

ZEITSCHRIFT  
FÜR  
**GEOPHYSIK**

Herausgegeben im Auftrage der

**Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**

von

**W. Dieminger**, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart  
*K. Jung*, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen.

Jahrgang 27

1961

Heft 2



**PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG**

**Im Jahre**

**1960**

**arbeiteten PRAKLA- Meßtrupps**

**422**

**Truppmonte in**

**Europa, Afrika, Asien und Südamerika  
zu Lande, auf See und in der Luft**

**mit seismischen, gravimetrischen, magnetischen  
und geoelektrischen Meßmethoden  
bei der Aufsuchung von Lagerstätten.**



**HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 8 66 61**

## Nahseismische Untersuchungen mit einem Bodenvibrator<sup>1)</sup>

Von H. Militzer, Freiberg <sup>2)</sup>

*Zusammenfassung:* Für ingenieurseismische Arbeiten auf sehr schallhartem Gestein wurde ein elektrodynamischer Vibrator entwickelt, der eine Anregung des Bodens im Frequenzbereich von 20 ... 5000 Hz ermöglicht. Anregungsfrequenzen und Amplituden sind kontinuierlich regelbar und können durch ein eingebautes *Ba-Ti*-System kontrolliert werden. Der Vibrator ist sowohl permanent-periodisch als auch im Impulsbetrieb einzusetzen.

Die Aufnahme der erzwungenen Bodenbewegung erfolgt mit einem Drei-Komponenten-Geophon, das mit *Ba-Ti*-Dickenschwingern und eingebautem Röhrenverstärker in Kleinstbauweise erstellt wurde.

Durch Vergleichsmessungen mit schlagseismischen Untersuchungen wurde nachgewiesen, daß bei Verwendung des Bodenvibrators besonders auf Festgestein bessere „erste Einsätze“ und Einsätze der Oberflächenwelle erzeugt werden können, als bei der üblichen Impulsanregung, so daß der Streubereich in den gemessenen Laufzeiten sehr klein ist.

*Summary:* For seismic investigations for engineering problems on very soundhard rocks an electro-dynamical vibrator was developed, enabling an excitation of the soil in the frequency range of 20 ... 5000 Hz. Excitation frequencies and amplitudes are continually controllable and can be controlled by a built-in *Ba-Ti*-system. The vibrator can be put in permanent-periodical as well as in impulse service.

The taking of the constrained soil movement is done by a three-componet geophone constructed with *Ba-Ti* thickness vibrators and built-in valve amplifiers in micro-construction. By comparing measurements with seismic investigations by hammerblow it could be shown that by the use of the soil vibrator, especially on solid rocks better „first employments“ and employments of the surface wave could be produced than with the usual impulse excitation so that the scattering range in the measured transit times is very small.

---

<sup>1)</sup> Vortrag auf der 24. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, 12.—15. April 1961 in Hannover.

Veröffentlichung Nr. 2 der Arbeitsstelle für Praktische Geophysik, Freiberg/Sa., der DAW Berlin, Leiter: Prof. Dr. O. MEISSER

<sup>2)</sup> Dr. H. MILITZER, Arbeitsstelle für Praktische Geophysik, Freiberg/Sa., Brückenstraße.

In den letzten Jahren wurde der Weiterentwicklung naheismischer Verfahren für die Ingenieurgeophysik von verschiedenen Seiten verstärkte Aufmerksamkeit zugewandt. Das Ziel besteht in jedem Falle darin, die bekannte seismische Meß- und Auswertetechnik so zu variieren, daß oberflächennahe geologische Strukturelemente gut aufgelöst bis zu Tiefen von maximal 20—30 m erkannt werden können. Diese Zielsetzung wurden in den meisten Fällen auf nichtbindigen und bindigen Böden durch impulsseismische Untersuchungen erreicht, die als Hammer-schlag- oder Fallgewichtseismik bekannt sind. Bei der Untersuchung sehr schallharten Untergrundes, wie es Festgesteine, Straßen- und Betondecken darstellen, erbringen die herkömmlichen impulsseismischen Verfahren bezüglich des Auflösungsvermögens und der Laufzeitmessung oft unbefriedigende Ergebnisse. Die Ursache dafür ist im wesentlichen darin zu suchen, daß bei der Impulsanregung a) sich die longitudinalen und transversalen Verschiebungsanteile mit unbeeinflussbaren Wellenlängen fortpflanzen, die groß gegen interessierende Abmessungen des Untergrundes sind,

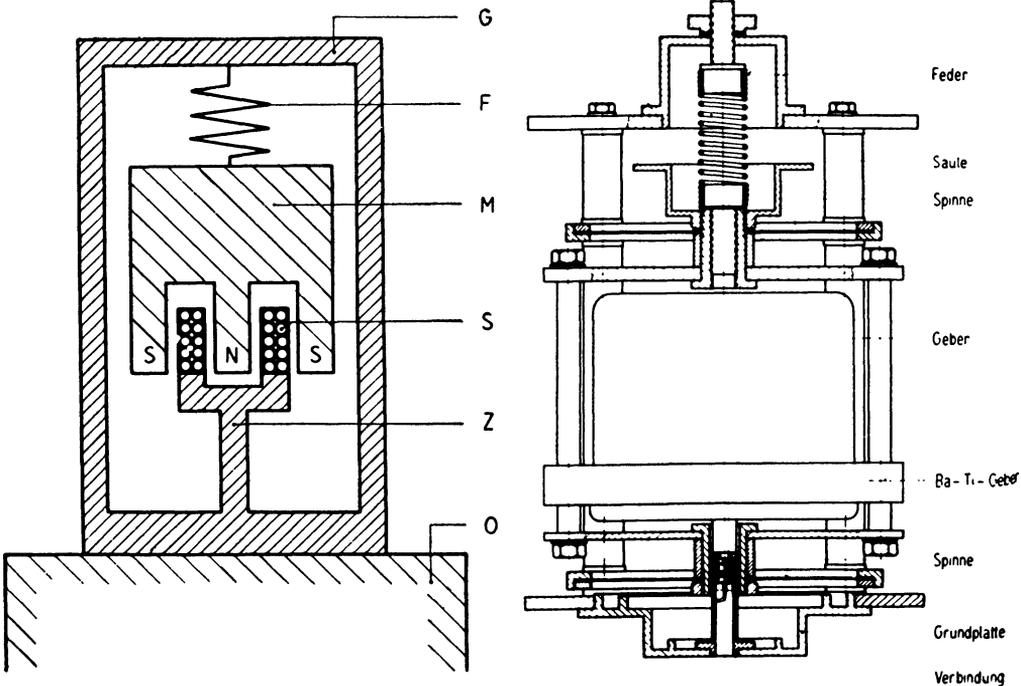


Abb. 1: Schematische Darstellung eines elektromechanischen Schwingungssystems  
 G = Gehäuse, F = Feder, M = Permanentmagnet, S = Spule, Z = Zapfen, O = Objekt.  
 Rechts: Konstruktive Durchbildung des Bodenvibrators im Teilschnitt.

- b) die höherfrequenten longitudinalen bzw. transversalen Verschiebungsanteile rascher als die bevorzugt angeregten niederfrequenten Oberflächenwellen absorbiert werden. Dadurch ist bei größeren Beobachtungsentfernungen eine Phasenkorrelation oft schwierig.

Eine Möglichkeit, diese Unzulänglichkeiten des Verfahrens zu umgehen, bietet die Anregung des Bodens mittels elektromechanischer Quellen, sog. Vibratoren. Das Prinzip eines solchen Vibrators ist aus Abb. 1 ersichtlich.

Wird der Vibrator mit Frequenzen erregt, die kleiner sind, als die Eigenfrequenz des schwingfähigen Systems, so wird die gesamte Kraft von der Federung absorbiert, und es wird keine Energie auf den Boden übertragen, obwohl der Vibrator selbst mit großer Amplitude arbeitet. Bei hohen Frequenzen bildet der Schwingungserreger als massebestimmtes System den gewünschten festen Punkt im Raum und die auf den Boden übertragene Amplitude ist gleich der Schwingungspulnamplitude. Der am Institut für Angewandte Geophysik auf Anregung von Herrn Prof. Dr. Meißer entwickelte Vibrator besitzt eine Eigenfrequenz von 7 Hz, so daß für Arbeitsfrequenzen von 20—5000 Hz das gesamte System als massebestimmt anzusehen ist.

Das geringe Gesamtgewicht des Vibrators mit 17,8 kg und der breite mögliche Frequenzarbeitsbereich sind beachtenswerte Vorteile gegenüber den aus der Literatur bekannten elektrodynamisch, piezoelektrisch oder magnetostruktiv arbeitenden Vibratoren. Letztere wiegen fast durchweg einige 100 kg und arbeiten ausnahmslos mit einer Fest- bzw. in ihrer Resonanzfrequenz.

Damit bei allen Arbeitsfrequenzen und Erregerstromstärken eine exakte Bestimmung der Anregungsamplitude und eine Kontrolle der vom Vibrator abgestrahlten Wellenform möglich ist, wurde das System mit einem *Ba-Ti*-Meßwertgeber versehen, der in dem mit der Grundplatte starr gekoppelten Zapfen eingegossen wurde (vgl. Abb. 1).

Da die Vibratorbewegung der erregenden Spannung oder dem Strom angepaßt werden kann, ist es praktisch möglich, jedwede Wellenform abzustrahlen. Als unabhängige Variable kann der abgestrahlten Welle eine vorherrschende Frequenz aufgeprägt und die Wellenform so gewählt werden, daß sie sowohl impulsförmigen als auch frequenzselektiven Charakter enthält. Dabei wird die Anregungsfrequenz auf der einen Seite durch die gewünschte Auflösung bestimmt und andererseits durch die Absorption, die für den gleichen Untergrund linear mit der Frequenz wächst. Die aufgeprägte Frequenz wird umso mehr vorherrschen, je größer das zeitliche Anregungsintervall ist. Bei kleiner werdendem Anregungsintervall wird der Impulscharakter stärker hervortreten, und dauert die Erregung schließlich nur eine halbe Periode, so ist die Erregerfrequenz nur noch von untergeordneter Bedeutung. Jede der angeführten Möglichkeiten kann bei einem praktischen Problem bevorzugt werden.

Zur Profilaufnahme der vom Vibrator abgestrahlten Signale hat sich ein Drei-Komponenten-Geophon mit Dickenschwingern aus *Ba-Ti*-Keramik gut bewährt.

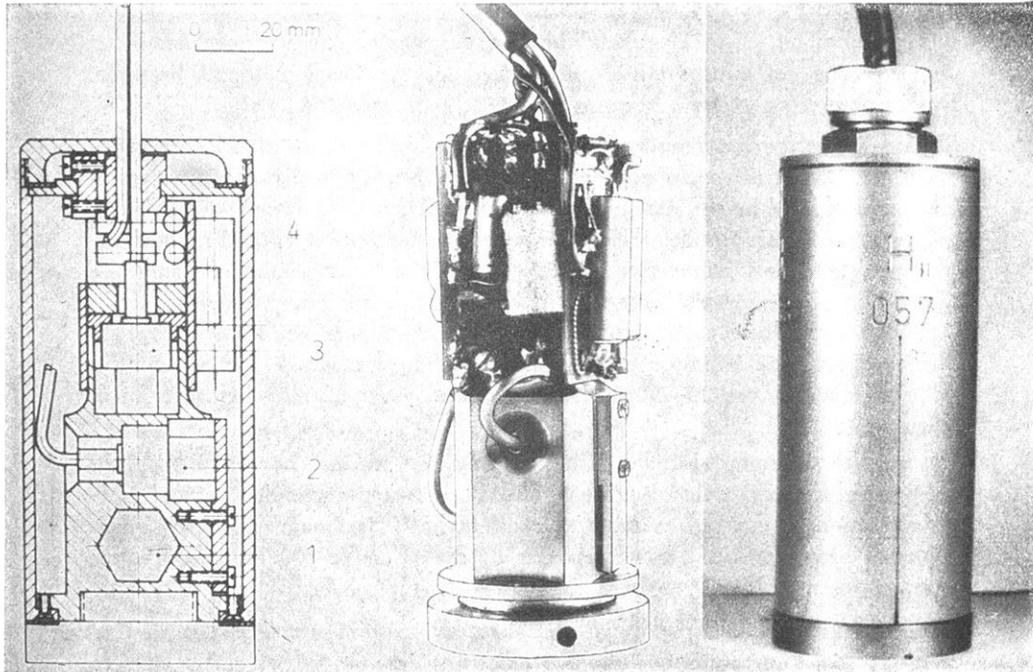


Abb. 2: Prinzipskizze, technischer Aufbau und Gesamtansicht des Drei-Komponenten-Geophons mit *Ba-Ti*-Schwingungsaufnehmern und Vorverstärker  
1 + 2 = Horizontalkomponenten, 3 = Vertikalkomponente, 4 = Röhrenverstärker.

Das Geophon besitzt bis 7000 Hz eine lineare Charakteristik, eine Resonanzfrequenz von 11,3 kHz und eine Dämpfung von  $\alpha = 0,05$ . Infolge seiner kleinen Dimensionierung gestattet es Punktuntersuchungen in den drei Raumrichtungen auch in unmittelbarer Quellnähe.

Der apparative Gesamtaufwand geber- und aufnahmeseitig ist im Prinzip aus dem Blockschaltbild der Abb. 3 ersichtlich.

Es ist zu erwarten, daß nutzbare Bodensignale dann über eine größere Profillänge verfolgt werden können, wenn der Untergrund in der Resonanzfrequenz des Systems Vibrator — Boden angeregt wird. Wie aus Abb. 4 ersichtlich, bereitet die Bestimmung der Resonanzfrequenz auf einigermaßen homogenen Böden keine Schwierigkeiten.

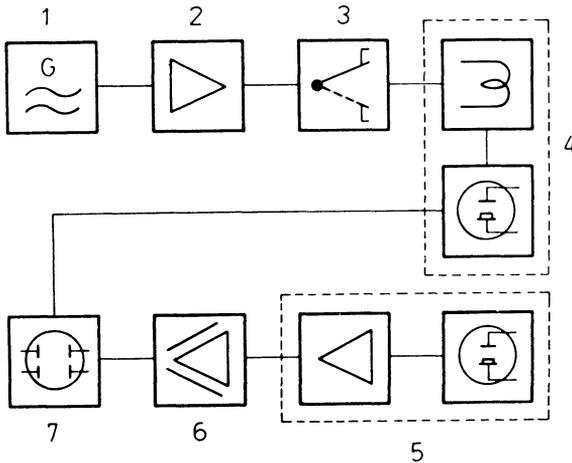


Abb. 3: Blockschaltbild der Gesamtapparatur zum Bodenvibrator

1 = RC-Generator, 2 = Kraftverstärker, 3 = Zeitschalter, 4 = Bodenvibrator mit eingebautem Ba-Ti-Meßwertgeber, 5 = Drei-Komponenten-Geophon mit Vorverstärker, 6 = Meßverstärker, 7 = Katodenstrahloszillograph.

Bei Untersuchungen auf klüftigem Untergrund bzw. auf mechanisch beanspruchtem Beton, der zahlreiche kleinere Risse und Spalten aufweist, ist häufig kein einheitliches Resonanzmaximum zu beobachten. Die Amplituden-Frequenz-Verteilung kann dann sehr uneinheitlich und unübersichtlich sein.

Wird das dem Boden aufgeprägte Signal einer Frequenzanalyse unterzogen, so sind neben der Grundfrequenz erwartungsgemäß auch Harmonische zu beobachten, die auf Lockerböden sehr rasch, auf festem Untergrund nur allmählich abklingen, wie aus Abb. 5 ersichtlich ist.

Die auftretenden Harmonischen sind gleichfalls wieder Resonanzfrequenzen und eignen sich für den betreffenden Untergrund bevorzugt als Anregungsfrequenz. Aus der Registrierung der bei permanent-periodischer Anregung vom Vibrator abgestrahlten Signale können ohne Schwierigkeit die Phasengeschwindigkeit, Dispersions- und Interferenzkurven sowie andere Parameter auch für Frequenzbereiche  $> 100$  Hz ermittelt werden, die bisher mit Schwingern aus konstruktiven Gründen nicht zu erfassen waren. Die Probleme in der Auswertung bleiben natürlich trotzdem die gleichen wie bei den üblichen bodendynamischen Untersuchungen. Die in diesem Rahmen durchgeführten Untersuchungen bei permanent-periodischer Anregung dienten ausschließlich dem Nachweis, daß für jeden Boden optimale Arbeitsfrequenzen existieren, die günstige Reichweiten bei einer impulsförmigen Anregung sichern.

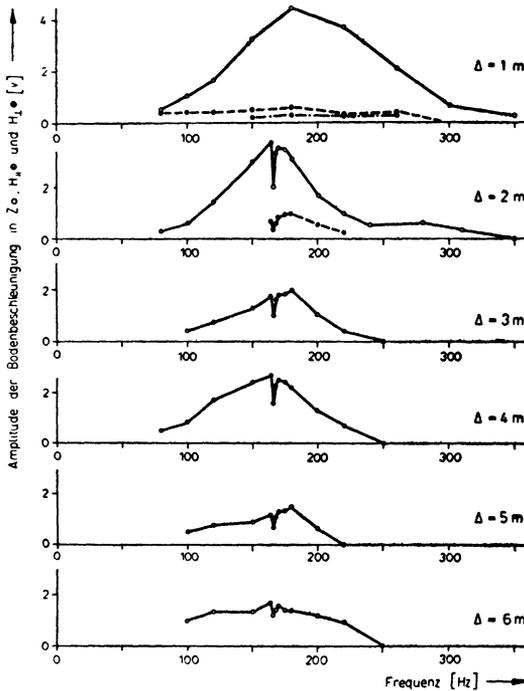


Abb. 4: Amplituden-Frequenz-Verteilung in den drei Raumrichtungen auf Lehm bei verschiedenen Entfernungen und periodischer Erregung  
 ○ Z-Komponente, ◐ H<sub>II</sub>-Komponente, ● H<sub>I</sub>-Komponente

Die Abb. 6 zeigt, daß die Impulsform der registrierten Bodenbewegung umso deutlicher in Erscheinung tritt, je kürzer das Anregungsintervall gewählt wird. Kürzere Anregungsintervalle sichern darüberhinaus eine recht gute Trennung zwischen Raum- und Oberflächenwellen. Diese Trennung ist verständlicherweise dann besonders gut möglich, wenn das Anregungsintervall kleiner als die oder gleich der Laufzeit der Oberflächenwelle bezogen auf die jeweilige Beobachtungsentfernung ist. Diese Feststellung ist deshalb nicht ohne Bedeutung, weil das Anregungsintervall mit wachsender Entfernung der Beobachtungsstation von der Quelle größer gewählt werden kann. Größere Anregungsintervalle aber sichern wegen der vorherrschenden Frequenzselektivität eine größere Beobachtungsnachweisweite der Bodensignale als kürzere Anregungsintervalle. Das zu wählende Anregungsintervall ist demzufolge nicht nur eine Funktion der Frequenz, sondern auch der Beobachtungsentfernung.

