

**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 4/5



**PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG**

Postverlagsort Würzburg

Niedersächsische Staats- u.  
**Universitätsbibliothek**  
Göttingen



Seismik

Seeseismik

Gravimetrie

Aero-Magnetik

Magnetik

Zement-Log

Elektrik

A large, thick black wave graphic that curves across the bottom half of the page, framing the word "PRAKLA".

**PRAKLA**



## Die Krustenstruktur in Südwestdeutschland aus Phasengeschwindigkeitsmessungen an Rayleigh-Wellen<sup>1)</sup>

Von H. BERCKHEMER, St. MÜLLER, Stuttgart<sup>2)</sup> und M. SELLEVOLL, Bergen<sup>3)</sup>

[Eingegangen am 20. 7. 1961]

*Zusammenfassung:* Die fortschreitende Ausrüstung der südwestdeutschen Erdbebenstationen mit Nahbebenseismographen übereinstimmender Charakteristiken bietet die Möglichkeit zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeit seismischer Oberflächenwellen in diesem Gebiet. Einer kurzen Beschreibung des Meßverfahrens im Falle einfacher, harmonischer Bodenbewegung schließt sich eine Diskussion der Auswertemethode bei zeitlich begrenzten Wellenzügen an. Zur Deutung zahlreicher RAYLEIGH-Wellen-Beobachtungen im Periodenbereich von 15 bis 45 Sekunden werden theoretisch berechnete Mehrschichtdispersionskurven herangezogen. Die Schichtmodelle stützen sich auf Daten aus der Refraktions- und Nahbeben-seismik. Ein Vergleich der experimentellen Phasengeschwindigkeitswerte mit den theoretischen Dispersionskurven für verschiedene Krustendicke führt zu dem Ergebnis, daß die Erdkruste im Bereich des Schwäbischen Stufenlandes eine Mächtigkeit von etwas weniger als 30 km aufweist.

*Summary:* The feasibility of determining the phase velocity of seismic surface waves in southwestern Germany through a network of several earthquake stations has been exploited. Nearly all of these stations have been equipped with a new short-period seismograph system whose three components have identical amplitude and phase characteristics. A brief description of the method in the case of simple harmonic ground motion is followed by a discussion of the procedure for transient wave trains. The interpretation of numerous RAYLEIGH wave observations in the period range from 15 to 45 seconds is based on theoretical dispersion curves which have been computed for some multilayered structures. The layer models are derived from seismic refraction and local earthquake data. A comparison of experimental and theoretical phase velocities leads to the result that the thickness of the earth's crust in southwestern Germany is a little less than 30 kilometers.

Die seismische Erforschung der lokalen und regionalen Erdkrustenstruktur steht zur Zeit im Mittelpunkt der wissenschaftlichen Bemühungen. Es wurden hierfür

<sup>1)</sup> Erweiterte Fassung eines Vortrages anlässlich der 23. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Bad Soden im Herbst 1959 [1].

<sup>2)</sup> Dr. HANS BERCKHEMER und Dipl.-Phys. STEPHAN MÜLLER, Landes-Erdbebendienst Baden-Württemberg, Stuttgart-O, Richard-Wagner-Straße 15.

<sup>3)</sup> MARKVARD A. SELLEVOLL, Erdbebenstation der Universität Bergen, Norwegen.

bisher ausschließlich die Laufzeiten der von Sprengungen und Nahbeben ausgestrahlten Raumwellen herangezogen. Bekanntlich werden aber auch die Ausbreitungsverhältnisse von Oberflächenwellen natürlicher Erdbeben durch die Schichtstruktur des Ausbreitungsmediums bestimmt. So wurde in ausgedehntem Maße die *Gruppen* geschwindigkeit von Oberflächenwellen zur Bestimmung der mittleren Krustenstruktur auf dem gesamten Wellenweg herangezogen. Es ist mit dieser Methode jedoch nicht möglich, Auskünfte über den regionalen Aufbau der Erdkruste zu erhalten.

Demgegenüber erlaubt die Messung der *Phasen* geschwindigkeit von RAYLEIGH-Wellen zwischen benachbarten Erdbebenstationen Schlüsse auf die Beschaffenheit der Erdkruste in dem so begrenzten Gebiet zu ziehen. In den letzten Jahren hat PRESS [9, 10, 11] mit kalifornischen Stationen mehrere Untersuchungen dieser Art durchgeführt, die später von EWING und PRESS [4] auf ganz Nordamerika ausgedehnt wurden. Aus Eurasien sind uns derartige Untersuchungen bis jetzt nicht bekannt. Die Voraussetzung für solche Messungen ist ein geeignetes Netz von Erdbebenstationen mit Seismographen übereinstimmender dynamischer Eigenschaften und ein zuverlässiger Zeitdienst. Diese Bedingungen sind seit kurzem bei dem südwestdeutschen Stationsnetz weitgehend erfüllt. Es lag deshalb der Versuch nahe, die Phasengeschwindigkeit von RAYLEIGH-Wellen und ihre Periodenabhängigkeit in diesem Gebiet zu bestimmen.

Hieraus auf analytischem Wege den Aufbau der Erdkruste zu berechnen, ist wegen der komplizierten mathematischen Form der Dispersionsgleichung vorläufig nicht möglich. Man geht deshalb so vor, daß unter der Voraussetzung plausibler Annahmen die Phasengeschwindigkeitsdispersion für verschiedene Krustenmodelle theoretisch berechnet und nachher mit den Beobachtungen verglichen wird. Die Modelle werden so lange modifiziert, bis eine bestmögliche Übereinstimmung mit den Meßergebnissen erreicht ist. Die hier wiedergegebenen Resultate stellen sowohl von seiten der Beobachtung als auch von seiten der Theorie einen ersten Versuch dar. In beiden Richtungen kann das Verfahren noch ausgebaut werden.

Die gewöhnliche Behandlung der Dispersionsgleichung eines geschichteten Mediums führt auf die Lösung einer mehrreihigen Determinante, deren Reihenzahl der Zahl der zu erfüllenden Randbedingungen an den Schichtgrenzen bzw. an der freien Oberfläche und in unendlicher Tiefe des zu unterst liegenden Halbraumes entspricht. Für eine numerische Auswertung des Zusammenhangs zwischen Phasengeschwindigkeit und Wellenlänge eignet sich wesentlich besser eine Darstellung in Matrizenform, die auf THOMSON [14] und HASKELL [8] zurückgeht. Dabei wird der verallgemeinerte Bewegungs-Spannungs-Vektor auf der einen Seite einer betrachteten elastischen Schicht mit dem entsprechenden Vektor auf der anderen Seite derselben Schicht in Zusammenhang gebracht:

$$\left( \frac{\dot{u}_m}{V}, \frac{\dot{w}_m}{V}, \sigma_m, \tau_m \right) = \left[ L_m \right] \cdot \left( \frac{\dot{u}_{m-1}}{V}, \frac{\dot{w}_{m-1}}{V}, \sigma_{m-1}, \tau_{m-1} \right) \quad (1)$$

Diese lineare Beziehung enthält die horizontalen und vertikalen Partikelgeschwindigkeiten  $\dot{u}_m$  und  $\dot{w}_m$ , die Phasengeschwindigkeit  $V$  sowie die Normalspannung  $\sigma_m$  und die Tangentialspannung  $\tau_m$  in der Wellenausbreitungsrichtung. Die Matrix  $L_m$  ist eine Funktion des Schichtindex  $m$ , d. h. ihre Elemente hängen von der Phasengeschwindigkeit  $V$ , der Periode  $T$ , der Schichtdicke  $H$  und den elastischen Konstanten der Schicht ( $P$ -Geschwindigkeit  $\alpha$ ,  $S$ -Geschwindigkeit  $\beta$  und Dichte  $\rho$ ) ab. Durch wiederholte Anwendung von Gl. (1) und Matrizenmultiplikation können die Randbedingungen in einem Schichtpaket mit beliebig vielen Schichten erfüllt werden. Die Matrizen  $L_m$  lassen sich mit Hilfe eines geeigneten Programms für eine Digitalrechenmaschine berechnen. Daraus folgt dann sofort die gesuchte Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit  $V$  von der Periode  $T$ .

Um den Einfluß einer Sedimentdecke, sowie einer zweigeschichteten Erdkruste (Granit und Basalt) über dem elastischen Halbraum des Materials unter der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität untersuchen zu können, wurden nach einem an der Columbia-Universität in New York entwickelten Rechenprogramm (siehe DORMAN, EWING und OLIVER [3]) im Rahmen dieser Arbeit die Dispersionskurven mehrerer Schichtmodelle mit einer elektronischen Rechenmaschine IBM 650 numerisch bestimmt. Die Schichtdicke und die elastischen Konstanten wurden dabei unter Berücksichtigung aller zur Verfügung stehenden Daten der Refraktions- und Reflexionsseismik sowie von Nahbeben so gewählt, daß sie das größte Maß an Wahrscheinlichkeit besitzen. Die graphische Darstellung der Rechenergebnisse in Abb. 1 zeigt a) den Einfluß der Gesamtkrustendicke, b) den Einfluß einer Zweischichtung der Kruste und c) den Einfluß verschiedenartiger Sedimentbedeckung auf die Phasengeschwindigkeit von RAYLEIGH-Wellen.

---

Abb. 1: Theoretische Phasengeschwindigkeitsdispersion für kontinentale RAYLEIGH-Wellen  
 a) Einfluß der Gesamtkrustendicke  
 b) Einfluß einer Zweischichtung der Erdkruste  
 c) Einfluß verschiedenartiger Sedimentbedeckung

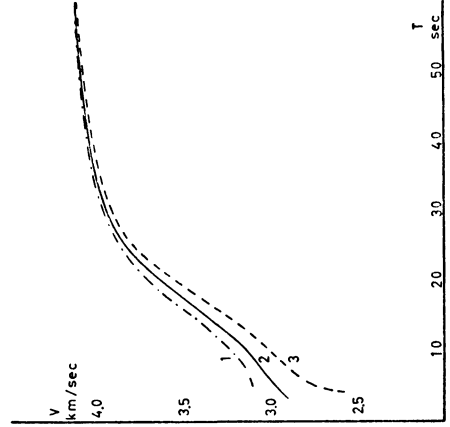
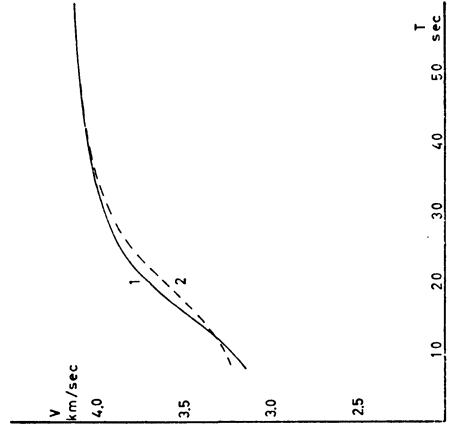
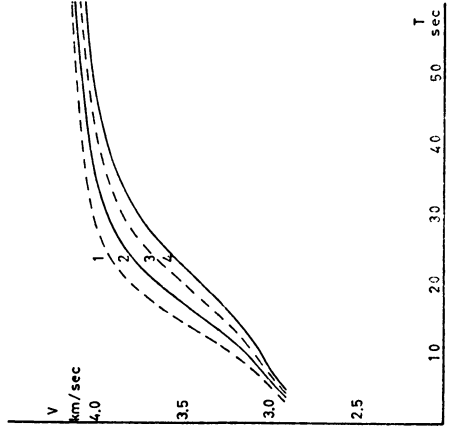
*Bezeichnungen:*  $H$  = Schichtmächtigkeit (km)       $\rho$  = Dichte (g/cm<sup>3</sup>)  
 $\alpha$  = P-Geschwindigkeit (km/sec)       $V$  = Phasengeschwindigkeit (km/sec)  
 $\beta$  = S-Geschwindigkeit (km/sec)       $T$  = Periode (sec)

Fig. 1: Theoretical phase-velocity dispersion for continental RAYLEIGH waves  
 a) Dependence upon total thickness of the crust  
 b) Influence of a two-layer crust  
 c) Dependence upon thickness of sedimentary column

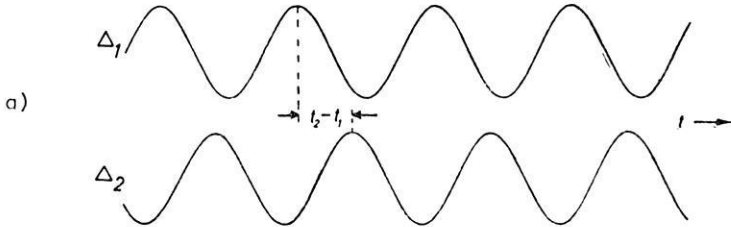
*Notations:*  $H$  = layer thickness (km)       $\rho$  = density (gm/cm<sup>3</sup>)  
 $\alpha$  = P velocity (km/sec)       $V$  = phase velocity (km/sec)  
 $\beta$  = S velocity (km/sec)       $T$  = wave period (sec)

Phasengeschwindigkeit von RAYLEIGH-Wellen

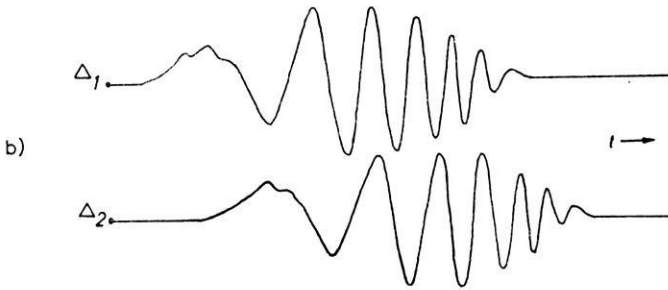
a)		b)		c)					
Modell	H	$\alpha$	$\beta$	$\rho$	Modell	H	$\alpha$	$\beta$	$\rho$
1	0,8	3,50	2,00	2,5	1	17,0	5,90	3,40	2,7
	13,4	3,50	3,40	2,7		13,0	6,50	3,75	2,9
	16,8	8,15	4,70	3,1		13,0	8,15	4,70	3,1
2	1,0	3,50	2,00	2,5	2	1,0	3,50	2,00	2,5
	16,0	5,90	3,40	2,7		16,0	5,90	3,40	2,7
	13,0	6,50	3,75	2,9		13,0	6,50	3,75	2,9
3	1,2	3,50	2,00	2,5	3	2,0	3,00	1,70	2,3
	18,6	5,90	3,40	2,7		16,0	2,50	2,70	2,9
	15,2	8,15	4,70	3,1		13,0	8,15	4,70	3,1
4	1,3	3,50	2,00	2,5					
	21,4	5,90	3,40	2,7					
	17,3	8,15	4,70	3,1					



Die Frage, wie sich die Phasengeschwindigkeit von Oberflächenwellen bestimmen läßt, ist durchaus nicht ohne eine gewisse Problematik. Nehmen wir an, wir haben zwei Erdbebenstationen mit den Epizentralentfernungen  $\Delta_1$  bzw.  $\Delta_2$ , die beide auf demselben Wellenstrahl liegen. Die Seismographen sollen genau gleich justiert sein, d. h. sie sollen insbesondere denselben Phasengang aufweisen. Man versteht dann im Falle einer einfachen, harmonischen Bodenbewegung unter Phasengeschwindigkeit



$$a_2 = a_0 \cdot R_{\Delta_1} \cdot \sin \omega \left( \frac{\Delta_2}{V_\omega} - t_1 \right); a_2 = a_0 \cdot R_{\Delta_2} \cdot \sin \omega \left( \frac{\Delta_2}{V_\omega} - t_2 \right) \quad \underline{\underline{V_\omega = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{t_2 - t_1}}}$$



$$\mathfrak{A}_{(\omega, \Delta)} = A_{(\omega, \Delta)} e^{i\varphi} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t, \Delta) \cdot e^{-i\omega t} \cdot dt$$

$$\text{tg} [\varphi(\omega, \Delta) + 2m\pi] = - \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f(t, \Delta) \cdot \sin \omega t \cdot dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(t, \Delta) \cdot \cos \omega t \cdot dt}$$

$$\underline{\underline{V_\omega = \frac{\omega(\Delta_2 - \Delta_1)}{\varphi_2 - \varphi_1 + 2n\pi}}}$$

Abb. 2: Definition der Phasengeschwindigkeit  $V_\omega$  für  
 a) einen einfachen, harmonischen Wellenzug mit der Frequenz  $\omega$   
 b) die Spektralkomponente  $\omega$  in einer zeitlich begrenzten Wellengruppe

Fig. 2: Definition of phase velocity  $V_\omega$  for  
 a) a simple harmonic wave train of frequency  $\omega$   
 b) the spectral component  $\omega$  in a transient wave group

keit diejenige Geschwindigkeit, mit welcher eine bestimmte Schwingungsphase, z. B. ein Maximum, fortschreitet (Abb. 2 a). Die Phasengeschwindigkeit ist:

$$V_{\omega} = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{t_2 - t_1} \quad (2)$$

wenn  $t_2$  und  $t_1$  die Ankunftszeiten desselben Maximums an den Stationen 2 bzw. 1 bedeuten.

Im Falle eines zeitlich begrenzten Wellenzugs, der sich aus den verschiedensten Perioden aufbaut, führt mit einigen Einschränkungen, auf die noch eingegangen wird, der korrekte Weg zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeit über das FOURIER-Spektrum (Abb. 2 b). Für jede Frequenz  $\omega$  erhält man durch eine harmonische Analyse des Seismogramms aus dem Verhältnis der Sinus- und Cosinuskoeffizienten einen bestimmten Phasenwinkel  $\varphi$ , dessen Größe von der Herdentfernung abhängt. Für die zwei Stationen bildet man die Differenz dieser Phasenwinkel und bekommt so:

$$V_{\omega} = \frac{\omega (\Delta_2 - \Delta_1)}{\varphi_2 - \varphi_1 + 2 n \pi} \quad (3)$$

Die Mehrdeutigkeit der Phasendifferenz (Index  $n$ ) läßt sich ausschalten, wenn der Stationsabstand kleiner als eine Wellenlänge ist oder wenn die Größenordnung von  $V_{\omega}$  bereits bekannt ist. Dieses Verfahren wurde von FÖRTSCH [5] bei der Analyse von Biegewellen in Eisplatten mit Erfolg angewandt. Eine Schwierigkeit liegt jedoch in der Tatsache, daß im Seismogramm verschiedenartige Wellentypen mit derselben Wellenperiode auftreten können. Diese vermag das Verfahren nicht zu trennen und liefert dann irreführende Resultate.

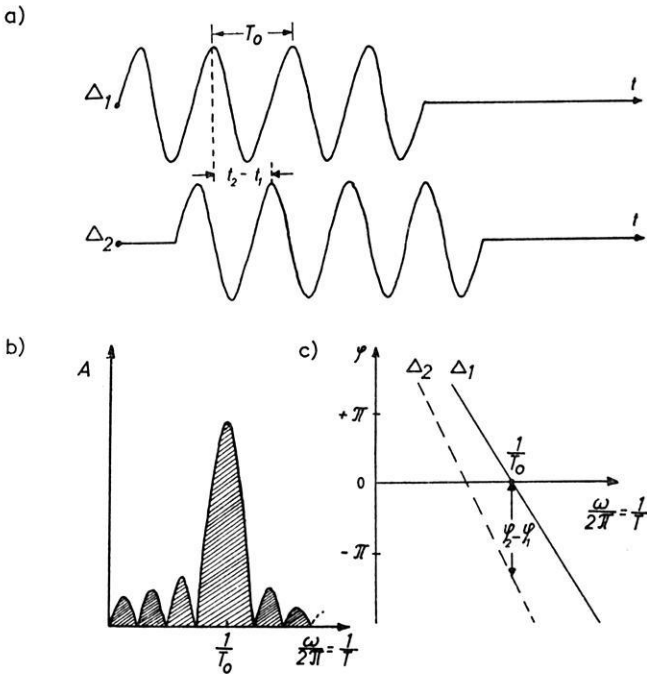
In der Praxis ist die harmonische Analyse mit der erforderlichen Genauigkeit auf Fernbeben- seismogramme kaum anwendbar, weil sich die Aufzeichnungen meist über eine größere Zeitspanne erstrecken und außerdem bei mechanisch registrierenden Seismographen eine Bogenkorrektur entsprechend der Länge des Schreibarms anzubringen ist. Im Gegensatz zur Hammerschlagseismik ist man bei Fernbeben meist in der glücklichen Lage, Gruppen von drei bis fünf Schwingungen mit nahezu konstanter Periode anzutreffen. Es erhebt sich dann die Frage, ob bei derartigen Wellengruppen die Phasengeschwindigkeit so einfach wie bei einem rein harmonischen Wellenzug bestimmt werden darf. Wir denken uns dazu das Seismogramm aufgebaut aus monochromatischen, begrenzten Wellengruppen, die an den Stationen 1 und 2 zur Zeit  $t_1$  bzw.  $t_2$  einsetzen (Abb. 3 a), und unterziehen diese Gruppe einer harmonischen Analyse. Die FOURIER-Integrale lassen sich geschlossen auswerten. Für einen Wellenzug aus vier Sinusschwingungen sind die Ergebnisse in Abb. 3 b und 3 c graphisch dargestellt. Im Amplitudenspektrum (Abb. 3 b) dominiert die die Wellengruppe bestimmende Periode  $T_0$  bei weitem. Man wird also



das Verhalten der Wellengruppe im wesentlichen erfassen, wenn man sich allein auf die Periode  $T_0$  beschränkt. Für diese Periode ergibt sich aus der Frequenzabhängigkeit des Phasenwinkels (Abb. 3 c) der Ausdruck:

$$\varphi_2 - \varphi_1 + 2 n \pi = \frac{2\pi}{T_0} (t_2 - t_1) \quad (4)$$

Daraus zeigt sich aber unmittelbar, daß man innerhalb der angeführten Näherung die durch die harmonische Analyse gefundenen Phasendifferenzen durch die Diffe-



$$\varphi_2 - \varphi_1 + 2n\pi = \frac{2\pi}{T_0} (t_2 - t_1)$$

Abb. 3: FOURIER-Analyse einer fortschreitenden, monochromatischen Wellengruppe

- a) Zeitlicher Verlauf in den Entfernungen  $\Delta_1$ , und  $\Delta_2$
- b) Amplitudenspektrum  $A$  ( $1/T$ )
- c) Frequenzabhängigkeit des Phasenwinkels  $\varphi$

Fig. 3: FOURIER analysis of a propagating monochromatic wave group

- a) Wave form at distances  $\Delta_1$ , and  $\Delta_2$
- b) Amplitude spectrum  $A$  ( $1/T$ )
- c) Frequency dependence of phase angle  $\varphi$

renz der Ankunftszeiten einer bestimmten Wellenphase multipliziert mit der Frequenz ersetzen kann und deshalb so vorgehen darf, wie wenn eine rein harmonische Bewegung vorliegen würde. Die Näherung wird um so besser, je länger der Wellenzug ist. Eine theoretische Untersuchung über den Fehler dieser einfachen Methode bei Wellengruppen mit veränderlicher Amplitude und zeitabhängiger Periode ist geplant mit dem Ziel, entsprechende Korrekturen anbringen zu können.

Bei der Bearbeitung der Seismogramme wurde so vorgegangen, daß in der Aufzeichnung der Vertikalkomponente eine Nulllinie mit exaktem Zeitmaßstab gezogen und darauf die Lage der Maxima und Minima als Mittelwert der Nulldurchgänge festgelegt wurde (Abb. 4). Diese Punkte streuen etwas infolge der Unsicherheit in der Nulllinie und wegen der Unregelmäßigkeiten im Schwingungsbild. Wir haben deshalb für jede Wellengruppe einen graphischen Fehlerausgleich vorgenommen und die Phasenlaufzeitdifferenz aus den geglätteten Kurven für beide Stationen bestimmt.

