W]}.$$

$t$  ist im wesentlichen von  $C$  und der Induktivität  $L$  des Entladungskreises abhängig. Durch Verwendung von Metallpapierkondensatoren wurde die Induktivität der Kondensatorbatterie mit  $0.0125 \mu\text{H}$  sehr niedrig gehalten; hinzu kommt die schädliche Induktivität der Zuleitungen des Verbrauchers, welche etwa  $0.15 \mu\text{H}$  beträgt. Setzt man die Entladung als aperiodisch voraus, so ist die Halbperiode

$$t = \pi \sqrt{L \cdot C} \quad \text{und}$$

$$N = \frac{\frac{C}{2} \cdot U^2}{\pi \sqrt{L \cdot C}} \quad \text{mit}$$

$L$  = Induktivität der Kondensatorbatterie und der Zuleitungen.

Daraus ergeben sich eine Entladezeit von

$$t \approx 2,27 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$$

und ein Leistungsstoß von

$$N \approx 44 \text{ MW.}$$

Wird der Schalter Sch geschlossen, liegt die gesamte Spannung an der Flüssigkeitsfunkenstrecke, die dann sofort unter Bildung eines Lichtbogens durchschlagen wird.

Abb. 3 zeigt ein System von vier Kondensatoren mit Parallelwiderständen als Versuchsschaltung, Abb. 4 und 5 den Impulsgenerator.

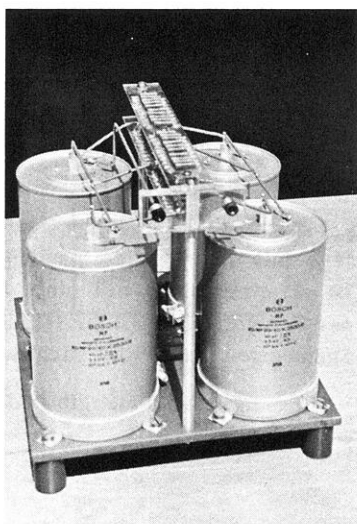


Abb. 3: Kondensatoraggregat mit Parallelwiderständen

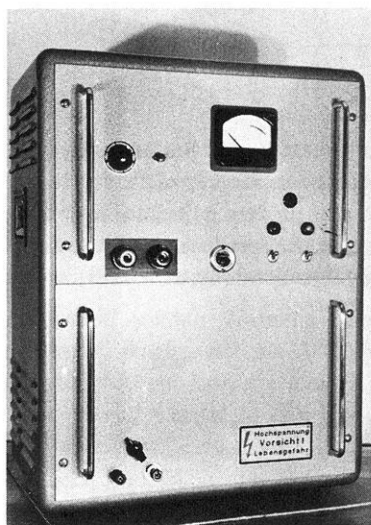


Abb. 4: Impulsgenerator  
Vorderansicht

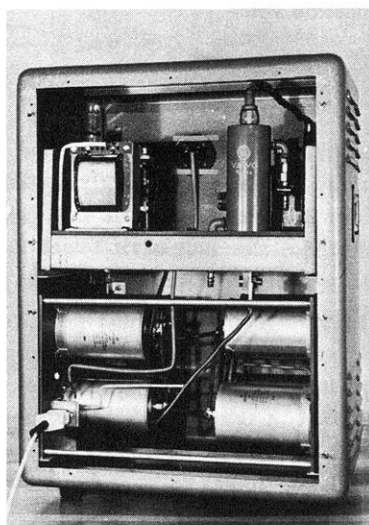


Abb. 5: Impulsgenerator  
Rückansicht

## 2. Die Funkensonde

Damit der Funkenüberschlag in einigen Metern Tiefe im Boden stattfinden kann, wurden die Überschlagselektroden in die Spitze einer Stahlrohrsonde eingebaut. Bei Versuchen, die Suhr [1] unternommen hat, traten bereits bei Energien von 25 Wsec Deformationen am Sondenrohr sowie an den Elektroden auf. Daher wurde eine Sonde entwickelt, deren Außenkörper aus 5 mm starkem

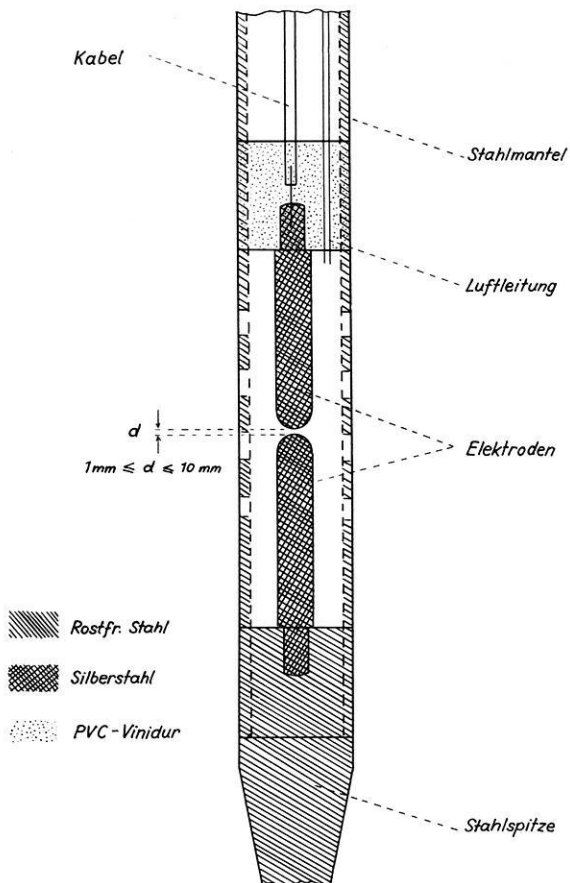


Abb. 6: Spitze der Funkensonde

Stahlrohr besteht. Zwei an ihren Grundflächen abgerundete Silberstahlzylinder von 10 mm Durchmesser und 5 cm Länge stehen sich als Elektroden gegenüber (Abb. 6); der Abstand der beiden Elektroden voneinander ist stufenlos variabel einstellbar. Eine dieser Elektroden ist fest mit einer Stahlspitze verbunden, die

von unten her in das Stahlrohr eingeschraubt wird, wobei das Sondenrohr selbst die Zuleitung bildet. Die Zuleitung der anderen Elektrode ist hochisoliert in der Sondenmitte verlegt. Der untere Teil des Sondenrohres ist abschraubbar und ringsum mit 54 neun Millimeter starken Durchbohrungen versehen, wodurch eine gute Abstrahlung der Energie nach den Seiten gewährleistet wird. Ein stramm aufsitzender Gummischlauch verhindert das Abfließen des von der Erdoberfläche einfüllbaren Wassers.

Bei einer Länge der gesamten Sonde von 2,10 m kann somit der Funkenüberschlag in einer Tiefe bis zu 2 m erfolgen. Abb. 7 zeigt die Sonde; der Gummischlauch an der Spitze ist zur Hälfte hochgerollt.

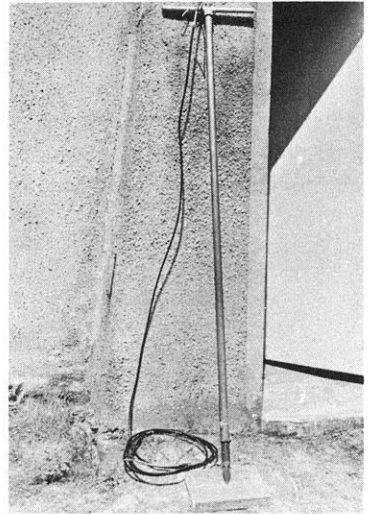


Abb. 7: Funkensonde

### 3. Der Flüssigkeitsfunken

Nach Arbeiten von Weizel [2] und Bailitis [3] bildet sich bei der Entladung eines Kondensators über eine Flüssigkeitsfunkenstrecke ein Plasma, der sog. Entladungsraum. In Abhängigkeit von den Eigenschaften des Entladungskreises wird die Energie schneller oder langsamer auf den Entladungsraum übertragen. Bei sehr kleinem ohmschen Widerstand des Verbrauchers und kleiner Selbstinduktion der Zuleitungen sowie großer Kapazität der Kondensatorbatterien, wie es beim beschriebenen Gerät der Fall ist, vollzieht sich der Übergang der Energie schneller und vollständiger als im umgekehrten Fall.

Das von Bailitis ermittelte Profil des Schallimpulses eines elektrischen Funkens in Wasser mit einer Impulslänge von  $5 \mu \text{ sec}$  ist in Abb. 8 dargestellt. Der Schallimpuls zeichnet sich durch eine besonders steile Frontflanke aus. Der Druckanstieg bis zu  $3/4$  seines Maximalwertes erfolgt in etwa  $0,2$  bis  $0,3 \mu \text{ sec}$ .

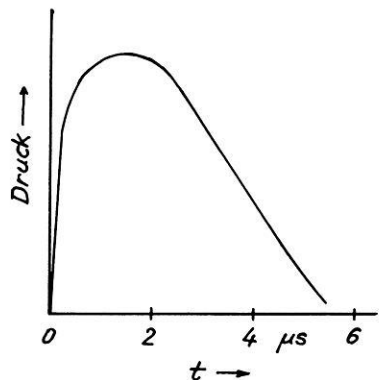


Abb. 8: Zeitlicher Verlauf eines Flüssigkeitsfunkens

Nach theoretischen Untersuchungen von Frügel [4] entspricht die Sprengstoffmen-

ge von einem Gramm TNT einer elektrischen Energie von etwa 4000 Wsec. Für den verwendeten Impulsgenerator ergibt sich daraus vergleichsweise eine Sprengstoffmenge von 0.25 Gramm TNT pro Funkenentladung.