Nach eingehender Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Bodensignale unter Vorgabe gleicher Bedingungen, wie Ankopplung, Beobachtungsentfernung, Anre-

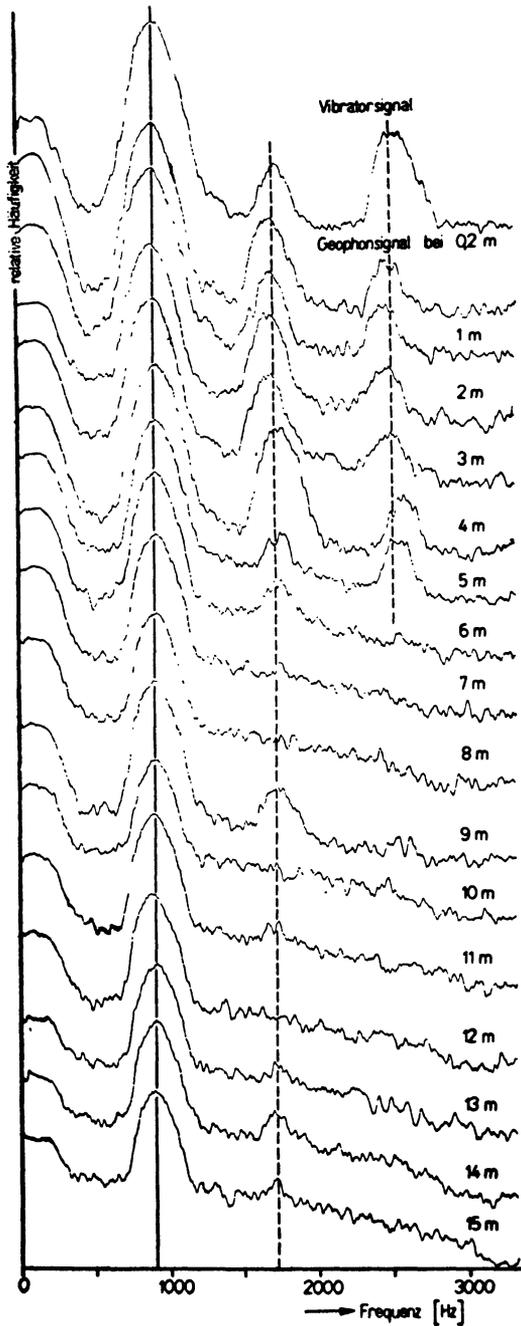


Abb. 5: Frequenzanalyse der Bodenregung (910 Hz) und der Bodenbewegung auf Beton für verschiedene Entfernungen von der Quelle (logarithmisch-breitbandig)

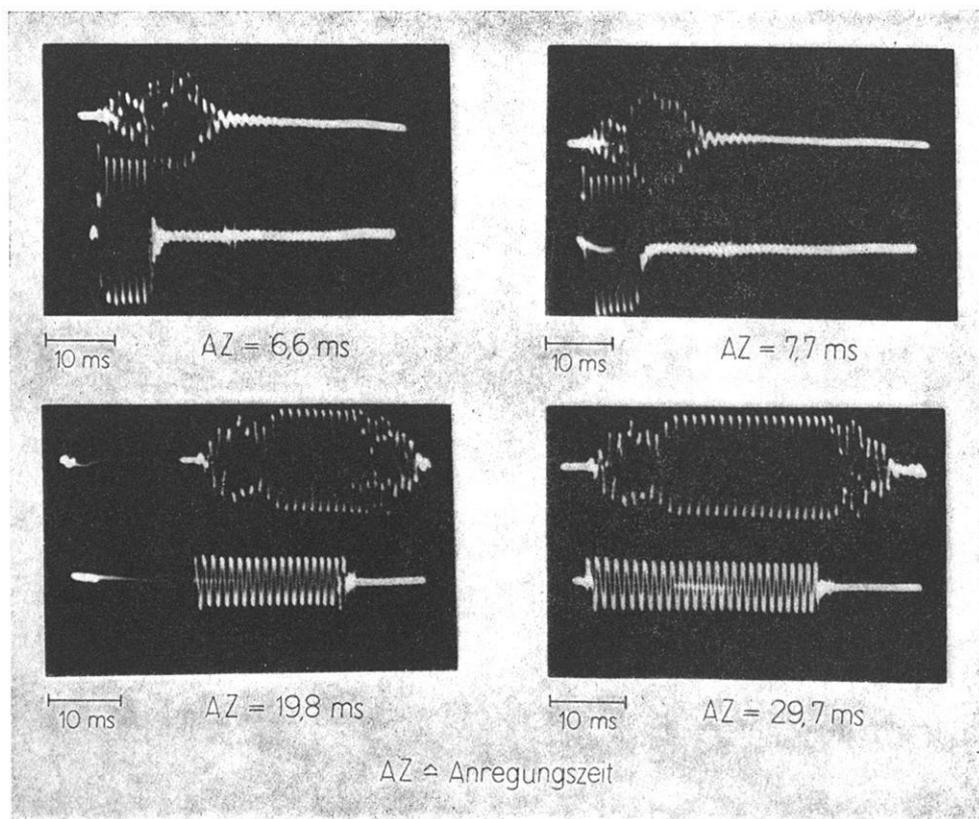


Abb. 6: Originalregistrierungen der Bodenbeschleunigung auf Beton bei einer Anregungsfrequenz von 910 Hz in Abhängigkeit von der Anregungszeit und konstanter Entfernung von 2 m zum Bodenvibrator (obere Spur: Registrierung der Bodenbeschleunigung, untere Spur: Vom Vibrator abgestrahltes Signal;  $AZ \triangleq$  Anregungszeit).

gungsfrequenz und Anregungszeit konnten auch auf sehr schallhartem Untergrund Laufzeitmessungen mit besseren Erfolgen durchgeführt werden, als es bisher mit der Schlagseismik möglich war. Die Registrierungen der Abb. 7 lassen schon bei halber Aussteuerung des Bodenvibrators deutliche erste Einsätze erkennen, deren Laufzeiten in guter Übereinstimmung mit den aus mehreren Messungen und breitem Streubereich gemittelten Laufzeiten aus schlagseismischen Untersuchungen stehen.

Damit ist angedeutet, daß beim Arbeiten auf Festgestein dem Bodenvibrator gegenüber schlagseismischen Einrichtungen der Vorzug zu geben ist, da er

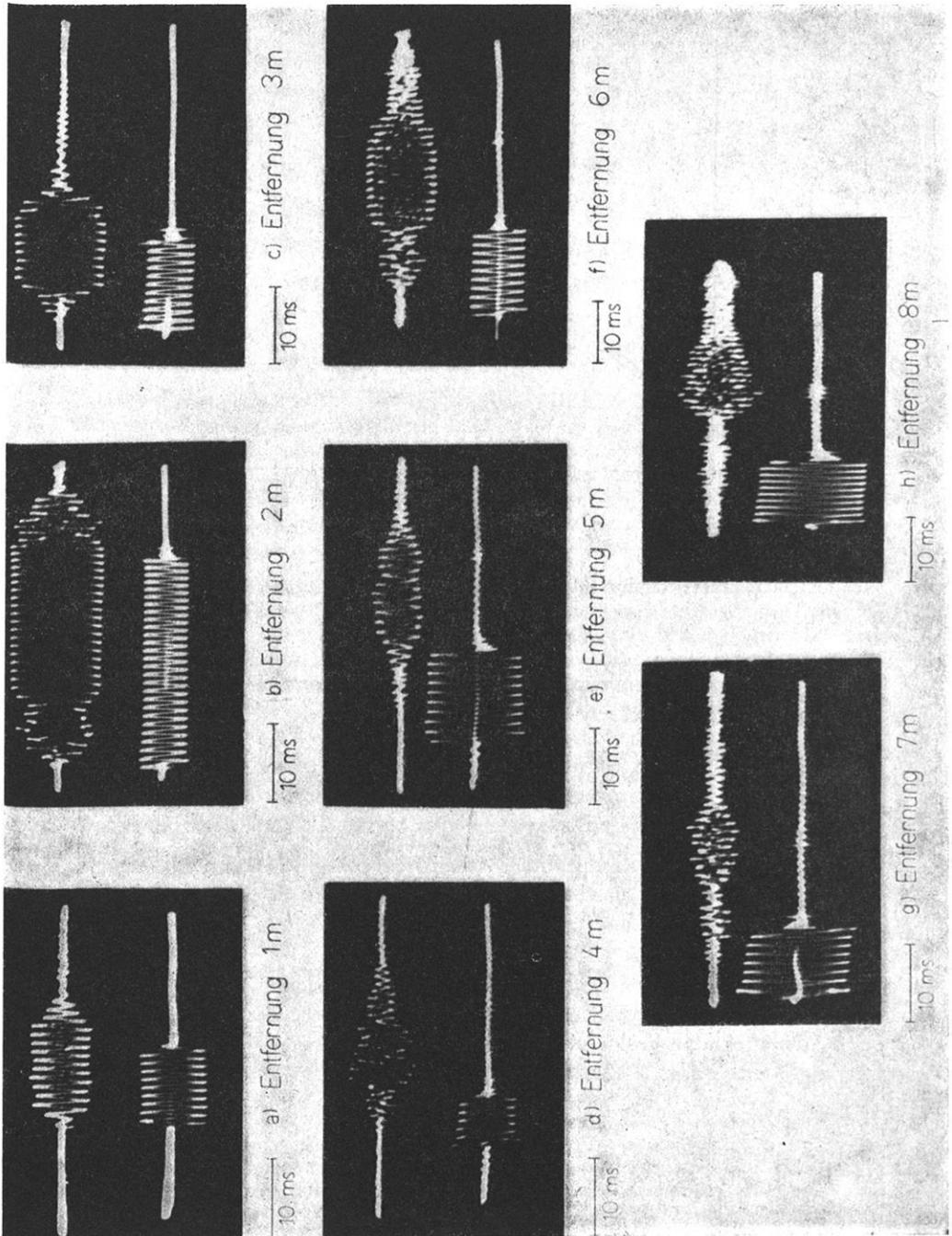


Abb. 7: Originalregistrierungen der Bodenbeschleunigung auf Beton zur Ermittlung der Laufzeit als Funktion der Entfernung. Anregungsfrequenz 910 Hz.

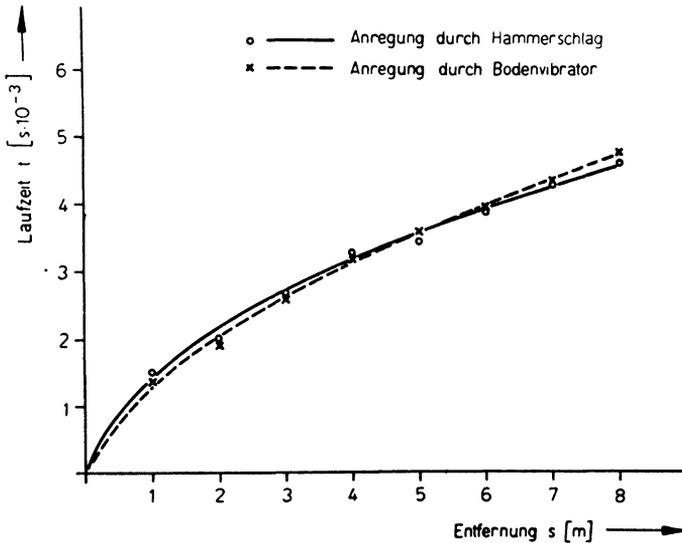


Abb. 8: Laufzeitkurve, ermittelt durch Hammerschlag und Anregung durch Boden vibrator auf einem Betonboden.

- a) nach vorheriger Bestimmung dem Untergrund eine optimale und definierte Arbeitsfrequenz aufprägen kann,
- b) dadurch „schärfere“ Bodensignale liefert, als sie mit der Hammerschlagseismik möglich sind und
- c) durch die Vorgabe unterschiedlicher Arbeitsfrequenzen den Boden mit verschiedenen Wellenlängen „durchleuchtet“ und damit praktisch ein beliebiges Auflösungsvermögen garantiert.

Unter Kenntnis der Dichte können somit die Elastizitätsmoduln des Untergrundes günstiger als mit Ultraschall ermittelt werden, da die benützten Wellenlängen keine Streueffekte an geologisch oder bautechnisch uninteressierenden Kleinsteinlagerungen zulassen.

#### Literatur

MILITZER, H.: Ein Beitrag zur Kennwertbestimmung von Erdstoffen in natürlicher Lagerung mit Hilfe geophysikalischer Methoden unter Einsatz von Hammerschlag-Refraktionseismik und der Schlauchwaage. Freiburger Forsch.-H., Reihe C, Berlin 42, (1958) 86 S.

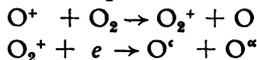
## Untersuchungen über die tages- und jahreszeitlichen Variationen des Plasmas der äußeren Ionosphäre und ihre theoretische Deutung

Von K. H. Schmelovsky, Kühlungsborn <sup>1)</sup>

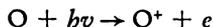
*Zusammenfassung:* Mit Hilfe der Ergebnisse aus Faradayfading-Messungen werden die wichtigsten Parameter eines theoretischen Modells für die  $F_2$ -Schicht und die äußere Ionosphäre bestimmt. Auf Grund der starken jahreszeitlichen Variationen der Plasmatemperatur oberhalb des  $F_2$ -Maximums wird angenommen, daß besonders in den Tagesstunden eine thermische Diffusion von Elektronen und Protonen von der Sommer- und Winterhalbkugel stattfindet. Die Stärke des errechneten Flusses reicht aus, um die jahreszeitlichen Unterschiede in der  $F_2$ -Grenzfrequenz und der Gesamtelektronenzahl zu deuten.

*Summary:* Using results from Faradayfading observations the most important parameters for a theoretical model of  $F_2$ -region and upper ionosphere are calculated. Regarding the marked seasonal variations of plasmatemperatur above  $F_2$ -peak it is supposed, that there exists a thermal diffusion of electrons and protons from the summer-toward the winter-hemisphere, especially in the day-time. The calculated strength of the flow is sufficient to explain the seasonal variations of  $f_o F_2$  and of total electron number.

Mit den Faraday-Fadinguntersuchungen [1, 2, 3] am Sputnik III liegt jetzt eine Übersicht über die Verteilung der Elektronenkonzentration in der äußeren Ionosphäre und deren Variationen vor. Die wichtigsten Ergebnisse sind in den Abbildungen 1 und 2 zusammengefaßt. Es liegt nahe, diese Ergebnisse für die Theorie der  $F_2$ -Schicht, deren äußere Fortsetzung hier untersucht wurde, heranzuziehen, da sie in mancher Hinsicht aufschlußreicher sind als die Grenzfrequenzen. Den theoretischen Untersuchungen wurde die Vorstellung zugrundegelegt, daß der Rekombinationsmechanismus in der  $F_2$ -Schicht im wesentlichen durch den Vorgang



bestimmt wird, während der maßgebende Ionisationsprozeß durch



mit den Helimmlinien 304 A und 584 A gegeben ist. Danach erfolgt die Elektro-

<sup>1)</sup> Dr. K. H. SCHMELOVSKY, Observatorium für Ionosphärenforschung, Kühlungsborn, Mitschurinstraße 6.

nenproduktion  $q$  nach einem Chapman-Gesetz, die Rekombination ist linear und die Rekombinationskonstante  $\beta$  im wesentlichen proportional der  $O_2$ -Konzentration. Da der Hauptbestandteil der Atmosphäre in diesen Höhen atomares O sein dürfte, nimmt  $\beta$  mit der Höhe wie  $\beta = \beta_0 \exp(-kz)$  ab, wobei  $k$  bei vollständiger diffusiver Trennung von O und  $O_2$  gleich 2, sonst jedoch kleiner ist. Für unsere Rechnung wurde  $k = 1,6$  gewählt, es stellte sich jedoch heraus, daß es tatsächlich sehr nahe an 2 sein dürfte. Abbildung 3 zeigt den Verlauf von  $\beta$  und  $q$  wie er der Rechnung zugrundegelegt wurde, außerdem den Verlauf von  $\beta$  wie er sich für  $k = 2$  ergeben würde. Die vollständige Gleichung für die Schicht lautet unter Berücksichtigung des Transportes durch die ambipolare Diffusion für isotherme Verhältnisse [4]

$$\frac{dNe}{dt} = q_0 \exp[1-z - \exp(-z)] - \beta_0 Ne \exp(-kz) - \frac{1}{H_0} \frac{d}{dz} Ne \omega_D$$

$$\text{mit } \omega_D = -D(h) \left[ \frac{1}{Ne} \frac{dNe}{dh} + \frac{1}{zH_0} \right]; Z = \int_{h_0}^h \frac{dh}{H_0}$$

( $H_0$  = Skalenhöhe;  $D(h)$  = Koeffizient der ambipolaren Diffusion).

Es ist zweckmäßig anstelle von  $D(h)$  den Ausdruck  $d(h) = D(h)/H_0^2$  zu benutzen, der dieselbe Dimension wie  $\beta$  nämlich  $\text{sec}^{-1}$  hat. Da die Diffusionskonstante umgekehrt proportional der Neutralgasdichte ist, gilt  $d(h) = d_0 \cdot \exp(z)$ . Der Verlauf von  $d$  wird ebenfalls in Abbildung 3 gezeigt. Die Werte für  $d_0$ ;  $\beta_0$ ;  $q_0$  und die Bezugshöhe  $h_0$ , von der aus  $z$  gerechnet wird, wurden durch Literaturdiskussion [5] festgelegt, wobei  $q_0$  und  $h_0$  als Effektivwerte aufzufassen sind, da das Sonnenabstandsgesetz nicht mit in die Rechnung einbezogen wurde, sondern nur der Gleichgewichtsfall und die reine Rekombination ohne Ionenproduktion gerechnet wurden. Die Gleichung 1 läßt sich mit den Substitutionen  $x = \exp(-z/2)$ ;  $N_e = xy$  umformen in die Form

$$\frac{d^2y}{dx^2} - 4L x^{2b} y + 4Px \exp(1-x^2) = 4 \frac{dy}{d\tau}$$

$$L = \frac{\beta_0}{d_0} P = \frac{d_0}{d_0} ; \tau = d_0 t$$

Wie in [4] gezeigt wird, entsteht kein großer Fehler, wenn man mit isothermen Verhältnissen rechnet, falls man nur beim Übergang von  $z$  auf  $h$  den tatsächlichen Skalenhöhenverlauf berücksichtigt.

Die Gleichgewichtsgleichung (linke Seite von Gleichung 2 gleich 0) wurde numerisch gelöst, wobei für  $x = \infty$ ;  $y = 0$  gelten muß, während die Randbedingungen

für  $x = 0$  zunächst frei bleiben. Es zeigt sich jedoch, daß durch die Wahl von  $y'(0)$  ein Fluß aus bzw. in das Unendliche vorgegeben werden kann und zwar gilt:

$$F \infty = y'(0) \cdot \frac{H_0}{2} d_0$$

Die restlichen Randbedingungen  $y(0)$  ergibt sich dann automatisch aus der Konvergenzbedingung.

Es zeigt sich zunächst, daß für einen weiten Bereich der Parameter und Randbedingungen oberhalb des  $F_2$ -Maximums die ambipolare Diffusion so stark vorherrscht, daß das Plasma sich hier sehr annähernd im Diffusionsgleichgewicht befindet. Man kann deshalb die effektive Skalenhöhe  $H_{\text{eff}}$  des experimentell ermittelten Verteilungsgesetzes für die Elektronenkonzentration  $N_e = N_{e0} \cdot \exp(-h/H_{\text{eff}})$  annähernd als Temperaturskalenhöhe eines Plasmas mit dem mittleren Molekulargewicht 8 (Mittel aus  $M(0) = 16$  und  $M(e) = 0$ ) auffassen. Genauere Untersuchungen zeigen, daß die Temperaturskalenhöhe  $H_i$  um 5 bis 10% kleiner ist als die effektive Skalenhöhe. Die daraus ermittelten Plasmatemperaturen zeigt die Tabelle 1.

Tabelle 1: Skalenhöhen und Temperaturen des Plasmas

	$H_{\text{eff}}$ (km)	$H_i/2$ (km)	$T_p = (T_i + T_e) / 2$ (°K)
Sommer	390	175—185	2,77 — 2,92 · 10 <sup>3</sup>
Winter	210	95—100	1,50 — 1,85 · 10 <sup>3</sup>
Mittel	300	135—143	2,14 — 2,26 · 10 <sup>3</sup>

Mit Hilfe dieser Temperaturen und der Neutralgasskalenhöhe wurden vereinfachte Skalenhöhenmodelle für Sommer, Winter und mittlere Verhältnisse konstruiert, mit deren Hilfe die Lösungen der Gleichgewichtsgleichung und der Rekombinationsgleichung, die zunächst nur als Funktion von  $z$  vorliegen, auf wirkliche Höhen umgeschrieben wurden. In Abbildung 4 ist die theoretische mittlere Gleichgewichtselektronenkonzentration und die Elektronenkonzentration nach 10-stündiger Rekombination dargestellt. Der numerische Vergleich erfolgt im linken Teil der Tabellen 2 und 3, wobei die experimentellen Ergebnisse für Mittag und

Tabelle 2: Werte der Gesamtelektronenzahl bis 1000 km (in  $10^{17}m^{-2}$ )

Mittel				
Tag	Nacht	Winter	Sommer	
4,8	1,5	3,1	2,95	theoretisch
4,7	1,85	3,7	3,1	experimentell

Tabelle 3: Verhältnis der Gesamtelektronenzahl oberhalb 400 km zu der unterhalb

Mittel				
Tag	Nacht	Winter	Sommer	
1,4	2,8	1,0	1,55	theoretisch
1,0	4,5	0,8	1,2	experimentell

Mitternacht herangezogen wurden. Es fällt besonders auf, daß die Rekombination für geringe Höhen mit dem theoretischen Modell zu langsam erfolgt. Dies deutet darauf hin, daß der Rekombinationsfaktor wie  $\exp(-2z)$  und nicht wie  $\exp(-1,6z)$  abnimmt, d. h. vollständige diffusive Trennung von O und O<sub>2</sub> vorliegt.