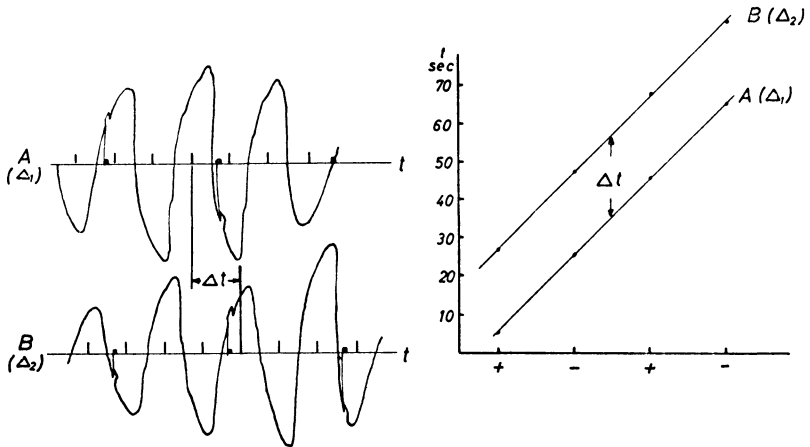


Abb. 4: Bestimmung der Phasenlaufzeitdifferenz  $\Delta t$  aus den Aufzeichnungen an den Stationen  $A (\Delta_1)$  und  $B (\Delta_2)$

Fig. 4: Determination of phase travel time  $\Delta t$  from the records at stations  $A (\Delta_1)$  and  $B (\Delta_2)$

In Wirklichkeit werden die beiden Erdbebenstationen nicht auf dem Wellenstrahl liegen, sondern ihre Verbindungslinie wird mit diesem einen Winkel einschließen. Die gemessene Scheingeschwindigkeit ist dann mit dem Cosinus dieses Winkels zu multiplizieren, um die wahre Phasengeschwindigkeit zu erhalten. Zur genauen Festlegung des Wellenazimuts ist ein Stationsdreieck erforderlich. Von dieser „TRIPARTITE“-Methode wird schon seit langem bei der Richtungsbestimmung der mikroseismischen Bodenunruhe Gebrauch gemacht. Der Landes-Erdbebendienst

Baden-Württemberg besitzt zur Zeit vier Stationen, die einheitlich mit den in den letzten Jahren entwickelten Nahbebenseismographen ausgerüstet sind. Die Relativbewegung zwischen Pendel und Gestell des Seismometers (mit der Eigenperiode  $T_s = 1,2 \text{ sec}$ ) wird dabei durch einen Trägerfrequenzverstärker elektronisch vergrößert und mittels Direktschreiber registriert [2]. Die Seismometer sind natürlich in erster Linie zur Aufzeichnung von Nahbeben gedacht, haben aber wegen ihres Übertragungsprinzips auch für langperiodische Schwingungen eine wesentlich höhere Vergrößerung als Induktionsseismographen mit galvanometrischer Registrierung bei gleicher Eigenperiode und gleicher Maximalvergrößerung (Abb. 5).

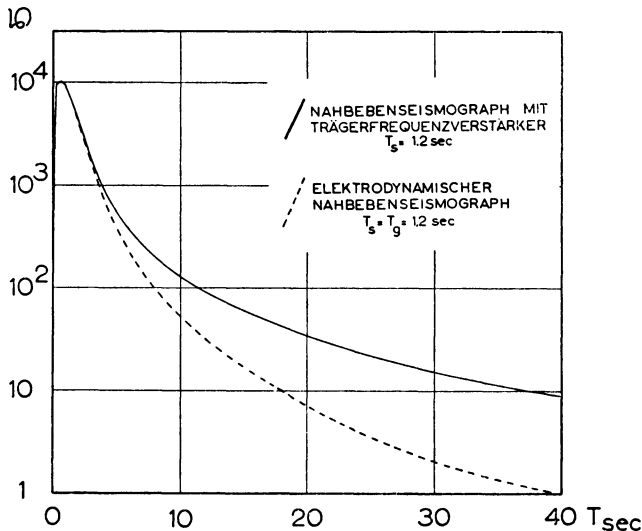


Abb. 5: Dynamische Vergrößerung  $v$  zweier Nahbeben-Seismographensysteme für langperiodische Bodenbewegungen.

Fig. 5: Dynamic magnification  $v$  of two short-period seismograph systems for ground motions in the intermediate period range.

Abb. 6 zeigt das Stationsnetz.  $\oplus$  sind bereits mit den neuen Seismographen ausgerüstete Stationen,  $\circ$  sind im Aufbau befindliche Stationen, welche mit denselben Instrumenten ausgerüstet werden. Die bis jetzt verwendbaren Stationen Stuttgart (St), Tübingen (Tü), Meßstetten (Me) und Ravensburg (Ra) bilden sehr spitze Dreiecke und sind deswegen nur zur Untersuchung von Erdbeben in nördlichem bzw. südlichem Azimut geeignet. Die Bestimmung des Einfallswinkels kann dabei nicht sehr genau erfolgen. Wenn man sich aber auf Beben aus diesen Vorzugsrichtungen beschränkt, so sind die Fehler auch bei einer kleinen Unsicherheit des Azimuts noch unbedeutend, da sich der Cosinus bei kleinen Winkeln nur langsam

ändert. In allen Fällen wurde außerdem das Azimut mit einer Dreikomponentenstation nachgeprüft. Durch Einbeziehung der Stationen Heidelberg (He), Karlsruhe (Ka) und Feldberg (Fe) können zukünftig Wellen aus allen Azimuten untersucht werden. Die Auswahl des Beobachtungsmaterials wird viel größer und die Azimutbestimmung genauer möglich sein.

Die Auswertung von vier starken Fernbeben aus den Kurilen, Kamtschatka und den westlichen Aleuten umfaßt den Periodenbereich von 15 bis 45 Sekunden. Zu-

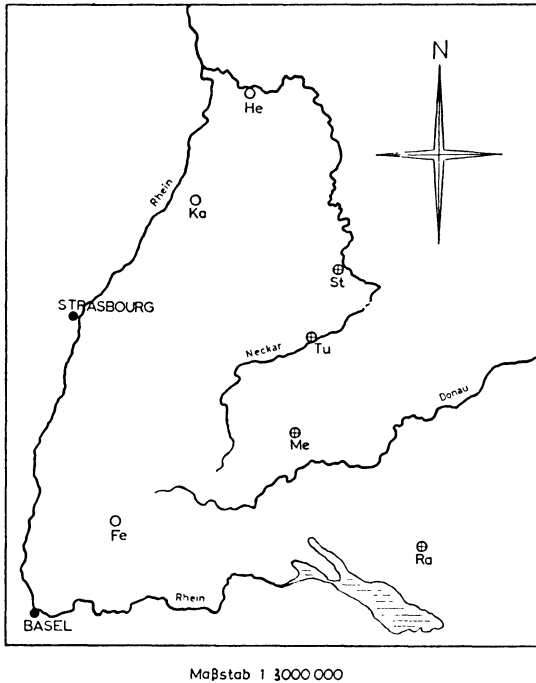


Abb. 6: Das südwestdeutsche Stationsnetz

⊕ = mit gleichartigen Seismographen ausgerüstete Stationen

○ = im Aufbau befindliche Stationen (mit denselben Instrumenten)

Die Abkürzungen bedeuten:

Fe = Gr. Feldberg, He = Heidelberg (Königstuhl), Ka = Karlsruhe, Me = Meßstetten, Ra = Ravensburg, St = Stuttgart, Tü = Tübingen.

Fig. 6: The network of earthquake stations in southwestern Germany

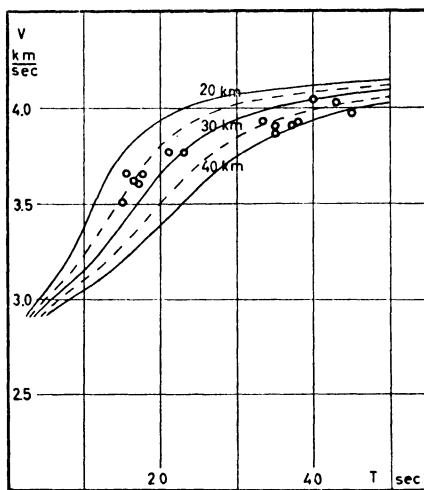
⊕ = stations equipped with identical sets of seismographs

○ = stations which will be fitted out with the same instruments

Key to abbreviations:

Fe = Gr. Feldberg, He = Heidelberg (Königstuhl), Ka = Karlsruhe, Me = Meßstetten, Ra = Ravensburg, St = Stuttgart, Tü = Tübingen.

sätzlich sind in Abb. 7 die theoretischen Kurven des Krustenmodells von Abb. 1 a eingezeichnet. Die Gesamtmächtigkeit des Schichtpakets ist dabei auf Werte der Krustendicke zwischen 20 und 40 km umgerechnet worden. Im Periodenbereich von 15 bis 25 Sekunden, in dem die Phasengeschwindigkeitskurven eine ziemlich genaue Bestimmung der Krustenmächtigkeit zulassen, liegen die Meßpunkte zwischen den Kurven für 25 bis 30 km Krustendicke. Es ist demnach anzunehmen, daß in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Haslach-Sprengung [13, 6] und den Tiefenreflexionen bei Blaubeuren [12] die Erdkruste im Raum des Schwäbischen Stufenlandes etwas weniger als 30 km mächtig ist. Die Punkte für die langen Perioden um 40 sec liegen dagegen alle tiefer als die entsprechenden Modellkurven. Diesen Periodenbereich bestimmt aber weniger die Kruste selbst als das



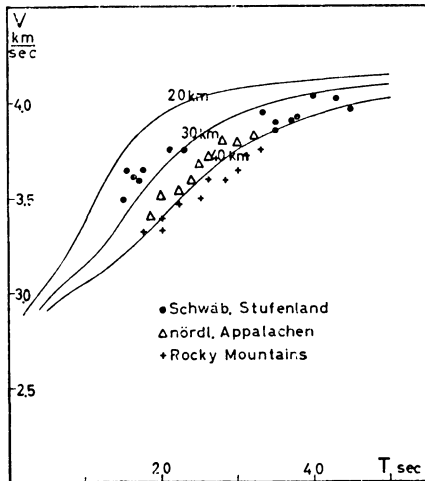
Phasengeschwindigkeit von RAYLEIGH-Wellen

Abb. 7: Beobachtungsergebnisse für das Gebiet des Schwäbischen Stufenlandes. Die Kurven für verschiedene Krustenmächtigkeit sind aus dem Modell in Abb. 1 a abgeleitet.

Fig. 7: Experimental results for the region of the "Schwäbische Stufenland". The plotted curves correspond to different values of crustal thickness and are derived from the model in Fig. 1 a.

Material unter der MOHORoviČIĆ-Diskontinuität. Wir gingen bei der Modellrechnung von den Peridotitwerten  $\alpha = 8,15$  km/sec und  $\beta = \alpha/\sqrt{3} = 4,70$  km/sec aus. An der Richtigkeit des  $P_n$ -Geschwindigkeitswertes von 8,1 bis 8,2 km/sec ist kaum zu zweifeln. Offenbar ist aber der Wert von  $\beta$  zu hoch angenommen. Eine Scherwellengeschwindigkeit von  $\beta = 4,5$  km/sec würde die 30 km-Kurve derart

nach unten verlagern, daß sie mitten durch die Punktgruppe für  $T > 30$  sec verlaufen würde. Dies bedeutet aber, daß die Poisson'sche Zahl unterhalb der Erdkruste nicht wie meist angenommen 0,25, sondern etwa 0,28 betragen würde. Diese Folgerung wird auch durch die von ROTHÉ und PETERSCHMITT [13] sowie die von GUTENBERG [7] veröffentlichten Geschwindigkeitswerte der  $S_n$ -Welle, die auf Beobachtungen zahlreicher Autoren zurückgehen, nahegelegt. Nach neueren Ergebnissen handelt es sich vielleicht aber auch um den Einfluß einer in 100 bis 200 km Tiefe liegenden Zone mit geringerer Scherwellengeschwindigkeit [3].



Phasengeschwindigkeit von RAYLEIGH-Wellen

Abb. 8: Vergleich der südwestdeutschen Phasengeschwindigkeitsbeobachtungen mit Ergebnissen in Nordamerika. Die ausgezogenen Kurven gehören zu dem Krustenmodell in Abb. 1a.

Fig. 8: Comparison of phase-velocity observations in southwestern Germany with results in North America. The theoretical curves are based on the crustal model in Fig. 1 a.

Die Abb. 8 zeigt zum Abschluß einen Vergleich unserer Ergebnisse mit Resultaten aus Nordamerika. Es ist deutlich erkennbar, daß die Erdkruste in Südwestdeutschland von geringerer Mächtigkeit ist als im Gebiet der nördlichen Appalachen und wesentlich weniger mächtig ist als im Bereich der Rocky Mountains.

Für die Durchführung der Modellberechnungen wurde uns freundlicherweise die elektronische Rechenmaschine IBM 650 des Instituts für Praktische Mathematik der Technischen Hochschule Darmstadt zur Verfügung gestellt, wofür wir der Deutschen Forschungsgemeinschaft sowie dem Institutsdirektor, Herrn Prof. Dr. A. WALTHER, zu Dank verpflichtet sind.

**Literatur**

- [1] BERCKHEMER, H., MÜLLER, St. und SELLEVOLL, M.: Die Phasengeschwindigkeit seismischer Oberflächenwellen in Südwestdeutschland.  
Phys. Verhandl., Vol. 10, p. 186, 1959.
- [2] BERCKHEMER, H. und HILLER, W.: Kurzperiodische Stationsseismographen mit Trägerfrequenzverstärker und mechanischer Registrierung.  
Zeitschr. Geophys., Vol. 26, pp. 1—8, 1960.
- [3] DORMAN, J., EWING, M. and OLIVER, J.: Study of Shear-Velocity Distribution in the Upper Mantle by Mantle Rayleigh Waves.  
Bull. Seism. Soc. Amer., Vol. 50, pp. 87—115, 1960.
- [4] EWING, M. and PRESS, F.: Determination of Crustal Structure from Phase Velocity of Rayleigh Waves. Part III: The United States.  
Bull. Geol. Soc. Amer., Vol. 70, pp. 229—244, 1959.
- [5] FÖRTSCH, O.: Untersuchungen von BiegeWellen in Platten: Messung ihrer Gruppen- und Phasengeschwindigkeit.  
Gerl. Beitr. Geophys., Vol. 61, pp. 272—290, 1950.
- [6] FÖRTSCH, O.: Analyse der seismischen Registrierungen der Großsprengung bei Haslach im Schwarzwald am 28. April 1948.  
Geol. Jahrb., Vol. 66, pp. 65—80, 1951.
- [7] GUTENBERG, B.: Wave Velocities below the Mohorovičić Discontinuity.  
Geophys. Journ., Vol. 2, pp. 348—352, 1959.
- [8] HASKELL, N. A.: The Dispersion of Surface Waves on Multilayered Media.  
Bull. Seism. Soc. Amer., Vol. 43, pp. 17—34, 1953.
- [9] PRESS, F.: Determination of Crustal Structure from Phase Velocity of Rayleigh Waves. Part I: Southern California.  
Bull. Geol. Soc. Amer., Vol. 67, pp. 1647—1658, 1956.
- [10] PRESS, F.: Determination of Crustal Structure from Phase Velocity of Rayleigh Waves. Part II: San Francisco Bay Region.  
Bull. Seism. Soc. Amer., Vol. 47, pp. 87—88, 1957.
- [11] PRESS, F.: Crustal Structure in the California-Nevada Region.  
Journ. Geophys. Res., Vol. 65, pp. 1039—1051, 1960.
- [12] REICH, H.: Über seismische Beobachtungen der PRAKLA von Reflexionen aus großen Tiefen bei den großen Steinbruchsprengungen in Blaubeuren am 4. März und am 10. Mai 1952.  
Geol. Jahrb., Vol. 68, pp. 225—240, 1953.
- [13] ROTHÉ, J.-P. et PETERSCHMITT, E.: Etude Séismique des Explosions d'Haslach.  
Ann. Inst. Physique du Globe, Univ. Strasbourg, Nouv. Ser. 5, Part 3 (Géophys.), pp. 1—28, 1950.
- [14] THOMSON, W. T.: Transmission of Elastic Waves through a Stratified Solid Medium.  
Journ. Appl. Phys., Vol. 21, pp. 89—93, 1950.

## Interpretation von Herdmechanismen durch asymmetrische Dislokationen <sup>1) 2)</sup>

Von H. J. Schöffner, Berlin <sup>3)</sup>

*Zusammenfassung:* Es werden die Verschiebungsfelder betrachtet, die entstehen, wenn der initiale Herdvorgang in einer asymmetrischen Scherung besteht. Aus der Diskussion des Knotenlinienverlaufs für die P-Wellen folgt, daß nicht orthogonale Lösungssysteme unter Zugrundelegung einer asymmetrischen Punktquelle in verschiedenen Fällen interpretiert werden können. Zur Erleichterung der Auswertarbeit wurde ein Diagrammsatz entworfen, dessen Verwendung an Hand eines praktischen Beispiels demonstriert wird. Die so gewonnenen asymmetrischen Lösungen können, wie aus der Betrachtung der Herdgeometrie hervorgeht, orthogonalisiert und in üblicher Form tabelliert werden.

*Summary:* An investigation is carried out of the fields of displacement which develop if the initial focus process consists in an asymmetrical faulting. From the discussion of the nodal lines for the P-waves it follows that in various cases non-orthogonal solution systems may be interpreted, an asymmetrical point-source being taken as a basis. To facilitate evaluation a set of diagrams has been drawn the application of which is demonstrated by use of a practical example. The asymmetrical solutions thus obtained may — as results from the consideration of the seismic focus geometry — be orthogonalized and tabulated in the usual way.

### 1. Einleitung

Untersuchungen des Herdmechanismus von Erdbeben gewinnen wachsende Bedeutung für Geotektonik und Geophysik der Erdkruste. Diese Tatsache spiegelt sich in der ständig wachsenden Zahl der Publikationen über dieses Gebiet und gewinnt praktische Gestalt in den ermittelten Herdverschiebungslösungen, deren Zahl Ende 1960 etwa 700 betrug. Es sei kurz das Prinzip der Ermittlung von Herdmechanismen erklärt: Ein tektonisches Erdbeben wird durch Relativbewegung zweier Flügel

<sup>1)</sup> Vortrag gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hannover 1961.

<sup>2)</sup> Veröffentlichung Nr. 103 des Instituts für Angewandte Geophysik der Bergakademie Freiberg. Direktor: Prof. Dr. O. MEISSER.

<sup>3)</sup> Dipl.-Geophys. HANS-JOACHIM SCHÖFFNER, Berlin-Kaulsdorf, Wilhelmsmühlenweg 26, bei Stasch.



einer Dislokation längs einer Verschiebungsfläche ausgelöst. Bei diesem Vorgang entstehen elastische Wellen, deren erste Amplituden negative oder positive Vorzeichen besitzen, je nach der Raumrichtung, in der sie ausgestrahlt werden. Die an den einzelnen Erdbebenstationen registrierten ersten Einsätze sind aus diesem Grund positiv oder negativ. Aus dem Vorzeichen und dem Emergenzwinkel wird jetzt rückwärts auf den Verschiebungsmechanismus geschlossen. Die Zuverlässigkeit der über den Herdmechanismus gemachten Aussagen hängt dabei wesentlich von der Anzahl der Registrierungen eines Bebens ab. Betrachtet man die Auswertungen der großen Weltbeben, so spiegelt sich hier der Fortschritt augenfällig bereits in der Zunahme der zur Verfügung stehenden Registrierstationen. Das hat seine Ursache in der Erweiterung des Stationsnetzes im Weltmaßstab (u. a. zur seismischen Feststellung von Kernexplosionen) und wird weiter bedingt durch die Verbesserung und Homogenisierung der instrumentellen Bestückung der einzelnen Stationen. Wir erhalten also aus diesen Gründen in vielen Fällen eine weitaus dichtere Vorzeichenverteilung für ein Erdbeben, als das früher der Fall war. Das bedeutet aber eine Verringerung der Variationsmöglichkeiten bezüglich der Anordnung der Knotenlinien. Bei geringerer Stationsdichte ist oft nur eine *P*-Knotenlinie leidlich fixiert. Die Festlegung der zweiten *P*-Knotenlinie geschieht dann unter Voraussetzung der Gültigkeit des Orthogonalitätskriteriums nach den für die betreffende Projektionsart gültigen Konstruktionsvorschriften.

Die Tatsache, daß bisher der größte Prozentsatz der ermittelten Herdverschiebungslösungen mit dem Orthogonalitätskriterium verträglich war und somit durch symmetrische Dislokationen erklärt wurde, bildet noch keinen Beweis dafür, daß die Mehrzahl der tektonischen Schollenverschiebungen streng symmetrisch sind, da das Stationsnetz meist zu weitmaschig war, um eine Unterscheidung zu ermöglichen.

## 2. Definitionen und Begriffserläuterungen

Asymmetrische Punktmodelle für Herdverschiebungen werden erstmalig in der sowjetischen Literatur (KEILIS-BOROK [1]) angegeben und geologisch interpretiert. Allgemein entsteht ein asymmetrisches Punktmodell dann, wenn zwei Quellen verschiedener Ordnung überlagert werden. Für die Praxis sind zwei Fälle von Bedeutung.

1. Superposition von Einzelkraft und Dipol ohne Moment
2. Superposition von Einzelkraft und Dipol mit Moment

Je nachdem, ob die aufgeprägte Einzelkraft in oder senkrecht zur Dipolrichtung wirkt, können vier Möglichkeiten unterschieden werden, deren geologische Bedeutung wie folgt zu charakterisieren ist (siehe Abb. 1):

- a) Asymmetrischer Bruch (einfache Zerrung): die Bewegung der Flügel erfolgt senkrecht zur Bruchebene mit verschieden starker Bewegung relativ zu einem

raumfesten Bezugssystem, z. B. Abreißen einer Scholle von einem größeren relativ in Ruhe bleibenden Komplex.

- b) Symmetrischer (oder asymmetrischer) Bruch mit scherender Komponente: (Schiefes Abreißen eines Blockes, z. B. beim Verdriften von Inselbögenteilen denkbar, vgl. dazu SCHÄFFNER S. 99 ff.)
- c) Asymmetrische Scherung: Der Asymmetriegrad wird durch die Intensität der Verschiebung beider Flügel, bezogen auf ein raumfestes Koordinatensystem, bestimmt. Die Verschiebung erfolgt rein translatorisch längs der Verschiebungsebene.
- d) Symmetrische (oder asymmetrische) Scherung mit zusätzlicher Zerrung. Hier erfolgt die Verschiebung nicht rein translatorisch. (Aufklaffen der Verschiebungsebene).

Stehen zur Auswertung nur die  $P$ -Einsätze zur Verfügung, so ist zu beachten, daß Dipole mit Moment, die unter Beibehaltung der Momentachse  $Z$  um  $90^\circ$  versetzt werden, die gleiche  $P$ -Zeichenverteilung liefern. Die Fälle c) und d) können demnach durch die Analyse der  $P$ -Wellen allein nicht unterschieden werden.