#### 4. Die Speicherung

Der Gebrauch von Magnetbändern zur Aufzeichnung seismischer Wellen hat in den letzten Jahren eine starke Verbreitung und Vervollkommnung erfahren. Der Vorteil dieser Aufzeichnung mit nachträglicher Registrierung auf Film liegt einmal in der beliebig häufigen Reproduzierbarkeit des aufgezeichneten Ereignisses. Sodann lassen sich bei der nachträglichen Registrierung Veränderungen der Originalaufnahme vornehmen, wie z.B. das Setzen des richtigen Filterbereiches der Aufnahme, die automatische Regelung der Verstärker, Verschiebung der Magnetköpfe zur Neigung und Aufrichtung von Reflexionen, Rückwärtsabspielung und Speicherung. Für den Verwendungszweck der beschriebenen Apparatur sind hiervon die beliebig häufige Wiederholung des Abspielvorganges und die Speicherung mehrerer Ereignisse auf Magnetband, durch die sich eine wesentliche indirekte Energieerhöhung des Funkenüberschlages erzielen läßt, von besonderer Bedeutung.

Macht man z.B. eine Reflexionsaufnahme bei gleichem Schußpunktort und gleicher Geophonaufstellung ein zweites und drittes Mal und vielleicht sogar noch öfter, so erhält man eine Reihe von Magnetbändern, die alle das gleiche Schußereignis enthalten, bei denen sich also die Nutzamplituden in gleicher Phase zueinander, Störamplituden nicht in gleicher Phase befinden. Überspielt man dann diese Magnetbänder mit einem Mehrtrommelgerät gleichzeitig auf ein einziges Magnetband, so summieren sich auf diesem Band die Inhalte der Abspielbänder, d.h. die in gleicher Phase befindlichen Nutzamplituden verstärken sich und die nicht in gleicher Phase befindlichen Störamplituden schwächen sich im Mittel.

Nutzt man nun die Tatsache aus, daß es möglich ist, auf einem einzigen Magnetband Mehraufnahmen zu machen, d.h. die gleiche Stelle eines Magnetbandes zwei- oder mehrfach zu bespielen, so tritt auch hierbei der oben beschriebene Effekt – Verstärkung der Nutz- und Schwächung der Störamplituden – auf.

Die Schwierigkeit liegt hierbei naturgemäß in der Synchronisierung der mehrfachen Magnetbandabläufe, d.h. letztlich des Schußmoments. Zweckmäßigerweise wird dazu der Schuß jedes Mal direkt vom ablaufenden Magnetband ausgelöst. Hierbei ist selbstverständlich eine Zeitgenauigkeit erforderlich, die größer als die Laufzeit seismischer Wellen für die kürzeste noch interessierende

Aufnahmeentfernung und außerdem größer als die Ablesegenauigkeit ist. Erfahrungsgemäß läßt sich sagen, daß hierbei der Schußmoment auf eine Millisekunde festliegen muß.

### 5. Der Steuerteil

Zur Auslösung des Entladungsstromes muß der Schalter im Entladungskreis (Abb. 1) vom ablaufenden Magnetband aus geschlossen werden. Ein mechanischer Schalter schied dabei von vornherein aus, da es sich um einen Strom von einigen tausend Ampère handelt, der außerdem auch noch verzögerungsfrei ausgelöst werden soll. Nach eingehenden Versuchen, z.B. mit Funkenstreckenschaltern, stellte sich heraus, daß sich eine für den Verwendungszweck ausreichende Zeitgenauigkeit nur mit elektronischen Schaltmethoden erreichen läßt.

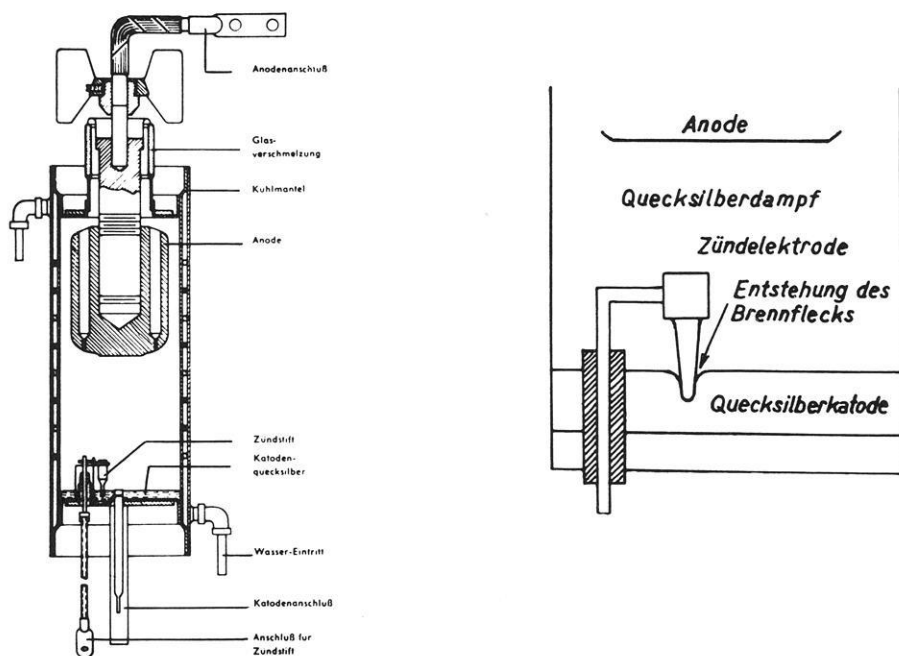


Abb. 9: Ignitronröhre — Schema

Zur Schaltung oder Steuerung von sehr großen Strömen verwendet man Ignitronröhren. Diese Röhren sind gasgefüllte Entladungsgefäße mit einer Kathode aus flüssigem Quecksilber, einer metallischen Anode und einer ebenfalls metallischen Zündelektrode, die in das Quecksilber der Kathode eintaucht (Abb. 9).

Wird an die Zündelektrode eine positive Spannung von mindestens 200 Volt gelegt und läßt man über diese einen (nur kurzzeitigen) Strom von etwa 30 A fließen, so bildet sich ein kleiner Lichtbogen zwischen Quecksilber und Zündelektrode, der sofort in die Hauptladung nach der positiven Anode übergeht. Die verwendete Ignitronröhre PL 5551 A (Valvo) ist in Abb. 5 sichtbar.

Die Zündung der Ignitronröhre vom ablaufenden Band aus, letztlich also das Anlegen einer positiven Spannung an die Zündelektrode der Röhre, geht wie folgt vorstatten: Der Schuß wird durch ein vorher auf das Band aufgespieltes Kurzzeitsignal ausgelöst. Zur Erzeugung dieses Signaltones wurde zunächst ein röhrengesteuerter Tongenerator gebaut (Abb. 10), welcher eine Ausgangsspannung von 130 Volt bei 2 kHz liefert. Dieser Signalton wird auf die Spur 2 des Magnetbandes aufgespielt.

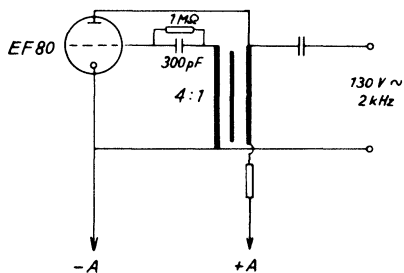


Abb. 10: Tongenerator – Schaltung

Die Signalspannung dieses Tones beträgt bei der Wiedergabe vom Band unverstärkt  $5 \mu\text{V}$ . Mit dieser geringen Spannung muß also eine so große Energie wie 1 kWsec verzögerungsfrei gesteuert werden. Das dem Wiedergabekopf entnommene Tonsignal wird in einem im Magnetbandgerät eingebauten zweistufigen Verstärker auf 50 mV, dann in einem zusätzlichen zweistufigen Verstärker auf 120 V verstärkt.

Da nun zur Zündung eines Ignitrons kurzfristig ein Strom von etwa 30 A bei einer Spannung von mindestens 200 V am Zündstift fließen muß, ist auch die Ausgangsleistung dieses Verstärkers noch zu gering. Aus diesem Grunde wurde zwischen den nunmehr vierstufigen Ausgangsverstärker und das Ignitron noch eine Zündstufe mit der Thyatronröhre ASG 5017 (AEG) geschaltet.

Thyatrone, auch Stromtore genannt, sind gasgefüllte Röhren, die eine Glühkathode, ein oder mehrere Gitter und eine Anode enthalten und die sich von Hochvakuumröhren vor allem dadurch unterscheiden, daß bei ihnen nur zwei Betriebszustände möglich sind: der stromführende und der stromlose Zustand. Der Übergang vom stromlosen zum stromführenden Zustand wird durch die Zündung eingeleitet; der stromführende Zustand ist im allgemeinen nur bei positiver Anode möglich und beginnt, wenn die Steuergitterspannung eine bestimmte, durch die Zündkennlinie gegebene Grenze überschreitet.

Über die Kathoden-Anodenstrecke des Thyatrone ASG 5017 kann kurzfristig ein Strom von etwa 30 A fließen, der zur Zündung des Ignitrons nötig ist; dieser

Strom wird den aufgeladenen Kondensatoren entnommen. Das Thyratron selbst wird gitterseitig von dem Ausgangsspannungsimpuls des Bandverstärkers gesteuert, welcher sich zu der bereits vorhandenen Gittervorspannung von  $-60\text{ V}$  addiert und diese nach spätestens  $5/8$  Perioden der Zündwechselfrequenz, bei  $2\text{ kHz}$  Tonfrequenz also nach spätestens  $3.125 \cdot 10^{-4}$  Sekunden, in den Bereich oberhalb der Zündkennlinie verschiebt, d.h. die Zündung bewirkt, welche dann sofort die Ignitronzündung nach sich zieht (Abb. 11).