Die Deutung der Sommer-Winterunterschiede stieß auf große Schwierigkeiten, da bei einem derartigem Schichtaufbau durch die Temperaturunterschiede höchstens eine geringe Zunahme der  $f_0F_2$ , auf jeden Fall jedoch eine starke Abnahme der Gesamtelektronenzahl bis zu großen Höhen im Winter zu erwarten war. Aus den Messungen folgt jedoch, daß die Gesamtelektronenzahl bis 1000 km im Mittel um etwa 10% und in den Mittagsstunden sogar um das Doppelte im Winter größer ist als im Sommer. Nach den heutigen Anschauungen [6] besteht das äußere Plasma oberhalb etwa 1500 km vorwiegend aus Protonen und Elektronen, die durch einen Ladungsaustausch  $O^+ + H \rightarrow O + P$  entstehen. Die mittlere thermische Geschwindigkeit dieses Plasmas reicht bereits an die Entweichgeschwindigkeit heran, wobei jedoch nicht an Entweichen in den Weltraum gedacht ist, sondern an ein Überströmen längs der magnetischen Kraftlinien von der warmen Sommer- zur kalten Winterhalbkugel. Eine genauere Betrachtung ergibt unter Zugrundelegung der Temperaturen aus Tabelle 1 und der Protonendichten aus Whistlermessungen einen Fluß von  $2,6 \cdot 10^8$  Protonen-Elektronenpaaren pro cm<sup>2</sup> und sec. Berücksichtigt man einen derartigen Zu- bzw. Abfluß in den Randbedingungen der Gleichgewichtsgleichung, und transformiert die entsprechenden Lösungen mit dem Skalenhöhenansatz für Winter bzw. Sommer, so erhält man, unter näherungsweise Berücksichtigung der Rekombination, die theoretischen Modelle der Abbildung 5. Die numerischen Vergleiche finden sich in den Tabellen 2 und 3.

Auch die Differenzen im Tagesgang lassen sich auf diese Weise deuten. Besonders auffällig ist die mittägliche Einsenkung im Tagesgang des Sommers 1959, wobei es nicht gegen die Realität dieser Erscheinung spricht, daß sie sich im Tagesgang des Sommers 1958 nicht findet, da die Flughöhen in diesem Zeitraum stark variierten. Es scheint danach, daß der Diffusionsvorgang hauptsächlich in den Tagesstunden stattfindet, und durch sein Einsetzen in den Vormittagsstunden das Auseinanderlaufen von Sommer und Wintertagesgang verursacht wird. Allerdings muß man zur vollen Erklärung einen Diffusionsfluß von  $7 \cdot 10^8$  cm<sup>-2</sup>sec<sup>-1</sup> in den Mittagsstunden fordern, also das dreifache des errechneten mittleren Flußes. Nach

allem was wir über die tageszeitlichen Temperatur- und Dichteschwankungen in diesen Höhen wissen [7] ist dies jedoch nicht unplausibel.

### Literatur

- [1] SCHMELOVSKY, K. H., L. KLINKER, R. KNUTH, Die Elektronenkonzentration in der äußeren Ionosphäre nach Untersuchungen des Faraday-Fadings am Satelliten 1958  $\delta_2$ . Gerlands Beitr. z. Geophys. 68, Heft 6, S. 321—341.
- [2] KLINKER, L., K. H. SCHMELOVSKY, R. KNUTH, Die Elektronenkonzentration in der äußeren Ionosphäre; winterliche Verhältnisse und jahreszeitliche Variationen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 69, Heft 6, S. 328—350.
- [3] KNUTH, R., L. KLINKER, K. H. SCHMELOVSKY, J. TOLMANN, Die Elektronenkonzentration der äußeren Ionosphäre; Ergebnisse des Sommers 1959. Gerlands Beitr. z. Geophys. im Druck.
- [4] RISHBETH, H., D. W. BARRON, Equilibrium electron distribution in the ionospheric F<sub>2</sub> layer. IATP, 18, 1960, Nr. 2/3, S. 234—252.
- [5] YONEZAWA, T., H. TAKAHASI, On the electron and ion density distribution of the F region. J. Radio Res. Lab., Vol. 7, Nr. 32, July 1960, S. 335—378.
- [6] JOHNSON, F. S., The ion distribution above the F<sub>2</sub> Maximum. J. Geophys. Res. 65, Nr. 2, Febr. 1960, S. 577.
- [7] PRIESTER, W., H. A. MARTIN, Solare und tageszeitliche Effekte in der Hochatmosphäre aus Beobachtungen künstlicher Erdsatelliten. Forschungsber. d. Landes Nordrhein-Westfalen Nr. 547.

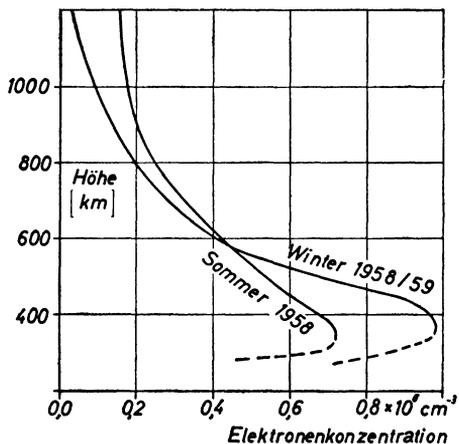


Abbildung 1:  
Verteilung der Elektronenkonzentration der äußeren  $F_2$ -Schicht für Sommer und Winter.

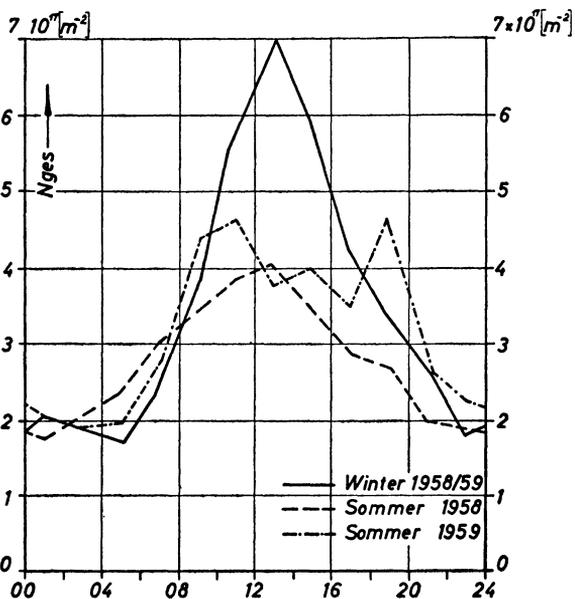


Abbildung 2:  
Tagesgang der Gesamtelektronenzahl bis etwa 1000 km in 2-stündigen Mitteln.

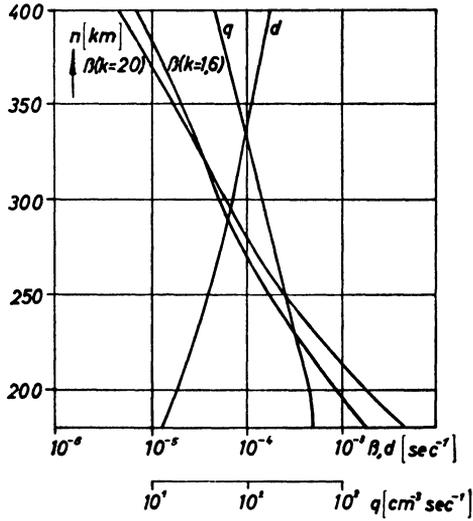


Abbildung 3:  
Verlauf der Elektronenproduktion, der Rekombinationskoeffizienten und der Diffusionskonstanten mit der Höhe.

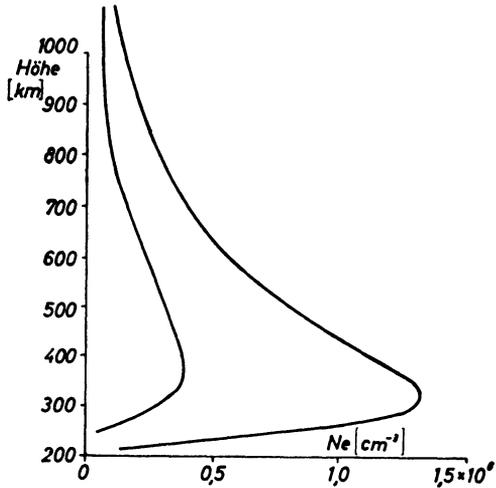


Abbildung 4:  
Theoretische Modelle der mittleren Elektronenkonzentration am Tage und nach 10-stündiger Rekombination.

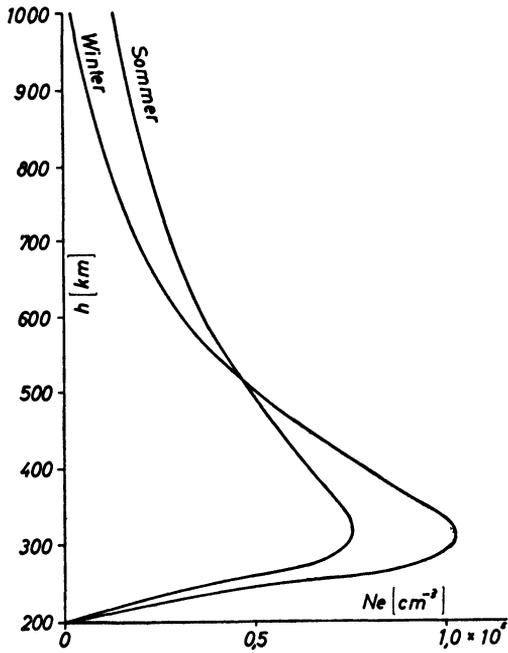


Abbildung 5:

Theoretische Modelle der mittleren Elektronenkonzentration für Sommer und Winter.

## Homogene Dreikomponentenanordnungen für tiefenseismische Untersuchungen <sup>1) 3)</sup>

von Ch. Knothe, Freiberg (Sachs) <sup>2)</sup>

*Zusammenfassung:* Die Vorteile einer Beobachtung tiefenseismischer Untersuchungen mit Mehrkomponentenstationen werden erläutert (Erkennen des Wellentyps, Bestimmung des Emergenz- und Schwingungswinkels einer Welle, Ermittlung der räumlichen Lage von Schichtgrenzen). Besonders vorteilhaft ist dabei eine homogene Abstimmung der Komponenten. Auf Grund dieser Überlegungen wurde eine transportable homogene Dreikomponentenstation gebaut, deren prinzipieller Aufbau beschrieben wird.

*Summary:* The paper deals with the advantages of deep seismic sounding using three or more components (identification of the wave type, determination of the angles of emergence and oscillation of a wave, fixing of the special position of bed boundaries). The best way seems to be a homogeneous calibration of the components. Therefore a transportable homogeneous three-component station was built, the fundamental arrangement of which is described.

Auf allen Gebieten der Seismik bemüht man sich in den letzten Jahren Verfahren zu entwickeln, die außer der Laufzeit weitere Aussagen über die mit Hilfe von Seismographen registrierten Wellen liefern. Eine solche erweiterte Aussage erscheint besonders bei tiefenseismischen Untersuchungen notwendig, da die organisatorischen und finanziellen Aufwendungen jedes Versuchs sehr hoch sind.

Ein wichtiges Hilfsmittel hierfür ist die Mehrkomponentenregistrierung. Es sollen darunter Beobachtungsstationen verstanden werden, die außer einem Vertikal-seismometer noch zwei oder mehr horizontale oder schräg stehende Seismometer enthalten. Die dadurch möglichen Auswerteverfahren beruhen auf dem Vergleich von Phasen und Amplituden der von den einzelnen Komponenten aufgezeichneten Wellen. Im Folgenden sollen einige Möglichkeiten solcher Auswerteverfahren angedeutet werden.

<sup>1)</sup> Vorgetragen auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hannover vom 12.—14. April 1960.

<sup>2)</sup> Dipl.-Geophysiker CHRISTIAN KNOTHE, Freiberg (Sachs.), Nonnengasse 35.

<sup>3)</sup> Veröffentlichung Nr. 104 des Institutes für Angewandte Geophysik der Bergakademie Freiberg. Direktor: Prof. Dr. O. MEISSER.

Ein erstes Anwendungsbeispiel bringt Bild 1. Es zeigt das Prinzip der azimutalen Korrelationsmethode, wie sie vor allem von GAMBURCEV und GAL'PERIN (2,3) ausgearbeitet wurde. Eine größere Anzahl von Seismographen, hier 8, ist so aufgestellt, daß alle gleiche Neigung gegen die Horizontale aufweisen. Ein idealisiertes Seismogramm zeigt der rechte Teil des Bildes. Bei  $A$  wurde eine steil einfallende Longitudinalwelle registriert: alle Spuren sind phasengleich, die Amplitudenunterschiede sind nur gering. Die Schwingung bei  $B$  wird von einer flach ankommenden Longitudinalwelle oder einer fast horizontal polarisierten Transversalwelle erzeugt: einzelne Seismographen zeigen Phasensprünge von  $180^\circ$ , die Amplituden ändern sich stark. Im Falle einer elliptisch polarisierten Welle (z. B. einer Rayleighwelle oder bei Interferenz zweier Raumwellen) treten zwischen den einzelnen Spuren Phasendifferenzen auf, die insgesamt bis zu  $360^\circ$  betragen können (Fall C des Bildes 1). Die Auswertung solcher Azimutalseismogramme ist auch quantitativ möglich, wie vom Verfasser in einer zusammenfassenden Literaturarbeit (5) gezeigt wurde. Mit der Anzahl der Seismographen erhöht sich natürlich die Sicherheit der Auswertung, im Prinzip genügt aber stets eine Anordnung von 3 geneigten Seismographen.

Eine andere Anwendung von Mehrkomponentenstationen bildet die Bestimmung des Azimutes und des Emergenzwinkels einer Schwingung. Dazu eignen sich alle Anordnungen von drei Seismographen, deren Achsen nicht komplanar sind. Bekannt sind aus der Stationsseismik vor allem Anordnungen, bei denen die drei Instrumente rechtwinklig zueinander in den Achsenrichtungen der geographischen Koordinaten orientiert sind. Azimut und Emergenzwinkel sind dabei die Ausgangsgrößen für weitere Berechnungen, wenn man die aus den Amplitudenverhältnissen erhaltenen scheinbaren Emergenzwinkel mit Hilfe des  $v_l/v_t$ -Verhältnisses in wahre Emergenzwinkel umwandelt.

Eine dieser Auswertemöglichkeiten ist die Ermittlung der räumlichen Lage von Schichtgrenzen im Untergrund. Dies soll hier am Beispiel eines geneigten ebenen Reflektors gezeigt werden (Bild 2). Die Schichtgrenze streiche senkrecht zur Linie  $S-S^*$  und falle in Richtung der negativen  $x$ -Achse ein. Liegt der Schlußpunkt bei  $S$ , so treffen die an der Schichtgrenze reflektierten Wellen an den Beobachtungspunkten  $P$  so ein, als ob sie vom Spiegelpunkt  $S^*$  ausgingen. Dadurch tritt an den Beobachtungspunkten ein Winkelunterschied zwischen Azimut der Schwingung und Verbindungslinie zum Schlußpunkt auf, den wir mit Azimutabweichung  $\Theta$  bezeichnen. Bereits zwei Beobachtungspunkte genügen, um die Lage des Spiegelpunktes nach Betrag und Richtung zu bestimmen. Zieht man an den Beobachtungspunkten noch die wahren Emergenzwinkel hinzu, so ist auch die Tiefe des Spiegelpunktes und damit die räumliche Lage des Reflektors bekannt. In der Praxis wird man natürlich mehr Stationen einsetzen, um auch bei nicht ebenen Reflektoren deren Lage bestimmen zu können. Ein ähnliches Verfahren wurde bereits früher von der Göttinger Schule [1,4] für refraktierte Wellen angeben.

Um die hier angedeuteten Auswerteverfahren bei tiefenseismischen Untersuchungen einsetzen zu können, müssen entsprechende transportable Apparaturen so gebaut werden, daß die Amplituden- und Phasencharakteristiken der drei oder mehr Komponenten weitgehend gleich sind. Die Schwierigkeit liegt dabei darin, daß man bei Eigenfrequenzen der Seismometer zwischen 1 und 5 Hz, wie sie für tiefenseismische Geräte in Frage kommen, Horizontal- und Vertikalseismometer nicht nach dem gleichen Prinzip aufbauen kann. Die in der Vertikale gekippte Horizontalkomponente würde je nach der Eigenfrequenz einen Durchhang von 1 bis 25 cm aufweisen, so daß sie durch eine Feder gestützt werden müßte. Solche zusätzlichen Federn bringen aber sekundäre Resonanzen in das System, die die Frequenzcharakteristiken verändern.

Wir sind daher (Bild 3) von der üblichen Anordnung abgegangen, indem wir den Würfel, dessen von einer Ecke ausgehende Kanten die Richtungen der Geräteachsen angeben, so kippen, daß seine Raumdiagonale mit der Lotrichtung zusammenfällt. Dann unterscheiden sich die drei Achsen im Azimut um je  $120^\circ$  und bilden mit der Horizontalen alle den gleichen Winkel von  $35^\circ 16'$ . Dadurch können bei Beibehaltung des rechtwinkligen Dreibeins die drei Instrumente völlig gleich aufgebaut werden. Das Prinzip dieser Schrägeismometer haben wir im unteren Teil des Bildes 3 dargestellt. Zwei stehende Blattfedern tragen die Achse, auf der sich die beiden Massen und die beiden Spulen befinden und an deren oberem Ende die Schraubenfeder angreift. Bild 4 zeigt die erste Ausführung einer solchen Apparatur. Die Seismometer arbeiten als Tauchspulensysteme ohne Verstärker direkt auf empfindliche Galvanometer, die Amplituden-Frequenz-Charakteristik ist im Bild 5 dargestellt. Die dabei auftretende Vergrößerung von etwa  $8 \cdot 10^5$  konnte bei den bisherigen Versuchen nie voll ausgenützt werden. Im Bild ist weiterhin die Charakteristik eines Vertikalinstrumentes gezeigt, das nach dem gleichen Prinzip, nur mit anderer Federkonstante und mit schwächerem Magneten gebaut wurde.

Einige Versuche mit dieser Apparatur zeigen die folgenden Bilder. Zunächst (Bild 6) wurde die gesamte Anordnung einschließlich des Vertikalinstrumentes auf eine Schiene gesetzt, die auf zwei Schneiden lagerte. So konnte die Apparatur in vertikale Schwingungen versetzt werden; das Ergebnis eines solchen Versuchs ist im linken Bildteil dargestellt. Man erkennt die gute Phasenübereinstimmung daran, wie die großen Amplituden der einzelnen Komponenten sich ineinanderfügen.

In Bild 7 wird ein Versuch dargestellt, mit dem die Richtcharakteristik ermittelt wurde. Die Schiene lagert jetzt auf Rollen, so daß die Apparatur Bewegungen in Pfeilrichtung ausführen kann. In dem auf dem Seismogramm dargestellten Fall  $\alpha = 90^\circ$  steht die Komponente 1 (und auch die Vertikalkomponente 4) senkrecht zur Bewegungsrichtung, während die Komponenten 2 und 3 entgegengesetzt gleiche Winkel mit dieser aufweisen.