### 3. Das Verschiebungsfeld einer asymmetrischen Scherung

Die Fernfelder der  $P$ -Verschiebungen für die Einzelkraft in Richtung der  $x$ -Achse (1) und für den Dipol mit Moment in Richtung  $x$ - oder  $y$ -Achse (2).

$$4\pi Q U_{a_1}^{(q)} = \frac{K_1}{a^2} \frac{xq}{r^3} e^{-i\omega r/a}$$

$$4\pi Q U_{a_2}^{(q)} = \frac{K'_1}{a^3} \frac{xyq}{r^4} \omega e^{-i\omega r/a + i\pi/2}$$

$a$  =  $P$ -Wellengeschwindigkeit  $q = (x, y, z)$

$Q$  = Dichte,  $U_a$  = Verschiebungskomponente

$r$  = geradlinige Entfernung Quelle — Beobachtungspunkt

nehmen in Kugelkoordinaten folgende einfache Gestalt an:

$$\delta_{a_{r_1}} = \frac{K_1}{4\pi Q a^2 r} \cdot \sin \vartheta \cos \varphi e^{-i\omega r/a}$$

$$\delta_{a_{r_2}} = \frac{K'_2 \omega}{4\pi Q a^3 r} \cdot \frac{1}{2} \sin 2 \vartheta \cos \varphi e^{-i\omega r/a + i\pi/2}$$

wenn man die  $y$ -Achse zur Polarachse der sphärischen Koordinaten  $r, \vartheta, \varphi$  macht, wie in Abb. 2 dargestellt wird.

$\delta_r$  = Verschiebungskomponente in  $r$ -Richtung

Man beachte dabei die Dimensionsungleichheit von  $K_1$  [ $g \text{ cm s}^{-2}$ ] und  $K'_2$  [ $g \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ ].

Die Superposition liefert:

$$\begin{aligned} \delta_{a_{r_1}} + \delta_{a_{r_2}} \frac{e^{-i\omega r/a}}{4\pi Q a^2 r} & \left[ K_1 \cdot \sin \vartheta \cos \varphi + \frac{1}{2} K_2' \frac{\omega}{a} \sin 2 \vartheta \cos \varphi e^{+i\pi/2} \right] \\ & = \frac{1}{4\pi Q a^2 r} \left\{ \left( \cos \frac{\omega r}{a} - i \sin \frac{\omega r}{a} \right) \left( K_1 \cdot \sin \vartheta \cos \varphi + i \frac{K_2}{2} \frac{\omega}{a} \sin 2 \vartheta \cos \varphi \right) \right\} \end{aligned}$$

Der Realteil dieses Ausdruckes ergibt die gesuchte Verschiebung

$$\begin{aligned} R_e (\delta_{a_{r_1}} + \delta_{a_{r_2}}) & = \frac{1}{4\pi Q a^2 r} \\ & \left[ K_1 \cdot \cos \frac{\omega r}{a} \cdot \sin \vartheta \cos \varphi + \frac{K_2}{2} \frac{\omega}{a} \sin \frac{\omega r}{a} \cdot \sin 2 \vartheta \cos \varphi \right] \\ & = M [\sin \vartheta \cos \varphi + N \sin 2 \vartheta \cos \varphi] \end{aligned}$$

mit 
$$M = \frac{K_1 \cdot \cos \frac{\omega r}{a}}{4\pi Q a^2 r} \quad N = \frac{\omega}{2a} \frac{K_2}{K_1} \operatorname{tg} \frac{\omega r}{a}$$

Aus dieser Beziehung wird ersichtlich, daß bei einem vorgegebenen Kräftesystem  $K_1$  und  $K_2'$  der Asymmetriegrad des Verschiebungsfeldes noch von der Frequenz der ausgesandten Schwingung abhängig wird. ( $a$  und  $r$  sind für  $K_1$  und  $K_2'$  gleich). Mit zunehmenden Frequenzen dominiert also der Dipolcharakter, während bei einer langsamen translatorischen Bewegung z. B. das Feld der Einzelkraft überwiegt.

Zur Bestimmung der Knotenlinien für  $r = \text{const}$  setzen wir

$$\cos \varphi (\sin \vartheta + 2 N \sin \vartheta \cos \vartheta) = 0$$

$\varphi = 90^\circ$  liefert einen Meridian in der  $yz$ -Ebene

$\vartheta = 0^\circ$  ist im ersten Fall enthalten.

$\cos \vartheta + \frac{1}{2N}$  liefert einen Kreis um die  $y$ -Achse. Für  $N \rightarrow \infty$  entsteht im Grenzfall der Meridian in der  $xz$ -Ebene; diese Knotenlinienverteilung ist die allgemein verwendete. Mit zunehmender Asymmetrie verschiebt sich der Kreis durch  $x$  z längs der  $y$ -Achse (Abb. 2). Im Grenzfall  $N \rightarrow 0$  entsteht mit  $\vartheta = 0^\circ$  das Verschiebungsfeld der Einzelkraft, das die Herdkugel symmetrisch in eine positive und negative Hälfte teilt.

Eine graphische Darstellung des Verschiebungsfeldes für  $M = 1 \quad N = 1$  ( $\vartheta_0 = 60^\circ$ ) gibt Abb. 3. Die Projektion erfolgte in flächentreuer Darstellung mit Hilfe des Schmidtschen Netzes.

#### 4. Die Konstruktion der Knotenlinien einer asymmetrischen Scherung im Wulfschen Netz

Es sei vorausgesetzt, daß die Vorzeichenverteilung der P-Wellen sich in vier oder wenigstens drei Bereiche mit alternierenden Vorzeichen gliedern läßt. Ferner werde angenommen, daß durch diese gegebene Vorzeichenverteilung ein Knotenkreis als normaler Großkreis konstruiert werden kann, zu dem kein zweiter orthogonaler Großkreis als Knotenlinie für  $U_a$  auffindbar ist. Unter diesen Voraussetzungen ist es denkbar, daß eine Lösung existiert, die mit der Annahme einer asymmetrischen Dislokation verträglich ist. Um die Zahl der möglichen Lösungen, die von der Wahl des Parameters  $N$  bzw. des Asymmetriegrades  $\varepsilon$  abhängig sind, einzuschränken, werde noch gefordert, daß die ermittelte Lösung  $N$  bzw.  $\varepsilon$  zu einem Minimum macht. Formal geometrisch bedeutet diese Aufgabe: Suche zu einer gegebenen Ebene eine zweite Ebene, die zur ersteren orthogonal ist und die unter Beachtung der die Lage der zweiten Ebene begrenzenden Bedingungen möglichst nahe am Koordinatenursprung vorbeiführt.

Bei der graphischen Lösung dieses Problems im Wulfschen Netz gehen wir von der Tatsache aus, daß unsere vorgegebene Knotenebene durch den Ursprung (Herd) zugleich der geometrische Ort aller Normalen der zu ihr senkrechten Ebenen ist. Es gilt jetzt, die Normale herauszusuchen, für die  $N$  ein Minimum wird. Dazu ist für jede Normale mit einer gegebenen Neigung  $\alpha$  gegen die Horizontale die Knotenlinie  $\vartheta = \arccos \frac{1}{2N}$  zu suchen, die mit der gegebenen Vorzeichenverteilung verträglich ist. Die Aufgabe wird erleichtert durch die Winkeltreue des Wulfschen Netzes. (Kreise werden in Kreise transformiert). Eine wesentliche Hilfe ist es ferner, wenn der Auswertende das zu einer geeigneten Normale gehörende Knotenlinienfeld  $\vartheta = \text{const}$  vor Augen hat. Für die symmetrische Dipollösung erfüllte das Wulfsche Netz die Aufgabe, alle Ebenen durch den Ursprung sofort einzeichnen zu können, indem der Auswerter die Pause mit dem Vorzeichen drehte.

Für die Auswertung einer symmetrischen Dipollösung wird die gestellte Aufgabe durch einen Satz von Diagrammen erleichtert, der die Projektionen von Scharen paralleler Kreise liefert, deren Normalachse mit der Neigung  $\alpha$  als Parameter einfällt. Ein solches Diagramm aus einem Satz von Diagrammen mit um  $10^\circ$  springenden Parameter  $\alpha$  ist in Abb. 4 dargestellt. Die Konstruktionsvorschrift erfordert jetzt lediglich, daß nach Ablesung von  $\alpha$  im Wulfschen Netz das entsprechende Diagramm herausgesucht wird, und die auf das Diagramm gelegte Pause mit diesem zentrisch zur Deckung gebracht wird. (Normale und Diagrammchse weisen in gleiche Richtung). Auf diese Weise kann der Asymmetriegrad  $\varepsilon$  sofort abgelesen werden. Man vergleicht dann noch die  $\varepsilon$ -Werte für die benachbarten  $\alpha$ -Werte und wählt  $\varepsilon_{\min}$  aus.

Aus der Betrachtung der Abb. 1 ersieht man, daß die in den Fällen *c* und *d* durch das Vorhandensein der Verschiebungsrichtung (A-Achse) und der Verschiebungsebene (*c*-Ebene) definierte Herdgeometrie durch die zusätzliche Aufprägung einer Einzelkraft nicht geändert wird. Aus diesem Grunde ist es sinnvoll, nach Erhalt der asymmetrischen Lösung die zugehörige symmetrische Lösung zu konstruieren. Auf diese Weise kann die asymmetrische Lösung lediglich durch den Vermerk des Asymmetriegrades gekennzeichnet in üblicher Weise in die Tabellen der Herdparameter aufgenommen werden. Damit steht auch ihrer Verwendung zur Gewinnung statistischer Daten (durchschnittliches *B*-Achsenfallen, — slip-Winkel usw.) nichts im Wege.

## 5. Anwendungsbeispiel

PERONACI stellt in [2] umfangreiches Material über das *N*-Teheranbeben vom 2. 7. 1957 zusammen. Insgesamt liegen die Vorzeichen der *P*-Einsätze von 36 Stationen fest, für die eine tabellarische Zusammenstellung von  $\text{tg } e$  gegeben wird. Die in Anlehnung an das „extended-positions“ Verfahren von BYERLY konstruierte mit den Vorzeichen verträgliche Verschiebungslösung befriedigt jedoch das Orthogonalitätskriterium nicht. Dieser Mangel kann leicht aus der „extended positions“ Darstellung selbst abgelesen werden. Anschaulicher ist jedoch die in Abb. 5 gegebene Darstellung im Wulfschen Netz, aus der das Maß der Abweichung sofort sichtbar wird. Gleichzeitig ist ersichtlich, daß der Knotenkreis I in seiner Lage kaum eine Variation zuläßt. Wie man leicht nachprüft, ist kein zweiter Großkreis angebar, der zu dem fixierten Kreis I orthogonal wäre.

Durch die gegebene Vorzeichenverteilung werden drei alternierende Bereiche festgelegt, so daß die in Abschnitt 4 gemachten Voraussetzungen zutreffen. Das Verfahren wurde darauf in der oben beschriebenen Art angewendet, wobei die Azimute der *f. p.*-Normalen so gewählt wurden, daß der Neigungswinkel  $\alpha$  um jeweils  $10^\circ$  springt. Die durchgeführte Näherung wird in ihrer schrittweisen Folge durch die Abb. 6 illustriert. Man entnimmt daraus  $\epsilon_{\min}$  und kann ebenfalls aus Abb. 6 b jetzt die zugeordnete orthogonale Dipollösung ablesen. Die Kraftpfeile charakterisieren das Spiegelbild der am Zentrum gespiegelten Bewegung der unteren Halbkugel. (Obere Halbkugel wird projiziert). Die Tabellierung erfolgt auf Grundlage des von HODGSON entwickelten Schemas.

## Literatur

- [1] KEILIS-BOROK, V. I.: Issledovanie mehanizma zemljetrjasenii. Trudy geofiz. Inst. Akad. nauk SSSR (1957) 40 (166) 148 S.
- [2] PERONACI, F.: Contributo alla conoscenza della caratteristiche sismiche dell' Iran settentrionale. Ann. Geol., 12 (1959) 4, S. 523—534.
- [3] SCHÄFFNER, H. J.: Die Grundlagen und Auswerteverfahren zur seismischen Bestimmung von Erdbebenmechanismen. Freiburger Forschungsheft C 63 (1959), 183 S.

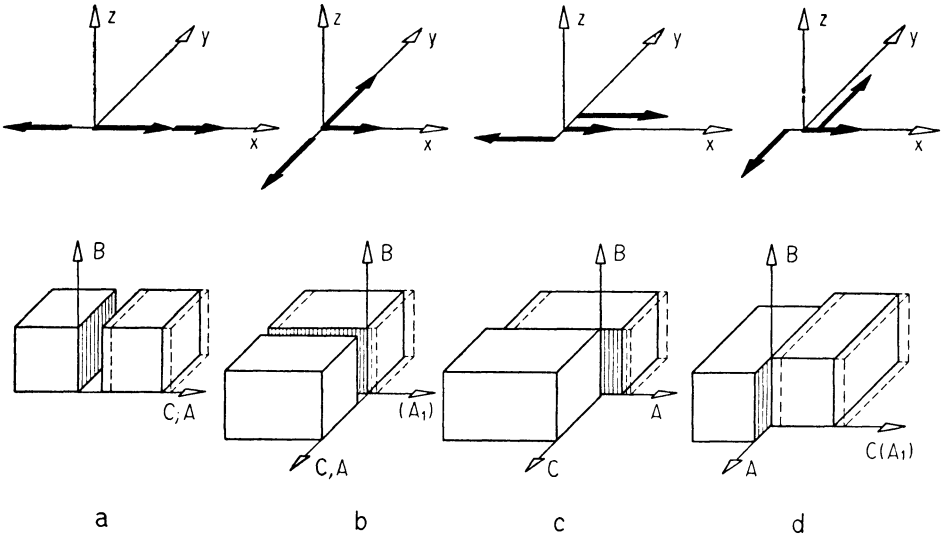


Abb. 1: Verschiedene zusammengesetzte Kraftsysteme und deren übertragene tektonische Interpretation (schematisiert)

ausgezogen: symmetrische Dislokation

gestrichelt: asymmetrische Dislokation

In die Blockdiagramme sind zum Vergleich mit dem  $x, y, z$ -Dreibein der oben dargestellten Punktquellen die Strukturachsen eingezeichnet. Die durch die  $B$ -Achse als Normale definierte Formungsebene (plane of action) bleibt in allen Fällen erhalten.

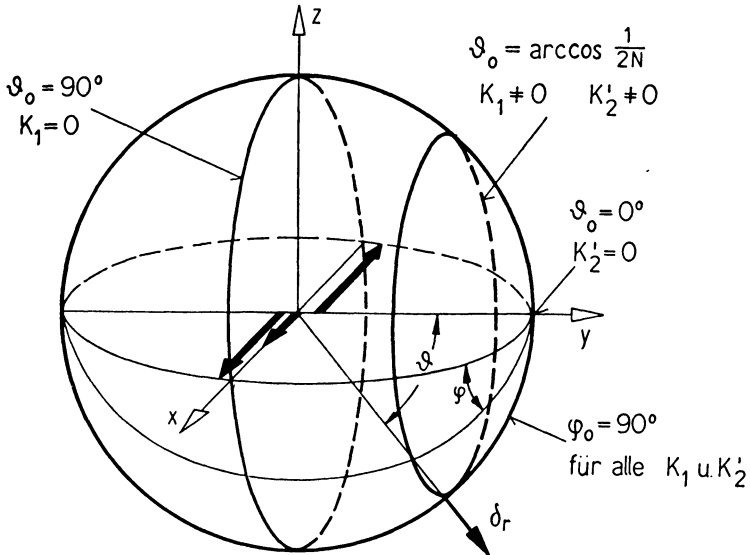


Abb. 2: Herdkugel mit sphärischem Koordinatensystem und  $P$ -Knotenlinien für symmetrische und asymmetrische Dipollösung (stark ausgezogene Kreisbögen).

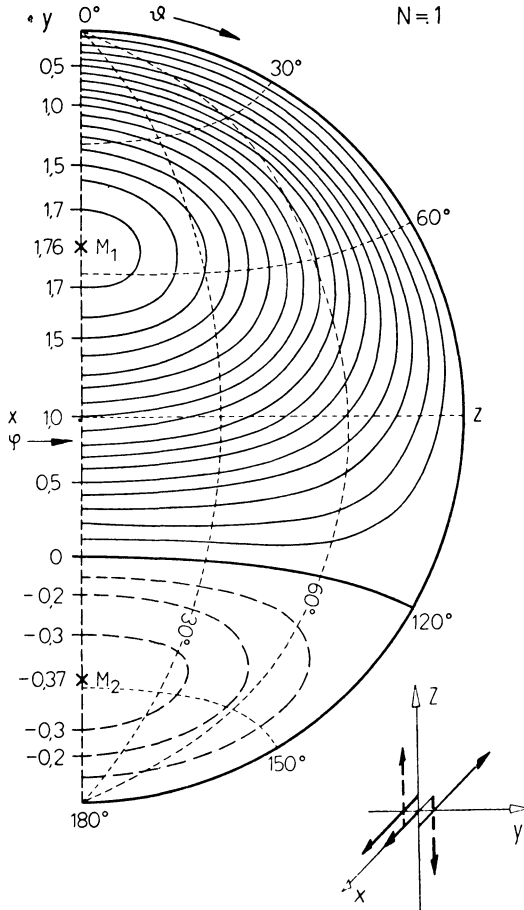


Abb. 3: Flächentreue Projektion des  $P$ -Verschiebungsfeldes einer asymmetrischen Punktquelle (Skizze rechts unten). Stark ausgezogen: Knotenlinien. Die Punkte  $M_1$  und  $M_2$  geben die Lage der Extremwerte an.

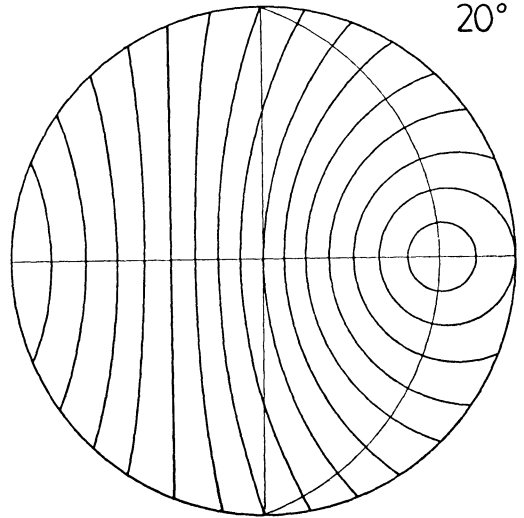


Abb. 4: Hilfsdiagramm zur Konstruktion der  $P$ -Knotenlinien asymmetrischer Scherungen im Wulfschen Netz. Die Rotationsachse der stereographisch projizierten Koordinatenkugel ist um  $20^\circ$  geneigt.

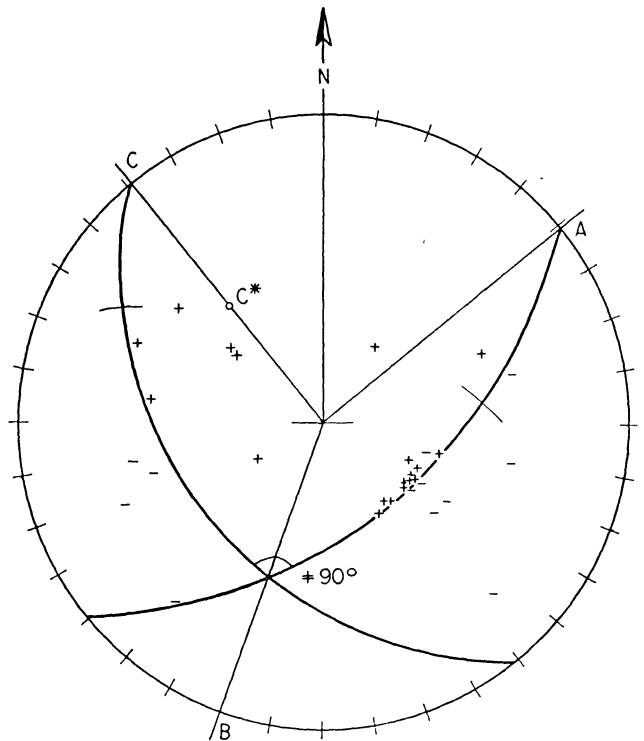


Abb. 5: Stereographische Projektion der originalen nicht orthogonalen Lösung des  $N$ -Teheranbebens vom 2. 7. 1957 nach PERONACI (Übertragung der „extended positions“-Konstruktion).

2 7 1957  
00 42:26

36.1 N  
52 5 E



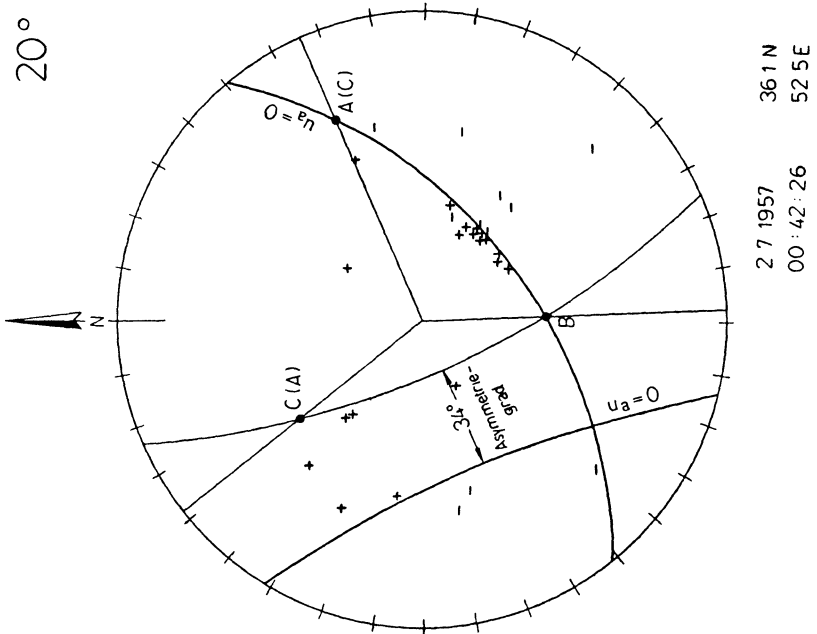


Abb.: 6 (a)

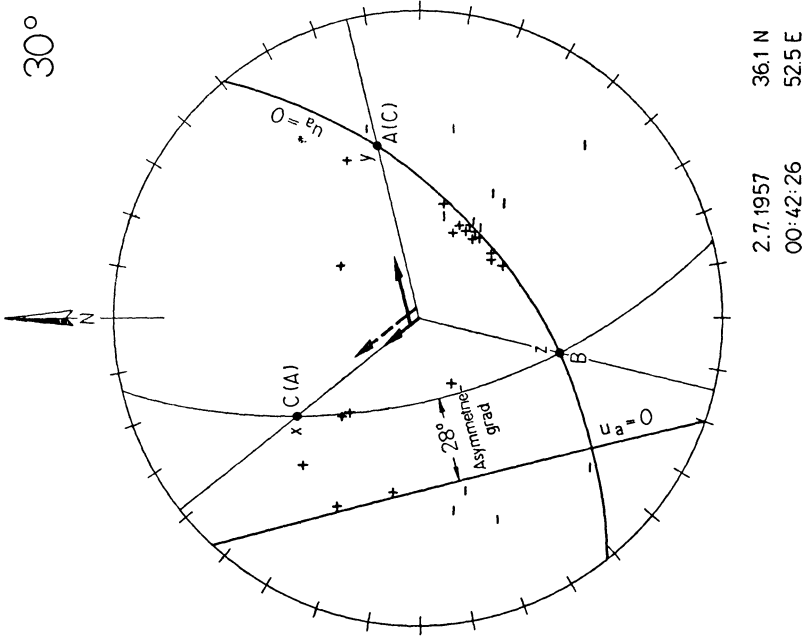


Abb.: 6 (b)

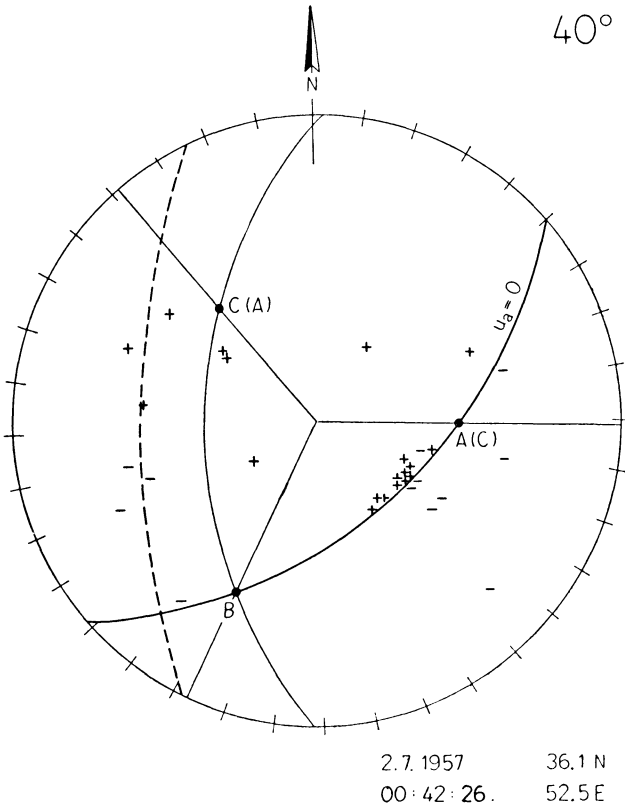


Abb.: 6 (c)

Abb. 6: Demonstration der schrittweisen Bestimmung einer Verschiebungslösung mit möglichst kleinem Asymmetriegrad.

starke Linien: Knotenkreise der asymmetrischen Lösung. Das Dreieck  $C(A)$ ;  $A(C)$ ;  $B$  gibt die zugehörige orthogonale Lösung an und definiert die Herdgeometrie.