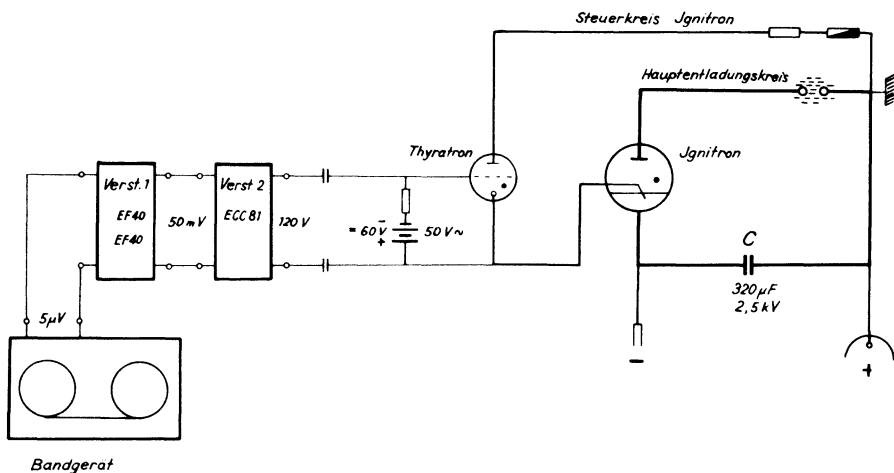


Abb. 11: Steuerteil – Zündschaltung

Die größtmögliche in dieser Schaltung auftretende Verzögerung beträgt  $0.5125\text{ msec}$ . Sie setzt sich zusammen aus der Zündverzögerung durch die relativ niederfrequente Zündwechselfrequenz sowie aus den Freiwerdezeiten von Thyratron und Ignitron von je  $0.1\text{ msec}$ .

Für den Fall, daß aus irgendwelchen Gründen die Fremdzündung vom Magnetband ausfällt oder daß nur ein Schuß stattfinden soll und daher eine Fremdzündung nicht erforderlich ist, wurde eine Möglichkeit zur Direktzündung vorgesehen. Zu diesem Zweck wird mit Hilfe eines Tasters ein Relais betätigt, dessen Hochspannungskontakte in der Gitterleitung des Thyratrons liegen. Das Gitter erhält beim Öffnen der Kontakte die Vorspannung  $-9\text{ V}$ , welche bewirkt, daß das Thyratron zündet und auf oben beschriebene Weise den Zündvorgang im Ignitron nachzieht. Bei diesem Zündvorgang ist selbstverständlich keinerlei Zeitgenauigkeit erforderlich.

Abb. 12 zeigt ein Blockschaltbild der Gesamtapparatur.



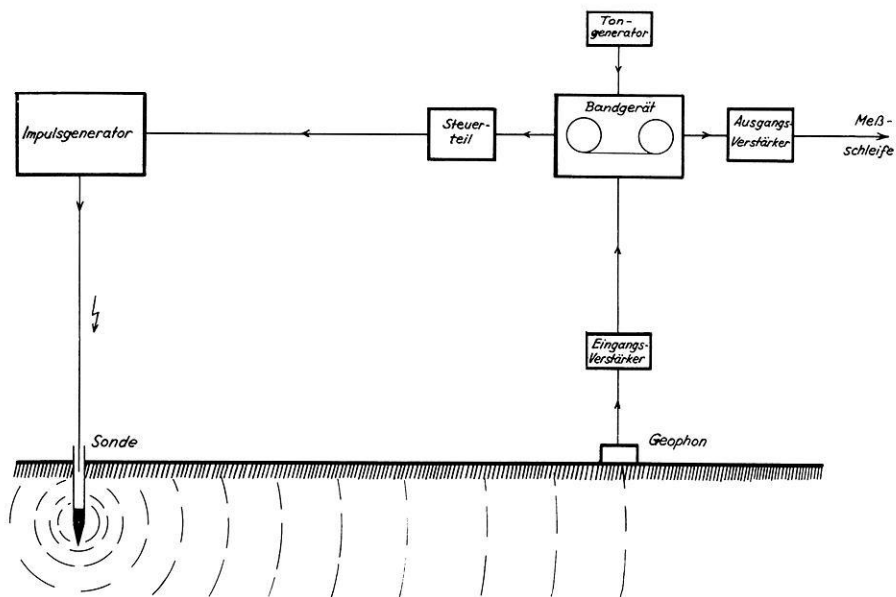


Abb. 12: Gesamtapparat im Blockschaltbild

## 6. Meßergebnisse

Es wurden einige Vergleichsschüsse im nordeutschen Diluvium durchgeführt. Grundsätzlich war zu befürchten, daß sich bei der Aufzeichnung von Bodenschwingungen Schwierigkeiten durch das Auftreten einer starken Schußinduktion herausstellen würden. Diese Schwierigkeiten sollten von vornherein durch Verwendung von praktisch induktionsfreien Kondensatoren sowie durch möglichst induktionsarme Leitungsverlegung ausgeschaltet werden. Abb. 13 zeigt, daß nur mehr eine verschwindend kleine Restinduktion wirksam ist. Anstelle des Geophons wurde ein gleichohmiger Shunt geschaltet.

Zunächst sollte geprüft werden, ob die Schußenergie ausreicht, um eindeutige Reflexionen zu erhalten. Hierzu wurden drei Geophone in einem Profil in Entfernungen von 8, 25 und 50 Metern von der Sonde aufgestellt. Der Impuls-generator wurde von Hand gezündet, die seismischen Wellen direkt auf Registrierfilm aufgenommen (Abb. 14). Verwendet wurden als Schwingungsaufnehmer Geophone mit einer Eigenfrequenz von 40 Hz und als Registriersystem Rugalvo-Schleifen 50 Hz (Ruhstrat). Es zeigte sich, daß die ersten Einsätze im allgemeinen gut erkennbar, eindeutige Reflexionen jedoch schwer nachzuweisen sind. Es ist aber gleichzeitig erkennbar, daß bei Verwendung einer Reflexionsapparat