Schließlich soll als praktisches Beispiel ein Seismogramm gezeigt werden, auf dem mit zwei Schräg- und einem Vertikalseismometer einer Kammersprengung in 10 km Entfernung aufgenommen wurde (Bild 8). Im rechten Teil des Bildes ist die aus den ersten Schwingungen berechnete Bodenbewegung in zwei Schnitten dargestellt. Das Azimut des scharf kanalisierten ersten Einsatzes stimmt dabei genau mit der Richtung zum Schlußpunkt überein, der wahre Emergenzwinkel beträgt etwa  $34^\circ$  und zeigt damit an, daß die Welle nicht an der Erdoberfläche gelaufen ist. Eine Auswertung der späteren Einsätze des Seismogramms war in diesem Beispiel nicht sinnvoll, da die Sprengung der einzelnen Kammern mit Verzögerung erfolgt war.

### Literatur

- [1] FALTAS, F.; Konstruktive Ermittlung einer geeigneten Schicht aus Laufzeitkurven und Azimutabweichungen. Diss. Univ. Göttingen (1937) 31 S.
- [2] GAL'PERIN, E. J.; Azimutal'nij metod sejsmičeskich nabljudenij (Die Azimutalmethode für seismische Beobachtungen). Gostoptechizdat, Moskva (1955), 80 S.
- [3] GAMBURZEV, G. A.; On some new methods of seismological research. Publ. Bureau Centr. Seism. Inst. Ser. A, Trav. scient., Toulouse 19 (1956) S. 373—381.
- [4] KAMEL, M.; Bestimmung des Einfallens (Neigungswinkel) und der Streichrichtung einer ebenen Grenzschicht aus Amplituden bei seismischen Sprengungen. Diss. Univ. Göttingen (1936), 29 S.
- [5] KNOTHE, Ch.; Seismische Beobachtungen mit Hilfe azimuthaler Seismographenaufstellungen Montanwiss. Literaturber., Abt. C, 3. Beiheft. Berlin (1960), 28 S.

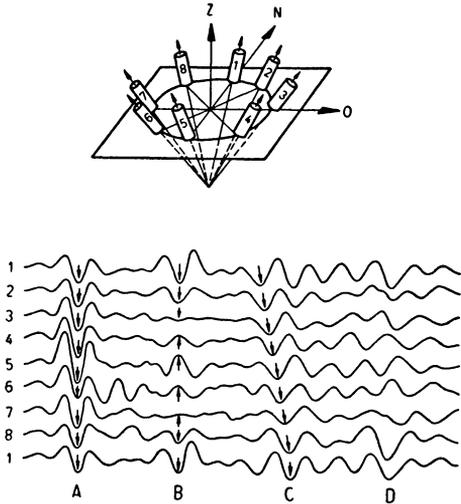


Bild 1: Prinzip der azimuthalen Korrelation mit geeigneten Seismographen; aus [3].

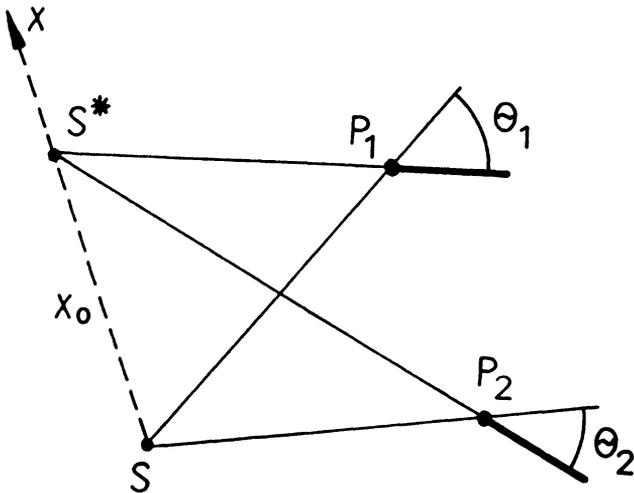
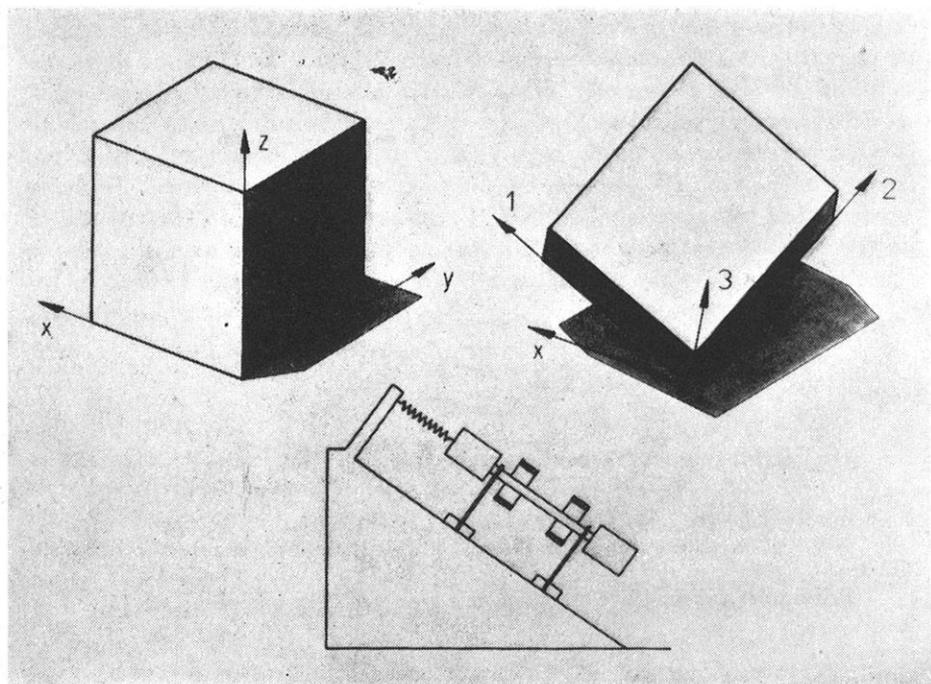
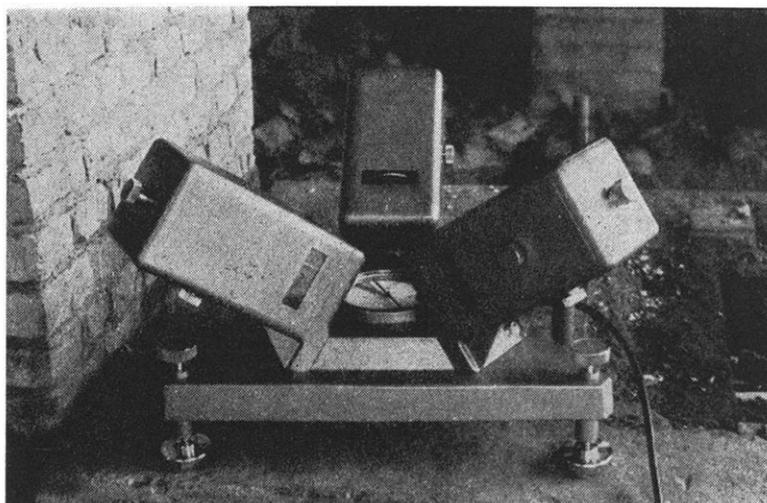


Bild 2: Basisabweichung  $\theta$  bei geneigtem ebenen Reflektor.



**Bild 3:**  
Prinzip der homogenen Dreikomponentenstation mit Schrägseismometern als rechtwinkliges Dreibein.



**Bild 4:** Homogene Dreikomponentenapparatur im Gelände.

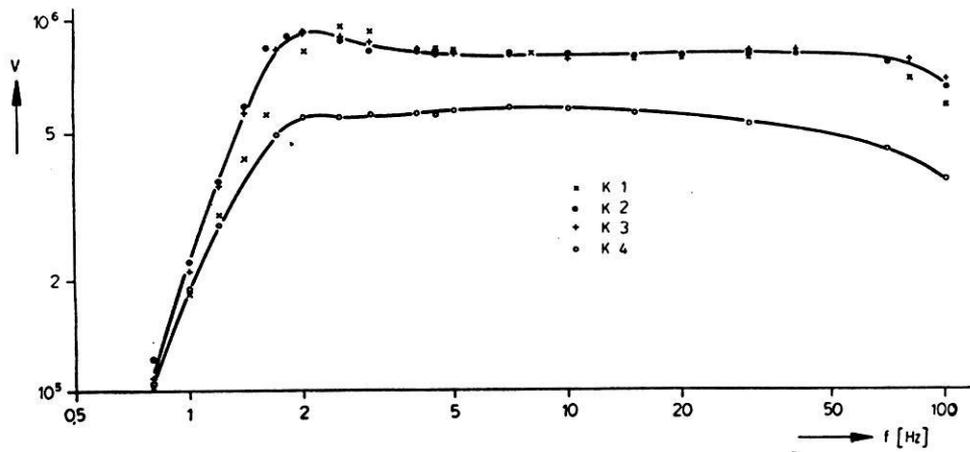


Bild 5:

Amplituden-Frequenz-Charakteristik der Apparatur.

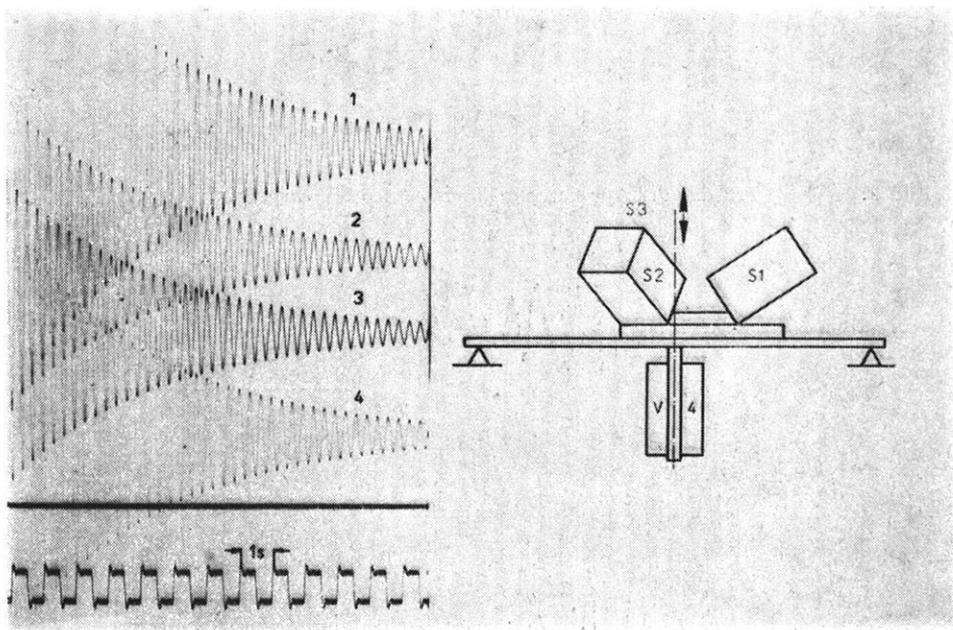


Bild 6:

Prüfung der Apparatur bei vertikalen Schwingungen.

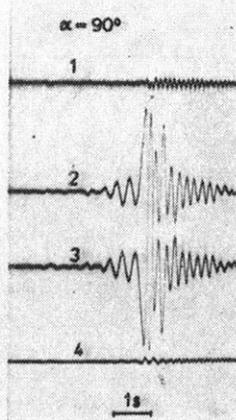
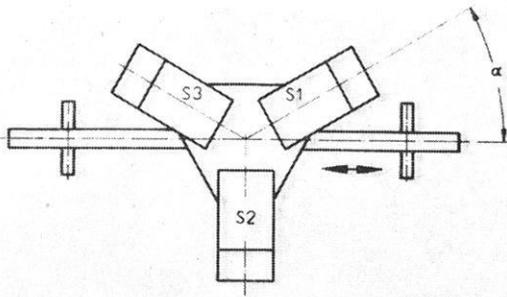


Bild 7: Prüfung der Apparatur bei horizontalen Schwingungen.

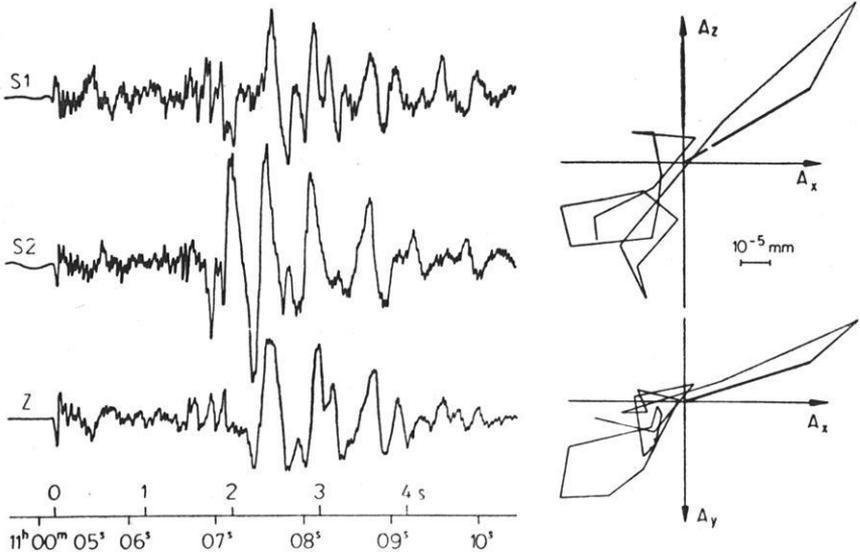


Bild 8: Registrierung einer Kammersprengung, rechts Schwingungsbild des ersten Einsatzes.

# Über die Analyse der Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra<sup>1)</sup>

von H. G. Korb, München<sup>2)</sup>

*Zusammenfassung:* Die Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra wurden analysiert. Als wesentlichste Ursache dieser Schwankungen können Gezeitenkräfte, hervorgerufen durch die Gravitationswirkungen von Sonne und Mond, angesehen werden. Die Periodenlängen der an der Erdoberfläche auftretenden Gezeiten-schwingungen lassen sich theoretisch bestimmen. Durch harmonische Analyse wurden dann Amplituden und Phasenwinkel der Wasserspiegelschwankungen für jedes der Hauptglieder der Gezeitenentwicklung bestimmt. Da es weiterhin gelang, auch den Einfluß des periodischen und unperiodischen Luftdruckganges zu isolieren, war es möglich, die Wasserspiegelschwankungen aus den theoretischen Überlegungen heraus synthetisch aufzubauen. Der Registrierschrieb des Pegelschreibers und die aus den verschiedenen Einzeleinflüssen zusammengesetzte theoretische Kurve der Wasserspiegelschwankungen zeigen sehr gute Übereinstimmung.

*Summary:* The variations of the ground water level were analyzed in the overflooded mine at Sontra. As the most essential cause of these variations tidal forces can be regarded originating from gravitational effects of the sun and the moon. The period of the tidal oscillations at the earth's surface can be determined theoretically. By means of harmonic analysis amplitudes as well as phase angles of the water level variations were computed for each main term of the series, valid for the tidal potential. Since the influence of the periodic and nonperiodic atmospheric pressure variations could be isolated, it became possible to build up synthetically the water level variations by means of theoretical considerations. The registration of the water level variations and the corresponding composite curve, theoretically determined, show very good agreement.

## 1. Einführung in die Problemstellung

Zur Untersuchung der Aufgabe, die Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra zu analysieren, lag Beobachtungsmaterial vom 7. 6. 1954 bis 16. 7. 1954 in Form von Registrierschrieben eines einfachen Pegelschreibers vor. Diese Registrierungen wurden durch das Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt auf Anregung des Hessischen Landesamtes für Bodenforschung in Wiesbaden durchgeführt. Das Registriergerät war auf einer Bühne 120 m unter dem Schachteingang installiert worden und zeichnete mittels Hebelübertragung die Wasserspiegeländerungen im Verhältnis 2 : 1 auf (Abb. 1). Einem Anstieg der Kurve entspricht eine Wasserspiegelsenkung und umgekehrt. Ein am Schacht aufgestellter Feindruckbarograph gab den Luftdruckgang

<sup>1)</sup> Aus der Diplomarbeit von H. G. KORB, 1955: Über die Analyse der Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra, durchgeführt am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main.

<sup>2)</sup> H. G. KORB, Meteorologisches Institut der Universität München.

in dem Beobachtungszeitraum wieder. Sieht man von Erdbeben und Bodenunruhe ab, so dürfen als Ursachen der Wasserspiegelschwankungen angenommen werden:

1. Gezeitenkräfte
2. Periodische Luftdruckschwankungen (tägliche Doppelwelle)
3. Unperiodischer Luftdruckgang.

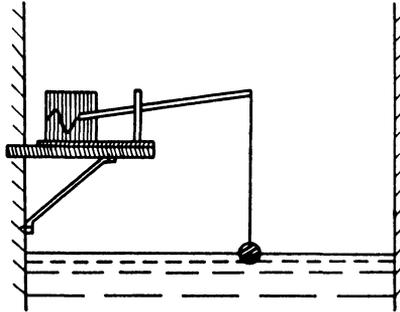


Abbildung 1: Meßanordnung

Wegen der großen Schachttiefe brauchen Temperatureinflüsse nicht berücksichtigt zu werden. Da die Gezeitenkräfte in der Registrierung den Hauptanteil ausmachen (Abb. 6), stellt die Untersuchung ihres Einflusses auf die Wasserspiegelschwankungen den Kern dieser Arbeit dar.

## 2. Gezeitenkräfte und Gezeitenpotential

Die Grundlagen der in dieser Arbeit zur Anwendung kommenden Theorie der Gezeitenkräfte wurden von DOODSON entwickelt und sind von J. BARTELS in ausgezeichneter Weise zusammengestellt in den entsprechenden Kapiteln des Handbuchs für Geophysik, Band 1, 1936 und des Handbuchs für Physik, Band 48, 1957. Um eine möglichst geschlossene Darstellung zu erreichen, werden die zum Verständnis dieser Arbeit wesentlichen theoretischen Betrachtungen kurz umrissen.

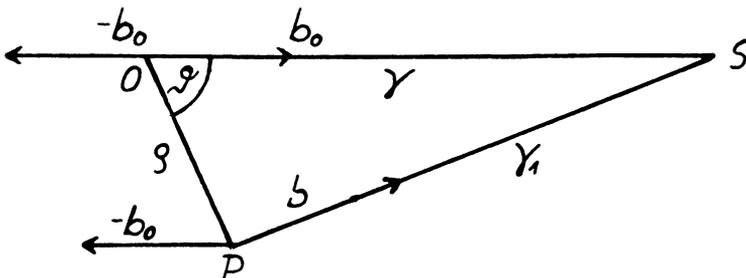


Abbildung 2: Herleitung der Gezeitenkräfte

„Die Berechnung der Gezeitenkräfte läßt sich besonders einfach in einem Koordinatensystem durchführen, dessen Ursprung sich mit dem Erdschwerpunkt bewegt. Dieses System soll keine Rotation ausführen. Jeder Punkt des Koordinatensystems beschreibt dann die gleiche Bahn wie der Erdschwerpunkt, allerdings mit einer konstanten Verschiebung.