(Langer Pfeil ausgezogen — Dipolkraft Lösung a

„ „ gestrichelt -- „ „ b

kurzer Pfeil -- Einzelkraft Lösung a und b vgl. Tabelle 1).

Die Lösung in Abb. 6 c ist für jeden möglichen Asymmetriegrad ( $0 \leq \Sigma \leq 90^\circ$  mit der gegebenen Vorzeichenverteilung unverträglich.

## Magnetic anomalies and magnetization of basalts in the area around Kemnath (Oberpfalz).<sup>1)</sup>

By E. Refai, Cairo<sup>2)</sup>

*Zusammenfassung:* Es wurde das magnetische Störfeld  $\Delta Z$  von 13 Basaltvorkommen im Raum von Kemnath und deren natürliche Magnetisierung (Remanenz und Induktion) vermessen. Positiv und negativ magnetisierte Vorkommen wurden gefunden. Diese beiden Gruppen sind auch morphologisch sowie petrographisch unterscheidbar. Die positiv magnetisierten Vorkommen haben die Gestalt von Förderschloten, während die negativ magnetisierten Vorkommen unregelmäßigere Gestalt besitzen. Die positiv magnetisierten Vorkommen zeigen Olivinknollen und 3,3% Titanomagnetit von einem mittleren Korndurchmesser von  $9 \mu$ . Die negativ magnetisierten Vorkommen zeigen nur porphyrische Olivinkristalle in einer feinkörnig bis glasigen Grundmasse und 5,3% Titanomagnetit von einem mittleren Korndurchmesser von  $6 \mu$ . Die gemessenen Anomalien wurden mit theoretisch berechneten Anomalien verglichen.

*Summary:* Measurements of the magnetic anomalies  $\Delta Z$ , and the natural magnetization (both remanent and induced) of 13 basalts in Kemnath area indicate positive and negative magnetization. These two groups can be distinguished from each other also morphologically and petrologically. The positively magnetized group consists of pipes, while the basalts of the second, negatively magnetized, group do not show well-defined shapes. Olivine nodules are met within the positively magnetized group. This group contains 3,3% titanomagnetite with an average grain size of  $9 \mu$ . The negatively magnetized group shows only porphyritic crystals of olivine in a fine to glassy groundmass; it has 5,3% titanomagnetite with an average grain size of  $6 \mu$ . The observed magnetic anomalies were compared with theoretically calculated anomalies.

The basalt bodies under study are pipes which belong to a greater group of basalts, the Bohemian centre of eruption (GÜMBEL 1868, RICHARZ 1920). This paper gives a description of the magnetization of these simply-formed basalt bodies as measured in the field and in the laboratory. The anomalies  $\Delta Z$  are compared with theoretically calculated anomalies. The petrological description of these rocks is given and is shown to have a relation to the magnetic properties of the rocks (VOGEL-SANG 1957).

The basalts in Kemnath area ( $\varphi = 11^\circ 55' E$ ,  $\lambda = 49^\circ 52' N$ , 75 km NE Nuremberg) are connected with morphological elevations. Some of these show distinct cone shape, as revealed by the contour lines (Fig. 1). In all these mountains the

<sup>1)</sup> Part of a dissertation presented to: Naturwissenschaftliche Fakultät der Ludwig-Maximilians-Universität zu München, 1961.

<sup>2)</sup> Dr. EGLAL REFAI, Department of Geology, Faculty of Science, Cairo University.

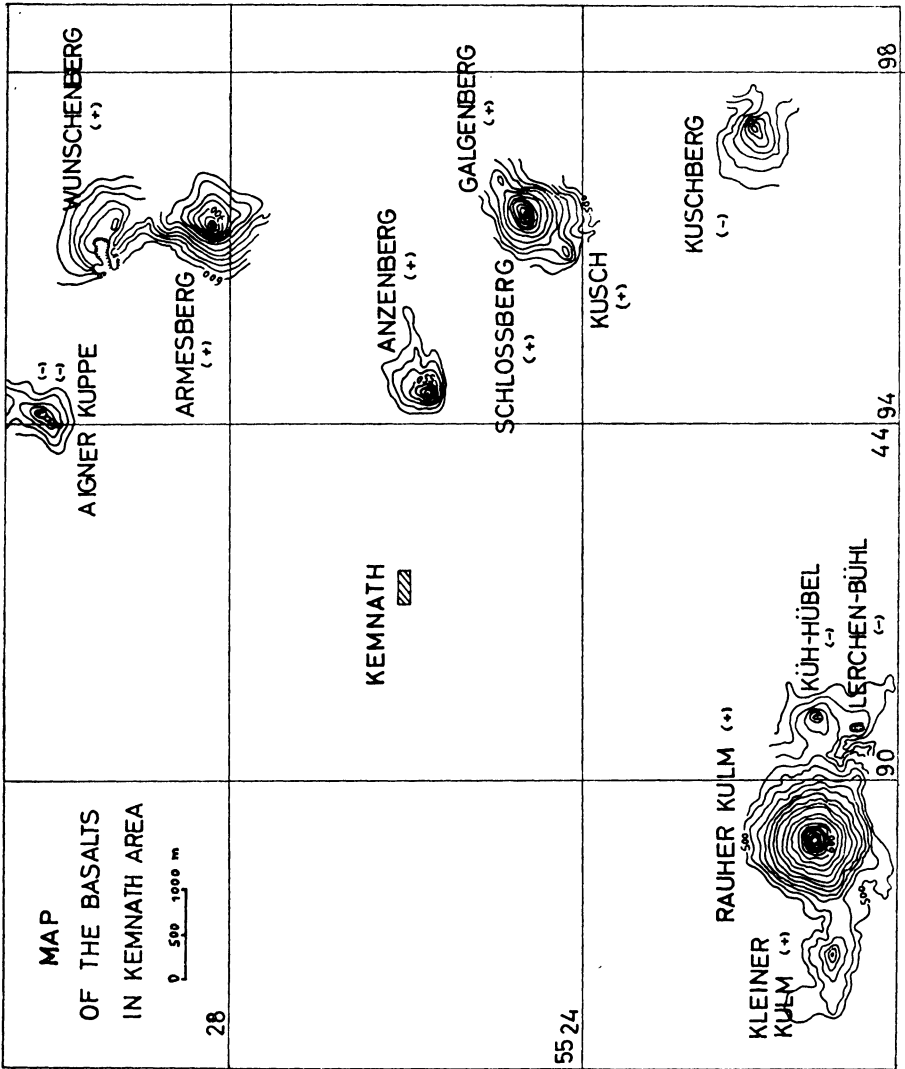


Fig. 1: Map of the Basalts of the area of Kemnath. The positively and negatively magnetized occurrences are indicated.

central cone is basaltic, whereas the slopes are sandstones of Keuper age. This general cone shape is likely to be the work of the weathering; the harder basalt resisted and in turn protected the neighbouring rocks so that these basalts determined the morphology of the area (BÜLOW 1954, RITTMANN 1960).

The stratigraphy and tectonics of the area were studied in detail by SCHRÖDER (1958). According to SCHRÖDER, the basalt eruptions occurred in the Upper Miocene, while in the Bohemian district the vulcanism lasted from the Upper Oligocene till the late Miocene. SCHRÖDER considered the structural picture of the area to be the result of the interference of two structural elements of upfold and downfold perpendicular to each other. At certain favourable places elevations were produced which were afterwards used by the erupting magma. The elevations were not produced by the eruption of the basalts, nor was the eruption initiated by the structural movements.

The shape of basalt bodies is a function of many diverse factors leading to their formation (KORITNIG 1955).

In the area there are two types of basalt forms: One type represents a well-defined columnar shape, i. e. pipes, and they usually reach large dimensions. The basalts of the other type show gentle elevations and are, except for one example, quarried. It seems that the magmatic material of the second type did not reach the surface (intrusions). The Aigner Kuppen show such a situation. There, quarry walls reveal contact areas which show how the magma rose to place by quietly replacing the overlying sediments.

### The Magnetic Anomalies

The vertical component of the anomaly ( $\Delta Z$ ) of the different basaltic bodies was measured with a vertical field magnetometer of Schmidt type and later with a torsion magnetometer (HAALCK 1956, HAHN 1958). Profiles were measured radially across the basalt pipes. Fig. 2 a shows the type of anomaly of an inclinedly magnetized and pipe-shaped basalt body as represented by Schlossberg. For inclinedly magnetized bodies of simple form, it is possible to determine from profiles and isoanomaly maps the declination of magnetization of the body. Perpendicular to this direction the horizontal component is zero, and only the vertical component of the magnetization is effective. This is represented by the NW-SE profile in Fig. 2 a. The two minima adjacent to the centre of the anomaly are the effect of topography. This is clearly demonstrated by the theoretical calculations of the anomalies as seen from Appendix I. (It should be remarked here that all profiles across a vertically magnetized body of the considered pipe shape are similar to the NW-SE profile, and that the negatively magnetized bodies have the reversed shape of anomalies, Fig. 2 a and 2 b).

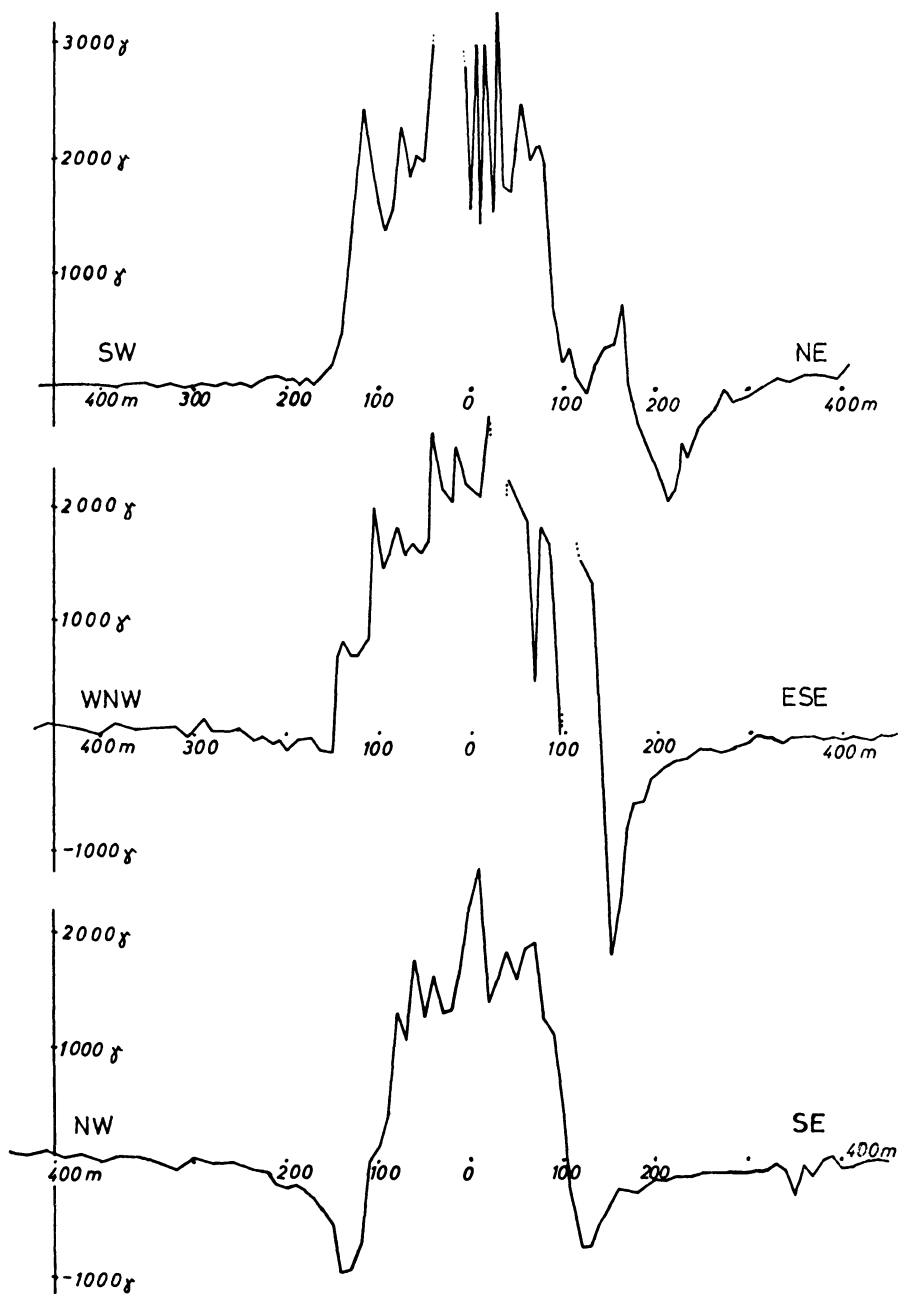


Fig. 2 a: Anomaly measured over Schlossberg.

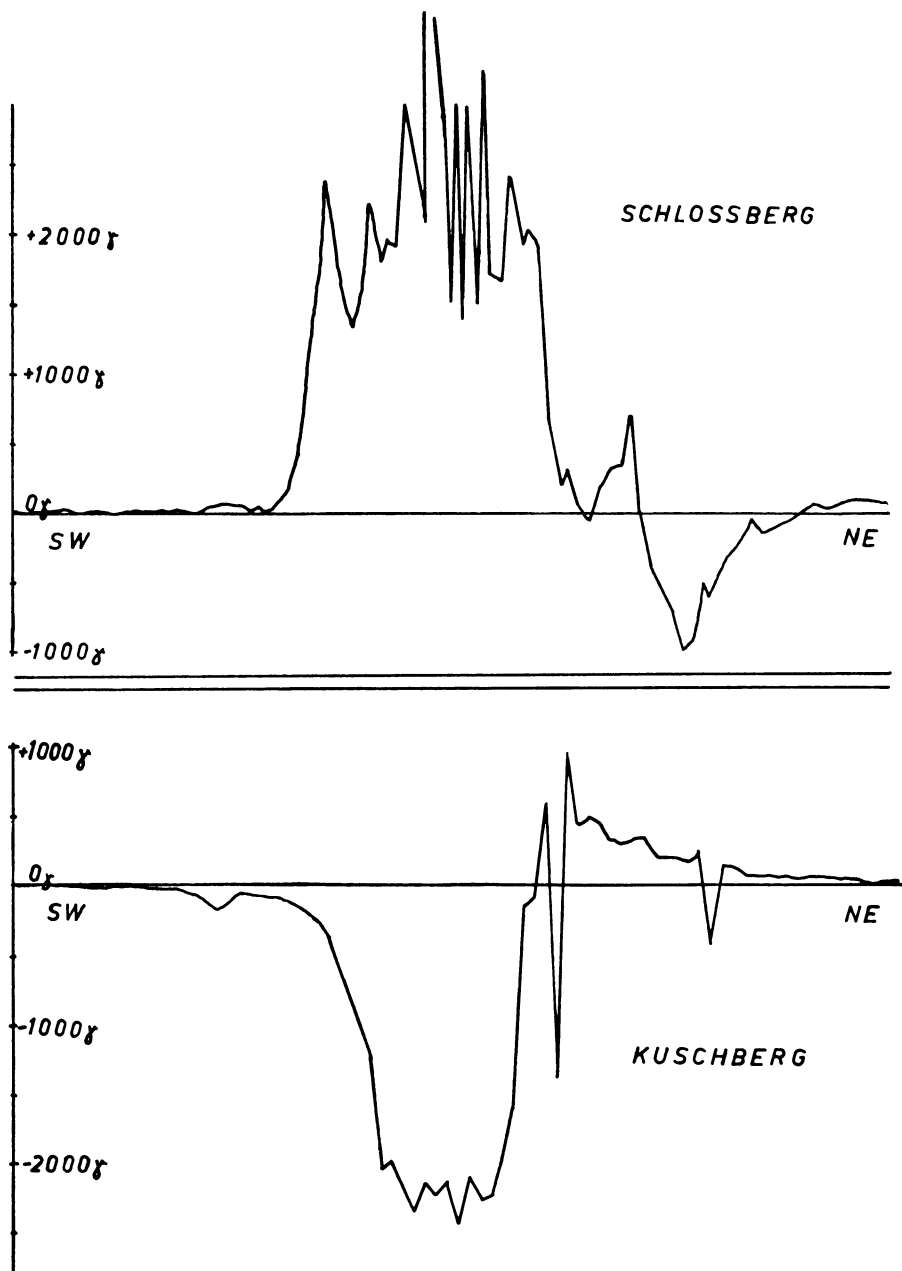


Fig. 2 b: Two anomalies measured in the SW-NE direction: one over Schlossberg, positively magnetized, the other over Kuschberg, negatively magnetized. The figure shows the complete but reversed similarity of the two profiles.

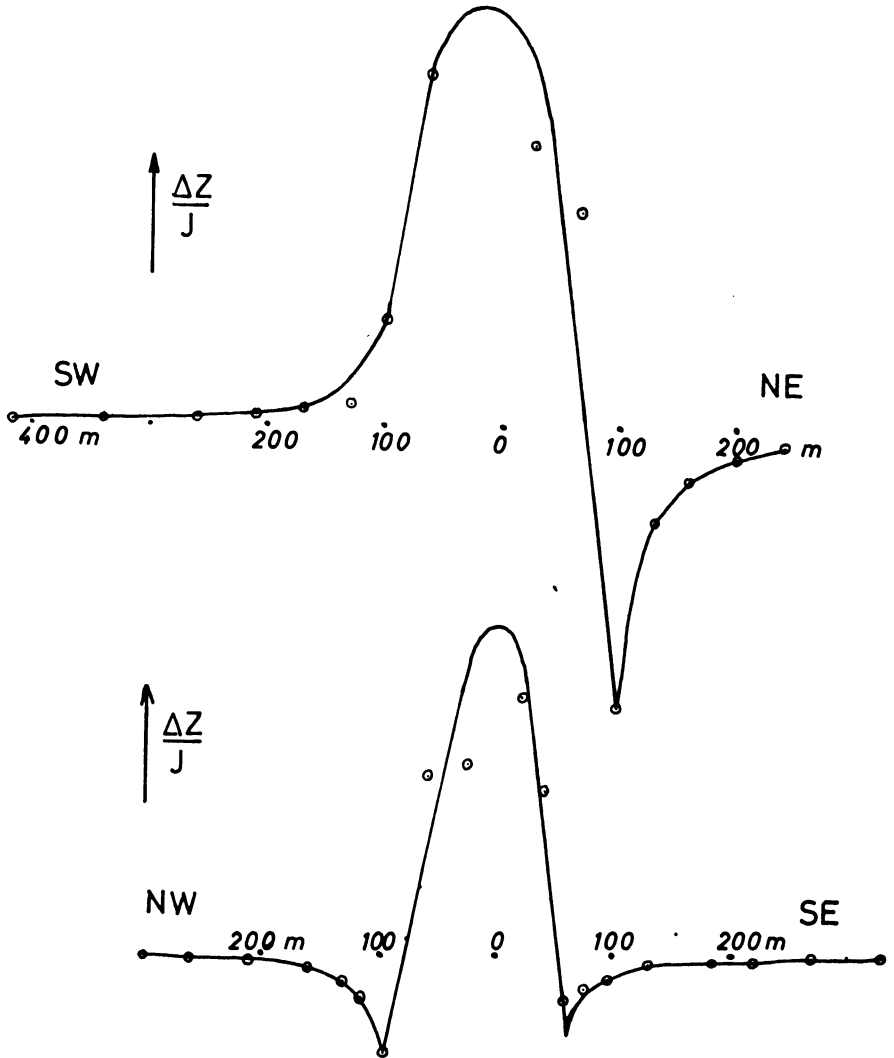


Fig. 3: Schlossberg: Anomaly calculated for two directions. The inclination of the magnetization is taken as  $70^\circ$ .



The basalt of the Schlossberg is positively magnetized. This means that the vector of magnetization of the body points downwards, i. e. nearly parallel to the earth's magnetic field. Of the 13 basalts measured, 8 are positively magnetized. These are: Rauher Kulm, Kleiner Kulm, Schlossberg, Kusch, Galgenberg, Anzenberg, Armesberg and Wunschenberg (this last one is a basaltic sheet). Negatively magnetized basalts were also met within this area. A negatively magnetized body, on the other hand, has its vector of magnetization pointing upwards, i. e. is nearly antiparallel to the earth magnetic field. The negatively magnetized basalts are: Kuschberg, Kühnhübel, Lerchenbühl, and the two Aigner Kuppen.

Anomalies were calculated after a method suggested by Professor G. Angenheister (outlined in Appendix I). By comparison of the results of the calculations with the actual measurements, it is usually possible to give additional information about the magnetization and the shape of the body. Fig. 3 shows the results of the anomaly calculated for the Schlossberg basalt under the assumption that it reaches infinite depths and the inclination of its magnetization is  $i = 70^\circ$ .