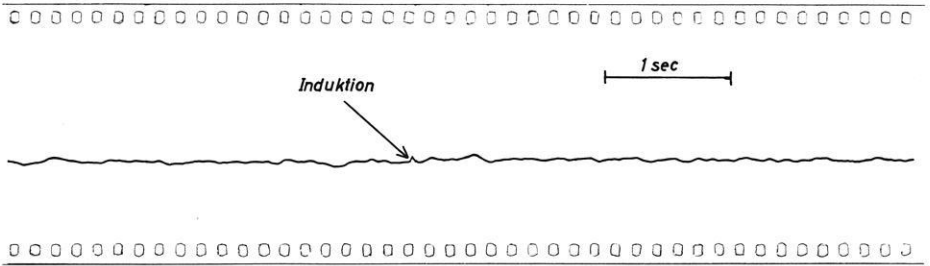


Abb. 13: Schußinduktion

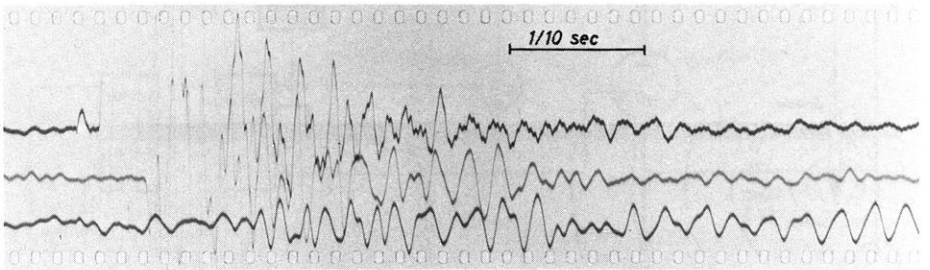


Abb. 14: Reflexionsaufnahme auf Registrierfilm

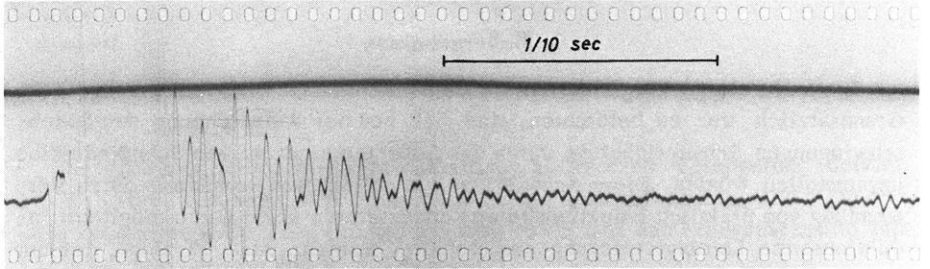


Abb. 15: Schußaufnahme auf Registrierfilm

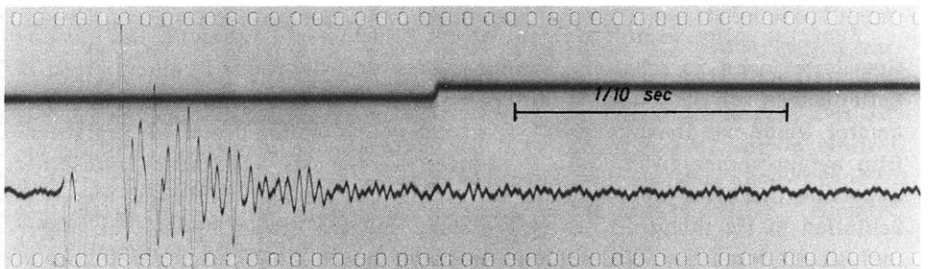


Abb. 16: Bandaufnahme des Schusses von Abb. 15

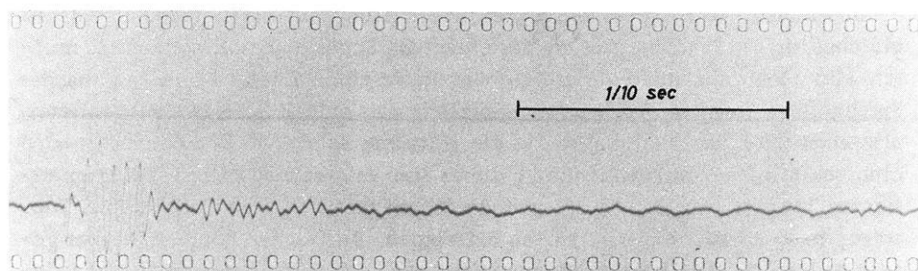


Abb. 17: Durch Vormagnetisierung gelöschte Aufnahme der Abb. 16

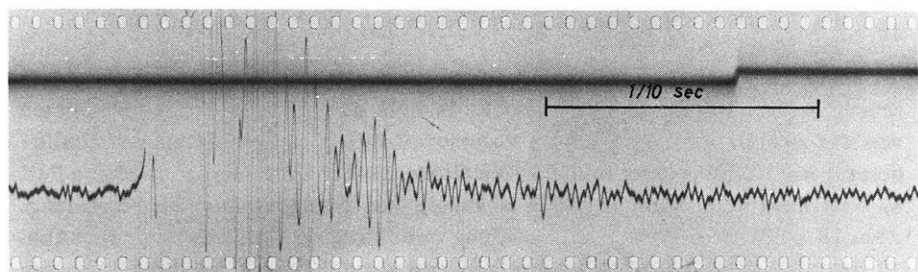


Abb. 18: Zweifache Speicherung des Schusses von Abb. 16

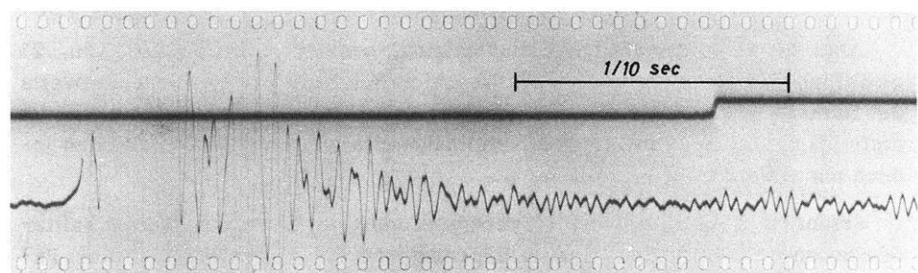


Abb. 19: Dreifache Speicherung des Schusses von Abb. 16

mit verzögerter Amplitudenregelung (die leider nicht zur Verfügung stand) wahrscheinlich sichtbare Reflexionen auftreten würden.

Sodann sollten vergleichsweise Aufnahmen auf Registrierfilm und auf Band gemacht werden. Abb. 15 zeigt eine direkte Filmaufnahme (Geophonabstand von der Sonde acht Meter), Abb. 16 die gleiche Aufnahme als Abspielung vom Magnetband. Hier zeigt sich, daß bei Aufnahme und Wiedergabe im Magnetbandgerät ein Teil der Energie des direkten Schusses verlorengeht. Diese Tatsache läßt sich mit geeigneten Verstärkern weitgehend ausschalten.

Schließlich sollte der Effekt der Speicherung auf Magnetband und damit gleichzeitig die Synchronisierung der einzelnen Schüsse geprüft werden. Es mußten also Mehraufnahmen auf die gleiche Stelle ein und desselben Magnetbandes durchgeführt werden. Nun ist grundsätzlich zur Aufnahme irgendwiegearteter, also auch seismischer Ereignisse auf die gelöschte Spur eines Magnetbandes noch eine zusätzliche Vormagnetisierung dieser Spur erforderlich. Diese Vormagnetisierung bewirkt einerseits das Anordnen der magnetisierbaren Teilchen im Tonträger in einer bestimmten, jedoch beliebigen, Richtung, andererseits aber gerade dadurch eine teilweise Löschung eines etwa auf dem Magnetband vorhandenen Ereignisses. Abb. 17 zeigt hierzu als Beispiel die durch die Vormagnetisierung einer erneuten (Leer-) Bespielung teilweise gelöschte Aufnahme der Abb. 16.

Bei einer doppelten oder mehrfachen Bespielung ist diese zusätzliche Löschung selbstverständlich unerwünscht. Es muß daher bei Mehrfachaufnahmen von der zweiten Aufnahme an die Vormagnetisierung ausgeschaltet oder zumindestens stark herabgesetzt werden. Die Größe dieser Verminderung muß von Fall zu Fall bestimmt werden; sie ist abhängig von der Intensität der Bespielung. Abb. 18 zeigt eine zweifache Bespielung mit dem gleichen Schußereignis, Abb. 19 das gleiche Schußereignis, dreifach gespeichert; hierbei ist, schon auf dem Wege der Speicherung, eine Ausgleichung des Energieverlustes durch Aufnahme und Wiedergabe im Magnetbandgerät zu beobachten.

Abb. 20 zeigt das gleiche Schußereignis, nunmehr achtfach und Abb. 21 zwölfmal gespeichert. In Abb. 21 ist ersichtlich, wie zu vergleichende Werte der Nutzamplituden gegenüber der direkten Aufnahme auf Registrierfilm auf das drei- bis vierfache gestiegen sind, vergleichsweise Werte der Störampplituden jedoch nur auf das etwa  $1\frac{1}{2}$  fache.

Ferner ist ersichtlich, daß die Synchronisierung der einzelnen Schüsse zufriedenstellend arbeitet. Eine Zündverzögerung von 0.5 msec wäre bei einer Papiervorschubgeschwindigkeit von 60 cm/sec mit 0.3 mm Einsatzdifferenz noch gut erkennbar.

Die beschriebenen Arbeiten und Messungen wurden in den Jahren 1958 und 1959 im Rahmen einer Diplomarbeit am Geophysikalischen Institut der Universität Hamburg durchgeführt. Herrn Professor Dr. H. Menzel und den Herren Dr. K. Strobach und Dr. G. Stilke möchte ich an dieser Stelle für Unterstützung und wertvolle Diskussionen und Anregungen meinen Dank aussprechen.

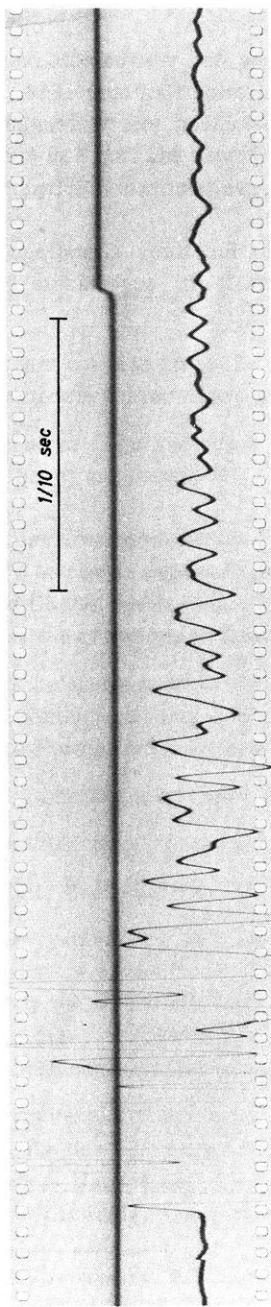


Abb. 20: Achtfache Speicherung des Schusses von Abb. 16

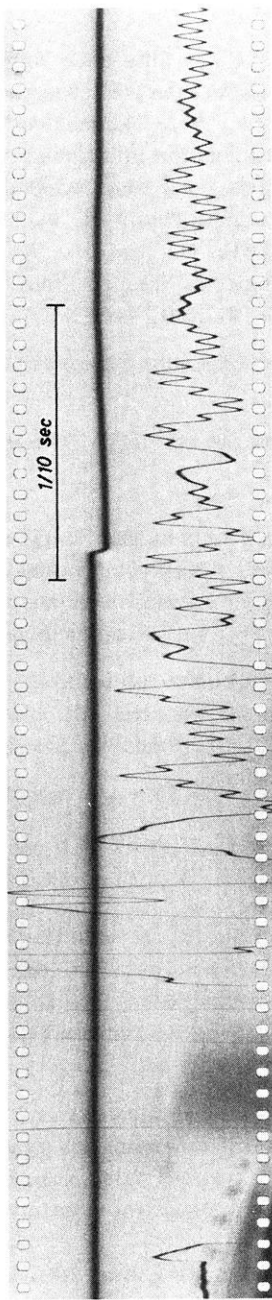


Abb. 21: Zwölfache Speicherung des Schusses von Abb. 16

**Literatur**

- [1] Suhr, G.: Eine neue Apparatur zur Messung des vertikalen Gradienten der seismischen Wellengeschwindigkeit. Dissertation Hamburg 1956.
- [2] Weizel, W.: Berechnung des Ablaufs von Funken mit Widerstand und Selbstinduktion im Stromkreis. Zeitschrift für Physik Bd. 135, 639 (1953).
- [3] Bailitis, E.: Der Schallimpuls eines Flüssigkeitsfunkens. Zeitschrift für angewandte Physik Bd. 9, 9. Heft, 429 (1957).
- [4] Früngel, F. und H. Keller: Stoß-Schallquellen, Grundlagen und Analogie zu Sprengstoffumsetzungen. Zeitschrift für angewandte Physik. Bd. 9, 3. Heft, 145 (1957).

Ergänzung zur Arbeit

## Über das geomagnetische Normalfeld nach Fanselau

Von **H. Kautzleben**, Potsdam <sup>1)</sup>

**Zusammenfassung:** Es werden die korrigierten Darstellungen der Normalfelder zur erwähnten Arbeit vorgelegt.

**Abstract:** The corrected illustrations of normal fields for the above mentioned paper are presented.

In der erwähnten Arbeit [1] wurden einige Betrachtungen zum Vorschlag von G. Fanselau angestellt, nach denen ein Normalfeld für ein Teilgebiet der Erdoberfläche durch lokale Auswertung von geomagnetischen Potentialberechnungen zur gewünschten Epoche abgeleitet werden sollte.