Es sei  $O$  der Koordinatenursprung im Schwerpunkt der Erde,  $P$  ein beliebiger Punkt an der Erdoberfläche und  $\varrho$  der Erdradius (Abb. 2). Weiterhin möge  $S$  ein Gestirn (Mond, Sonne) der Masse  $M$  darstellen, dessen Entfernung von  $O$  und  $P$  mit  $r$  und  $r_1$  bezeichnet wird. Der Winkel  $\vartheta$  ist die geozentrische Zenitdistanz von  $S$  und die Gravitationskonstante wird  $\mu$  genannt. Zur Ableitung der Gezeitenbeschleunigung kann man die Erde und das Gestirn  $S$  als Punktmassen annehmen. Bezeichnet man dann die durch Gravitationskräfte des Gestirns  $S$  verursachte Beschleunigung im Koordinatenursprung  $O$  mit  $b_0$  und im Punkte  $P$  mit  $b$ , dann gilt

$$\begin{aligned} \text{in } O: & \quad b_0 = \text{grad } (\mu M/r) \\ \text{in } P: & \quad b = \text{grad } (\mu M/r_1) \end{aligned} \quad (1)$$

Im Punkt  $P$  wirkt daher als Gezeitenbeschleunigung

$$\begin{aligned} \text{grad } V &= b - b_0 \\ \text{worin } V &= \text{Gezeitenpotential} \end{aligned} \quad (2)$$

Die Anziehungskräfte von Sonne und Mond überlagern sich ohne Störung. Auch die Einführung der Rotation der Erde verändert nichts an der Betrachtung. Die durch sie hervorgerufenen Wirkungen sind nämlich: Zentrifugalkraft infolge Rotation, die im Schwerpotential aufgenommen wird, und die Corioliskraft, welche nur für relativ zur Erde bewegte Punkte gilt.

Bezeichnet man mit  $M$  die Masse des Mondes, so läßt sich das Gezeitenpotential  $V$  des Mondes herleiten als

$$V = \mu M \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} - \frac{\varrho \cos \vartheta}{r^2} \right) \quad (3)$$

Mit Hilfe geometrischer Betrachtungen und Entwicklung von  $1/r_1$  nach zonalen Kugelfunktionen  $P_n(\vartheta)$  wird (3) zu

$$(P_2(\vartheta) + P_3(\vartheta) + \dots) = V_2 + V_3 + \dots \quad (4)$$

Bricht man die Reihe nach dem ersten Glied ab, dann erhält man für das Gezeitenpotential des Mondes den Näherungsausdruck

$$V_2 = \frac{2}{3} G \left( \frac{c}{r} \right)^3 (3 \cos^2 \vartheta - 1) \quad (5)$$

mit

$$G = \frac{3}{4} \frac{M}{E} \frac{a_0^2 g_0 \varrho^2}{c^3 (1 + A')} \quad (6)$$

Hierin ist  $E$  die Erdmasse,  $1/c$  der langjährige, zeitliche Mittelwert von  $1/r$ ,  $a_0$  der Äquatorradius der Erde,  $g_0$  die reine Gravitationsbeschleunigung ohne Wirkung der Rotation am Äquator und  $A'$  die Abplattung der Erde.

Setzt man statt der Mondmasse  $M$  die Sonnenmasse  $S$ , anstelle von  $c$  den entsprechenden Wer  $c_s$  für die Sonne, so erhält man aus (6)  $G_{\text{Sonne}}$ .

### 3. Einführung astronomischer Größen in das Gezeitenpotential

Der nächste Schritt in der Entwicklung des Gezeitenpotentials ist die Trennung der verschiedenperiodigen Konstituenten.

Angestrebt werden muß eine Darstellung von  $V$  als Summe reiner Sinus- und Cosinusglieder mit konstanter Amplitude und Frequenz.

Eine Entwicklung des Gezeitenpotentials in eine Fourierreihe ist nicht möglich, da Mond und Sonntagag inkomensurabel sind, das heißt, es gibt keine Periode  $T$  so, daß

$$V(t + T) = V(t)$$

Da BROWN (1905) rechnerische Ausdrücke für die Länge, Breite und Parallaxe des Mondes, bezogen auf die Ekliptik, bestimmt hat, die rein harmonisch sind, hilft man sich nach DOODSON (1922) im Falle der Gezeitenanalyse durch Einführen folgender astronomischer Variablen weiter:

Mittlere Sonnenzeit  $t = \Theta - h$  mit  $\Theta =$  Sternzeit  
 $h =$  mittlere Länge der Sonne in der Ekliptik

Mittlere Mondzeit  $\tau = \Theta - s$  mit  $s =$  mittlere Länge des Mondes in der Ekliptik

Es ist dann also

$$\tau = t + h - s \quad (7)$$

Für die Beziehung der Werte eines Punktes  $P$  der östlichen Länge  $\lambda$  zu den gleichzeitigen Werten  $\Theta_0$ ,  $\tau_0$  und  $t_0$  in Greenwich gilt

$$\Theta = \Theta_0 + \lambda \quad \tau = \tau_0 + \lambda \quad t = t_0 + \lambda \quad (8)$$

Die im Gezeitenpotential  $V$  auftretenden Größen ( $c/r$ ) und  $\vartheta$  lassen sich außer durch  $h$  und  $s$  noch durch drei weitere gleichförmig wachsende Winkel beschreiben.

$p =$  mittlere Länge des Perigäums des Mondes

$N' = -N$ ; wo  $N =$  mittlere Länge des aufsteigenden Knotens der Mondbahn

$p_s =$  mittlere Länge des Perigäums der Sonne.

Die Himmelsmechanik drückt also die Bewegung der wahren Sonne und des wahren Mondes in Bezug zur Erde durch unendliche Reihen für Entfernung, Länge und Breite, bezogen auf die Ekliptik, als Summe folgender Glieder aus:

$$\sum_{A, B, C, D, E} k(A, B, C, D, E) \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (As + Bh + Cp + DN' + Ep_s)$$

worin  $A, B, C, D, E$  ganze Zahlen; positiv, negativ oder Null

$k =$  Konstante.

Mit diesen Termen läßt sich eine Reihe für das Gezeitenpotential  $V$  aufstellen, wenn man noch die Zeitvariable hinzunimmt. Nach DOODSON ist hierfür die mittlere lokale Mondzeit geeignet:

$$\tau = \tau_0 + \lambda = t_0 + h - s + \lambda \quad (9)$$

Die Entwicklung von  $V$  führt also auf Argumente der Form

$$a\tau \pm bs \pm ch \pm dp \pm eN' \pm fp_s$$

Zur bequemen Bezeichnung der Frequenz eines Gliedes wurde die Argumentenzahl eingeführt. Ihre erste Ziffer ist der Faktor von  $\tau$ . Die Faktoren der übrigen Größen, vermehrt um die Zahl 5 ergeben die weiteren Ziffern.

Es wurden definiert als

**Gruppenzahl** = die beiden ersten Ziffern der Argumentenzahl. Glieder mit verschiedener Gruppenzahl lassen sich innerhalb eines Monats trennen, daß heißt, sie unterscheiden sich in dieser Zeit um mindestens eine Periode.

**Konstituentenzahl** = die ersten drei Ziffern. Glieder mit verschiedener Konstituentenzahl lassen sich innerhalb eines Jahres trennen.

Die Abhängigkeit der Gezeitenterme von der geographischen Breite  $\varphi$  wird durch die sogenannten geodätischen Funktionen ausgedrückt. Aus  $V_2$  kommen:

$$\begin{aligned} G_0 &= \frac{1}{2} G (1 - 3 \sin^2 \varphi) \\ G_1 &= G \sin 2 \varphi \\ G_2 &= G \cos^2 \varphi \end{aligned} \quad (10)$$

Das Gezeitenpotential läßt sich nach den vorangehenden Ausführungen also darstellen als eine Summe von Gliedern der Form:

$$\text{Koeffizient} \cdot \text{Geodätische Funktion} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} \right\} (\text{Argument})$$

Berücksichtigt man die nach DARWIN (1907), BÖRGEN (1884) und SCHWEYDAR (1914) wesentlichsten Glieder der Entwicklung, so läßt sich das Gezeitenpotential hinreichend genau als Summe folgender Glieder ausdrücken:

$$\begin{aligned} V &= 0,1564 G_0 \cos (075.555) & M_t, \text{ langperiodisches Mondglied} \\ &+ 0,0722 G_1 \sin (135.655) & Q_1, \text{ größeres elliptisches Mondglied} \\ &+ 0,3769 G_1 \sin (145.555) & O_1, \text{ ganztägiges Mondglied} \\ &+ 0,1755 G_1 \sin (163.555) & P_1, \text{ ganztägiges Sonnenglied} \\ &- 0,5305 G_1 \sin (165.555) & K_1, \text{ luni-solares ganztägiges Glied} \\ &+ 0,1739 G_2 \cos (245.655) & N_2, \text{ großes elliptisches Mondglied} \\ &+ 0,9081 G_2 \cos (255.555) & M_2, \text{ halbtägiges Hauptmondglied} \\ &+ 0,1151 G_2 \cos (275.555) & K_2, \text{ luni-solares halbtägiges Glied} \\ &+ 0,4229 G_2 \cos (273.555) & S_2, \text{ halbtägiges Hauptsonnenglied} \end{aligned}$$

#### 4. Zahlenwerte der Variablen

Folgende Zahlenwerte werden zur Bestimmung von  $G$  benötigt.

$$a = 6371,2 \text{ km; mittlerer Radius des Erdsphäroids. Da die natürliche Erdoberfläche hiervon um weniger als } \pm 20 \text{ km abweicht, unterscheidet sich } G \text{ um weniger als } G/300 \text{ von } G_a \text{ (für } \varrho = a)$$

$$E/M = 81,53 \pm 0,047 \quad (\text{nach DOODSON})$$

$$a_0 = 6378,4 \text{ km; } g_0 = 981,45 \text{ cm/sec}^2; \quad \varrho = a$$

$$g_0/(1+A') = 978,16 \text{ cm/sec}^2; \quad c = 384\,000 \text{ km (mittlere Mondentfernung)}$$

Damit wird

$$G \approx G_a = 26\,160 \pm 15 \text{ cm}^2/\text{sec}^2 \quad (11)$$

Der mittlere Fehler ist durch die Unsicherheit von  $E/M$  bedingt.

Die Zahlenwerte der Variablen wurden von BROWN (1917, 1924) gegeben.

$T$  ist die Zahl der mittleren Sonnentage. Die Zeit  $T$  beginnt um Greenwich Mitternacht des 1. 1. 1900. Damit wird

$$\begin{aligned}\tau &= t_0 + h - s + \lambda \\ s &= 277^\circ, 0248 + sT \\ h &= 280^\circ, 1895 + hT \\ p &= 334^\circ, 3853 + pT \\ N' &= 100^\circ, 8432 + N'T \\ P_s &= 281^\circ, 2209 + P_sT\end{aligned}$$

Die Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ , das heißt die Änderung der Variablen während eines mittleren Sonnentages (24 h) beträgt:

$$\begin{aligned}\dot{\tau} &= 360^\circ - 12^\circ, 190\,749 & p &= 0^\circ, 111\,404 \\ \dot{s} &= 13^\circ, 176\,397 & N' &= 0^\circ, 052\,954 \\ \dot{h} &= 0^\circ, 985\,647 & P_s &= 0^\circ, 000\,047\end{aligned}$$

Die Periodenlängen der im Gezeitenpotential angegebenen Teilschwingungen folgt aus der Beziehung:  $T = 360^\circ/\omega = 360^\circ/d(\text{Argument})/dt$ . Nach Ersetzen der Argumentenzahl durch die Variablen erhält man

$$\begin{array}{ll} V = 0,1564 G_0 \cos(2s) & M_f; T_1 = 327,86 \text{ Stdn.} \\ + 0,0722 G_1 \sin(\tau - 2s + p) & Q_1; T_2 = 26,87 \text{ Stdn.} \\ + 0,3769 G_1 \sin(\tau - s) & O_1; T_3 = 25,82 \text{ Stdn.} \\ + 0,1755 G_1 \sin(\tau + s - 2h) & P_1; T_4 = 24,07 \text{ Stdn.} \\ - 0,5305 G_1 \sin(\tau + s) & K_1; T_5 = 23,93 \text{ Stdn.} \\ + 0,1739 G_2 \cos(2\tau - s + p) & N_2; T_6 = 12,66 \text{ Stdn.} \\ + 0,9081 G_2 \cos(2\tau) & M_2; T_7 = 12,42 \text{ Stdn.} \\ + 0,1151 G_2 \cos(2\tau + 2s) & K_2; T_8 = 11,97 \text{ Stdn.} \\ + 0,4229 G_2 \cos(2\tau + 2s - 2h) & S_2; T_9 = 12,00 \text{ Stdn.}\end{array}$$

Wie aus dieser Aufführung hervorgeht, setzt sich das Argument bei einigen Schwingungen zusammen aus einem schnell veränderlichen und einem langsam veränderlichen Teil. Es ist daher möglich, den betreffenden Term umzuschreiben zu einer amplitudenmodulierten Schwingung, deren mittlere Amplitude, gültig für einen nicht zu großen Zeitraum, sich ohne weiteres bestimmen läßt. Dies geschieht folgendermaßen.

Man betrachtet eine Schwingung  $\cos(\omega_1 t + \omega_2 t)$ , mit  $\omega_2 \ll \omega_1$ , in dem Intervall  $t_m - \Delta t \leq t \leq t_m + \Delta t$ .

Es sei

$$\omega_2 t_m = \alpha_m \text{ und } \omega_2 \Delta t = \Delta \alpha$$

Damit wird

$$\begin{aligned}\cos(\omega_1 t + \omega_2 t) &= \cos(\omega_1 t + \alpha_m + \omega_2 [t - t_m]) = \\ &= \cos(\omega_1 t + \alpha_m) \cdot \cos \omega_2 (t - t_m) - \sin(\omega_1 t + \alpha_m) \sin \omega_2 (t - t_m)\end{aligned}$$

Je kleiner  $\Delta t$  und daher auch  $\omega_2 (t - t_m)$ , desto mehr gibt das Cosinuglied den Ausschlag. Seine mittlere Amplitude im gewählten Intervall ist

$$A = \frac{1}{2\Delta t} \int_{t_m - \Delta t}^{t_m + \Delta t} \cos \omega_2 (t - t_m) dt = \frac{\sin \Delta \alpha}{\Delta \alpha}$$

Man erhält somit für kleine  $\Delta t$  und  $\omega_2 \ll \omega_1$ :

$$\cos (\omega_1 t + \omega_2 t) \approx \frac{\sin \Delta \alpha}{\Delta \alpha} \cos (\omega_1 t + \alpha_m) \quad (12)$$

Für  $\Delta \alpha \leq 45^\circ$  kann man dieses Verfahren anwenden, ohne zu große Abweichungen mit in Kauf nehmen zu müssen. Hieraus folgt, daß man für die Länge eines Monats die mittlere Sonnenlänge  $\bar{h}$  und die mittlere Länge des Perigäums des Mondes  $\bar{p}$  mit Hilfe der Gleichung (12) in die Gezeitenterme einführen kann.“

## 5. Harmonische Analyse der Gezeiten

Die Gezeitenbewegungen auf der Erde lassen sich mathematisch als erzwungene Schwingungen kleiner Amplitude behandeln, führen also im einfachen Falle zu linearen Differentialgleichungen. Nach dem Gleichtaktansatz wird die Dauer-schwingung, hier die Gezeitenbewegung, im Takte der Anfachfrequenz erfolgen.

Das bedeutet also, daß die Lösungen der Bewegungsgleichung Reihen entsprechend denen des Gezeitenpotentials sind. Während also die Frequenz der anfachenden Gezeitenkraft in der Gezeitenbewegung erhalten bleibt, werden die Amplituden mit Verzerrungsfaktoren multipliziert, die ihrerseits wieder von der Frequenz abhängen. Weiterhin kann eine Phasenverschiebung der Gezeitenbewegung gegenüber der anfachenden Kraft auftreten. Aus diesem folgt, daß in der vorliegenden Untersuchung der Grundwasserspiegelschwankungen die Frequenzen der Schwingungen bekannt sind, Amplituden und Phasenlagen aus den Messungen bestimmt werden müssen.

Da es sich um Gezeiten der festen Erdkruste handelt, kann man sich im vorliegenden Falle auf die Hauptglieder der Potentialentwicklung beschränken. Zunächst soll die Phasenlage der anfachenden Gravitationskräfte für die geographische Breite und Länge von Sontra und die Anfangszeit: 13. 6. 1954, 0.00 Uhr Weltzeit bestimmt werden.

Die geographische Breite von Sontra:  $\varphi = 51^\circ \text{ N}$

Die geographische Länge:  $\lambda = 10^\circ \text{ öL}$

Damit wird:  $G_0 = - 10\,004 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$

$G_1 = 25\,762 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$

$G_2 = 10\,762 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$

Am 13. 6. 1954, 0.00 Uhr Weltzeit ist:

$$\begin{aligned} s &= 222,9^\circ & h &= 80,8^\circ \\ p &= 29,7^\circ & \tau &= 217,9^\circ + \lambda \end{aligned}$$

Die Terme des Gezeitenpotentials haben damit in Sontra, am 13. 6. 1954, mit  $t_0 = 0$  um 0.00 WZ folgendes Aussehen:

Tabelle 1 Gezeitenpotential

Kennziffer	Potentialterme	Periodenlänge T
$M_1$	— 1669 cos ( $\omega_1 t_0 + 86,5^\circ$ )	327,86 h
$Q_1$	1848 sin ( $\omega_2 t_0 - 78,9^\circ$ )	26,87 h
$O_1$	9645 sin ( $\omega_3 t_0 + 14,3^\circ$ )	25,82 h
$P_1$	— 4280 sin ( $\omega_5 t_0 + 88,6^\circ$ )	23,93 h
$K_1$	— 13575 cos ( $\omega_5 t_0 + 10,8^\circ$ )	23,93 h
$N_2$	1800 sin ( $\omega_6 t_0 + 11,6^\circ$ )	12,66 h
$M_2$	— 9399 sin ( $\omega_7 t_0 + 25,2^\circ$ )	12,42 h
$K_2$	— 1199 cos ( $\omega_8 t_0 + 21,6^\circ$ )	11,97 h
$S_2$	4171 cos ( $\omega_8 t_0 + 9,4^\circ$ )	11,97 h

Auf die Terme  $P_1$  und  $S_2$  wurde das durch Gleichung (12) beschriebene Verfahren angewandt. Damit werden die Periodenlängen der beiden Terme gleich denen der benachbarten  $K_1$  und  $K_2$  Schwingungen, wodurch die analytische Untersuchung vereinfacht wird.

Die Aufgabe, Amplitude und Phasenlage einer Schwingung zu bestimmen wenn die Frequenz bekannt ist, läßt sich mit Hilfe der Fourier-Analyse lösen. Der Gedankengang des benutzten Verfahrens ist folgender. Man betrachtet eine Partialtide. Die Beobachtungsreihe wird von einem beliebigen Anfangspunkt aus in Intervalle von der Periodenlänge der betreffenden Partialtide zerlegt. In jedem dieser Intervalle liegt nun die Teilschwingung stets in derselben Phase. Alle anderen Partialtiden kommen in jedem Intervall anders zu liegen. Ist die Zahl der Intervalle groß genug, so werden sie schließlich alle möglichen Lagen zu der zu untersuchenden Partialtide einnehmen. Das bedeutet also, daß bei genügender Anzahl von Intervallen die Mittelwerte der gemessenen Fourierkoeffizienten zu den tatsächlichen Fourierkoeffizienten der betreffenden Teilschwingung hin konvergieren. Die Güte der Konvergenz hängt von der Intervallzahl ab.

In der vorliegenden Untersuchung wurden die Fourierkoeffizienten mit Hilfe eines harmonischen Analysators errechnet. Der gesamte Zeitraum der Messung wurde in Intervalle von der Periodenlänge der zu untersuchenden Partialtide eingeteilt. Dann wurde die erste Harmonische jedes Intervalles bestimmt, die Koeffizienten

aller Intervalle aufsummiert und das arithmetische Mittel gebildet. Die Konvergenz wurde als hinreichend angesehen, wenn die Schwankungsbreite des Mittelwertes der Fourierkoeffizienten  $\leq 2 \cdot 10^{-2}$  cm war.

Die Terme  $P_1$  und  $K_1$  ebenso wie  $K_2$  und  $S_2$  haben jeweils gleiche Gruppenzahlen, lassen sich also innerhalb eines Monats nicht trennen. Mit Hilfe von (12) lassen sie sich jedoch umformen zu Schwingungen gleicher Frequenz. Folglich kann man sie in dieser Form als Summe zweier Schwingungen mit gleicher Periode behandeln. Zur Bestimmung von Phasenlage und Amplitude der Gezeitenbewegung wurden  $P_1 + K_1$  und  $K_2 + S_2$  als je eine Summenschwingung mit der theoretischen Frequenz harmonisch analysiert.