### The Petrology of the Basalts

The petrological investigation of the basalts revealed that it is possible to distinguish between the positively and the negatively magnetized basalts. As a whole, the basalts belong to a very basic type containing olivine. The plagioclases are reduced in quantity and crystallize mostly as rest solutions in cavities. The positively magnetized type is medium to small grained and contains olivine nodules (ERNST, 1936). Fig. 4 shows such a nodule. The negatively magnetized type, on the other hand, shows only porphyritic olivine crystals, and the groundmass is fine to glassy. (Fig. 5). (Fig. 4 and 5 see plate V)

The ferromagnetic mineral in the basalt is titanomagnetite (N. PETERSEN). Its percentage was estimated for the different samples on polished surfaces; Table I, Appendix II, shows the results of this integration. It is seen that the positively magnetized group contains about 3,3% titanomagnetite with an average grain size of  $9 \mu$ , while the negatively magnetized group contains 5,5% titanomagnetite with an average grain size of  $6 \mu$ .

### On the Magnetization of the Basalts

The intensity of the magnetization of the basalts was measured in the laboratory on oriented samples (G. ANGENHEISTER 1956). The apparatus used was the Oersted-meter after Förster. The calibration of the apparatus was carried out by K. Bader. The method and arrangement of the measurements even allowed the use of samples in their raw state without cutting. The susceptibility, as reproduced in detail in Table 2, Appendix III, ranged from 5 to  $20 \cdot 10^{-4}$ , the natural remanent magnetization from 100 to  $350 \cdot 10^{-5}$  [emu]. An attempt to check the results by using Fisher's statistical method is also shown in the table. The author emphasizes the

need of more than six measurements per sample for this purpose. But in general the laboratory measurements showed a similar direction of magnetization for the different basalts as was inferred by the magnetic survey and the calculations.

### Acknowledgements

The writer is greatly indebted, and wishes to express her sincere gratitude, to Professor G. Angenheister who has suggested this work.

The writer wishes also to thank the members of the Institut für Angewandte Geophysik of the University of Munich and the Observatory at Fürstenfeldbruck, especially Dr. O. Förtsch, for the help they offered during the completion of this work.

Thanks are also due to Dr. G. Voll for the discussion of the petrological investigation.

The writer is also indebted for the facilities extended by the Institut für Allgemeine Geologie and Petrographisches Institut of the University of Munich.

### Literature

- ANGENHEISTER, G.: Über die Magnetisierung der Basalte des Vogelberges. *Nachr. d. Akad. d. Wissenschaft in Göttingen, Math.-Phys. Klasse*, 1956, No. 9, pp. 187—204.
- BADER, K.: Diplomarbeit München 1961 (not published).
- BÜLOW, K. v.: *Geologie für Jedermann*. Franckh'sche Verlagshandlung, Stuttgart 1954.
- COX, A. & DOELL, R. R.: Review of Paleomagnetism. *Bull. of the Geolog. Soc. of America*, 71, 1960, pp. 645—768.
- ERNST, T.: Der Millilithbasalt des Westberges bei Hofgeismar, ein Assimilationsprodukt ultrabasischen Gesteins. *Chemie der Erde*, 1936/10, pp. 631—670.
- FISHER, R. A.: Dispersion on a sphere. *Proceedings of the Royal Soc. A*, 217, 1953, pp. 295—305.
- GÜMBEL, C. W.: *Geognostische Beschreibung des ostbayerischen Grenzgebirges oder des bayerischen und oberpfälzer Waldgebirges*. Gotha 1868.
- HAALCK, F.: A Torsion-Magnetometer for Measuring the Vertical Component of the Earth's Magnetic Field. *Geophys. Prosp. IV*. No. 4, Den Haag 1956, pp. 424—441.
- HAHN, A.: Erfahrung mit dem Torsions-Magnetometer Gfz der Askaniawerke Berlin. *Z. f. Geophysik* 1958, H. 2, pp. 106—112.
- KORITNIG, S.: Die Blaue Kuppe bei Eschwege mit ihren Kontakterscheinungen. Heidelberg. *Beitr. z. Min. und Petrogr.* 5, 1955, pp. 504—521.
- PETERSEN, N.: Diplomarbeit München 1961 (not yet published).
- RICHARZ, St.: Die Basalte der Oberpfalz. *Z. deutsch. geol. Ges.* 72, Berlin 1920.
- RITTMANN, A.: Die Vulkane und ihre Tätigkeit. Ferd. Enke Verlag Stuttgart 1960.
- SCHRÖDER, B.: Stratigraphie und Tektonik vor der Fränkischen Linie bei Kemnath-Pressath (Opf.), und die tektonische Lage der Basalt-Durchbrüche. *Erlanger geol. Abh.*, H. 27, pp. 1—72, Erlangen 1958.
- VOGELSANG, D.: Beziehungen zwischen der umgekehrten Eigenmagnetisierung und dem Gefüge von Eruptivgesteinskörpern. *Notizbl. d. Hess. L. A. f. Bodenforschung* 85, Wiesbaden 1957, pp. 390—419.
- Erläuterungen zur geologischen Karte von Bayern, 1 : 500 000. Bearbeitet vom Bayer. Geol. Landesamt, München 1924.

## Appendix I

**Calculation of the magnetic field of homogeneously magnetized  
bodies of culumnar shape.**

By comparison of the observed anomaly with the theoretically calculated magnetic field of the disturbing body additional information is obtained. In the general case the calculation is difficult, and is, in praxis, only carried out for simple shapes. For the calculation of the magnetic field of homogeneously magnetized vertical columns the following method has been proposed by Professor G. Angenheister. The bodies under consideration are divided into vertical columns of small cross section. The magnetic potential of such a column at the point of observation is

$$\delta V = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left( J_x \frac{x-\xi}{e^3} + J_z \frac{z-\zeta}{e^3} \right) \rho \, d\alpha \, d\varrho \, d\xi$$

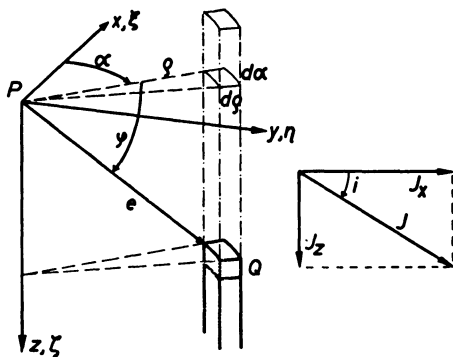


Fig. 6:

with (Fig. 6)	$x, y, z$	coordinates of the point of observation ( $P$ )
	$\xi, \eta, \zeta$	coordinates of magnetized matter ( $Q$ )
	$J_x, J_z$	components of magnetization
	$\varrho$	shortest distance between column and point of observation
	$\zeta_1, \zeta_2$	upper and lower end of column
	$e$	distance $PQ$
	$\varrho \, d\alpha \, d\varrho$	differential cross section of column.

By integration over  $\zeta$  one gets

$$\delta V = \varrho \, d\alpha \, d\varrho \left( -J_x \frac{x-\xi}{\varrho^2} \left( \frac{z-\zeta_2}{e_2} - \frac{z-\zeta_1}{e_1} \right) + J_z \left( \frac{1}{e_2} - \frac{1}{e_1} \right) \right)$$

The vertical anomaly produced by a single column at  $P$  is the negative differential quotient of  $\delta V$  with respect to  $z$ , thus

$$\delta \Delta Z = - \frac{\delta \delta V}{\delta z} = \varrho \, d\alpha \, d\varrho \left[ -J_x \frac{x-\xi}{\varrho^2} \left( \frac{1}{e^2} - \frac{(z-\zeta_2)^2}{e_2^3} - \frac{1}{e_1} + \frac{(z-\zeta_1)^2}{e_1^3} \right) + J_z \left( -\frac{z-\zeta_2}{e_2^3} + \frac{z-\zeta_1}{e_1^3} \right) \right]$$

With  $J_x = J \cdot \cos i$ ,  $J_z = J \cdot \sin i$  (where  $i$  is the inclination of the magnetization), and with the special choice of the point of observation as the origin of the coordinate system this becomes

$$\frac{\delta \Delta Z}{J} = - \varrho \, d\alpha \, d\varrho \left[ \xi \left( \frac{1}{e_2^3} - \frac{1}{e_1^3} \right) \cos i + \left( \frac{\zeta_2}{e_2^3} - \frac{\zeta_1}{e_1^3} \right) \sin i \right]$$

or, finally, for a column which reaches infinite depth ( $\zeta_2 \rightarrow \infty$ ,  $e_2 \rightarrow \infty$ )

$$\frac{\delta \Delta Z}{J} = \varrho \, d\alpha \, d\varrho \left[ \frac{\xi}{e_1^3} \cos i + \frac{\zeta_1}{e_1^3} \sin i \right]$$

With  $\frac{\varrho}{e_1} = \cos \varphi_1$ ,  $\frac{\xi}{e_1} = \cos \alpha \cos \varphi_1$ ,  $\frac{\zeta_1}{e_1} = \sin \varphi_1$ , and

$$\frac{d\varrho}{e_1} = \frac{d\varrho}{\varrho} \cdot \frac{\varrho}{e_1} = \frac{d\varrho}{\varrho} \cos \varphi_1$$

this can be written in the form

$$\frac{\delta \Delta Z}{J} = d\alpha \frac{d\varrho}{\varrho} (\cos^3 \varphi_1 \cos \alpha \cos i + \cos^2 \varphi_1 \sin \varphi_1 \sin i)$$

From this the formula for columns of finite cross section is obtained by integration over  $\alpha$ :

$$\frac{d\Delta Z}{J} = \cos i \cos^3 \varphi_1 \frac{\Delta \varrho}{\varrho} \left( \sin \alpha_{n+1} - \sin \alpha_n \right) + \sin i \cos^2 \varphi_1 \sin \varphi_1 \frac{\Delta \varrho}{\varrho} \Delta \alpha.$$

In this form the formula is valid if  $\Delta \varrho$  is small compared with  $\varrho$ . The actual estimation of the magnetic field of a body with arbitrary cross section and vertical sides is carried out with the help of graticules based on this formula. One graticule corresponds to the first part of the formula (i. e. to the horizontal component of the magnetization), and the other graticule to the second part (i. e. to the vertical component of the magnetization). These graticules can be designed in such a way that each compartment contributes the same anomaly.

The effect of the topography is automatically taken into account. It is thus possible to compare the observed field directly with the calculated field without reduction to a common level. For points close to the body — directly on the outcrop or over a thin overburden — it is advisable to increase the scale of the sketch.

Appendix II, Table 1  
Grain Size and Percentage of Titanomagnetite

Basalt		Number of specimens	Mean percentage of Titanomagnetite <i>m</i>	$\frac{\overline{\Delta m}}{m}$ %	Mean grain size in (1 = 0,001mm)
Rauher Kulm	(+)	6	3,99	± 6	11
Schlossberg	(+)	4	3,22	± 8,5	5,5
Anzenberg	(+)	3	2,56	± 18	12,3
Armesberg	(+)	3	2,80	± 8,5	8,8
Kusch	(+)	2	3,51	± 2,5	9,8
Wunschenberg	(+)	3	3,55	± 14,5	7,2
Kuschberg	(—)	3	5,00	± 12	4,7
Kühnhübel	(—)	5	5,05	± 7	5,3
Lerchenbühl	(—)	5	4,28	± 12	5,6
Aigner K. N.	(—)	2	6,53	± 16	6,4
Aigner K. S.	(—)	4	5,70	± 5	8,1

$$\overline{\Delta m} = \sqrt{\frac{\sum_i (\Delta m_i)^2}{n(n-1)}}$$

Appendix III, Table 2  
Magnetic Data Obtained from Oriented Samples

No. of Sample	D	I	$\alpha$	$J_{rem}$	Q	
<b>Rauher Kulm</b>						
138	N 9° W	63°	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$35 \cdot 10^{-5}$	5,5	
139	N	70°	4,8	148	6,7	
140 (m)	N 41° E	62°	8	109	2,9	$\Theta_F = 21^\circ$
141 (m)	N 55° W	73°	7,2	130	3,4	$I = 71^\circ$
		<i>Mean:</i>	5,3	105		$D = N$
<b>Schlossberg</b>						
62	N 9° W	40°	6,2	56	2	
63	N 27° E	72°	18	138	1,6	
64 (m)	N 9° E	48°	9	115	2,7	
71	N 85° W	45°	6,4	89	2,9	
75 (m)	S 43° E	6°	8,8	92	2	
173	N 34° E	62°	2,1	187	20	
174 (m)	N 15° E	42°	4,3	121	5,9	$\Theta_F = 33^\circ$
175 (m)	N 45° E	71°	7,2	132	5,9	$I = 66^\circ$
		<i>Mean:</i>	7,7	116		$D = N 19^\circ E$
<b>Kuschberg</b>						
49	S 20° W	-46°	6,9	355	11	
51	S	-44°	14,1	374	5,5	
52 (m)	N 13° E	-30°	8,8	183	2	$I = -75^\circ$
		<i>Mean:</i>	9,9	290		$D = S 3^\circ W$
<b>Anzenberg</b>						
160	N 22° W	62°	9	160	3,8	
161	N 70° W	17°	4,8	199	9	
162	N 39° W	5°	10,1	465	100	
163	N 17° W	37°	19,9	530	5,5	
164	N 42° W	-22°	12,1	290	5	$\Theta_F = 40^\circ$
165	N 36° W	6°	7	507	100	$I = 21,8^\circ$
		<i>Mean:</i>	10,5	357		$D = N20,5^\circ W$
<b>Kühühübel</b>						
148	N 73° W	-61°	23	267	2,5	
149	S 30° W	-62°	28,7	188	1,4	
150	S 19° E	-65°	22	310	3	
151	S 42° W	-58°	22	395	3,8	
152	S 84° W	-75°	21,8	204	2	$\Theta_F = 17^\circ$
153	S 57° W	-49°	11	535	10	$I = -67^\circ$
		<i>Mean:</i>	21,4	316		$D = S49,5^\circ W$
<b>Lerchenbühl</b>						
154	N 19° W	21°	12,5	331	5,5	
155	S 4° E	-73°	20	206	2,2	
156	S 58° W	-61°	22,4	205	2	
157 (m)	S 56° W	-59°	25,4	205	1,7	
158	N 6° W	-25°	14	322	4,5	$\Theta_F = 40^\circ$
159	S 41° W	-58°	8,5	102	2,6	$I = -65^\circ$
		<i>Mean:</i>	$17,1 \cdot 10^{-4}$	$245 \cdot 10^{-5}$		$D = N 70^\circ W$

Appendix III, Table 2 cont.  
Magnetic Data Obtained from Oriented Samples

No. of Sample	D	I	$\kappa$	$J_{rem}$	Q	
Aigner K. N						
104	S 34° E	- 62°	22,4 · 10 <sup>-4</sup>	115 · 10 <sup>-5</sup>	1,1	
105	N 30° W	20°	11,5	236	4,3	
106	S 72° E	- 80°	11,7	215	3,5	
108	S 55° W	- 62°	18,3	40	0,5	
109	W	49°	19,2	30	0,4	
110	S 57°	- 65°	10,9	88	1,7	$I = - 74^\circ$
		Mean:	15,7	120		$D = S 73^\circ W$
Aigner K. S						
111	N 3° W	55°	21,3	96	1	
112	N 11° E	54°	14,3	67	0,7	
113	N	- 84°	18,7	86	1	
114	S 10° W	- 86°	17,3	44	0,5	
115	N 45° W	- 73°	20	122	1,3	
116	S 72° E	- 74°	17,5	134	1,6	$I = - 58^\circ$
		Mean:	18,2	91		$D = N 5^\circ E$
Galgenberg						
169	N 57° E	58°	6,2	292	10	
170	S 57° W	47°	9,8	375	8,3	
171	N 50° E	72°	18	301	3,6	$\Theta_F = 40^\circ$
172	N 41° E	67°	41	280	1,4	$I = 81^\circ$
		Mean:	18,8	312		$D = N 41^\circ E$
Kusch						
166	S 66° E	61°	18	263	3,2	
167	N 68° E	70°	3	121	8,3	$\Theta_F = 38^\circ$
168	N 29° E	74°	10	221	4,8	$I = 72^\circ$
		Mean:	10,3	204		$D = N 81^\circ E$
Wunschenberg						
120	N 63° E	68°	7	62	1,9	
121	N 23° E	65°	10,5	213	4,3	
122	S 80° E	54°	4,3	70	3,5	
123	N 4° E	58°	3	119	8,3	
124	N 18° E	45°	11,2	172	3,3	
125	N 45° E	56°	2,5	100	8,3	$\Theta_F = 14^\circ$
126	N 45° W	69°	12,7	91	1,5	$I = 65^\circ$
		Mean:	7,3	118		$D = N 32^\circ E$
Armesberg						
129	N 52° E	44°	6,8	94	2,9	
130	S 54° W	70°	4,4 · 10 <sup>-4</sup>	45 · 10 <sup>-5</sup>	2,2	

$Q = Q$  factor after Koenigsberger,  $J_{rem}/J_{ind} = Q$ ;  $J_{rem}$  remanent magnetization,  $J_{ind} = \kappa F$  ( $m$ ) = mean of two measurements;  $I$  = inclination of the natural remanent magnetization;  $D$  = declination of the natural remanent magnetization;  $\Theta_F$  = radius of confidence (R. A. FISHER).

## Über den Reflexionscharakter und die Laufzeitkurven nach Geschwindigkeitslogs<sup>1)</sup>

Von H. Dürschner, Hannover<sup>2)</sup>

[Eingegangen am 28. 9. 1961]

*Zusammenfassung:* Wir wissen, daß wir das Feldseismogramm in der Reflexionsseismik als eine Überlagerung von sehr vielen Einzelreflexen, herrührend von der wechselnden Schichtung des Untergrundes, betrachten müssen. Vollkommen analog, zu dieser Vorstellung kann man mit Hilfe von kontinuierlichen Geschwindigkeitslogs synthetische Seismogramme berechnen, die sich mit den wahren Seismogrammen vergleichen lassen.

In dieser Arbeit soll zunächst an Beispielen gezeigt werden, welche Variationsmöglichkeiten bei der Herstellung der Seismogramme bestehen.

Auf dem Weg über die synthetischen Seismogramme gewinnt man ferner Erkenntnisse zur Deutung des Charakters der Reflexionen in normalen Feldseismogrammen. Das ist besonders an Transgressionshorizonten von praktischer Bedeutung für die Erdölseismik. Hierzu werden im 2. Abschnitt Beispiele gezeigt.

Im 3. Abschnitt wird die Möglichkeit besprochen, über synthetische Seismogramme Geschwindigkeitslogs so zu eichen, daß danach eine exaktere Laufzeitkurve (als vom Log allein) aufgestellt werden kann.

*Summary:* It is known that the record in seismic reflection shooting has to be regarded as the superposition of a very large number of single reflections, which are caused by the different layers of the underground. The construction of synthetic seismograms starting from velocity logs is an analog process. The synthetic seismograms and the true field records may then be compared together.

The paper gives at first some ideas about the range of variations in constructing synthetic seismograms.

Than some applications are given. At first there is discussed the so-called "character of reflections" — especially from transgression layers. This case is of special interest for the oil-exploration.

Another application is the method to gain the calibration of the velocity log by comparison of corresponding synthetic- and feld-seismograms. This method exempts from the restriction of shooting for calibration, which is the conventional — but not always performed — method.

<sup>1)</sup> Vortrag zur Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft 1961.

<sup>2)</sup> Dr. HORST DÜRSCHNER i. Hs. Gewerkschaft Brigitta, Hannover, Kolbergstraße 14.



## Einleitung

In dieser Arbeit sollen einige ausgewählte Punkte behandelt werden, die insbesondere bei Arbeiten in der Reflexionsseismik für die Erdölprospektion hervorgetreten sind. Diese sind:

1. Die Zuordnung der Reflexionen zu der geologischen Schichtenfolge des Untergrundes und
2. Die Geschwindigkeiten des Schalles in den verschiedenen Schichten, d. h. also die „Laufzeitkurve“.

Beide Punkte hängen insofern eng miteinander zusammen, als im ersten Fall nach der Relation zwischen Reflexionen und der Geologie, im zweiten Fall nach der Relation zwischen Geologie bzw. Reflexion und Teufe gefragt wird.

Für die Interpretation der Geländemessungen gehören diese Punkte zusammen und sind gleichwichtig.

In der folgenden Arbeit ist die Konstruktion und Anwendung der *synthetischen Seismogramme* ein besonders wichtiges Hilfsmittel. Infolgedessen sind sie auch die Basis, auf der sich die Besprechung der ausgewählten Punkte aufbaut.

## Geschwindigkeitslogs und synthetische Seismogramme

An den Anfang der Betrachtung gehören einige wenige Bemerkungen über das Geschwindigkeitslog (velocity log, Sonic Log etc.): Es stellt eine kontinuierliche Vermessung der Schallgeschwindigkeit im anstehenden Gestein einer Tiefbohrung dar. Dazu wird eine Sonde in ein offenes Bohrloch eingelassen. In ihr werden Ultraschallimpulse erzeugt, in das Gebirge geschickt und nach 0,3 bis 5 m Laufweg registriert. Da die Meßstrecke (in erster Näherung) konstant bleibt, ergibt die Laufzeitmessung (jetzt meistens eine Differenzmessung zwischen 2 Empfängern) sofort die reziproke Schallgeschwindigkeit. Eine übersichtliche Zusammenstellung verschiedener Logmethoden, Diskussion der Meßfehler und Auswertemöglichkeiten geben F. LEBRETON und I. ARNAUD (1961).

Am Anfang unserer Betrachtungen sollen ein solches Geschwindigkeitslog und ein normales Feldseismogramm stehen. In Abb. 1 sehen wir untereinander ein Feldseismogramm, das dazugehörige Geschwindigkeitslog und die üblichen Angaben über Teufe und Geologie aus einer an dieser Stelle abgeteufte Bohrung. Würde man in einem Seismogramm alle möglichen „Reflexionen“ abzählen (z. B. jeden vollen Schwingungszug einer Reflexion gleichsetzen), so ergäbe dies in dem hier abgebildeten Bereich 45 Reflexionen. Das ist kein sinnvoller Wert und außerdem falsch. Im üblichen Sinne würde ein geübter Auswerter vielleicht 8—10 Reflexionen markieren. Die Korrelation derselben mit bestimmten Stellen in der abgebildeten

Kurve der Schallgeschwindigkeit dürfte hingegen kaum an 3—4 Stellen gelingen. Da andererseits bekannt ist, daß genau diese Kurve der Geschwindigkeiten uns die Ursachen für die Reflexionen enthüllt, erhebt sich die Frage:

Wie kommen wir zu einer vernünftigen Beziehung zwischen diesem Geschwindigkeitslog und dem tatsächlich im Feld registrierten Seismogramm?

### REFLEXIONSSEISMOGRAMM MIT GESCHWINDIGKEITSLOG

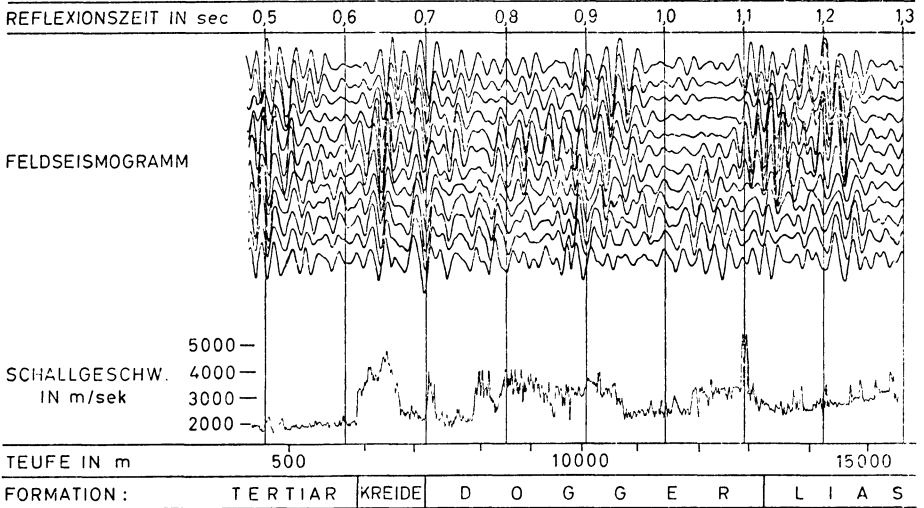


Abb. 1:

Gegenüberstellung: Feldseismogramm — Geschwindigkeitslog. Einige Reflexionen sind mit typischen Bereichen des Logs korrelierbar. Manche Bereiche zeigen keinen Zusammenhang.