Als Beispiele wurden nach dieser Methode auf Grund der Potentialentwicklung des Geomagnetischen Instituts Potsdam bis zur 15. Ordnung für die Epoche 1945,0 Normalfelder für drei verschiedene Gebiete berechnet:

1. Deutsche Demokratische Republik, Zentralpunkt  $\phi_0 = 52^\circ,5$ ;  $\lambda_0 = 13^\circ,0$ ;
2. Nordöstlicher Teil der USA, Zentralpunkt  $\phi_0 = 41^\circ,0$ ;  $\lambda_0 = 282^\circ,0$ ;
3. Tibet, Zentralpunkt  $\phi_0 = 37^\circ,5$ ;  $\lambda_0 = 90^\circ,0$ .

Die graphischen Darstellungen dieser Normalfelder in [1] sind jedoch nur beschränkt zu verwenden, da das Gradnetz zur Festlegung der Gebiete wesentlich nicht mit wiedergegeben worden ist. In der vorliegenden Ergänzung werden diese Abbildungen in ihrer vollständigen Form mit den in [1] angegebenen Abbildungsnummern abgedruckt.

Beim Vergleich der nach der Methode von Fanselau gewonnenen Normalfelder für das Gebiet der DDR mit der nach dem Verfahren von Rössiger gewonnenen Darstellung des mittleren Feldverlaufes zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung, wenn man von einer Potentialreihe mit einer Ausdehnung bis

---

<sup>1)</sup> Dipl.-Geophys. H. Kautzleben, Geomagnetisches Institut der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Potsdam, Telegrafenberg.

zur Ordnung  $n = 6$  ausgeht. Bei Gelegenheit [2] wurde jedoch schon darauf hingewiesen, daß diese Übereinstimmung verloren geht, wenn man die Potentialreihe weiter ausdehnt. In Abb. 19 wird für die  $Z$ -Komponente im Gebiet der DDR neben dem Rössiger-Feld und dem Normalfeld auf Grund der nach der 6. Ordnung abgebrochenen Potsdamer Potentialentwicklung auch noch das Normalfeld nach der gleichen Potentialentwicklung, aber diesmal bei einer Ausdehnung bis zur 10. Ordnung dargestellt. Daraus erkennt man, daß das letztere Normalfeld weniger gut als das erstere Normalfeld mit dem ausgeglichenen Feldverlauf übereinstimmt. Nach theoretischen Überlegungen müßte man jedoch im Gegenteil eine Annäherung an den wahren Feldverlauf mit steigender Ordnung erwarten. Die Erklärung ist darin zu sehen, daß man in der Potsdamer Potentialentwicklung den Parametern des geomagnetischen Feldes nur bis zur Ordnung  $n = 8$  Werte zuschreiben kann, die nicht nur ein zufälliges Rechenergebnis sind [3]. Daraus folgt unmittelbar, daß dem Normalfeld nach der Entwicklung bis  $n = 10$  keine reelle Bedeutung zukommt.

Es sei deshalb nochmals auf die schon in [1] gemachte Aussage hingewiesen, daß beim gegenwärtigen Stand der analytischen Beschreibung des Erdfeldes die prinzipiellen Vorzüge des Verfahrens von Fanselau noch nicht voll ausgenutzt werden können.

### Literatur

- [1] Kautzleben, H.: Über das geomagnetische Normalfeld nach Fanselau, *Z. f. Geophys.* **25** (1959), 143.
- [2] Kautzleben, H.: Zur lokalen Auswertung von geomagnetischen Potentialberechnungen; Vortrag auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Bad Soden (Taunus) vom 14. -16.10.1959.
- [3] Fanselau, G. und Kautzleben, H.: Die analytische Darstellung des geomagnetischen Feldes, *Geof. pur. e appl.* **41** (1958), 33.



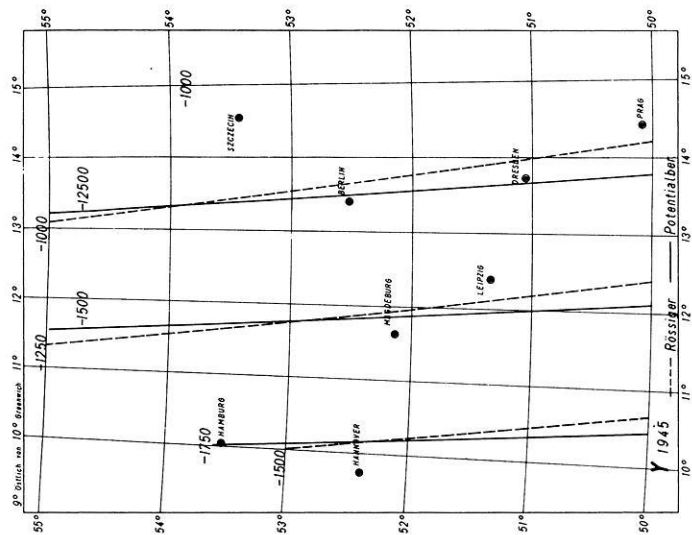


Abb. 7

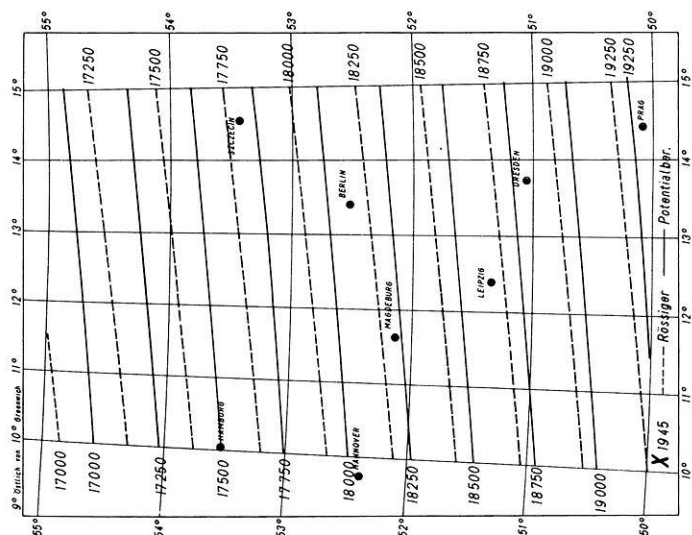


Abb. 6

Abb. 6 bis 8: Normalfelder für X, Y, Z für das Gebiet der DDR nach der Potentialberechnung des Geomagnetischen Institutes Potsdam mit einer Ausdehnung bis zur Ordnung  $n = 6$  zur Epoche 1945,0 sowie die entsprechenden mittleren Feldverläufe nach Rössiger

Normal fields for X, Y, Z in the territory of the DDR, derived from the potential calculation of the Geomagnetic Institute in Potsdam for the epoch 1945,0 in series of spherical harmonics to the 6th degree. There is enclosed the trend of the fields derived from Rössiger's suggestion