In Tabelle 2 sind die Ergebnisse der harmonischen Analyse zusammengefaßt. Es gilt wieder  $t_0 = 0$  am 13. 6. 1954, 0.00 WZ. In der Tabelle sind weiterhin die nach den theoretischen Amplitudenverhältnissen bestimmten Amplituden der Wasserspiegelschwankungen angegeben. Diese Berechnung geht von der Annahme aus, daß die Amplitude der  $M_2$  Schwingung fehlerlos bestimmt wurde.

Tabelle 2 Ergebnisse der harmonischen Analyse

Gezeitenpotential	Theoretische Amplitude	Wasserspiegelschwankung in cm
$M_t$ — 1669 cos ( $\omega_1 t_0 + 86,5^\circ$ )	0,20	— 0,20 cos ( $\omega_1 t_0 + 86,5^\circ$ )
$Q_1$ 1848 sin ( $\omega_2 t_0 - 78,9^\circ$ )	0,22	0,22 sin ( $\omega_2 t_0 - 74^\circ$ )
$O_1$ 9645 sin ( $\omega_3 t_0 + 14,3^\circ$ )	1,20	1,38 sin ( $\omega_3 t_0 + 17^\circ$ )
$P_1$ — 4280 sin ( $\omega_5 t_0 + 88,6^\circ$ )	0,52	} — 2,06 cos ( $\omega_5 t_0 + 28^\circ$ )
$K_1$ — 13575 cos ( $\omega_5 t_0 + 10,8^\circ$ )	1,60	
$N_2$ 1800 sin ( $\omega_6 t_0 + 11,6^\circ$ )	0,22	0,22 sin ( $\omega_6 t_0 + 14^\circ$ )
$M_2$ — 9399 sin ( $\omega_7 t_0 + 25,2^\circ$ )	1,14	— 1,14 sin ( $\omega_7 t_0 + 24^\circ$ )
$K_2$ — 1191 cos ( $\omega_8 t_0 + 21,6^\circ$ )	0,14	} 0,48 cos ( $\omega_8 t_0 + 30^\circ$ )
$S_2$ 4171 cos ( $\omega_8 t_0 + 9,4^\circ$ )	0,50	

Eine Fehlerrechnung über die Analysenergebnisse lieferte folgende maximalen Fehlerbeträge für Amplitude und Phasenwinkel der Wasserspiegelschwankungen

Tabelle 3 Maximale Fehler von Amplitude und Phasenwinkel

Tide	$\Delta r_{\max}$	$\Delta \varphi_{\max}$
$Q_1$	$\pm 0,034$	$\pm 6,0^\circ$
$O_1$	$\pm 0,080$	$\pm 3,0^\circ$
$P_1 + K_1$	$\pm 0,026$	$\pm 0,6^\circ$
$N_2$	$\pm 0,012$	$\pm 2,5^\circ$
$M_2$	$\pm 0,034$	$\pm 1,4^\circ$
$K_2 + S_2$	$\pm 0,054$	$\pm 4,5^\circ$

Die  $M_1$ -Schwingung konnte wegen der Kürze des Beobachtungszeitraumes nicht analysiert werden. Da aber die Zusammenstellung der Ergebnisse gezeigt hat, daß die theoretischen Teilschwingungen und die durch harmonische Analyse gefundenen weitgehend übereinstimmen und die geringen Phasenunterschiede in die Fehlergrenze fallen, kann man für die  $M_1$ -Tide die theoretischen Werte übernehmen.

## 6. Einfluß der täglichen Doppelwelle der Luftdruckschwankung auf den Grundwasserspiegel in Sontra

Es scheint auf den ersten Blick nicht möglich, den Einfluß der täglichen Doppelwelle der Luftdruckschwankung aus den vorliegenden Registrierkurven der Grundwasserspiegelschwankung herauszuanalysieren. Die Ursache der Schwierigkeiten liegt darin, daß sich die Wirkungen der 12- und 24stündigen Periode der täglichen Doppelwelle mit denen der  $P_1 + K_1$ - und der  $K_2 + S_2$ -Tide überlagern. Eine Untersuchung der Drehzeigerdiagramme der errechneten Schwingungen gibt allerdings die Möglichkeit, wenigstens qualitative Aussagen über die Auswirkungen der täglichen Doppelwelle auf die Wasserspiegelschwankungen zu machen.

In einem Drehzeigerdiagramm werden die Schwingungen als Vektoren in einem Rechtskoordinatensystem aufgetragen, der Realteil auf die Abszisse, der Imaginärteil auf die Ordinate. Der Betrag des Vektors entspricht der Amplitude der betreffenden Schwingung, der Winkel, den der Vektor mit der positiven Abszisse einschließt, stellt den Phasenwinkel der Schwingung dar. Die Winkelgeschwindigkeit der Schwingung erscheint hier als Umlaufgeschwindigkeit des Vektors. Der Vorteil dieser Darstellung liegt in der Vektorauffassung der Schwingungen und daher in der Anwendbarkeit der Vektorrechnung auf die Schwingungsvorgänge. Wie die Ergebnisse zeigten, entsprachen die berechneten Schwingungen weitgehend den theoretischen. Vergleicht man daher die errechneten  $P_1 + K_1$  und  $K_2 + S_2$  Tiden in Drehzeigerdiagrammen mit den theoretischen Schwingungen, so sollte man ebenfalls Gleichheit erwarten, wenn der Einfluß der täglichen Doppelwelle des Luftdruckes vernachlässigbar klein wäre. Ist dies jedoch nicht der Fall, so wird der Differenzvektor zwischen theoretischen und analysierten Schwingungen eine Aussage über den Einfluß der täglichen Doppelwelle ergeben.

Aus Abb. 3 ergibt sich als Differenzvektor zwischen theoretischer und gemessener  $P_1 + K_1$  Schwingung

$$z_1 = 0,74 \sin(\omega_5 t_0 + 18^\circ) \text{ cm}$$

Das in Abb. 3 dargestellte Drehzeigerdiagramm liefert folgenden Differenzvektor für die  $K_2 + S_2$  Tiden

$$z_2 = 0,26 \cos(\omega_8 t_0 + 61^\circ) \text{ cm}$$

Die Anfangszeit  $t_0 = 0$  ist wie bisher am 13. 6. 1954 um 0.00 Weltzeit. Überlagert man die beiden Differenzschwingungen,  $z_1 + z_2$ , so erhält man für den

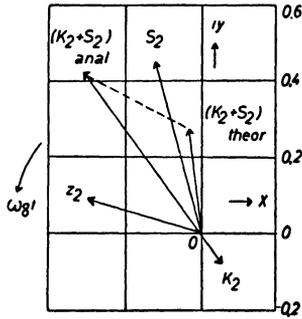


Abbildung 3:

Drehzeigerdiagramme der  $P_1 + K_1$  sowie  $K_2 + S_2$  Schwingungen  $t = 0$  am 13. 6. 1964

13. 6. 1954 die in Abb. 4 wiedergegebene Verteilung. Man entnimmt dieser Abbildung, daß die Resultatkurve,  $z_1 + z_2$ , den Charakter der täglichen Doppelwelle der Luftdruckschwankung gut wiedergibt. Es dürfte also ohne Zweifel sein, daß diese Wasserspiegelschwankungen auf den Einfluß der täglichen Doppelwelle zurückzuführen sind.

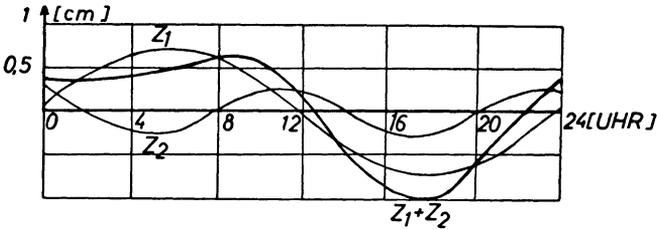


Abbildung 4: Überlagerung der Differenzschwingungen  $Z_1 + Z_2$  für den 13. 6. 1954

### 7. Einflüsse der unperiodischen Luftdruckschwankungen und Synthese der Wasserspiegelschwankungen

In Abb. 5 sind für zwei beliebige Tage Wasserspiegelschwankung und Luftdruckgang wiedergegeben. Konstruiert man die Mittellinie zu den beiden Hüllkurven der Wasserspiegelschwankungen und vergleicht sie mit dem Druckgang des am Schacht aufgestellten Feindruckbarographen, so erkennt man sofort, daß die beiden Kurven weitgehend konform laufen. Hieraus folgt, daß sich die unperiodischen Luftdruckschwankungen direkt, aber mit umgekehrten Vorzeichen den Wasserspiegelschwankungen aufprägen. Aus der Untersuchung entsprechender Amplitude folgt die Beziehung

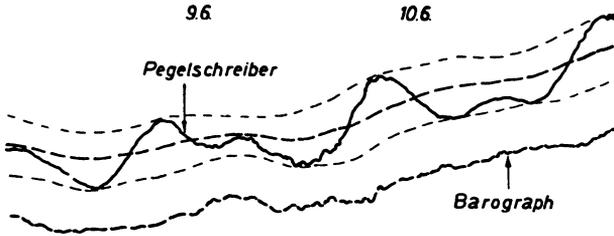


Abbildung 5: Pegelschrieb und Barogramm in Sontra an zwei beliebig ausgewählten Tagen

$$\text{Wasserspiegelschwankung} = (0,48 \pm 0,01) \nu \text{ cm; wenn } \nu \text{ in mb}$$

Mit dieser Formel, zusammen mit den in Tab. 2 dargestellten Ergebnissen ist man nun in der Lage, die Wasserspiegelschwankungen synthetisch aufzubauen und mit den tatsächlichen, gemessenen Schwankungen zu vergleichen. Dieser Vergleich ist in Abb. 6 wiedergegeben. Die gute Übereinstimmung zwischen theoretischer und gemessener Kurve läßt erkennen, daß alle Einflüsse auf die Wasserspiegelschwankungen erfaßt und damit auch erklärt werden konnten. Es konnte also bewiesen werden, daß Gezeitenkräfte und Wasserspiegelschwankungen mit gleicher Periode und Phase, aber umgekehrtem Vorzeichen laufen. Dasselbe gilt für die Beziehung zwischen Druck- und Wasserspiegeländerung. Während dieser letztere Zusammenhang in den Arbeiten von MEISSNER (1953) weitgehend behandelt worden ist, bleibt noch die Frage, die Mechanik der Wasserspiegelschwankungen im Bergwerk Sontra infolge Gezeitenkräfte zum mindesten qualitativ zu erklären. Wie von PREY (1929) und vorher von SCHWEYDAR (1916) errechnet, tritt eine elastische Verformung der Erdkruste infolge Gezeitenkräfte auf. Hierbei entstehen durch Spannungen Volumänderungen und zwar je nach Schwingungsphase der beteiligten Kräfte Dilatationen und Kompressionen. Diese Vorgänge können, bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Größe der Kompressibilität von Gestein und Wasser, für die Deutung der Wasserspiegelschwankungen herangezogen werden.

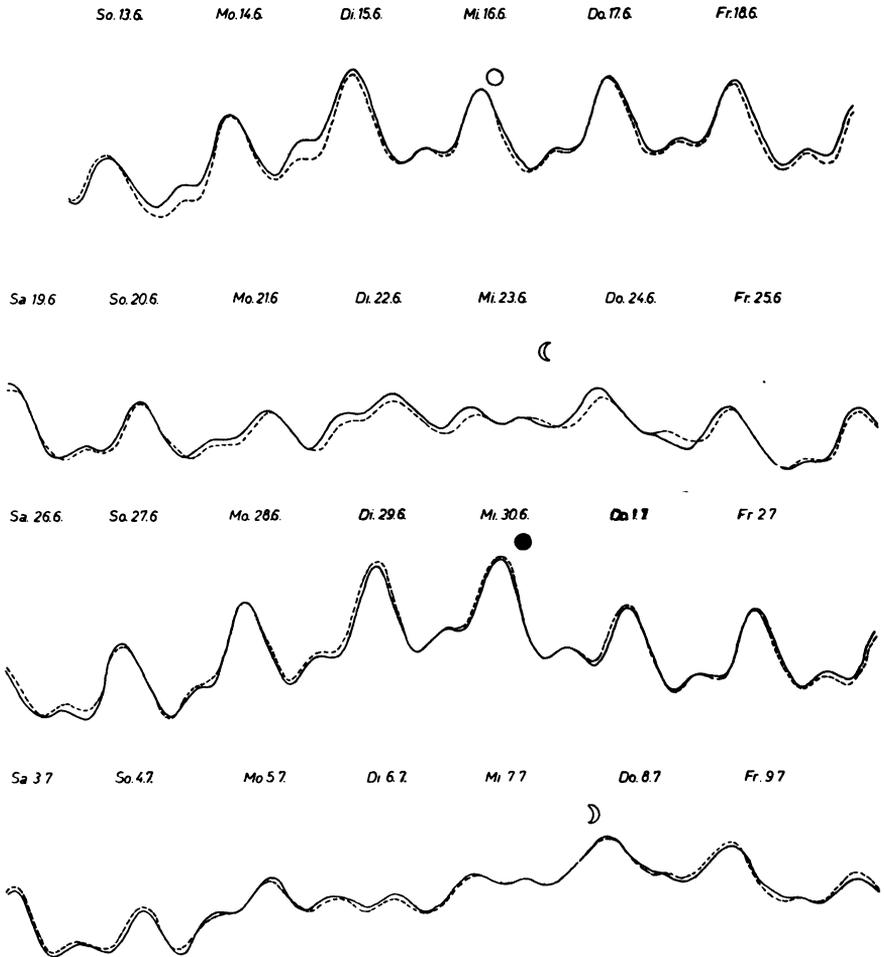


Abbildung 6: Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra

— Pegelschrieb  
 - - - - - Synthese

**Literatur**

BÖRGEN, G.; Annalen der Hydrographie, 12; Hamburg 1884.

BROWN; Monthly Notices Roy. Astron. Soc., Vol. 65, 1905.

BROWN; Nautical Almanac; 1917 und 1923.

DARWIN, G. H.; Scientific Papers, 1, Oceanic Tides and Lunar Disturbance of Gravity; Cambridge, 1907.

DOODSON, A. T.; The Harmonic Development of the Tidegenerating Potential; Proc. of the Roy. Soc. of London; Vol. 100, 1922.

KORB, H. G. (1955) Aus der Diplomarbeit: Über die Analyse der Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra, durchgeführt am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main.

MEISSNER, R.; Zeitschrift für Geophysik, Sonderband, 1953.

PREY, A.; Über die Elastizitätskonstanten der Erde; Gerlands Beiträge zur Geophysik, Bd. 23, 1929.

SCHWEYDAR, W.; Harmonische Analyse der Lotstörung durch Sonne und Mond. Veröff. Preuß. Geodät. Inst., Neue Folge Nr. 59; Potsdam, 1914.

SCHWEYDAR, W.; Theorie der Deformation der Erde durch Flutkräfte, Potsdam 1916.

SIMPSON, G. C.; Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. London; 1—19; 1918.

Ausführliche Darstellung der theoretischen Grundlagen in: Handbuch der Geophysik, Berlin 1936, Band 1, von J. BARTELS. Handbuch der Physik, 1957 Band 48. J. Bartels.

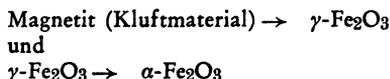
# Zustandsänderungen in magnetischen Gesteinsproben

Das thermomagnetische Verhalten des Kluftmaterials (Magnetit)  
von Serpentinproben

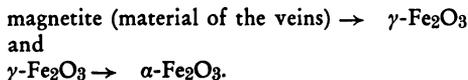
von H. Stiller, F. Frölich, F. Ch. Wagner <sup>1)</sup>

Mitteilung Nr. 113 aus dem Geomagnetischen Institut Potsdam

*Zusammenfassung:* In der vorliegenden Arbeit werden die thermomagnetischen Abhängigkeiten und die Ergebnisse der Röntgenuntersuchungen des Kluftmaterials (Magnetit) von Serpentin angeführt. Die Resultate der Röntgenuntersuchungen ergeben, daß das Kluftmaterial (Magnetit) auch Anteile von  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  enthält. Die thermomagnetischen Abhängigkeiten zeigen nur einen Oxydationsbereich in dem folgenden Temperaturintervall: 280 bis 400° C. Unter Verwendung der Ergebnisse der Röntgenuntersuchungen haben wir gefunden, daß der Oxydationsbereich aus den folgenden zwei Oxydationsprozessen besteht:



*Summary:* In this paper the thermomagnetic diagrams and the results of the X-ray investigations of the material of the veins (magnetite) of serpentinites are given. The X-ray data demonstrate, that the material of the veins (magnetite) contains also parts of  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . The thermomagnetic diagrams show only one region of oxydation in the following interval of temperatures: 280—400° C. By means of the results of the X-ray investigations we have found, that the region of oxydation consists of the following two oxydation processes:



## 1. Einleitung

Nördlich von Hohenstein - Ernstthal befinden sich am Südrand des Sächsischen Granulitgebirges die beiden Serpentinmassive (Metabasitkörper) von Callenberg-Süd und vom Kiefernberg, die sich in ihrem Charakter sehr ähnlich sind. In geologischer, mineralogischer und petrographischer Hinsicht sind diese Massive in den vergangenen Jahren ausführlich von LAUTERBACH, JUBELT, NEUMANN

<sup>1)</sup> Dr. HEINZ STILLER, Dr. Dr. FRIEDRICH FRÖLICH, Dipl.-Geophysiker FRIEDRICH CHRISTIAN WAGNER. Die Autoren sind Mitarbeiter des Geomagnetischen Institutes der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Potsdam, Telegraphenberg.

u. a. [1—4] untersucht worden. Im Verlauf dieser Untersuchungen wurde das ganze Gebiet auch geomagnetisch vermessen. Die Ergebnisse der Vermessung sind in [1] angeführt. Im folgenden sollen einige für uns wichtige Ergebnisse aus den Arbeiten der genannten Autoren angeführt werden.

Die Serpentine reagieren auf dynamische Vorgänge sehr elastisch. Das Callenberger Serpentinmassiv (Bronzitserpentin) wird hauptsächlich von Flaser-gabbro begrenzt. Östlich neben dem Callenberger Massiv liegt das Serpentinmassiv vom Kiefernberg (Bronzitserpentin). Es wird im Westen und Süden von Flaser-gabbro, im Osten und Norden von Granulit begrenzt. Zwischen beiden Massiven liegen (neben den Randzonen aus Flaser-gabbro) Glimmerschiefer und Gneis. Die Randgesteine setzen tektonischen Beanspruchungen wesentlich stärkeren Widerstand entgegen als die Serpentine. Auf diese Weise sind die Serpentine bei den tektonischen Bewegungsvorgängen in diesem Gebiet sehr stark deformiert, ineinandergeknetet und verquetscht worden. Derartige Durchbewegungen der genannten Serpentinmassive haben wahrscheinlich mehrfach stattgefunden.

Die starke Durchbewegung großer Teile der Serpentinkörper führte zum Aufreißen von Schubflächen, zur Spaltenbildung und damit insgesamt zu einer Gefügelockerung. Damit waren die Voraussetzungen für tiefgreifende stoffliche Veränderungen gegeben. Die Normalserpentine sehen dunkelgrün bis schwarz aus und bestehen in der Grundmasse aus Chrysotil und Magnetit, der in feinstkörnigem Zustand in Form von Maschen, Schnüren und Kringeln als Bestandteil des Serpentin Gewebes erscheint. Das Strukturbild ist einheitlich. Es sind keine durchgreifenden Veränderungen der gewebebildenden Komponenten zu erkennen.