Eine Antwort ist die: Man konstruiere aus dem Geschwindigkeitslog theoretische Seismogramme. Daß man dabei vor allem die Grundannahmen über das Reflexionsignal zu variieren hat, liegt auf der Hand und wird weiter unten noch besprochen.

Wenn wir theoretische Seismogramme herstellen wollen, so müssen wir ganz allgemein fragen: Wie können wir uns die Entstehung eines Seismogramms vorstellen?

Was wir wissen ist dies: Schallwellen, die auf ein Hindernis treffen, werden reflektiert. Was gilt als Hindernis? Jede Grenze, an der sich der Wellenwiderstand „ $W$ “ ändert. Dabei ist „ $W$ “ das Produkt aus Dichte  $\rho$  des Mediums und Schallgeschwindigkeit  $v$  in demselben. Das Gesetz

$$(1) \quad \frac{R}{I} = \frac{W_i - W_{i+1}}{W_i + W_{i+1}} \quad W_i = \rho_i \cdot v_i$$

welches das Verhältnis der Amplitude der reflektierten Welle  $R$  zur einfallenden Welle  $I$  an der Schichtgrenze  $i$  zu  $i + 1$  beschreibt, entspricht dem der Optik.

Man kann durch entsprechende Messungen nachweisen (DÜRSCHNER 1958), daß in dem Produkt: Schallgeschwindigkeit mal Gesteinsdichte der Effekt der Schallgeschwindigkeit bei weitem überwiegt, sodaß im wesentlichen dieser in die Rechnung eingeht. (Praktisch benutzt man den Wert ganz allein, so daß in Gl. (1) statt  $W_i$  der Wert  $v_i$  steht).

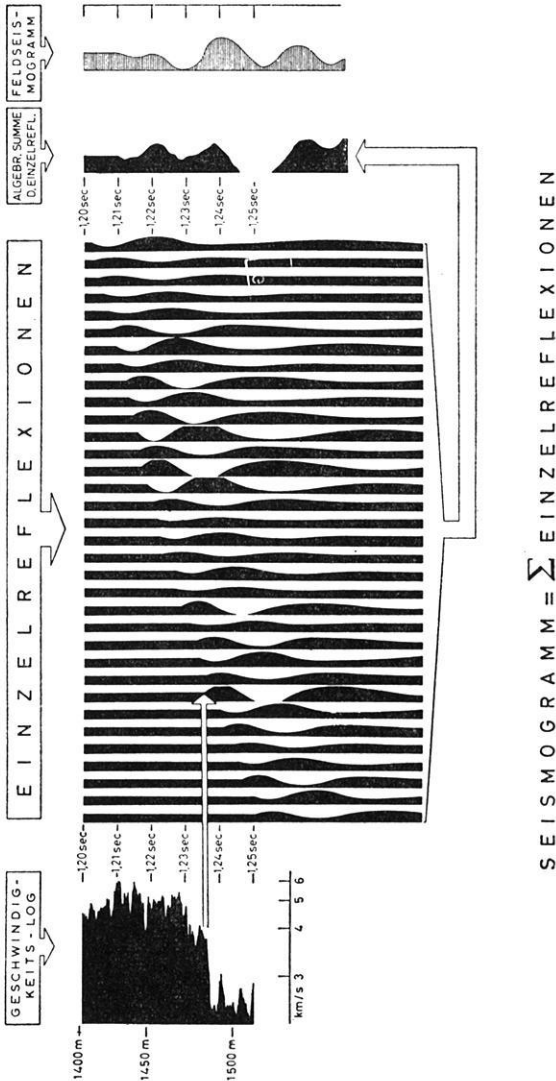


Abb. 2:

Die Entstehung eines Reflexionsseismogramms als Summierung vieler Einzelreflexe. *Links:* Ein Abschnitt von ca. 220 m aus einem Geschwindigkeitslog, welcher einem Zeitintervall (doppelter Laufweg — einfallende und reflektierte Welle!) von 50 msec. entspricht. Das Log ist so verzerrt, daß die Zeitmarkierungen äquidistant sind. Jedem Sprung der Geschwindigkeitskurve entspricht eine Änderung des Wellenwiderstandes im Untergrund. Dort entsteht jeweils Reflexion der einfallenden Schallwellen. *Mittelteil:* Alle dem Log entsprechenden Reflexe über 10%, sind dargestellt, eine starke Reflexion bei ca. 1,236 sec. ist mit einem Pfeil markiert. Der Zeitunterschied zwischen dem Beginn der Einzelreflexe beträgt oft nur Bruchteile der Wellenlänge. *Rechts:* Die Summe der Einzelreflexe gibt das theoretische Seismogramm; daneben das praktische Feldseismogramm.

Betrachten wir nun Abb. 2. In ihr soll die Entstehung eines Seismogramms veranschaulicht werden.

Der linke Teil stellt einen Ausschnitt aus einer kontinuierlichen Messung der Schallgeschwindigkeit dar. Nach der oben angegebenen Formel erzeugt jede Stelle, an der eine Änderung der Schallgeschwindigkeit  $v_i$  vorliegt, eine Reflexion der (z. B. von oben, aber natürlich auch von unten) einfallenden Schallwelle.

Das mittlere Tableau soll diese Wellen einzeln darstellen (die Welle rechts außen entspricht z. B. dem ersten Geschwindigkeitssprung bei ca. 1405 m, die Welle links unten dem letzten Sprung bei ca. 1525 m Teufe). Ein besonders kräftiger Geschwindigkeitssprung mit der entsprechenden Reflexion ist noch durch einen Pfeil markiert. Wir sehen: entsprechend der Sprunghöhe in  $v$  und dem Vorzeichen der Änderung der Geschwindigkeit ist jede einzelne Reflexion verschieden bestimmt. Alle Reflexionen bauen sich jedoch aus einer gemeinsamen Grundfunktion auf. Was wir praktisch beobachten, sind allerdings nicht die einzelnen Wellen, sondern ist die Superposition aller zum gleichen Zeitpunkt wirkenden Schwingungen. Diese ist rechts außen in Abb. 2 zweimal dargestellt. Erstens sieht man, wie sie sich als Summe der in der Mitte angegebenen Einzelreflexe ergibt. Dies ist also ein synthetisches Seismogramm. Zweitens ist dargestellt, was an dieser Stelle im Gelände aus der gleichen Teufe wirklich bei einem reflexionsseismischen Schuß registriert worden ist.

Die Ähnlichkeit zwischen diesen Teilen eines praktischen und synthetischen Seismogramms ist recht gut. Sie trifft übrigens nicht nur für diese kleinen Ausschnitte zu. In diesem Beispiel — wie auch in der Praxis — arbeiten wir immer noch mit endlichen Intervallen, für die die Sprünge der Geschwindigkeit berechnet werden. Im Grenzfall einer kontinuierlichen Kurve der Schallgeschwindigkeiten  $L(\tau)$  läßt sich die Entstehung eines Seismogramms über das Integral

$$\text{Seismogramm} = S(t) = \int_0^{+\infty} L'(\tau) \cdot R(t - \tau) d\tau \quad (2) \text{ erklären,}$$

wobei  $R(t - \tau)$  die Funktion ist, welche diejenige Einheitsreflexion beschreibt, welche in der oben gezeigten Abb. 2 im Mittelteil 34mal mit verschiedener Amplitude erscheint.

(Die dort verwandte Reflexion müßte demnach so beschrieben werden:

$R(t - \tau) \neq 0$  und = der Einzelreflexion in Abb. 2 für  $t - 0,095 < \tau < t$

$R(t - \tau) = 0$  für  $t - 0,095 > \tau > t$

Mit anderen Worten:  $R$  ist eine gedämpfte Schwingung von 0,095 sec. Dauer. Das Integral besagt, daß jede Stelle eines Seismogramms nicht nur von den Augenblickswerten der Logfunktion beeinflußt wird, sondern von allen vorhergegangenen Werten soweit wie die Funktion  $R$  zeitlich  $\neq 0$  erklärt ist).

Auf zwei wichtige Punkte sei noch besonders hingewiesen:

1. Die Form der im Mittelfeld der Abb. 2 gezeichneten Einzelreflexion läßt sich nur in sehr wenigen Fällen in praxi beobachten, zeigt aber dann Ähnlichkeit mit den hier verwandten Signalen (ANSTY 1958). Sie hängt überdies wesentlich von der Filterwirkung der zur Registrierung verwandten Apparatur ab (DÜRSCHNER 1958). Hier müssen also gewisse Annahmen gemacht werden.
2. In dieser einfachen Überlegung wird auf die Einbeziehung aller Mehrfachreflexionen verzichtet. Diese existieren zweifellos. Um an der Oberfläche registriert zu werden, müssen sie aber nicht nur einmal mehr, sondern zweimal mehr reflektiert sein. Man kann sich nun leicht überlegen, daß bei dreifacher Reflexion alle sog. inneren Reflexionen (mit einem Reflexionskoeffizient von maximal 20—25%) bereits stark gegenüber den direkten Reflexen zurücktreten und daß auch die „Vielfachen“ mit der Oberfläche (Reflexionskoeffizient etwa 100%) nur für die ganz starken Reflexe bemerkenswert sind. Hinzu kommt eine allgemeine Zerstreuung der Energie, welche ja niemals an ganz ebenen Spiegeln reflektiert wird. Es gibt jedoch große Gebiete auch in Deutschland, in denen das Auftreten der „Multiplen“ geradezu typisch ist. Hier ist also die Darstellung der Entstehung des Seismogramms komplizierter.

An dieser Stelle sei nur soviel über die Methoden zur Herstellung von synthetischen Seismogrammen gesagt: Prinzipiell kann man 3 verschiedene Wege gehen:

1. Man kann (wie in der Abb. 2 vorgeführt) dem Log zeitgenau alle Einzelreflexe entnehmen und diese entweder geometrisch oder besser algebraisch addieren. Diese Arbeit kann man auch für einen Rechenautomaten programmieren.
2. Die experimentelle Methode: Sie besteht darin, daß (z. B. in einem langen Rohr) die Schallwiderstände nach dem Log nachgebildet werden. Dem Maßstab entsprechend muß dann mit kürzeren Wellen der „Schuß“ simuliert und registriert werden. (WOODS 1956).
3. Die elektronische Methode besteht darin, daß das Log über eine Fozzelle abgetastet und alle anderen Vorgänge (Impulsverformung durch das Gebirge, Geophon, Feldapparatur) durch Netzwerke simuliert werden (PETERSON, FILLIPONE, COKER 1955).

Die im folgenden noch vorkommenden Seismogramme sind entweder nach der ersten Methode (allerdings ohne Rechenautomaten, sondern mit Papier und Bleistift) entstanden, oder es wurde die dritte Methode (Fotzellenabtastung usw.) benutzt.

In den nächsten beiden Abb. sollen einige Ergebnisse gezeigt werden. In Abb. 3 werden verschiedene Seismogramme verglichen, die aus dem gleichen Log berechnet worden sind. Es wurden eine Rechteckfunktion, eine gedämpfte Schwingung und eine daraus hergeleitete sinusähnliche Schwingung zur Konstruktion verwandt.

Dabei ist darauf geachtet worden, daß der Frequenzinhalt weitgehend derselbe bleibt. Als Folge erhält man bei recht unterschiedlicher Grundreflexion sehr ähnliche Seismogramme. Bei diesem Vergleich ist auch noch zu bedenken, daß die Berechnung aus der gedämpften Schwingung für einen Rechner 2 Tage, die Rechnung mit der Rechteckfunktion 2 Stunden dauert. Hierin ist eine für beide Arbeitsvorgänge gleich große Vorbereitungszeit — Aufstellen des Schemas der Reflexionskoeffizienten — nicht einbezogen.

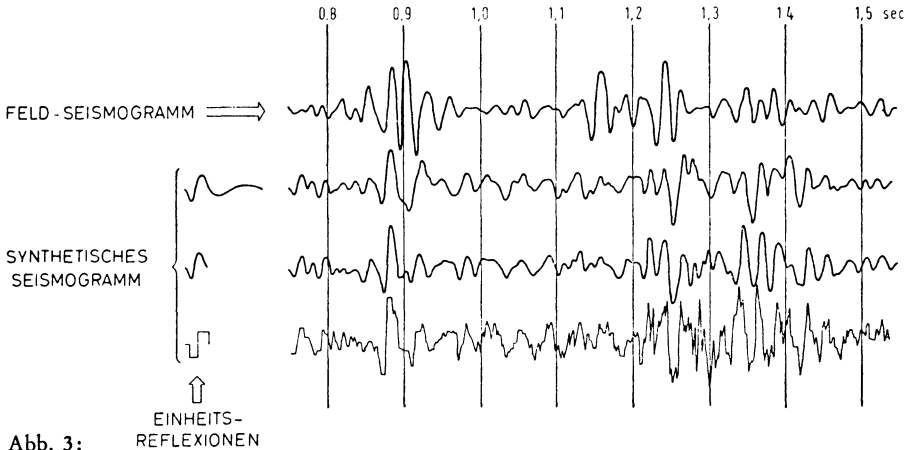


Abb. 3:

Vergleich verschiedener Seismogramme, welche aus dem gleichen Log, aber mit unterschiedlichen Einheitsreflexionen, berechnet sind. Die harmonische Grundschwingung ist für alle Einheitsreflexe die gleiche. Folge: die Seismogramme sind ähnlich.

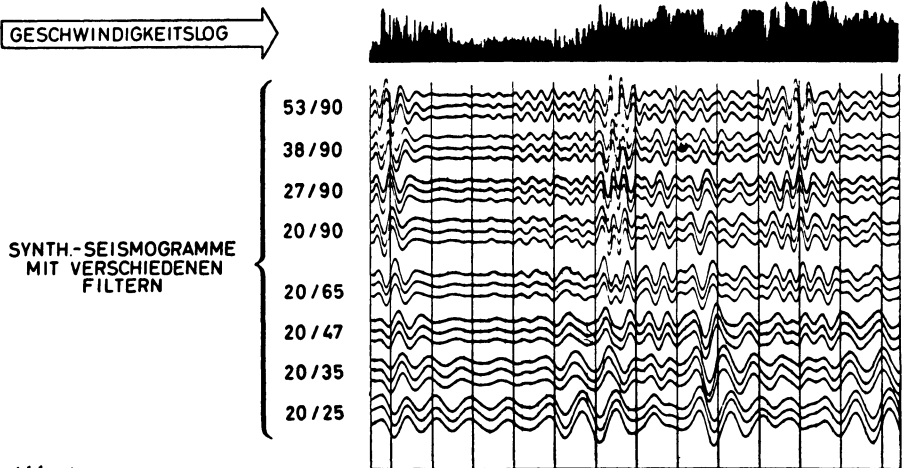


Abb. 4:

Vergleich verschiedener Seismogramme, welche aus dem gleichen Log, aber mit unterschiedlichen Einzelreflexen (= unterschiedlicher Filterung), berechnet sind. Folge: die Seismogramme sind sehr unterschiedlich.

In der folgenden Abb. 4 soll gezeigt werden, wie empfindlich jedes Seismogramm auf die Änderung der Frequenzen, die in ihm bevorzugt werden, reagiert (dieses Seismogramm ist auf dem elektronischen Weg entstanden. Diese Methode arbeitet, wenn die Vorarbeiten erst einmal geleistet worden sind, am schnellsten). Vergleicht man die 8 verschiedenen Versionen, die zum gleichen Zeitpunkt aus dem gleichen Log entstanden sind, so ist man erstaunt, wie stark durch den Wechsel des Frequenzbandes, das zur Aufzeichnung benutzt wird, auch das Bild des Seismogramms verändert wird. Es entstehen Reflexionen an Stellen, an denen bei anderen Filterungen überhaupt keine Andeutungen enthalten sind (man sieht andererseits auch, daß in der breitbandigen Aufzeichnung — in der Mitte — die meisten Informationen enthalten sind). In der Bevorzugung der einen oder anderen Art der Aufzeichnung unterscheiden sich die verschiedenen Hersteller der Seismogramme.

Diese beiden Beispiele sollten zeigen, wie vorsichtig man beim Arbeiten mit dem synthetischen Seismogramm vorgehen muß. Die Anwendung der synthetischen Seismogramme als Teil der Routine in der Exploration ist bei manchen (vorwiegend französischen) Gesellschaften bereits ziemlich weit vorangeschritten (DELAPLANCHE 1960, LAHERRERE 1961), bei sehr vielen jedoch noch im Stadium des Experimentierens. Wichtig ist, daß man sich beim Auswerten der vorstehend angedeuteten Variationsmöglichkeit bewußt wird.

### **Geschwindigkeitslogs und der „Charakter“ der Reflexionen**

Die Auswertung synthetischer Seismogramme liefert uns einige Erkenntnisse über das, was man den Charakter der Reflexionen nennt. Er ist oft recht nützlich beim Korrelieren der Reflexionen über Lücken in den Messungen. Es gibt weite Bereiche in Deutschland, in denen bestimmte typische Reflexionen auftreten. Zum Beispiel der Lias/Rhät-Horizont, gewisse Reflexionen aus dem Wealden oder dem Zechstein, weniger typisch als besonders kräftig: die Tertiär- und die Oberkreidebasis. Zweifellos genügt zum Entstehen des Tertiärreflexes die bekannte einzige bruske Änderung der Schallgeschwindigkeit an der Grenze von Tertiär- zur Oberkreide. Bereits beim Reflex von der Oberkreidebasis ist dies nicht mehr ganz so eindeutig, bei sehr vielen anderen haben wir es aber mit einer reinen Superposition vieler Einzelreflexe zu der endgültigen Reflexion zu tun. Diese Superposition bestimmt das, was wir den Charakter nennen.

RUPRECHT hat vor Jahren (1957) bereits darauf hingewiesen, daß die Superposition bestimmter Reflexe von Erzsichten die Schwankungen der Schichtmächtigkeit zum Ausdruck brachten. DELAPLANCHE (1960) hat kürzlich über weite Strecken die Reflexion des Kimmeridge im Pariser Becken verfolgt und mit synthetischen Seismogrammen verglichen.

In der folgenden Abb. 5 soll an einem Modell gezeigt werden, was z. B. über das Hilfsmittel „synthetisches Seismogramm“ über den Charakter eines bestimmten

Horizontes (besser eines Horizonttypes), nämlich den von geologischen Transgressionen, gesagt werden kann.

Überall nämlich, wo ein schräggestelltes Schichtpaket von einer Transgression gekappt wird, entstanden für die Erdölsuche besonders interessante Strukturen. In der Abb. 5 ist eine solche Diskordanz dargestellt. In dem linken Teil sieht man das Profil zunächst aus Geschwindigkeitslogs zusammengesetzt, im rechten Teil ist daraus ein Seismogrammprofil in 3 Versionen mit jeweils verschiedenen Frequenzbändern hergestellt worden.

Man könnte z. B. die oberen Horizonte mit Tertiär und Oberkreidegrenzen vergleichen. Die Diskordanz entspräche der Transgression des Albs, und die liegenden Schichten stammten aus den Sanden und Tonen des Jura. Man sieht, der besonders interessante Transgressionshorizont ist in dem ganzen Bild, wie durchaus zu erwarten, der am meisten veränderlichste.

Hier kann man nun folgende Überlegung anstellen: Eine bestimmte Folge von Schichten wird stets das gleiche Bündel von Reflexionen entstehen lassen. Diese Schar von Einzelreflexen wird sich (wie wir bei der Herstellung der synthetischen Seismogramme gesehen haben) zu einer typischen Reflexion im Seismogramm superponieren. Indem wir also die Bereiche gleichen Charakters der Reflexion (gerade an Transgressionen) auskartieren, verfolgen wir also eine gleiche petrographische und damit oft auch geologische Abfolge von Schichten.

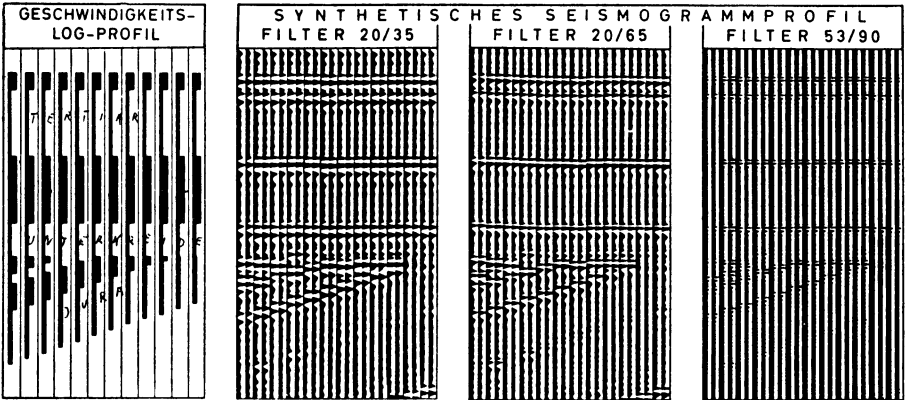


Abb. 5:

Modell über die Änderung des Charakters eines Transgressionshorizontes. Links: Logprofil, welches z. B. der Transgression eines Konkordanten-Schichtpaketes aus Tertiär, Oberkreide und Unterkreide über geneigt dazu liegendem Jura mit Wechsellagerung von Sanden und Tonen. Sande = hohe Geschwindigkeit = stärkere Schwärzung, Tone = geringe Geschwindigkeit = weniger Schwärzung, entspricht.

In der nächsten Abb. (6) sehen wir ein ähnliches Modell für gleichmäßig ausdünnende Schichten berechnet.



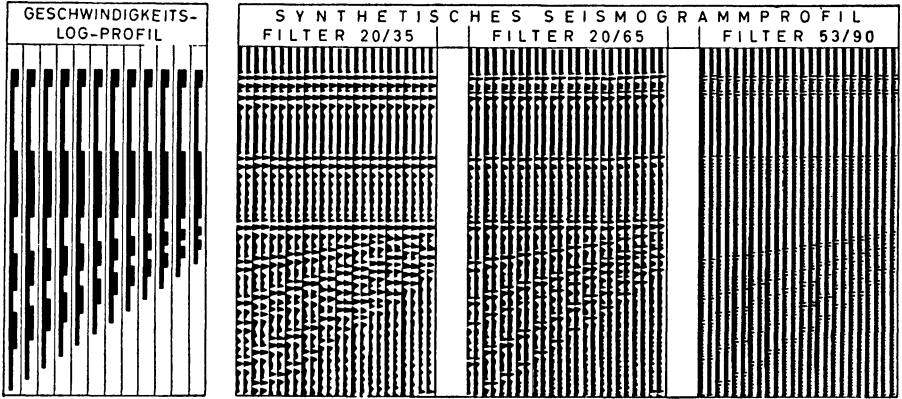


Abb. 6: Modell entsprechend der Abb. 5 aber gleichmäßig ausdünnende Schichten unter der angenommenen Transgression. (Die Polung der Seismogramme in Abb. 5 und 6 ist nicht gleichsinnig.)