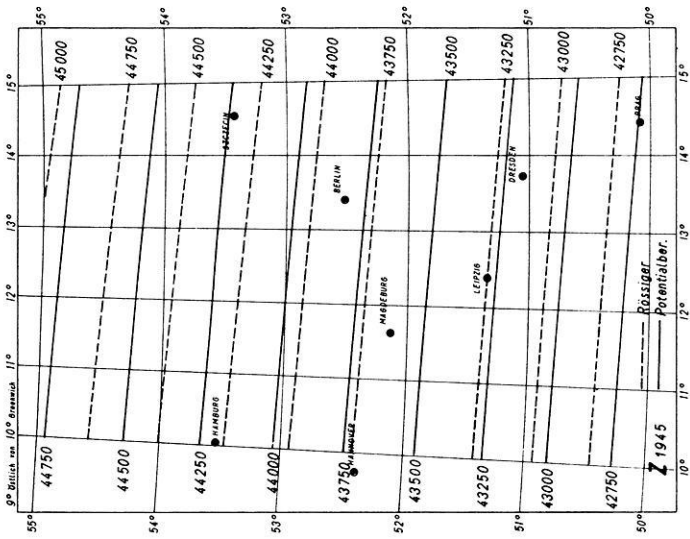


Abb. 8

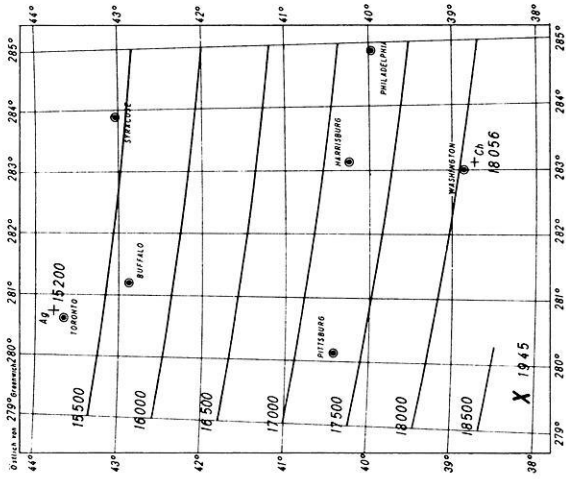


Abb. 9

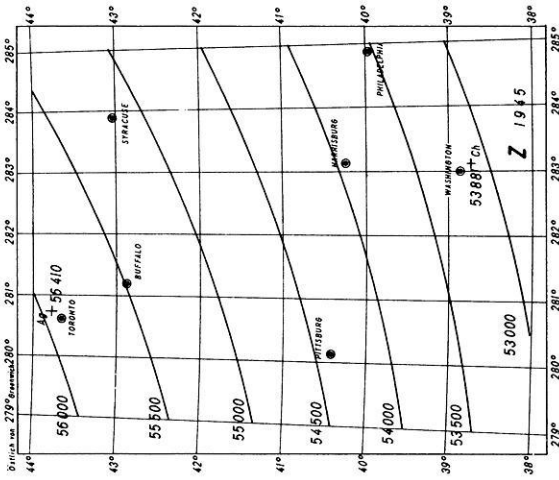


Abb. 11

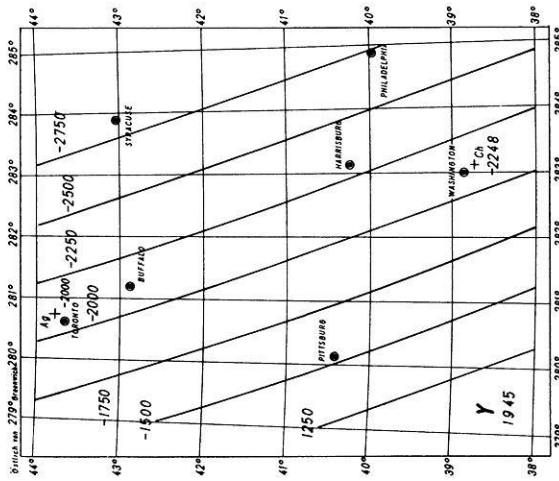


Abb. 10

Abb. 9 bis 11: Normalfelder für  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  für den Nordosten der USA auf der Grundlage der Potsdamer Potentialberechnung bis  $n = 6$  zur Epoche 1945,0. Zum Vergleich sind die Jahresmittel an den Observatorien Cheltenham und Agincourt angegeben worden

Normal fields for  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  in the North East of the USA derived from the potential calculation of Potsdam to the 6th degree for the epoch 1945,0. For comparison the annual means at Cheltenham and Agincourt are given.

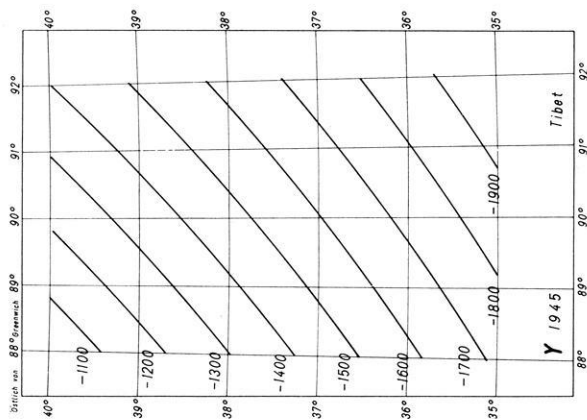


Abb. 13

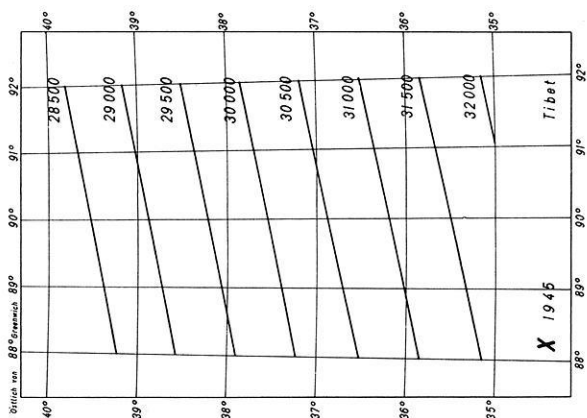


Abb. 12

Abb. 12 bis 14: Normalfelder für  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  für ein Gebiet in Tibet auf der Grundlage der Potsdamer Potentialberechnung bis  $n = 6$  zur Epoche 1945,0  
 Normal fields for  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  in part of Tibet derived from the potential calculation of Potsdam to the 6<sup>th</sup> degree for the epoch 1945,0

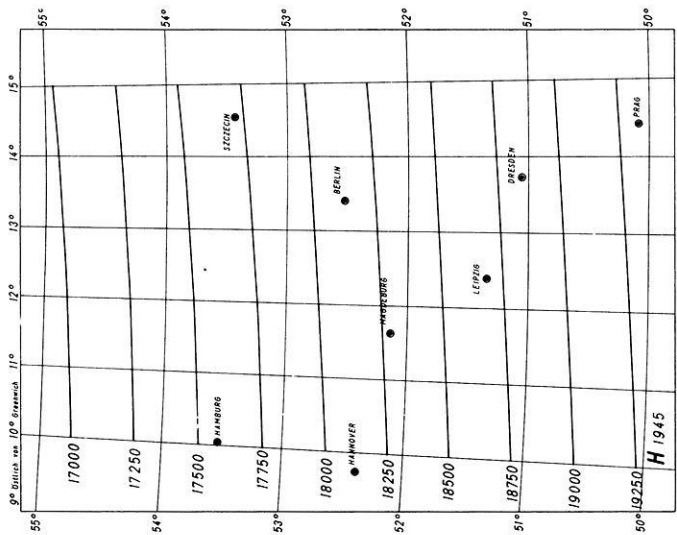


Abb. 15

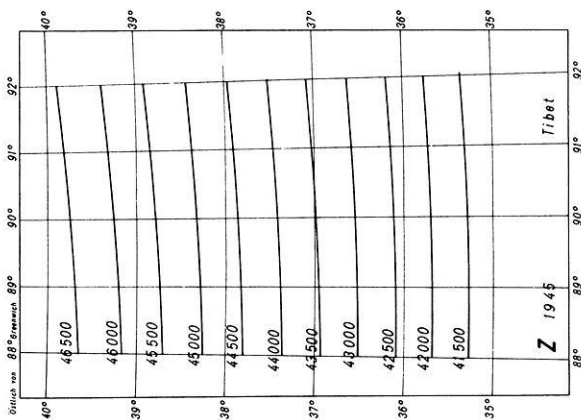


Abb. 14

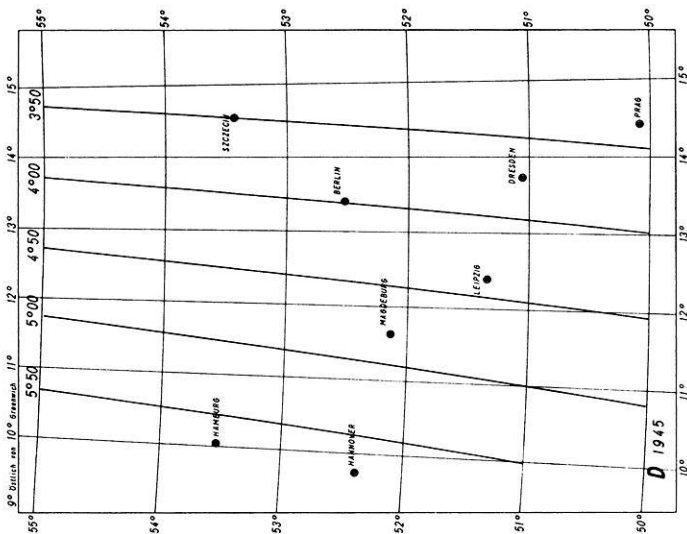


Abb. 17

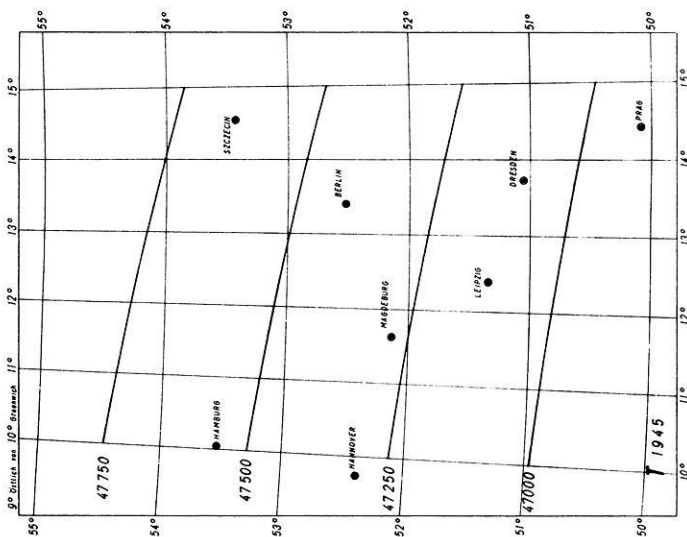


Abb. 16

Abb. 15 bis 18: Normalfelder für  $H$ ,  $T$ ,  $D$ ,  $J$  für das Gebiet der DDR auf der Grundlage der Potsdamer Potentialberechnung bis  $n = 6$  zur Epoche 1945,0  
 Normal fields for  $H$ ,  $T$ ,  $D$ ,  $J$  for the territory of the DDR derived from the potential calculation of Potsdam to the 6th degree for the epoch 1945,0