Die dynamische Beanspruchung (Gefügelockerung) führt zur Antigoritisierung der Serpentine, bei der die Röllchenstruktur des Chrysotils in die Schichtstruktur des Antigorits übergeht. Die entsprechenden chemischen Formeln und eine schematische Darstellung des Übergangsprozesses sind in [5] angegeben. Typisch für die Antigoritisierung der Serpentine ist die eintretende Magnetitabwanderung. Die Antigoritfazies bietet dem Magnetit im Gewebe keine Existenzmöglichkeit mehr. Es kommt zu einer Abscheidung des Magnetits auf Klüften und Spalten, wobei stofftransportierenden Faktoren ascendenter und descendenter Natur eine wesentliche Rolle spielen. Die beobachteten stofflichen Veränderungen sind an bestimmte Tiefenbereiche gebunden. Magnetisch wichtig ist die Feststellung, daß bei diesen Umwandlungen die Suszeptibilitätswerte oft ansteigen.

Der Kiefernbergsteinbruch liegt am Ostrand des Kiefernbergmassivs. In ihm sind die für die Aufschlüsse am Kiefernberg charakteristischen großen, welligen Gleit- und Überschiebungsflächen erkennbar. Im Bereich dieser Flächen werden Auslinungen und Zerscherungen des Gesteins beobachtet. Die im Mittel in Nord-Süd-Richtung streichenden und 40—60° West fallenden Bewegungsflächen lassen entweder auf eine nach Osten gerichtete Schubbewegung oder auf eine nach Westen

gerichtete Unterfahrung durch das östliche Widerlager schließen. In jedem Fall mußten die östlichen Randbereiche der Massive mechanisch am stärksten beansprucht werden. Diese Interpretation wird durch die magnetischen Anomalienbilder unterstützt [1]. Aus ihnen folgt, daß bei beiden Serpentinmassiven die Ostränder durch magnetische Anomalien größter Amplituden (bis  $\pm 15\,000 \gamma$ ) gekennzeichnet sind, während die Amplituden im Inneren der Massive einige hundert betragen. Die Zunahme der Anomalienamplituden zum Rande hin läßt sich verstehen, wenn man die in den dynamisch stark beanspruchten Serpentinitten ansteigenden Suszeptibilitätswerte in Betracht zieht. Die Erklärung der negativen Anomalien stellt jedoch ein bisher noch nicht gelöstes Problem dar. Es ist denkbar, daß die Ansiedelung der Magnetitkomponente auf Klüften und Spalten mit der Ausbildung der negativen Anomalien zusammenhängt. Dem steht jedoch eine Mitteilung von Herrn Bader (Universität München) entgegen, nach der bei Untersuchungen an einem Serpentinmassiv in Bayern trotz nachgewiesener Ansiedelung von Magnetit auf Klüften keine negativen Anomalien beobachtet wurden. Somit stellt die Klärung der Entstehungsursachen der großen negativen Anomalien an den Osträndern der genannten Serpentinmassive ein gesteinsmagnetisch ebenso wichtiges wie interessantes Problem dar, dem wir in Zukunft weitere Untersuchungen widmen werden.

Der Kiefernbergsteinbruch liegt in dem geomagnetisch interessanten östlichen Randbereich des Kiefernbergmassivs. In der Arbeit von FRÖLICH und STILLER [5] sind die ersten Ergebnisse von Laboruntersuchungen an diesen Gesteinen enthalten. Diese Untersuchungen sind inzwischen systematisch weitergeführt worden, wobei besonders die Probleme des thermomagnetischen Verhaltens des Kluffmaterials und der Interpretation der erhaltenen thermomagnetischen Abhängigkeiten mit Hilfe von Röntgenuntersuchungen bearbeitet wurden. Die entsprechenden Ergebnisse sind in der vorliegenden Arbeit enthalten.<sup>2)</sup>

## 2. Serpentinitschliffe

Der Kiefernbergsteinbruch hat eine Tiefe von ungefähr 25 m. Er ist noch in Betrieb, wodurch an vielen Stellen frisches Gestein zur Verfügung steht. Um einen Überblick über die Eigenschaften der Serpentine an dieser Stelle zu bekommen, mußten aus allen Teilen des Steinbruchs Proben entnommen werden. Zu diesem Zweck haben wir in einer Reihe von vertikalen Profilen aus der Steinbruchwand in Abständen von 2 bis 3 Metern Proben herausgelöst und von diesen Proben etwa 150

---

<sup>2)</sup> Die den nicht abgeschiedenen Magnetit (Primärmagnetit) der Serpentine betreffenden thermomagnetischen Ergebnisse sind in einer Arbeit enthalten, die in Kürze in der Zeitschrift „Geofisica pura e applicata“ unter dem Titel „Thermomagnetic Analysis of Magnetite Parts of Serpentine Samples and Results of other Investigations“ veröffentlicht wird.

Anschliffe hergestellt. Die Proben wurden angeschliffen, mechanisch poliert und teilweise angeätzt. Die für den Schleif- und Poliervorgang charakteristischen Daten sind in [5] angeführt. Die Ätzung wurde mit Flußsäure (Serpentinitgewebe) und mit Salzsäure (Metall) vorgenommen. Alle Photomikrogramme sind in 200facher Vergrößerung aufgenommen worden. Das benutzte Gerät ist das Neophot vom VEB CARL ZEISS, Jena, und ist in [6] beschrieben.

Typisch für alle Anschliffe sind die Haarrisse mit Magnetitauffüllung. Klüfte mit Magnetitauffüllung konnten nur bei einigen Anschliffen festgestellt werden. Abb. 1 und 2 sind Abbildungen von Erzanschliffen (Kluftmaterial). Sie charakterisieren die Oberflächeneigenschaften des Magnetits auf Klüften. Genauere Daten können den Abbildungstexten entnommen werden. In Abb. 3 ist ein Beispiel für das Auftreten der Haarrisse mit Erzausscheidung angegeben. Serpentinitgewebe und Erz bilden verschiedene Phasen. Weitere typische Anschliffphotomikrogramme der Serpentine und einige Pulvermuster sind in [5] angeführt.

Derartige Pulvermuster werden durch Auftragen einer Suspension mit kleinen Magnetitpartikeln auf die Anschlifffläche erhalten. Sind die Erzanteile magnetisch wirksam, so werden die Magnetitpartikel durch das magnetische Streufeld der Erzbestandteile koaguliert, was sich optisch nachweisen läßt.

### 3. Die thermomagnetische Abhängigkeiten

Die von uns benutzte Präzisionsmagnetwaage zur Untersuchung der thermomagnetischen Eigenschaften ist von F. FRÖLICH [7] ausführlich beschrieben worden. Einige der wichtigsten Daten sind auch in [5] angeführt. Der konstante Feldgradient von 1 625 Oe/cm im Luftspalt des vertikalen Permanentmagneten (mit einem magnetischen Feld von 7 500 bzw. 8 500 Oe an den Enden der Bewegungsstraße des Probenhalters) bewirkt eine horizontale Verlagerung des Probenhalters, wenn sich bei der Erwärmung das magnetische (Sättigungs-) Moment der untersuchten Substanz, die sich in einem kleinen Silbertiegel befindet, ändert.

Der im Kompensationskreis zur Kompensation der Auslenkung des Probehalters erforderliche Kompensationsstrom  $I$  (mA) wird registriert. Die Änderung von  $I$  mit der Temperatur  $t$  (°C) ist eine Charakteristik für das thermomagnetische Verhalten der untersuchten Substanz. Als Aufnahmevolumen für die Probensubstanz reichen einige mm<sup>3</sup> aus (Gewicht: einige mp). Die in dieser Arbeit angeführten Kurven sind alle auf 1 mp Probensubstanz bezogen.<sup>3)</sup>

<sup>3)</sup> Zur Umrechnung des von 1 mp der untersuchten Substanz erzeugten  $I$ -Wertes auf absolute magnetische Einheiten (Gauß · cm<sup>3</sup> · g<sup>-1</sup>) dient die folgende Relation:

$1 \left( \frac{\text{mA}}{\text{mp}} \right) \cong 34,158$  (Gauß · cm<sup>3</sup> · g<sup>-1</sup>). Diese Relation wird in der oben zitierten Arbeit (Fußnote 2) abgeleitet.

Bei den Serpentiniten hat es sich als günstig erwiesen, daß man zur Messung verhältnismäßig wenig Material benötigt. So war es in vielen Fällen möglich, den Anschliffen entnommenes Erzmaterial ohne besondere Anreicherung der Erzkomponente direkt zur Messung zu benutzen. Ist der Gesteinsanteil in den Proben jedoch zu hoch, reichen die geringen magnetischen Wirkungen des Materials nicht mehr aus, um eine einwandfreie Messung zu gewährleisten. In solchen Fällen muß die Erzkomponente geeignet angereichert werden.

In den Abbildungen 4, 5 und 6 sind die Abhängigkeiten des Kompensationsstromes  $I$  von der Temperatur  $t$  angegeben, die das thermomagnetische Verhalten des Klufmaterials der Serpentinite unterschiedlicher Entnahmestellen charakterisieren. Typisch für das thermomagnetische Verhalten aller Proben aus den verschiedenen Entnahmestellen mit ausreichendem Erzanteil ist ein starker Abfall der Magnetisierung im Temperaturbereich zwischen 280 und 400° C. Die Abkühlungskurven zeigen, daß dieser starke Abfall nicht reversibel ist, sondern daß ein durch die Erwärmung bedingter starker Magnetisierungsverlust eintritt. Da die Ausgangsamplituden in Abhängigkeit von der Zusammensetzung der Probensubstanz zwischen 0,25 und 1,0 mA schwanken, mußten verschiedene Ordinatenmaßstäbe gewählt werden. Der Abszissenmaßstab ist für alle Abbildungen derselbe. In [5] haben wir thermomagnetische Kurven des Erzmaterials der Serpentinite mit der thermomagnetischen Abhängigkeit von reinem Magnetit verglichen, der unter Luftabschluß erhitzt wurde (Fehlen von Oxydationsprozessen). Aus dem Vergleich folgt, daß der Abfall, den die Kurven des Erzmaterials der Serpentinite (Magnetit auf Klüften) zeigen, als Oxydationsprozeß zu deuten ist.

In der vorliegenden Arbeit soll ein Vergleich mit den thermomagnetischen Kurven künstlicher Proben, die unter gleichen Bedingungen wie das Erzmaterial der Serpentinite erhitzt wurden, vorgenommen werden. In Abb. 7 sind die thermomagnetischen Abhängigkeiten von künstlichem  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> und von künstlichem Magnetit (nach HABER-KAUFMANN) angeführt. \*) Die ausgezogene Kurve ist die vom Magnetit. Man sieht auf ihr deutlich einen Oxydationsbereich bei 180—240° C und einen Oxydationsbereich bei 550—580° C. Diese Übergänge werden als Oxydation von Magnetit zu  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> und als Oxydation des instabilen  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> zu  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> gedeutet. Beide Oxydationsbereiche sind klar voneinander getrennt. Der Übergang zum antiferromagnetischen Hämatit ist vollständig, da die Abkühlungskurve in der Abszisse verläuft. Es bleiben keine nachweisbaren Magnetitanteile zurück. Die gestrichelte Kurve des  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> zeigt bei 560—580° C einen starken Abfall, der durch die Oxydation von Maghemit zu Hämatit verursacht wird. Die Abkühlungs-

---

\*) Diese Proben wurden uns von Herrn Dipl.-Chemiker BÜTTNER, Institut für Anorganische Chemie der Bergakademie Freiberg, dankenswerterweise zur Verfügung gestellt, der in seiner Dissertation Eisenoxyduntersuchungen durchführt. Herr BÜTTNER hat für uns einige Proben mit dem Röntgenzählrohrgoniometer untersucht, wofür wir ihm an dieser Stelle ebenfalls danken möchten.

pentinite erhitzt wurden, vorgenommen werden. In Abb. 11 sind die thermomagnetischen Abhängigkeiten von künstlichem  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  (nach HABER-KAUFMANN) angeführt <sup>2)</sup>. Die ausgezogene Kurve ist die vom Magnetit. Man sieht auf ihr deutlich einen Oxydationsbereich bei 180—240° C und einen Oxydationsbereich bei 550—580° C. Diese Übergänge werden als Oxydation von Magnetit zu  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  und als Oxydation des instabilen  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  zu  $\zeta\text{-Fe}_2\text{O}_3$  gedeutet. Beide Oxydationsbereiche sind klar voneinander getrennt. Der Übergang zum antiferromagnetischen Hämatit ist vollständig, da die Abkühlungskurve in der Abszisse verläuft. Es bleiben keine nachweisbaren Magnetitanteile zurück. Die gestrichelte Kurve des  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  zeigt bei 560—580° C einen starken Abfall, der durch die Oxydation von Maghemit zu Hämatit verursacht wird. Die Abkühlungskurve liegt hier ebenfalls in der Abszisse. Beide Substanzen zeigen gegenüber dem Erzmaterial der Serpentine (Magnetit auf Klüften) deutliche Unterschiede in ihrem thermomagnetischen Verhalten. Während für den Magnetit auf Klüften nur ein Oxydationsbereich typisch ist, sind beim künstlichen Magnetit zwei Bereiche und beim künstlichen  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  ein Bereich (bei verhältnismäßig hoher Temperatur) erkennbar.

#### 4. Der röntgenographische Befund und die Deutung der thermomagnetischen Abhängigkeit des Magnetits auf Klüften

Das Vorhandensein nur eines (starken) Oxydationsbereiches war der Anlaß zu der Annahme, daß es sich hierbei um einen Übergangsprozeß von  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Anteilen im Klüftmaterial in  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  handelt [5]. Für diese Interpretation ist jedoch der Nachweis erforderlich, daß sich im Klüftmaterial hinreichend große Mengen von  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  befinden. Die zu diesem Zwecke durchgeführte Indizierung der Linien auf den DEBYE-SCHERRER-Filmen des Klüftmaterials schien diese Annahme auch zu bestätigen [5]. Verschiedene Linien (besonders in den höheren Glanzwinkelbereichen) entsprachen den zusätzlichen Interferenzen des  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  zu denen des Magnetits. In den thermisch bearbeiteten Proben war eindeutig  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  nachzuweisen.

Bekanntlich sind jedoch die zusätzlichen Interferenzen des  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  intensitätsmäßig sehr schwach, was ihren Nachweis sehr erschwert. Deshalb mußte die Auswertungsmethodik verfeinert werden, was wir mit dem Registrierphotometer erreichen konnten [8], so daß auch relative Intensitätsabschätzungen möglich waren. Weiterhin haben Untersuchungen an gedrückten Magnetitproben (bis 60 000 atm) gezeigt, daß Druckbeanspruchungen in den höheren Glanzwinkelbereichen zu irreversiblen Linienverschiebungen (und Curiepunktänderungen) führen und damit bei geophysikalischen Proben mit ihrer großen Zahl von Linien die Identifikation der Linien erschweren.

Da bei den Serpentinitten wegen ihrer mehrfachen starken Durchbewegung Druckeffekte zu erwarten sind, haben wir uns beim Identitätsnachweis auf die niedrigen Glanzwinkelbereiche bis etwa  $30^\circ$  (d. h. bis zu Linienabständen  $D \approx 60$  mm) beschränkt. Alle Proben wurden vor und nach der thermischen Bearbeitung mit der DEBYE-SCHERRER-Methode untersucht. Für das Ausgangsmaterial wurden im genannten Glanzwinkelbereich bei genügendem Erzanteil unter Berücksichtigung der Intensitätsverhältnisse folgende Stoffkomponenten nachgewiesen:

Magnetit	$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$
(hkl)	(hkl)
(111)	(102)
(220)	(104)
(311)	(110)
(400)	(113)
	(204)

Aus den oft variierenden Intensitätsverhältnissen zwischen den Magnetlinien und den  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Linien wird ersichtlich, daß die Anteile beider Substanzen im Ausgangsmaterial schwanken.

Bekanntlich hat  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  in dem zum Identitätsnachweis berücksichtigten Glanzwinkelbereich eine Reihe von zusätzlichen Interferenzen zu denen des Magnetits, die aber fast alle intensitätsmäßig so gering sind, daß man sie bei den vorliegenden Versuchsbedingungen kaum nachweisen kann. Die  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Linien mit den Linienabständen 26,4 mm {Ebene (210)} und 30,4 mm {Ebene (211)} sind die einzigen, die sich intensitätsmäßig etwas herausheben und deren Nachweis gelingen kann. Von diesen beiden Linien war die der Ebene (211) entsprechende in wenigen Fällen schwach erkennbar.

Die DEBYE-SCHERRER-Filme von thermisch bearbeiteten Proben zeigen gegenüber den Aufnahmen des Ausgangsmaterials deutlich sichtbare Änderungen. In allen untersuchten Fällen ist eine Intensitätszunahme der Linien des  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  zu beobachten, während die Magnetitlinien in ihrer Intensität wesentlich schwächer geworden sind. Verschiedentlich konnte im thermisch bearbeiteten Material die  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Linie (211) nachgewiesen werden. Sind viel Serpentinitanteile in der Probe vorhanden, so wird der Identitätsnachweis erschwert, weil sich die Serpentinittlinien einigen Magnetit- und  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Linien überlagern und die Linien der Erzanteile schwächer ausgeprägt sind. Deshalb ist es günstig, in solchen Fällen die Erzkomponente anzureichern.

Der röntgenographische Befund läßt sich folgendermaßen zusammenfassen. Das Ausgangsmaterial (Erzkomponente) enthält Magnetit und  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , deren Intensitätsverhältnisse in den verschiedenen Proben unterschiedlich sind.  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  ist nur in

Spuren vorhanden und reicht zu einer Interpretation des Abfalls auf den thermomagnetischen Kurven im Sinne eines Übergangs  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  [5] nicht aus. Dieser Befund wird auch durch die Röntgenzählrohrgeometrieuntersuchungen bestätigt. Im thermomagnetisch bearbeiteten Material haben die Anteile an  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  beträchtlich zugenommen, während der Bestand an Magnetit wesentlich geringer geworden ist.

Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse liegt es nahe, den Abfall auf den thermomagnetischen Kurven in folgender Form zu interpretieren: Das Kristallgitter des Magnetits auf Klüften ist besser ausgebildet und gefestigt als das von künstlichem Magnetit. Es setzt deshalb thermischen Beanspruchungen größeren Widerstand entgegen als das („schwammige“) Gitter des künstlichen Magnetits. Dadurch verschiebt sich der makroskopisch sichtbare Abfall (Oxydation) auf den thermomagnetischen Kurven zu hohen Temperaturen hin. Die thermische Energie ist dann bereits so hoch, daß das  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Gitter sich nicht richtig ausbilden kann, sondern sofort in das antiferromagnetische  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  übergeht. Die auf den Röntgenfilmen beobachtete beträchtliche Zunahme des  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Gehaltes und die entsprechende Abnahme der Magnetitanteile unterstützen die gegebene qualitative Interpretation des thermomagnetischen Verhaltens des Magnetits auf Klüften.<sup>5)</sup>

Zum Schluß sei noch einmal Herrn Dipl.-Chemiker BÜTTNER gedankt. Unser Dank gilt weiterhin den Herren BREUNIG und OHMANN für die sorgfältige Durchführung der Messungen.

### Literatur

- [1] JUBELT, R. und LAUTERBACH, R.; Die Metabasitkörper des südwestlichen Sächsischen Granulitgebirges. *Geologie* 3 (1954), S. 774.
- [2] LAUTERBACH, R., MICHAEL, J. und WENDLER, R.; Studien zur petromagnetischen Substanz- und Strukturanalyse. *Geologie und Geophysik*, Geest & Portig K.-G., Leipzig 1957, S. 12—17.
- [3] JUBELT, R.; Die Silicophite am Südrand des Sächsischen Granulitgebirges. *Geologie und Geophysik*, Geest & Portig K.-G., Leipzig 1957, S. 24—42.
- [4] NEUMANN, W.; Irreguläre geomagnetische Anomalien und ihre Bedeutung für die Geologie. *Geophysik und Geologie* 2 (1960), S. 3—63.
- [5] FRÖLICH, F. und STILLER, H.; Some results of laboratory investigations of magnetic rock samples (serpentinities), *Geofisica pura e applicata*, 46 (1960/II), S. 77—82.

<sup>5)</sup> Eine Übersichtsbetrachtung über das thermomagnetische Verhalten von Magnetiten verschiedener Lagerstätten und von künstlichen Proben wird in Kürze in der ungarischen Zeitschrift „Magyar Geofisika“ unter der Überschrift „Untersuchung des Temperatureinflusses auf magnetische Oxide“ veröffentlicht werden.