Anschließend folgt (Abb. 7) das entsprechende Bild aus der Praxis. In ihm sind beide vorher im Modell gezeigten Fälle enthalten: In den oberen Schichten wahrscheinlich ein gleichmäßiges Ausdünnen, in den Schichten unter dem Horizont „d“ die Diskordanz zu dem Hangenden. Das Verschwinden des d-Horizontes ist mit dem Verschwinden der sandhaltigen Partien des Doggers unter der Transgression verbunden. Das Kartieren dieser Situation würde den Ausbiß der Sande ergeben. In dem hier gezeigten Beispiel ist man zwar darauf allein nicht angewiesen. Das normale Kartieren der hier vorhandenen guten Horizonte aus dem Liegenden liefert alle Informationen, die man braucht. Oft sind diese Reflexe jedoch von schlechter Qualität. Überdies braucht der meist weniger steil gestellte Transgressionshorizont auch kaum migriert zu werden, was eine weitere Vereinfachung der Auswertung bedeutet. In den folgenden Abb. 8, 9 und 10 werden einige weitere Profilschnitte gezeigt, die als Ergänzung zu dem vorhergesagten dienen sollen. In allen Fällen findet man eine Schar von meist recht brauchbaren höher gelegenen Horizonten, den Transgressionshorizont „d“ mit wechselndem Charakter und dazu diskordant teilweise mit sehr steilem Winkel, teilweise mit Multiplen durchsetzt und daher schwerer deutbar die Reflexe aus dem Liegenden (vorwiegend dem Dogger).

Im Falle der Abb. 10 wurde auf die Migration der Horizonte des Liegenden verzichtet (sie waren in den Nachbarprofilen zwischen Multiplen nicht sicher erkennbar) und nur der Charakter der Reflexionen kartiert. Aus dem großräumigen Zusammenhang und einer ersten Bohrung konnte ungefähr gesagt werden, welche geologische Situation unter der Unterkreidetransgression zu erwarten war. Die Kartierung des Reflexionsbereichs mit gleichem Charakter (Abb. 11) gab eine Vorstellung von dem Verlauf des Ausbisses, die durch eine spätere Bohrung bestätigt werden konnte.

P R O F I L 32

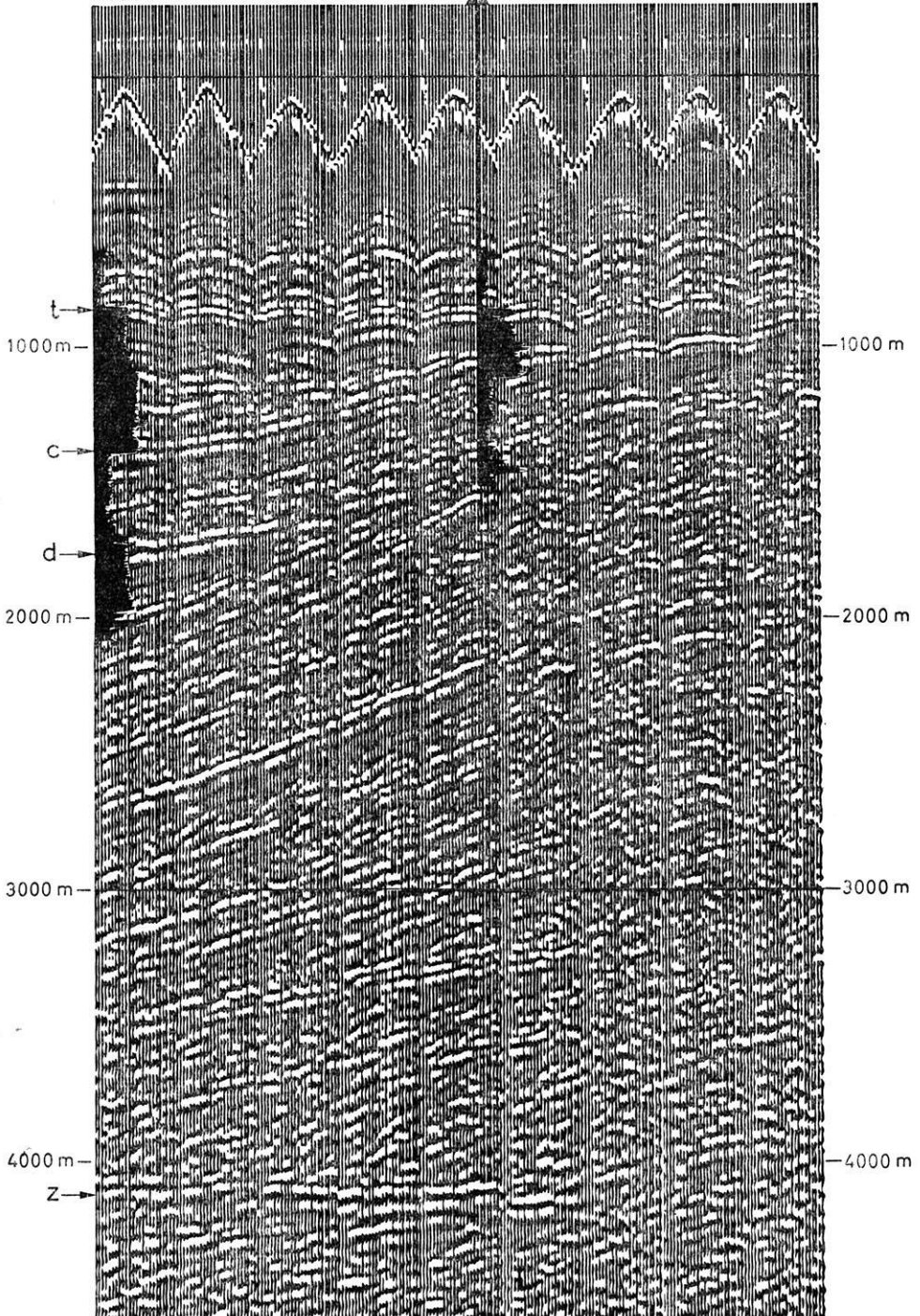
V = 3000 m/sec

FILTER 20/90

E. 1

338

346



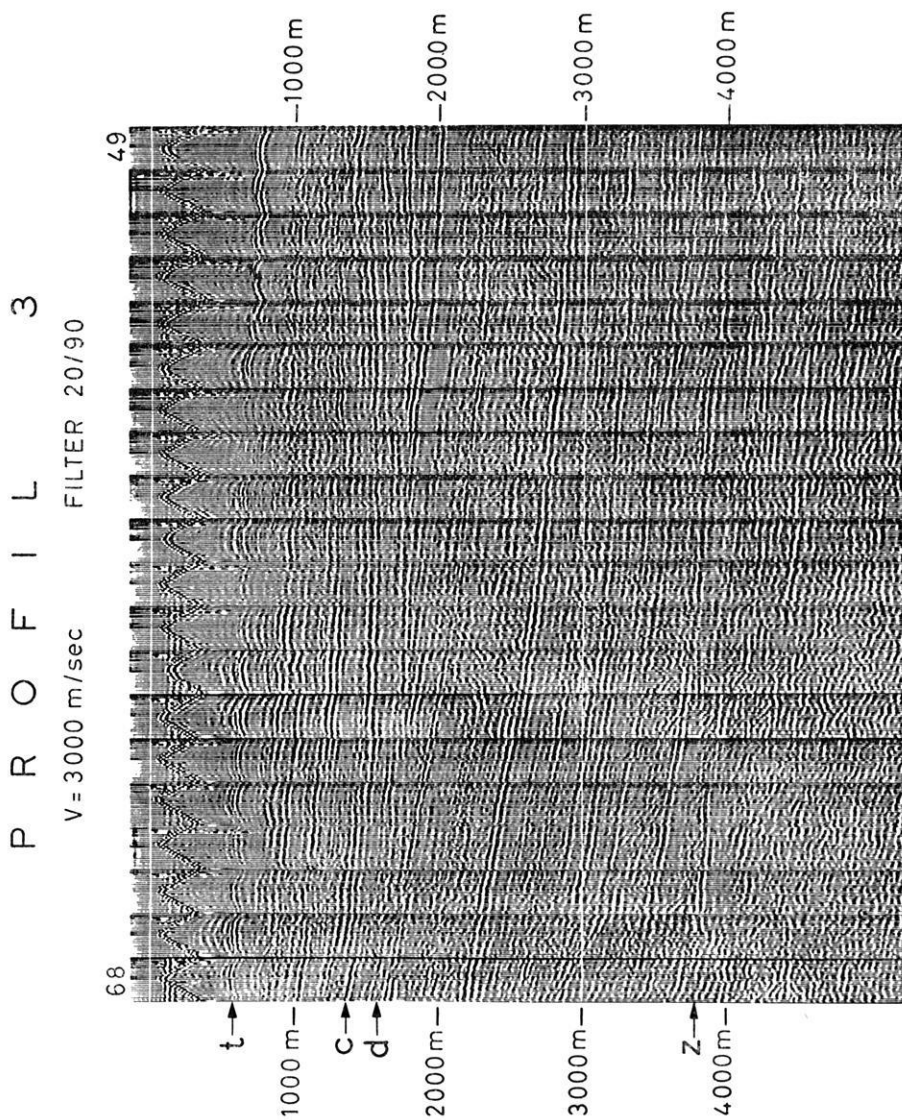


Abb. 7:

Profilausschnitt in Flächenschrift entsprechend dem Modell in Abb. 5 und 6. *E1* = Tiefbohrung mit Geschwindigkeitslog. (Das Log am *SP 338* ist aus weiter entfernten Bohrungen simuliert. Es gibt den geschwindigkeitsmäßig dort zu erwartenden Sachverhalt wieder). Man beachte die Änderung des Transgressionshorizontes „*d*“ in Abhängigkeit von den Geschwindigkeitsverhältnissen in diesem Bereich.

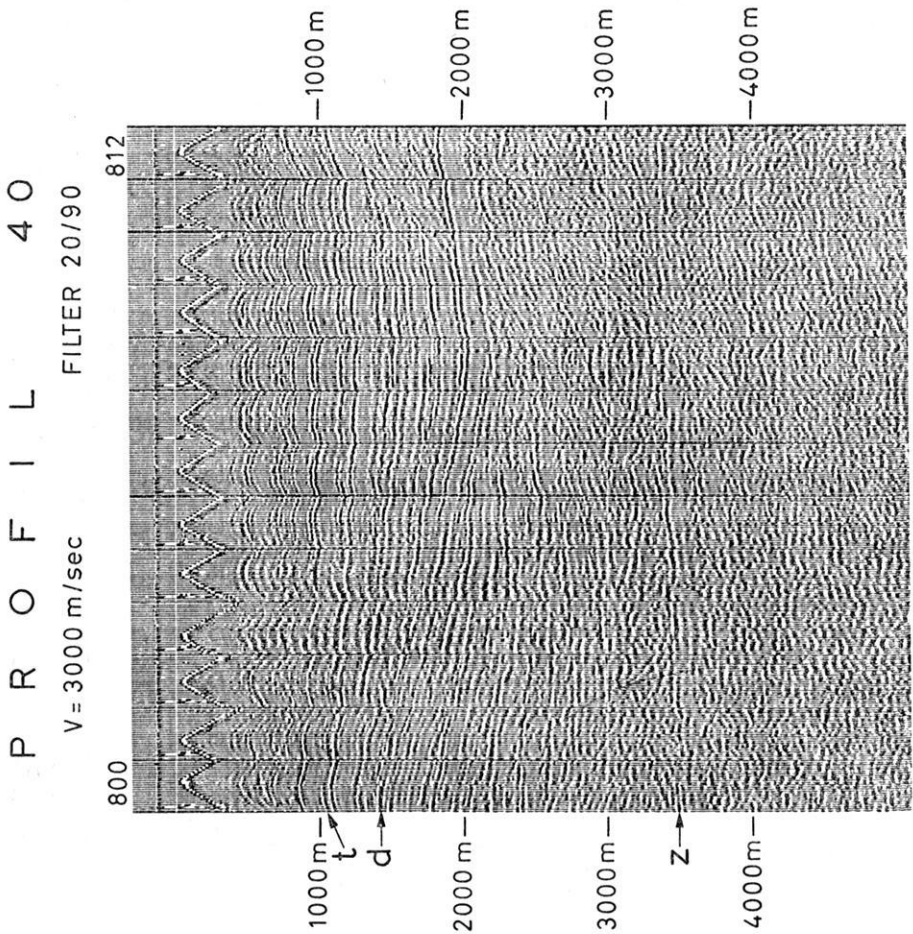


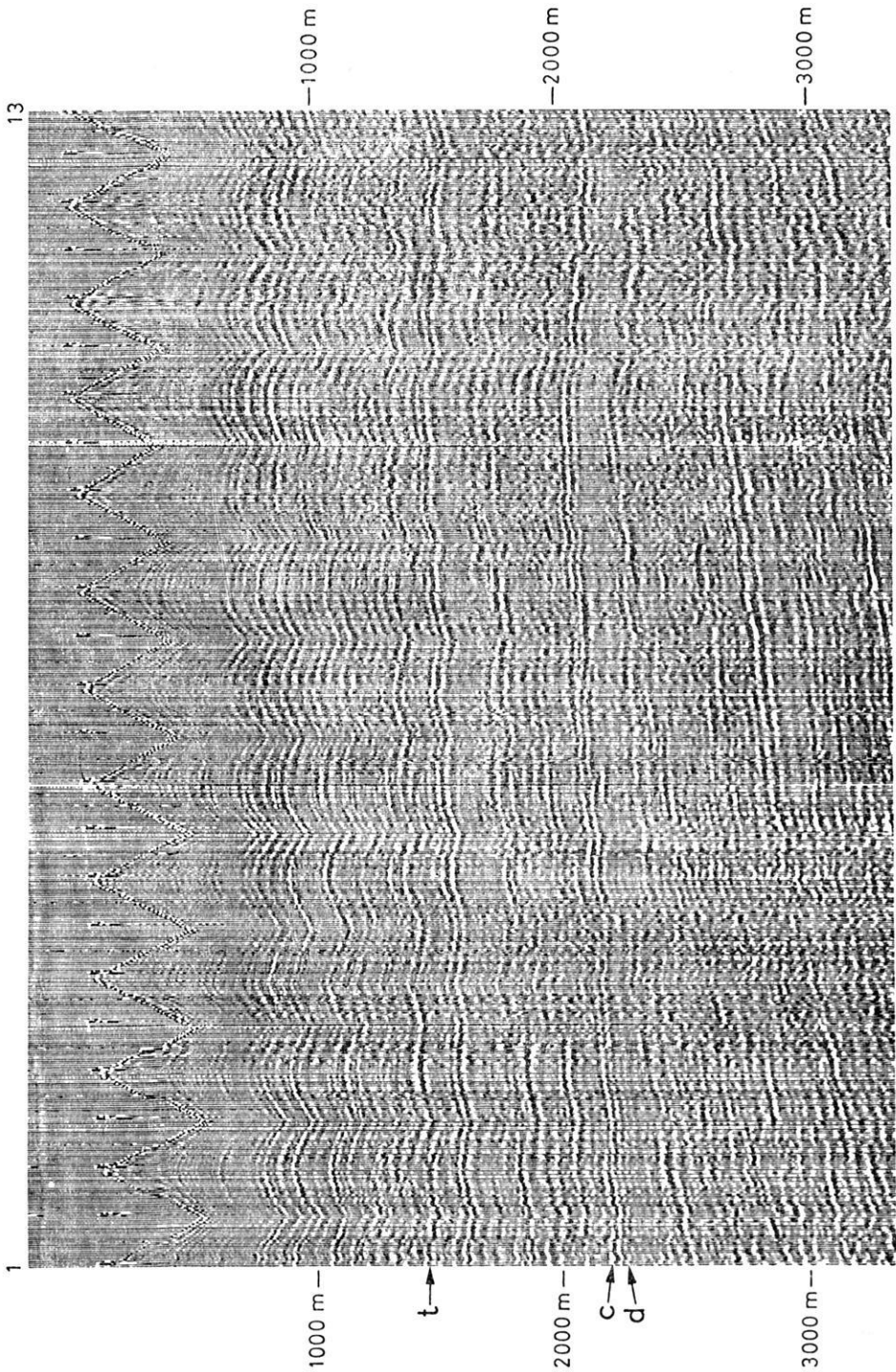
Abb. 8, 9 und 10:

Beispiele über die Änderung des Transgressionshorizontes „d“ als Folge der wechselnden Geschwindigkeitskontraste an der Transgressionsfläche. Man beachte vorwiegend den Bereich des mit „d“ bezeichneten (Unterkreide) Horizontes.

P R O F I L 78

V = 3000 m/sec

FILTER 20/90



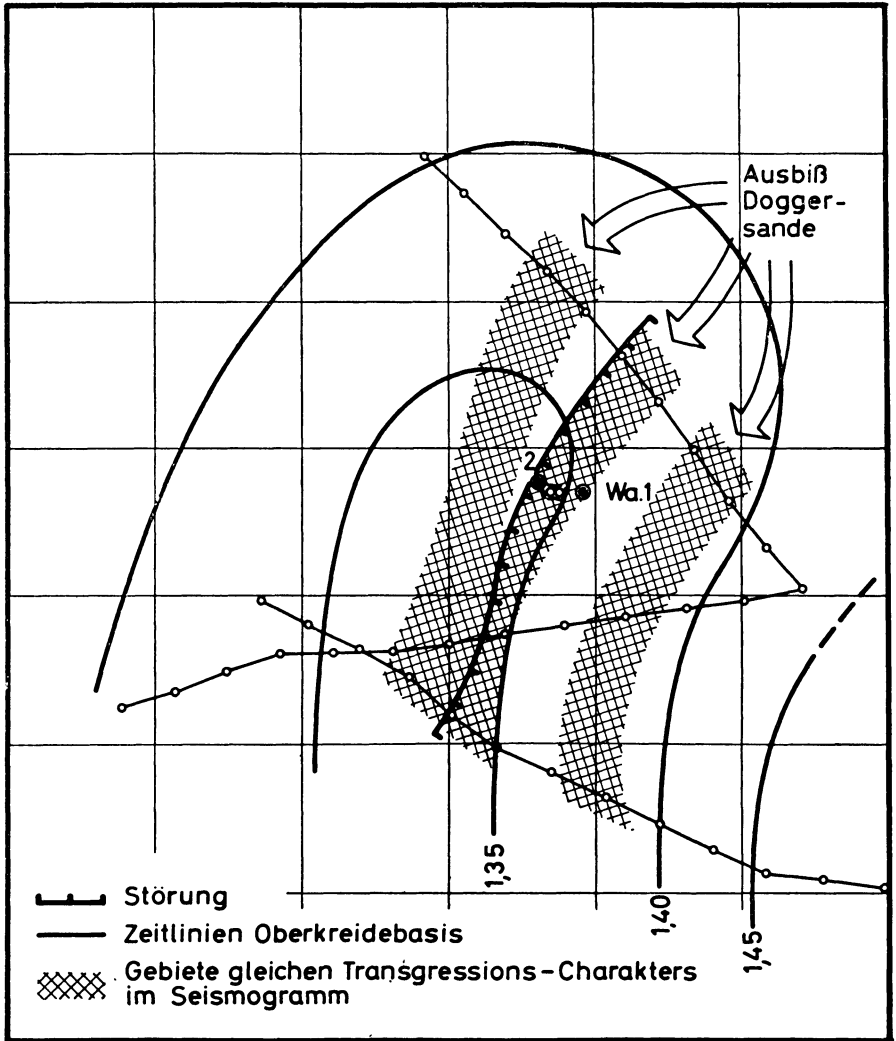


Abb. 11:

Kartierung des Charakters des Transgressionshorizontes aus Abb. 10. Die Deutung wurde durch eine nachfolgende Tiefbohrung (2) bestätigt.

### Geschwindigkeitslog und Laufzeitkurve

Das Geschwindigkeitslog ist natürlich ein wertvolles Mittel zum Berechnen der Geschwindigkeiten des Schalles für ganze Schichtpakete, ganz allgemein also beim

Aufstellen der Laufzeitkurve. Es ist jedoch noch mit einigen Mängeln behaftet, auf die wir gleich zu sprechen kommen.

Normalerweise erhält man Laufzeitkurven dadurch, daß ein Geophon in das Loch einer Tiefbohrung versenkt wird und damit Schüsse von der Oberfläche registriert werden. Das ist die „klassische“ auch heute noch notwendige Methode.

Als brauchbaren Ersatz gibt es die (aber nicht immer mögliche) Methode der „expanding spreads“ (BORTFELD 1957).

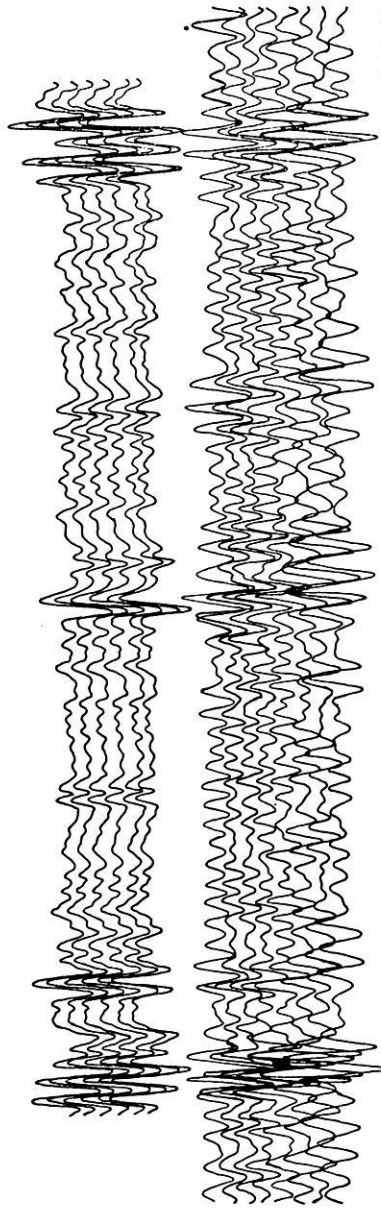
Als ein bisher auch nur „brauchbarer Ersatz“ hat die Integrationskurve zu gelten, die jederzeit aus dem Geschwindigkeitslog erstellt werden kann. (Die modernen Loggeräte liefern diese Integration übrigens gleich mit.)

Diese Integrationskurve ist aus 2 Gründen nur bedingt brauchbar:

1. In fast allen Fällen beginnt das Log nicht an der Oberfläche, sondern ab 300 bis 400 m.  
Damit „hängt“ die Integrationskurve des Logs „in der Luft“.
2. Die Integration ist nicht immer exakt. Deshalb lassen sich einige Eichschüsse zur Kontrolle bislang nicht vermeiden. Über die Gründe für die Abweichungen soll hier nicht gesprochen werden. Dieser Effekt ist bereits mehrfach behandelt worden (LAHERRERE 1961).