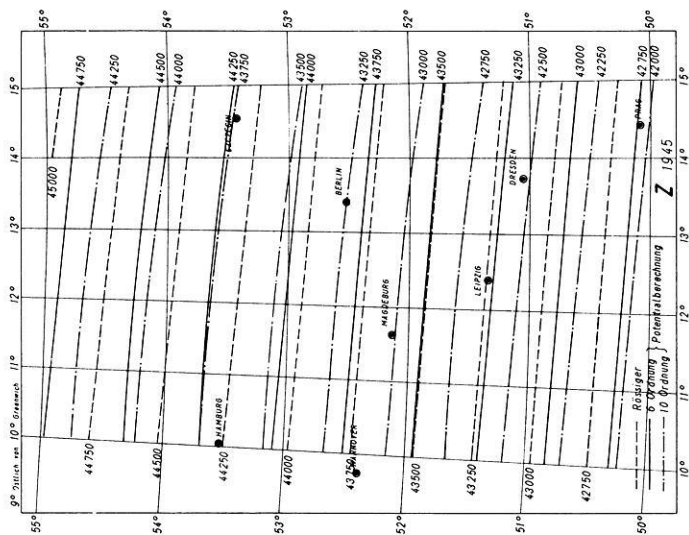


Abb. 19

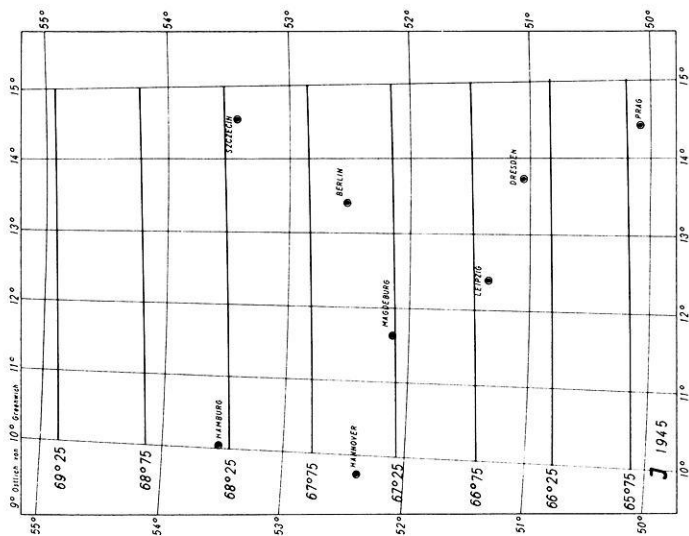


Abb. 18

Abb. 19: Normalfelder der Z-Komponente im Gebiet der DDR auf der Grundlage der Potsdamer Potentialberechnung mit Ausdehnungen bis  $n = 6$  und  $n = 10$  zur Epoche 1945,0 sowie der entsprechende mittlere Feldverlauf nach Rössiger

Normal fields for Z in the territory of the DDR derived from the potential calculation of Potsdam to the 6th degree and to the 10th degree for the epoch 1945,0. There is enclosed the trend of the Z-isomagnetic lines derived from Rössiger's suggestion

**Bemerkungen**  
**zur Dissertation von A. Vogel**  
**Über die Unregelmäßigkeiten der äußeren Begrenzung des**  
**Erdkerns**

(auf Grund von am Erdkern reflektierten Erdbebenwellen [1])

Von **O. Lucke**, Potsdam <sup>1)</sup>

**Zusammenfassung:** Es wird gezeigt, daß die in der obengenannten Arbeit berechneten Tiefen des Erdkerns nicht der Wirklichkeit entsprechen können.

**Abstract:** It is pointed out, that in the cited paper the computed depths of the earth's core cannot have reality.

Die Ergebnisse von Herrn Vogel kann man wohl folgendermaßen zusammenfassen:

Die mit Hilfe von Reflexionen seismischer Wellen am Erdkern feststellbaren Anomalien der Tiefe des Erdkerns mit der Amplitude  $\pm 50$  km stehen in deutlichem Zusammenhang mit dem Nichtdipolfeld des geomagnetischen Hauptfeldes und der Geoidundulation [2]. Es sind Andeutungen vorhanden, daß die "Erdkernundulation" ähnlich dem Nichtdipolfeld starke Veränderungen erfährt.

Gemeinsame Ursache dieser Zusammenhänge könnten dynamische Vorgänge im Innern und besonders in den oberen Schichten des Erdkerns sein. Dort existiert wahrscheinlich ein dreiblättriges hydrodynamisches Stromsystem, das der zonalen Westdrift überlagert ist [3, 4]. Die Veränderlichkeit der Kerntiefenanomalien spricht dafür, daß die Hypothese von W. H. Ramsey - K. E. Bullen zu Recht besteht, wonach das Material des äußeren Erdkerns eine metallische Hochdruckphase des Materials des unteren Erdmantels sein soll [4, 5]. Die Oberfläche des Erdkerns ist dann eine Fläche  $p = \text{const.}$

---

<sup>1)</sup> Dr. Otto Lucke, Geomagnetisches Institut der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Potsdam, Telegrafenberg.



Aus folgenden Gründen erscheinen die Ergebnisse von A. Vogel nicht der Wirklichkeit zu entsprechen.

I. Aus der Hydromagnetik der oberen Schichten des Erdkerns muß man schließen, daß die Amplitude der Kerntiefenanomalien A. Vogels mindestens eine Größenordnung zu groß ist.

Beweis: Wenn man mit einem Querstrich die ausgeglichenen Größen des turbulenten Strömungsfeldes in den obersten Schichten des Erdkerns bezeichnet, erhält man für die quasistationäre Strömung mit einigen erlaubten Vernachlässigungen nach W. M. Elsasser und H. Takeuchi (siehe [4]) für die Beschleunigungskomponenten in

$$(1) \quad \mathbf{e}_\theta\text{-Richtung: } -\frac{\partial \bar{p}}{\bar{\rho} r} \frac{\partial}{\partial \theta} + 2 \Omega_r \bar{v}_\phi + \frac{1}{\mu \bar{\rho}} \bar{\mathfrak{B}}_r \frac{\partial}{\partial r} \bar{\mathfrak{B}}_\theta + A^* \frac{\partial^2}{\partial r^2} \bar{v}_\theta = 0$$

$$\mathbf{e}_\phi\text{-Richtung: } \frac{\partial \bar{p}}{\bar{\rho} r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} - 2 \Omega_r \bar{v}_\theta + \frac{1}{\mu \bar{\rho}} \bar{\mathfrak{B}}_r \frac{\partial}{\partial r} \bar{\mathfrak{B}}_\phi + A^* \frac{\partial^2}{\partial r^2} \bar{v}_\phi = 0$$

$\Omega_r$  ist die Normalkomponente des Vektors der Rotationsgeschwindigkeit der Erde.

$$\Omega = \frac{2\pi}{86400} \approx 7,5 \cdot 10^{-5} [1/s] \quad \bar{\mathfrak{B}}_r \approx 4 \Gamma \text{ (Gauss)}$$

ist im wesentlichen mit dem Dipolfeld der Erde, auf den Erdkern umgerechnet, identisch.  $\bar{\mathfrak{B}}_\phi$  und  $\bar{\mathfrak{B}}_\theta$  sind die den Stromsystemen zugehörigen Toroidfelder.  $A^*$  ist der kinematische Austausch tensor.

Es gibt für die Erdkernoberfläche mit dem Radius  $a_1 = 3470$  [km] einen nicht kugelsymmetrischen Anteil des Druckfeldes

$$\Delta \bar{p} = \Delta \bar{p} \cdot \mathbf{g} \cdot \Delta \mathbf{r},$$

wobei nach A. Vogel

$$|\Delta \mathbf{r}| \leq 50 \text{ km},$$

den man berechnen kann, weil die Oberfläche des Erdkerns eine Fläche  $\rho = \text{const}$  ist.  $\Delta \bar{p} \approx 3$  bis  $4$  [ $\text{g/cm}^3$ ] ist der Dichtesprung zwischen Erdkern und Erdmantel nach K. E. Bullen [4].  $\bar{\rho} \approx 9$  [ $\text{g/cm}^3$ ].

Dann folgt für den Druckgradienten (1. Term in den obenstehenden Gleichungen) mit  $\Delta l = 3000$  [km],  $g \approx 900$  [ $\text{cm/s}^2$ ]

$$\frac{\Delta \bar{p} \cdot \mathbf{g} \cdot \Delta \mathbf{r}}{\bar{\rho} \cdot \Delta l} \geq 5 [\text{cm/s}^2]$$

Dieser Gradient, der sich aus den Werten von A. Vogel ergibt, könnte

1. durch unwahrscheinlich hohe Geschwindigkeiten  $\bar{v}_\phi$  und  $\bar{v}_\theta$  im zweiten Term kompensiert werden:

$$\bar{v}_\phi \approx \bar{v}_\theta = 3 \cdot 10^4 \text{ [cm/s]}$$

Man nimmt an, daß  $\bar{v}$  im Erdkern höchstens von der Größenordnung  $1 \text{ [cm/s]}$  ist.

Diese Abschätzung zeigt, daß der Coriolisterm den Druckgradienten überhaupt nicht zu kompensieren vermag.

Er könnte durch

2. den vierten Term, den Reibungsterm, kompensiert werden. Unter der Annahme eines parabolischen Geschwindigkeitsprofils gilt

$$\frac{\partial^2 \bar{v}_\phi}{\partial r^2} = \frac{\partial^2 \bar{v}_\theta}{\partial r^2} \approx \frac{1}{2} \frac{\bar{v}_\theta}{(\Delta r_1)^2}$$

Nach den Arbeiten, die in [4] dargestellt worden sind, kann man die Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht zu  $1 \text{ km}$ , die der hydromagnetischen Grenzschicht zu  $10$  bis  $30 \text{ km}$  annehmen.  $\Delta r_1 = 1 \text{ km}$ . Dann folgt, daß  $A^* > 10^6 \text{ [cm}^2/\text{s]}$ , ein Wert, der wahrscheinlich nach den Ausführungen in [4] um mindestens eine Größenordnung zu groß ist.

3. Wahrscheinlich wird der Gradient durch die ponderomotorischen Kräfte, durch den dritten Term, kompensiert:

$$\frac{1}{\mu \bar{\rho}} \bar{\mathfrak{B}}_r \cdot \frac{\bar{\mathfrak{B}}_\theta}{\Delta r_2} \approx \frac{4 \bar{\mathfrak{B}}_{\theta, \phi}}{4 \pi \rho \cdot 10^6} = 5 \quad \bar{\mathfrak{B}}_{\theta, \phi} = 2 \cdot 10^6 \Gamma, \Delta r_2 = 1000 \text{ km}$$

Man kann aber zeigen, daß  $\bar{\mathfrak{B}}_{\theta, \phi}$  höchstens von der Größenordnung  $50 \Gamma$  sein könnte, sonst würde nämlich das Nichtdipolfeld, als Alfvén'sche Welle betrachtet, eine viel größere Geschwindigkeit der Westwärtswanderung haben [4]. Die bisherigen Überlegungen zeigen, daß die Amplituden der A. Vogelschen Kernanomalien um mindestens eine Größenordnung zu groß sind.