- [6] FRÖLICH, F.; Verfahren zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften und der Struktur von Werkstoffen der Meßtechnik sowie von Gesteinen, erschienen in „Geomagnetismus und Aeronomie“ Bd. II, Geomagnetische Instrumente und Meßmethoden, Herausgeber G. Fanselau, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1960.
- [7] FRÖLICH, F.; Ein Gerät zur Bestimmung der Zusammensetzung sowie der thermischen Zustandsänderungen von magnetischen Gesteinen und Werkstoffen. Jahrbuch 1958, Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus, Niemeck.
- [8] STILLER, H., WAGNER, F. Ch. und FRÖLICH, F.; Zur Methodik der Auswertung von Röntgenaufnahmen magnetischer Materialproben mit dem Registrierphotometer. Jahrbuch 1959, Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus, Niemeck.

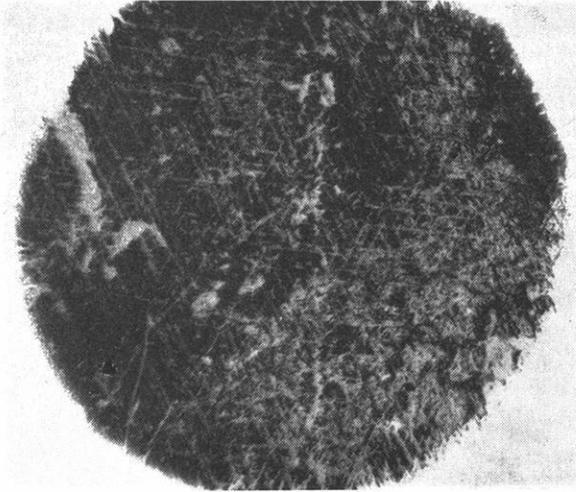


Abbildung 1:

Erzoberfläche (Magnetit auf Klüften), geschliffen, mechanisch poliert, 18 sec mit HCl angeätzt, Probe I, 4.

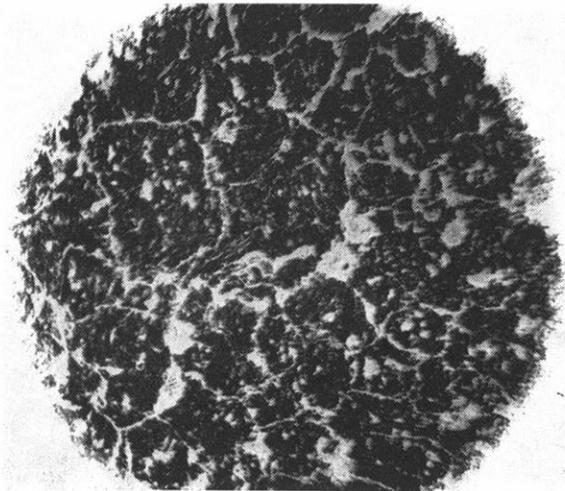


Abbildung 2:

Erzoberfläche (Magnetit auf Klüften) mit deutlich erkennbarer Zonenausbildung, ungeätzt, Probe III, 5 b.

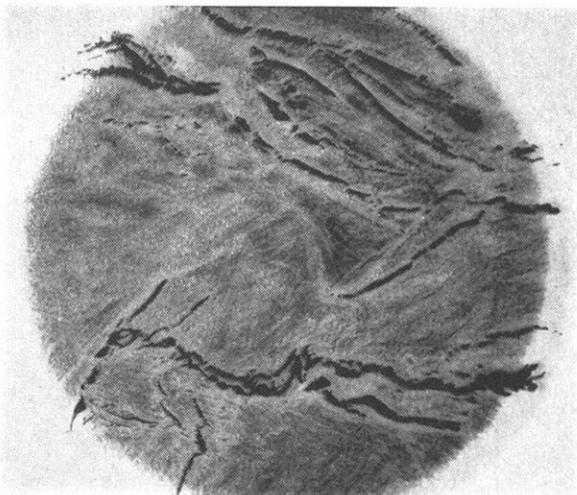


Abbildung 3:  
Haarrisse mit Erzabscheidung, geschliffen,  
mechanisch poliert, 6 sec mit HF angeätzt,

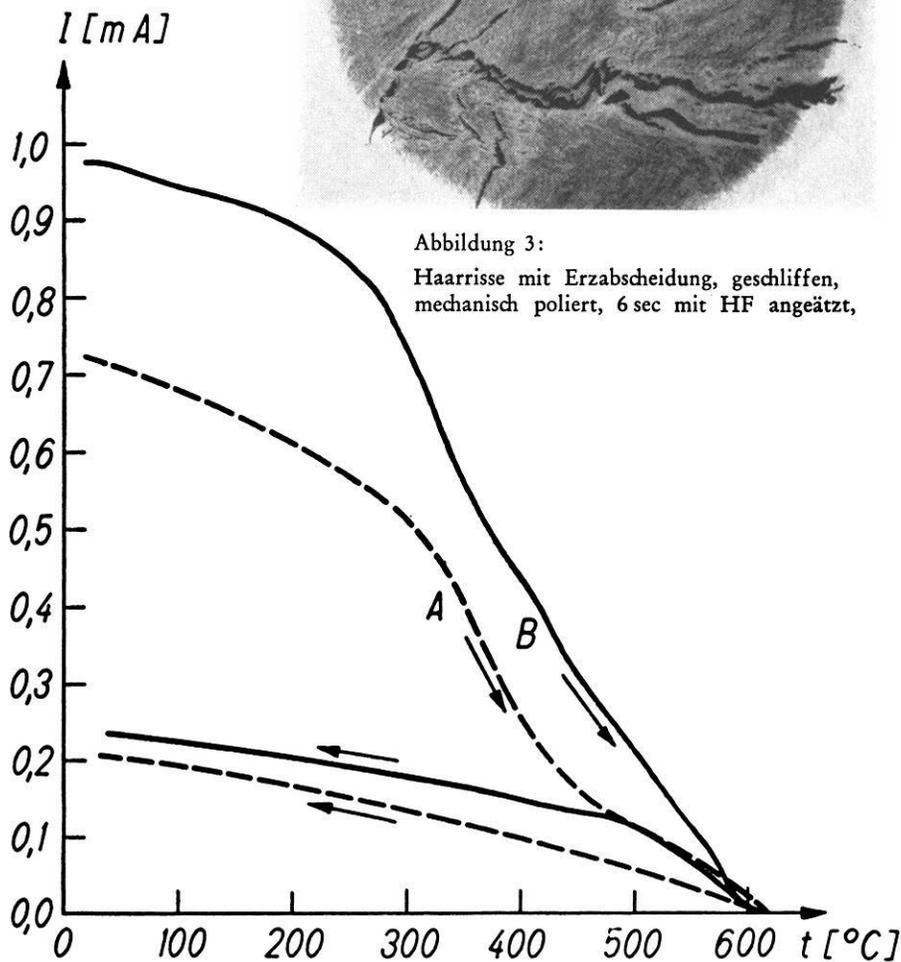


Abbildung 4:  
Thermomagnetische Abhängigkeiten von drei Proben des Profils I. (Auf 1 mp umgerechnet)  
A: Probe I, 6 a    B: Probe I, 4

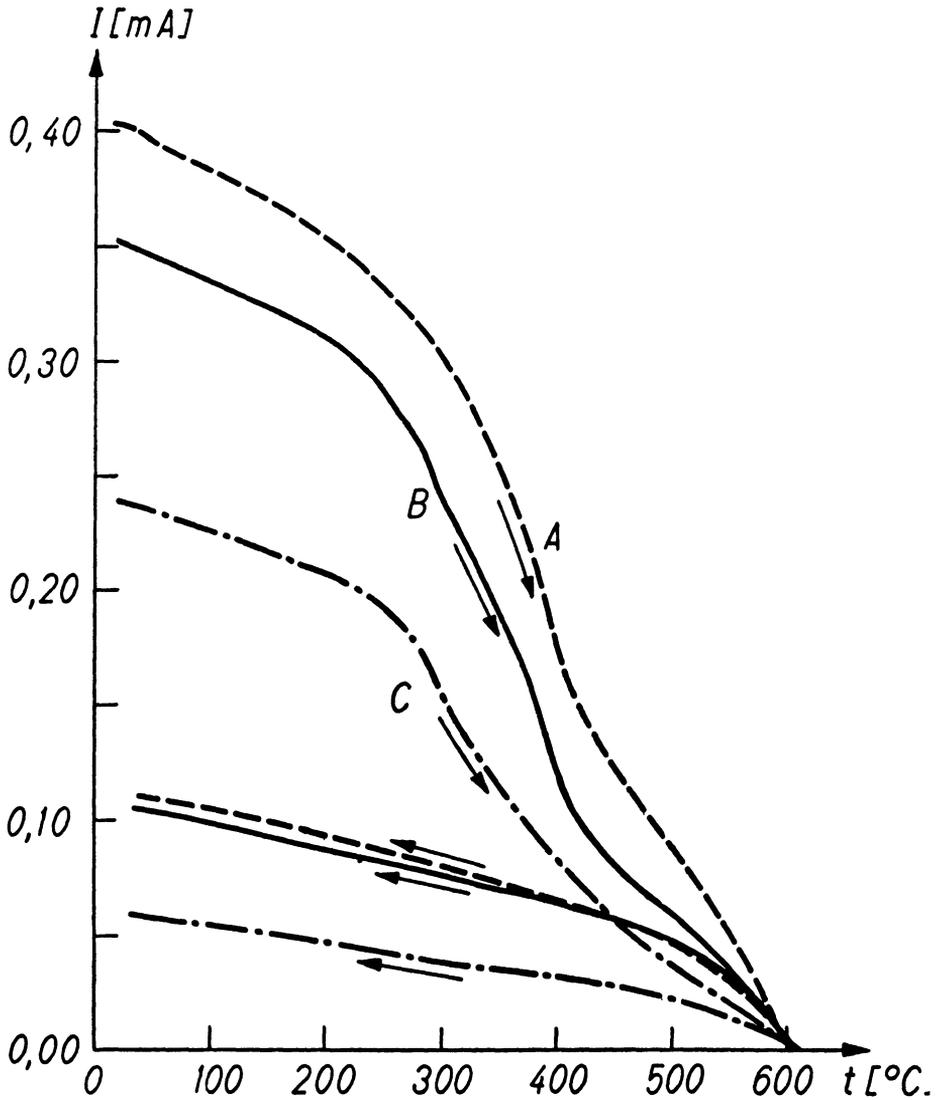


Abbildung 5:

Thermomagnetische Abhängigkeiten von zwei Proben des Profils II. (Auf 1 mp umgerechnet)

A: Probe II, 10 a

B: Probe II, 4 a

C: Probe II, 6 a

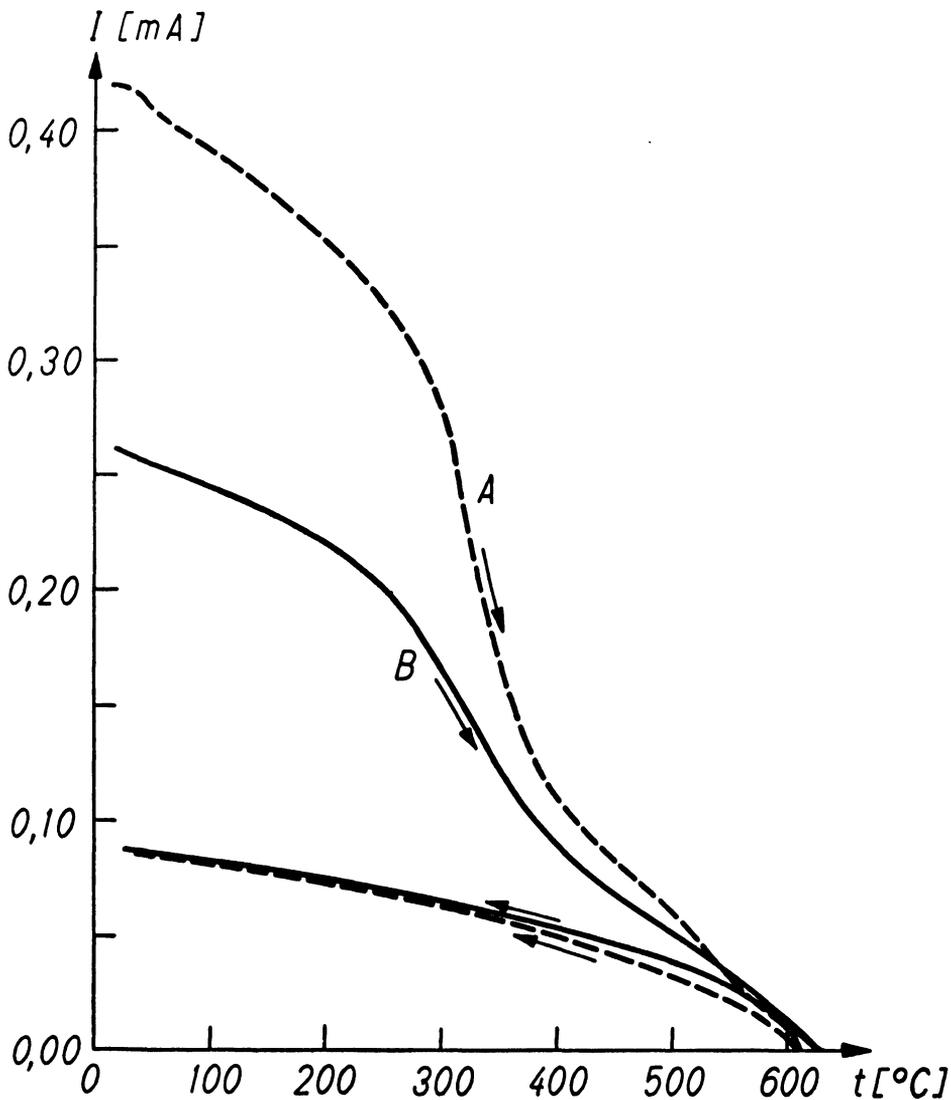


Abbildung 6:

Thermomagnetische Abhängigkeiten von zwei Proben des Profils III. (Auf 1 mp umgerechnet)

A: Probe III, 2 b

B: Probe III, 5 b

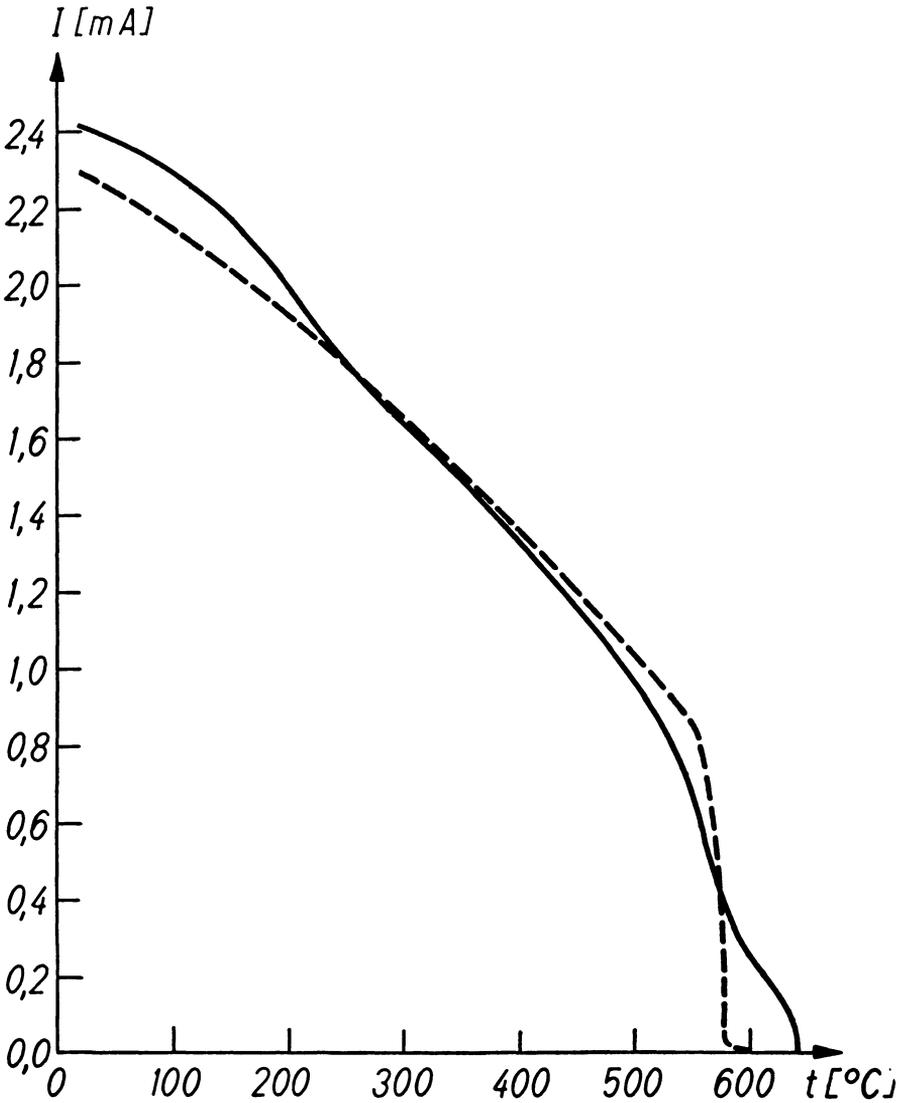


Abbildung 7:

Thermomagnetische Abhängigkeiten.

(Nicht auf 1 mp umgerechnet)

— Magnetit (Haber-Kaufmann)

- - -  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  (Haber-Kaufmann)

<i>Militzer, H.</i> : Nahseismische Untersuchungen mit einem Bodenvibrator . . . . .	49
<i>Schmelovsky, K. H.</i> : Untersuchungen über die tages- und jahreszeitlichen Variationen des Plasmas der äußeren Ionosphäre und ihre theoretische Deutung . . . . .	59
<i>Knothe, Ch.</i> : Homogene Dreikomponentenanordnungen für tiefenseismische Untersuchungen	67
<i>Korb, H. G.</i> : Über die Analyse der Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra . . . . .	75
<i>Stiller, H., Frölich, F. und F. Ch. Wagner</i> : Zustandsänderungen in magnetischen Gesteinsproben	89

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 40,— 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 numerieren 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. Walter Dieminger*, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

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

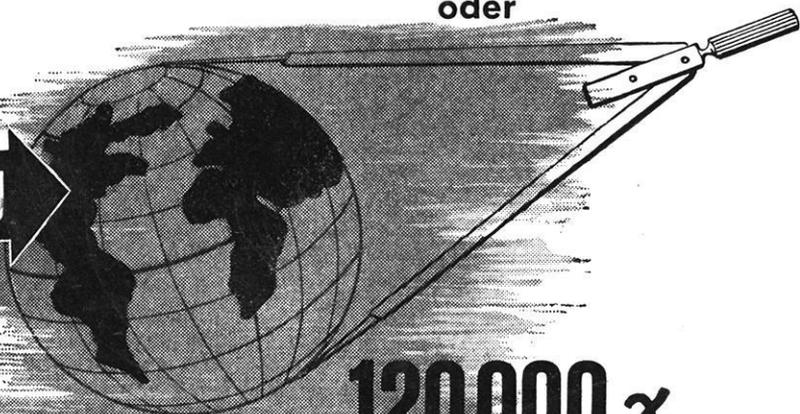
Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, und Charl. Kuhnert, beide Würzburg.



**60 000  $\gamma$**

direkter Meßbereich  
bei einer

**MESSGENAUIGKEIT** unter  $\mp 1 \gamma$   
oder



**120 000  $\gamma$**

direkter Meßbereich  
bei einer

**MESSGENAUIGKEIT** von  $\mp 2 \gamma$

das kennzeichnet unser  
neues Torsionsmagnetometer  
**Gfz/M mit Mikrometer**

4-311

Fordern Sie unsere ausführlichen Informationen an!

CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT  
ASKANIA-WERKE · BERLIN-MARIENDORF