II. Zu demselben Schluß kommt man aus gravimetrischen Überlegungen: Wir können die Kerntiefenanomalien als zusätzliche Massenflächenbelegung

$$(2) \quad \sigma(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n g_n^m \text{Co}_n^m(\theta_0, \phi_0) + h_n^m \text{Si}_n^m(\theta_0, \phi_0)$$

(Der Index "0" bedeutet den Quellpunkt)

betrachten, wobei  $\text{Co}_n^m$  und  $\text{Si}_n^m$  bekanntlich spezielle Kugelflächenfunktionen sind. Es gilt  $\sigma(\theta, \phi) = \Delta r(\theta, \phi) \Delta \bar{\rho}$  mit  $\Delta \bar{\rho} = 3,71$  bzw.  $4,13 [\text{g}/\text{cm}^3]$ . (K. E. Bullens Modelle A und B [4]). Es gilt:  $|\Delta r| \leq 50 \text{ km}$  nach A. Vogel. Das Potential des zugehörigen Schwerfeldes ist:

$$(3) \quad \psi_2 = \frac{4 \pi \Gamma a_1^2}{a_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{a_1}{a_0}\right)^n \frac{1}{2n+1} \sum_{m=0}^n [g_n^m \text{Co}_n^m(\theta_a, \phi_a) + h_n^m \text{Si}_n^m(\theta_a, \phi_a)]$$

"a" bedeutet den Aufpunkt

$\Gamma$  = Newtons Gravitationskonstante

$a_0$  = Erdradius, 6370 km.

Die Geoidundulation hat nach Heiskanen [3] eine Amplitude von  $\pm 40 \text{ m}$ . Wenn man annimmt, daß die Erde bis auf die Kernanomalien rotations-symmetrisch aufgebaut ist, kann man die Geoidundulation auf diese zurückführen. Man erhält dann für die maximalen  $\Delta r$

$$1,45 \text{ km, bzw. } 3,45 \text{ km, bzw. } 5,12 \text{ km,}$$

je nachdem die Kerntiefenanomalien durch ein

Quadrupol-, bzw. Oktupol-, bzw. Zwölfpolfeld

aufgebaut werden.

Da die Geoidundulation höchstens nur zum Teil auf Kerntiefenanomalien zurückzuführen ist, folgt auch hier, daß die Vogel'schen Werte um mehr als eine Größenordnung zu groß sind.

III. Wenn man die Ursachen dieser Widersprüche untersuchen will, bemerkt man zunächst, daß die Berechnung der Beziehungen zwischen den Änderungen des Erdkernradius und denen der Laufzeit von A. Vogel ungenügend ist. Nach seiner Abb. 2 wird zwar die Länge des Kernradius in Rechnung gesetzt, aber nicht die veränderte Neigung der reflektierenden Fläche.

Man hat sich die Oberfläche des Erdkerns sicher als eine raue Fläche mit dem durchschnittlichen Radius  $a_1$  zu denken. Vereinfacht wollen wir sie uns als

Kugeloberfläche mit aufgesetzten geraden sechsseitigen Pyramiden vorstellen. Ihre Grundflächen sollen nahezu regelmäßige Sechsecke sein, die ein lückenloses Netz bilden, und deren Mittelpunkte die Entfernung  $d$  von der Größenordnung 40 km haben. Die Höhen der Pyramiden sollen zwischen 1 und 10 km variieren, so daß die Winkel zwischen den Tangentialebenen und den Seitenflächen zwischen  $3^\circ$  und  $28^\circ$  liegen. Zu diesen Höhen kommt man durch fol-

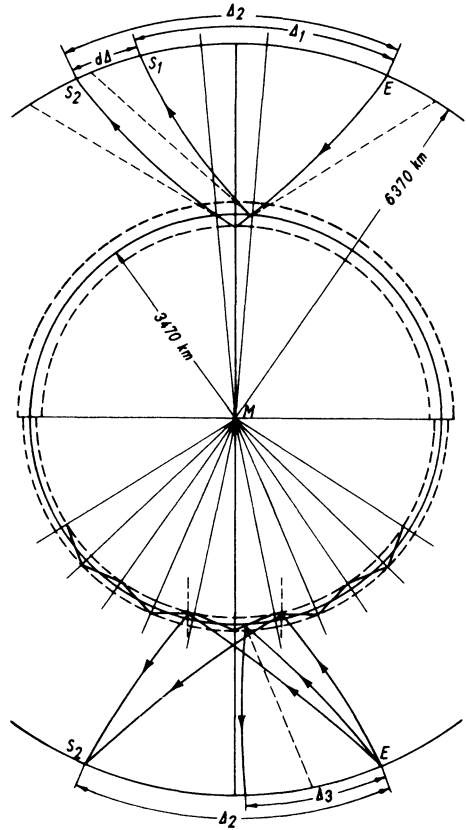


Abb. 1: Oberer Teil: Die Reflexion der seismischen Wellen am Erdkern nach A. Vogel

Unterer Teil: Die Reflexion an der rauhen Oberfläche des Erdkerns

gende Überlegung: Größere Unterschiede wären gravimetrisch feststellbar, kleinere zu unbedeutend, um größere Seitenflächen zu erzeugen.

Nun ist die Frage zu beantworten, welche von den Seitenflächen der Pyramiden bei der Reflexion der von dem Punkt  $E$  in der Erdkruste ausgehenden und in der Station  $S$  ankommenden Erdbebenwellen wirksam werden. Wenn im Erdmantel die Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  der Bebenwellen eine Konstante

wäre, so wären die Flächen konstanter Laufgeschwindigkeiten Rotations-Ellipsoide, deren große Halbachse durch  $E$  und  $S$  ginge. Um das Fermatsche Prinzip zu erfüllen, hätte man das Extremum dieser Flächen unter der Nebenbedingung zu suchen, daß der extremale Punkt auf dem Erdkern läge. Wenn  $v(r)$  mit abnehmendem Radius zunimmt, werden die Rotationsflächen noch walzenförmiger; man kann sie ganz grob durch Ebenen ersetzen. Abb. 1.

Wird der Erdkern durch eine Kugel mit dem Radius  $a_1 = 3470$  km dargestellt, so wird die Erdbebenwelle an einem Punkt reflektiert, dessen Ortsvektor die Richtung der Winkelhalbierenden des Winkels  $EMS$  ist, wenn  $M$  den Mittelpunkt der Erde bezeichnet. Die obengenannten Ebenen haben in gewissen Fällen Normalen, die diesem Ortsvektor parallel sind. Haben die Pyramiden den Neigungswinkel  $5^\circ$ , so liegen die reflektierenden Flächen auf einem Oval mit dem Öffnungswinkel  $5^\circ$  der Hauptachse, und entsprechendes gilt für  $28^\circ$ . Man überlegt sich leicht, daß dabei die reflektierende Fläche kaum vergrößert wird. Die Wellen, die innerhalb dieser Ovale auf den Erdkern auftreffen, werden so reflektiert, daß sie nicht in  $S$  ankommen. Man kann auf diese Weise die verschiedenen Kerntiefen von Herrn Vogel einfach auf einen Effekt verschiedener Rauigkeitsstruktur gewisser Bereiche der Oberfläche des Erdkerns zurückführen. Es ist festzustellen, daß die starke Schwankung der einzeln festgestellten Kerntiefen eine solche Deutung nahelegt. Dadurch werden die oben dargelegten Schwierigkeiten beseitigt, allerdings gewinnt man keine Information über die Kerntiefen, die für die Theorie des erdmagnetischen Hauptfeldes sehr nützlich wäre. Die wichtigsten Ergebnisse von Herrn Vogel scheinen zu sein: Es gibt Bereiche verschiedener Rauigkeit auf der Erdkernoberfläche, die möglicherweise Aufwölbungen bzw. Depressionen der Oberfläche des Erdkerns anzeigen; das wird jedenfalls durch die geographische Verteilung der Bereiche nahegelegt, die mit dem geomagnetischen Nichtdipolfeld und der Geoidundulation Ähnlichkeit hat. Auch die angedeutete Bewegung der Bereiche spricht dafür.

Ein wesentlicher Mangel des von Herrn Vogel bearbeiteten Materials ist die große Unsicherheit in der Bestimmung der Herdzeit, der Epizentralentfernung und der Herdtiefe. Die möglichen und sicher auch vorhandenen Kernanomalien entziehen sich deshalb vorläufig den seismologischen Methoden zu ihrer Feststellung.

**Literatur**

- [1] Vogel, A.: Über Unregelmäßigkeiten der äußeren Begrenzung des Erdkerns. Veröffentl. d. Württemberg. Hauptstation f. Erdbebenforschung, Stuttgart.
- [2] Lucke, O.: Über das Innere der Erde, Physik. Blätter 15 (1959) S. 487.
- [3] Hide, R.: The hydrodynamics of the earth's core, Physics and Chemistry of the Earth I., Pergamon Press, London 1956 S. 94
- [4] Lucke, O.: Über den physikal. Zustand... Kapitel 12 in Geomagnetismus und Aeronomie III, Hsgb. G. Fanslau, VEB Dt. Verlag der Wissenschaft., Berlin 1959 S. 315.
- [5] Lucke, O.: Über den physikalischen Zustand der Materie im Erdinnern, Z. f. Geophysik 24 (1958) S. 241.

# SEISMOS

**beschafft für Sie Informationen aus dem Untergrund**

**Seismos G. m. b. H.,  
Wilhelm-Busch-Straße 4,  
Hannover.  
Fernruf 7 08 31  
Fernschreiber 09 22419**



# GEOPHYSIK IN ALLER WELT