Indem wir die Kenntnisse über synthetische Seismogramme benutzen, wollen wir versuchen, für bestimmte Fälle die Eichung des Logs ohne die zusätzlichen Schüsse zu erreichen (dieser Versuch ist überhaupt deswegen von Interesse, weil es zu mehr als der Hälfte aller Geschwindigkeitslogs keine Eichschüsse gibt, wofür sowohl organisatorische als auch finanzielle Gründe verantwortlich sind): In der Regel gibt es in der Umgebung der Tiefbohrung, aus der das Log stammt, Feldseismogramme von früheren seismischen Messungen. Abb. 12 zeigt einen solchen Fall. Aus dem Log können wir, wie wir vorher sahen, ein synthetisches Seismogramm berechnen. Wir legen nun die vorhandenen Informationen zusammen: Das Feldseismogramm liefert uns die Reflexionen mit *Z e i t b e z u g*. Das Log liefert uns über die provisorische Integrationskurve ein Seismogramm mit *T e u f e n b e z u g*. Wo sich eine gleiche Reflexion in beiden Seismogrammen findet, liegt ein Punkt der Laufzeitkurve fest. Die Korrelation einer 2. Reflexion liefert bereits eine Eichung. Damit wird aus dem vorher nur relativem Weg-Zeit-Bezug ein absoluter.

Nun wird man zweifellos beim Vergleichen öfters ähnliche Reflexe finden und nicht selten die Wahl zwischen mehreren Einpassungen des synthetischen Seismogramms in ein wahres Feldseismogramm haben. Hier liefern die aus der Bohrung bekannten Daten jedoch so weit Hilfestellung, daß vor dem endgültigen Einpassen der Kurven die Korrelation meist bis auf 0,1 sek. sicher ist.



↑  
SYNTH-SEISMOGRAMM

↑  
FELD-SEISMOGRAMM

BRUTTOZEIT IN sec 0,5 0,6 0,7 0,8 0,9 1,0 1,1 1,2 1,3 1,4



↑  
GESCHWINDIGKEITSLOG

TEUFE IN m	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	
FORMATION:	T E R T I Ä R						O B E R K R E I D E						UKR	DOGGER



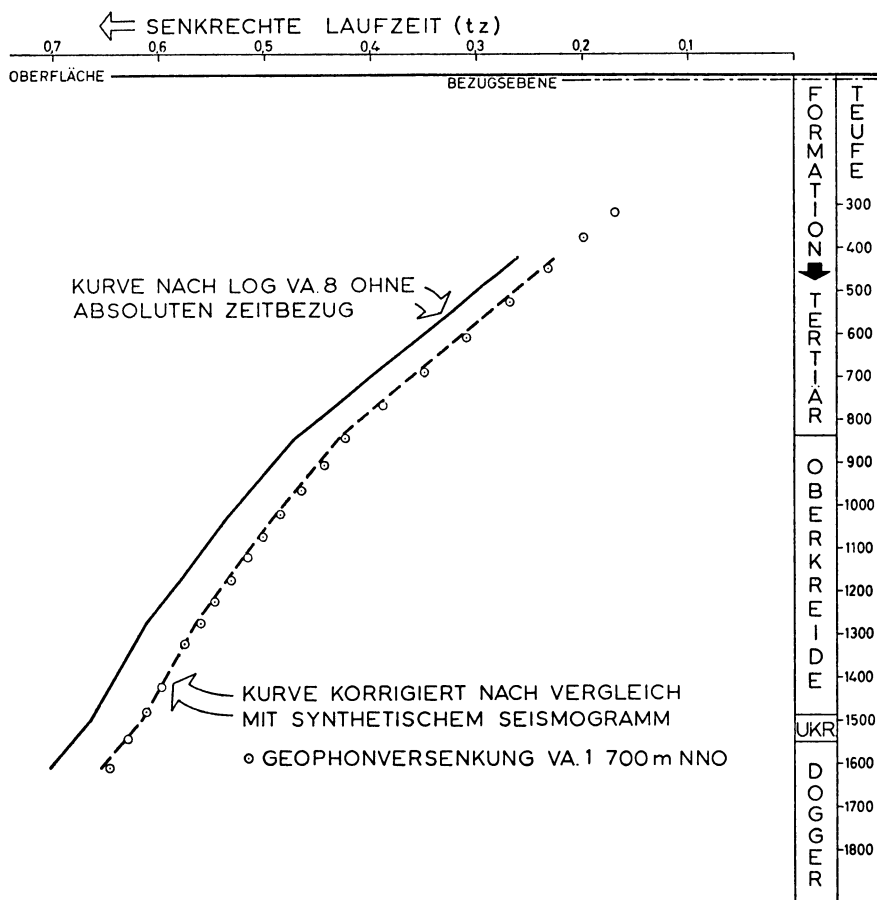


Abb. 13:

Laufzeitkurve aus Vergleich synthet. Seismogramm und Feldseismogramm (Abb. 11) gewonnen. Das Ergebnis stimmt gut mit dem einer Geophonversenkung einer benachbarten Bohrung überein.

Die Abb. 13 stellt eine so gewonnene Laufzeitkurve dar. Sie kann im übrigen mit einer ca. 700 m entfernten Tiefbohrung in gleicher geologischer Situation verglichen werden. Von dieser Bohrung liegt eine konventionelle Geophonversenkung vor. Die Kurve ist ohne Korrektur in dieser Abb. zunächst absichtlich seitlich versetzt

←

Abb. 12:

Der Vergleich zwischen synthetischem Seismogramm und Feldseismogramm gibt die Eichung der Laufzeitkurve. Das synthetische Seismogramm (und damit das Geschwindigkeitslog) wird in das Feldseismogramm „eingepaßt“.

gezeichnet. Sie wird nach der Korrektur zuerst nur in einem Punkt fixiert, der zweite Korrelationspunkt bewirkt noch eine schwache Drehung in die endgültige Lage. In dieser fällt sie recht gut mit den Meßpunkten der benachbarten Bohrung zusammen.

Wenn im Vorhergehenden zum Ausdruck gebracht wurde, daß diese Eichung nur für bestimmte Fälle möglich ist, so leuchtet dies jetzt ein. Sie kann nur erfolgen, wenn das zur Verfügung stehende Feldseismogramm im vom Log überdeckten Bereich einige Reflexionen aufweist und wenn das Geschwindigkeitslog und damit das synthetische Seismogramm nicht zu kurz sind. Im übrigen muß man sich die Mühe machen, ein synthetisches Seismogramm auszurechnen. Nach der Erfahrung des Verfassers besteht die größere Mühe darin, zu einem erstellten synthetischen Seismogramm das gute Feldseismogramm zu finden.

Der Verfasser dankt der Gewerkschaft Brigitta, Hannover, für die Erlaubnis zur Veröffentlichung dieser Arbeit und ihre Unterstützung dabei, sowie der Mobil Oil AG. und der Deutschen Erdöl AG. für die Zustimmung zur Veröffentlichung einiger der abgebildeten Profilschnitte.

### Literatur

- [1] ANSTEY, N. A.: A note on the seismic pulse recorded Geophys. Prosp. VI S. 433—437, 1938.
- [2] BARANOV, V., KUNETZ, G.: Films synthétiques avec et sans réflexions multiples. Bulletin de l'Association Française des Techniciens du Pétrole. No. 136, S. 1—14, 1959.
- [3] DELAPLANCHE, I.: Quelques exemples d'utilisations des films synthétiques. C. G. G. Paris 1960 und Geophys. Prosp. IX, S. 427—443, 1961.
- [4] DÜRSCHNER, H.: Synthetic seismograms from continuous velocity logs. Geophysical Prospecting VI 1958, S. 272—284.
- [5] LAHERRERE, I.: Utilisation pratique des films synthétiques dans le sahara nord. Geophysical Prospecting IX, S. 46—59, 1961.
- [6] LEBRETON, F., ARNAUD, J.: Les diagraphes acoustiques. Rev. de l'Inst. français du pétrole, S. 1813—1845, 1960.
- [7] PETERSON, R. A., FILLIPONE, W., COKER, F. B.: The synthesis of seismograms from Well Log Data. Geophysics XX, S. 516—538, 1955.
- [8] RUPRECHT, L.: Neue Möglichkeiten der Reflexionsseismik zur Bestimmung der Mächtigkeit nutzbarer Lagerstätten. „Glückauf“ 93, S. 577—584, 1957.
- [9] WOODS, I. P.: The Composition of Reflections. Geophysics XXI, S. 261—276, 1956.

# Phänomenologische Untersuchung einer Nachbebenserie aus dem Gebiet der Aläuten-Inseln <sup>1)</sup>

Von S. J. D u d a , Uppsala <sup>2)</sup>

[Eingegangen am 15. 8. 1961]

*Zusammenfassung:* Es werden einige Ergebnisse einer Untersuchung der Nachbebenserie in den Aleuten-Inseln, die am 9. März 1957 begonnen hat, dargestellt. Zwischen den Enden des länglichen Nachbebengebietes konnte eine Oszillation der Intensität der Deformationsauslösung festgestellt werden. Die Verlängerung der Oszillationsperiode mit der Zeit erlaubte es gewisse Schlüsse über das rheologische Verhalten des Materials der Verwerfungszone während des Deformationsauslösungsprozesses zu ziehen.

*Summary:* This paper contains some results of an investigation of the aftershock sequence in the Aleutian Islands, which began on March 9, 1957. It was found that the intensity of strain release oscillated between the ends of the aftershock belt. The increase of the period of this oscillation with time permitted some conclusions as to the rheological behaviour of the material in the fault zone during the strain release.

## 1. Einleitung

Es besteht allgemeine Übereinstimmung mit der Ansicht, daß sowohl einzelne tektonische Erdbeben, als auch Erdbebenserien durch Auslösung einer im Erdinneren aufgespeicherten Deformation hervorgerufen werden. Nach der Theorie von BENIOFF (siehe [4]) findet ein Erdbeben statt, wenn die Deformationsaufspeicherung einen kritischen, näher undefinierten Wert erreicht hat. Dabei kommt die bereits vorhandene, oder eben entstandene Verwerfung in Bewegung. Manche Erdbeben haben eine Nachbebenserie mit einer Dauer von Tagen, Monaten oder Jahren. Eine Nachbebenserie beginnt kurz nach einem Hauptbeben, deren Magnitude die Magnituden aller Nachbeben — nach BÄTH'S These — um mindestens 1,2 Magnitudengrößen überragt. Die Häufigkeit und die Magnituden der Beben einer Nachbebenserie nehmen mit der Zeit ab.

<sup>1)</sup> Vorgetragen auf der 24. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, 12.—14. April 1961 in Hannover. Der Aufsatz bildet einen Teil einer umfassenderen Arbeit, die in den Freiburger Forschungsheften unter dem gleichen Titel erscheinen soll.

<sup>2)</sup> Fil. Lic. SEWERYN J. DUDA, Seismos G. m. b. H., Hannover; z. Z. Seismologisches Institut der Königlichen Universität, Uppsala.

Jedem einzelnen Beben mit einer bestimmten Magnitude kann eine bestimmte elastische Energie zugeordnet werden. Bei einigen vereinfachenden Voraussetzungen kann nachgewiesen werden (siehe [3]), daß die Quadratwurzel der dem Beben entsprechenden Energie proportional der Deformation ist, die durch dieses Beben ausgelöst wurde. Folglich kann eine Nachbebenserie auch quantitativ, wenn nur die Magnituden der einzelnen Nachbeben bekannt sind, als Deformationsauslösungsprozeß untersucht werden.

Wird die Summe der Quadratwurzeln der elastischen Energien aller Beben einer Nachbebenserie in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt, erhalten wir die sog. Deformationscharakteristik. Diese Deformationscharakteristiken beschreiben das rheologische Verhalten des Materials der Nachbebenzone während des Deformationsauslösungsprozesses.

Die Deformationsauslösung in Nachbebenserien kann als elastische Nachwirkung des Materials in der Verwerfungszone verstanden werden (siehe [9], Seite 110). Der einfachste Modellkörper, der die Eigenschaft der elastischen Nachwirkung besitzt, ist der zu den sog. linearen zählende KELVIN'sche feste Körper. Wenn an diesen Körper eine Spannung angelegt wird, so erreicht die Deformation eventuell den Wert, der dem HOOKE'schen Gesetz entsprechen würde, aber nur exponentiell, mit der Zeitkonstanten, die gleich dem Verhältnis der Materialkonstanten: des KELVIN'schen Scherungskoeffizienten und des KELVIN'schen Viskositätskoeffizienten, ist (siehe [9], S. 89). Die elastische Nachwirkung des KELVIN'schen festen Körpers läßt freie, gedämpfte Schwingungen zu, die eine konstante Periode haben. Aus dieser Periode und der Dämpfung kann das Verhältnis der zwei KELVIN'schen Konstanten bestimmt werden.

Auf Grund dieser physikalischen Tatsachen soll im folgenden eine Nachbebenserie untersucht werden, die mit ihrem Hauptbeben, deren Magnitude 8,25 betrug, am 9. März 1957 im Raum der Aläuten-Inseln begonnen hat.

Aus den Aufzeichnungen der *P*-Wellen auf den vertikalen kurzperiodischen Seismographen in Uppsala und Kiruna wurden die Magnituden aller registrierten Beben der Nachbebenserie bestimmt und daraus die Quadratwurzeln ihrer Energien berechnet. Zur Konstruktion der Deformationscharakteristik muß homogenes Beobachtungsmaterial verwendet werden, d. h. die Anzahl der Beben mit abnehmender Magnitude muß exponentiell zunehmen. Daher wurden bei der Konstruktion alle Beben mit einer Magnitude, die kleiner als 5,9 war, vernachlässigt.

## 2. Statik des Deformationsauslösungsprozesses in der Nachbebenserie

Die der jeweiligen ausgelösten Deformation proportionale Größe  $\sum_i J_i^{1/2}$  ( $J_i$  - elastische Energie, die im *i*-ten Nachbeben ausgelöst wurde), verläuft in der ersten

Annäherung proportional dem Logarithmus der Zeit, gemessen vom Hauptbeben an. Jedoch erweist sich der Proportionalitätsfaktor nicht als konstant, sondern er nimmt im untersuchten Zeitraum abwechselnd zwei kleinere und zwei größere Werte an.

Die über 700 Nachbeben, für die Epizentralkoordinaten angegeben waren, geben eine Projektion der flach nach N bis zu einer Tiefe von etwa 150 km einfallenden Verwerfungszone auf die Erdoberfläche.

Das Nachbebengebiet ist parallel zur Inselkette, hat eine Länge von ca. 1300 km sowie eine Breite von ca. 250 km und ist streng gegen Erdbebengebiete im Osten auf Alaska und im Westen auf Kamtschatka abgegrenzt.

Es ist wahrscheinlich, daß im Raum der Aläuten-Inseln ein System von Verwerfungen existiert, die entlang der Insel-Kette verlaufen, wie das auch durch geologische Untersuchungen bestätigt wird (siehe [10]). Wenn das Nachbebengebiet in Segmente geteilt wird, die senkrecht zur Längsachse des Nachbebengebietes sind, dann kann in der Mitte eine Zone mit verminderter seismischer Aktivität gefunden werden. Das trifft sowohl für die Anzahl der Epizentren pro Segment, als auch, und in noch stärkerem Maße, für die pro Segment ausgelöste Deformation zu.

Die Verminderung der seismischen Aktivität in der Mitte des Nachbebengebietes kann auf keinen Fall als statistischer Zufallseffekt gedeutet werden, da sie auch bei einer Segmentbreite von  $2^\circ$  deutlich erkennbar bleibt, aber  $\pm 1^\circ$  geographischer Länge dürfte als Fehlergrenze der Epizentrumbestimmung für die den Aläuten-Inseln entsprechende geographische Breite zu hoch gegriffen sein.

Es sei hier vermerkt, daß sich eine Zone mit verminderter Deformationsauslösung nahe der Mitte des Nachbebengebietes schon in der Kamtschatka-Nachbebenserie (Hauptbeben am 4. 11. 1952) angedeutet hat (siehe [2], S. 4), sowie daß eine Anhäufung der Epizentren der Nachbeben an den Enden des Verwerfungsgebietes auch in der Kern County-Nachbebenserie (Hauptbeben am 21. 7. 1952) festgestellt wurde (siehe [5], S. 199).

Das Nachbebengebiet in den Aläuten-Inseln wird somit auf natürliche Weise in einen westlichen und einen östlichen Teil gegliedert. Diese statische Gegebenheit kann durch das Schema von Anderson gedeutet werden (siehe [1], S. 160—173), wonach die Scherspannung *an den Enden* einer Verwerfung, die sich in einem Druck- und Dehnungsfeld befindet, am größten ist, in der Mitte dagegen — theoretisch — gleich Null wird.

Dieser Teilung des Nachbebengebietes konnte eine dynamische Bedeutung beigegeben werden.

### **Dynamik des Deformationsauslösungsprozesses**

Zu diesem Zweck teilen wir die in der ganzen Nachbebenserie ausgelöste Deformation in  $n$  gleiche Zuwächse, die in entsprechender zeitlicher Reihenfolge geordnet

sind. Jeder dieser Deformationszuwächse wird auf das Verhältnis der im westlichen zu der im östlichen Teil ausgelösten Deformation untersucht. Es zeigt sich, daß das Verhältnis nicht konstant ist oder streut, sondern mit der Zeit, gemessen in Tagen nach dem Hauptbeben, oszilliert.

Die Intensität der Deformationsauslösung definiert als  $\frac{d \Sigma J_1}{dt}^{1/2}$  nimmt folglich

nicht gleichmäßig, hyperbolisch im ganzen Nachbebengebiet ab, sondern es kann eine Oszillation der Intensität der Deformationsauslösung zwischen beiden Teilen des Nachbebengebietes beobachtet werden. Mit anderen Worten, es wird mit der Zeit abwechselnd im westlichen und im östlichen Teil des Nachbebengebietes eine größere partielle Deformation ausgelöst. Es konnten die Perioden dieser oszillatorischen Bewegung bestimmt werden. Dabei ergab sich, daß sie von etwa 8,5 Stunden, am Anfang der Nachbebenserie, als in der Verwerfungszone noch eine große Deformation geherrscht hat, bis zu einem Wert von etwa 300 Tagen am Ende des untersuchten Zeitraumes (1272 Tage nach dem Hauptbeben), angewachsen sind.

Die Periode von etwa 300 Tagen ist lediglich die höchste für den untersuchten Zeitraum und das Material der Verwerfungszone nach dem Auslösen eines bestimmten Teiles der aufgespeicherten Deformation.

Es muß unterstrichen werden, daß diese Oszillationen unabhängig von den Intensitätsschwankungen der Deformationsauslösung für das Erdbebengebiet als Ganzes sind, wie sie sich in der Deformationscharakteristik durch Knicke bemerkbar machen.

Man kann vermuten, daß für die Verlagerung des Schwerpunktes der Deformationsauslösung von einem Teil des Nachbebengebietes in den anderen, die Auslösung einer bestimmten Deformationsmenge notwendig ist.

Wir können das in der Weise feststellen, indem wir die pro Periode im westlichen und östlichen Teil ausgelöste Deformation in Abhängigkeit von der Zeit untersuchen.

Die Deformationsmenge, die im östlichen Teil des Nachbebengebietes ausgelöst werden muß, um eine Verlagerung des Schwerpunktes der Nachbebentätigkeit in den westlichen Teil hervorzurufen, nimmt stetig im untersuchten Zeitraum ab. Für die Verlagerung vom westlichen in den östlichen dagegen, nimmt diese kritische Deformationsmenge erst vom etwa 350-ten Tag stetig ab. Davor wächst der kritische Wert an. Es scheint, als ob diese Tatsache damit in Verbindung stehen würde, daß im westlichen Teil das Hauptbeben stattgefunden hat.

*Wir sehen die Oszillation der Intensität der Deformationsauslösung zwischen dem westlichen und dem östlichen Teil des Nachbebengebietes als mittellangen rheologischen Prozeß an, ähnlich wie die elastische Nachwirkung des Materials der Nach-*

*bebenzone in Form der Nachbebenserie als mittellanger rheologischer Prozeß anzusehen ist (siehe [9], S. 107):*

Eine gute strukturtheoretische Approximation eines solchen Verhaltens während mittellanger rheologischer Prozesse ist der KELVIN'sche feste Körper, der durch die Gleichung der Firmoviskosität (viskoelastisches Medium) beschrieben wird (siehe [8], S. 100):

$$(3.1) \quad 2\mu_K \varepsilon_{ij} + 2\eta_K \dot{\varepsilon}_{ij} = S_{ij} \quad i \neq j$$

$S_{ij}, \varepsilon_{ij}$  — Deviationskomponenten des entsprechenden Spannungs- und Deformationstensors,

$\mu_K, \eta_K$  — Elastizitätskonstanten

Die Gleichung (3.1) kann auch zur Beschreibung des nicht ideal-elastischen Verhaltens des Erdmantels, wie es sich z. B. in der Dämpfung der Polbewegung zeigt, die mit einer Periode von etwa 420 Tagen (CHANDLER-Periode) zu den mittellangen rheologischen Prozessen zählt, angewandt werden (siehe [8], S. 107—108). Beschränkte Anwendbarkeit hat die Gleichung der Firmoviskosität für kurze rheologische Prozesse, wie z. B. die Ausbreitung elastischer Wellen (siehe [7] 1954). Für diese Prozesse haben auch die Proportionalitätskonstanten im allgemeinen andere Werte, als für mittellange rheologische Prozesse. Wie schon angedeutet, besitzt der KELVIN'sche feste Körper die Fähigkeit freie, gedämpfte Oszillationen mit konstanter Periode auszuführen. Aus der Bewegungsgleichung kann eine eindeutige Beziehung zwischen der Periode, der Dämpfung und dem Verhältnis der KELVIN'schen Materialkonstanten abgeleitet werden. Wenn also die konstante Periode und Dämpfung der Oszillation bekannt sind, kann das Verhältnis der KELVIN'schen Materialkonstanten bestimmt werden.

Für das Material des Erdmantels konnte das Verhältnis der Materialkonstanten aus der freien Nutation der Erde mit der CHANDLER-Periode und ihrer Dämpfung bestimmt werden. Diese Berechnungen sind auf die Voraussetzung gestützt, daß für die Dämpfung das nicht ideal-elastische Verhalten *des Erdmantels* verantwortlich ist (siehe [6]). Beobachtungen der Polbewegung (oder Breitenschwankung) haben gezeigt, daß die Dämpfung zwischen —3 bis —13 Perioden beträgt (siehe ditto).

*Die Oszillation der Intensität der Deformationsauslösung mit sich verlängernder Periode kann zur Bestimmung des Verhältnisses der Kelvin'schen Konstanten für das Material der Verwerfungszone während des Deformationsauslösungsprozesses angewandt werden. Dafür setzen wir voraus, daß die Dämpfung auch jeweils —3 bis —13 Perioden beträgt.*

Für jede Oszillationsperiode der Intensität der Deformationsauslösung zwischen dem westlichen und östlichen Teil des Nachbebengebietes haben wir das Verhältnis

des KELVIN'schen Scherungskoeffizienten zum Viskositätskoeffizienten bestimmt. Es zeigt sich (siehe Abb. 1), daß am Anfang der Nachbebenserie das Verhältnis um mindestens zwei Größenordnungen größer ist, als am Ende des untersuchten Zeitraumes. Dabei nähert sich das Verhältnis mit der Zeit und sich verlängernder Oszillationsperiode dem Wert, wie er für das Material des Erdmantels aus der Untersuchung der Polschwankungen erhalten wird (siehe [9], S. 115).

Es ist als äußerst wahrscheinlich anzusehen, obwohl der endgültige Entscheid noch ausbleibt, daß während der Deformationsaufspeicherung das Verhältnis des KELVIN'schen Scherungskoeffizienten zum KELVIN'schen Viskositätskoeffizienten anwächst und unmittelbar vor Beginn der Deformationsauslösung, in Form von Hauptbeben und Nachbebenserie einen maximalen Wert erreicht.

Abschließend danke ich dem Deutschen Akademischen Austauschdienst, Bonn, für die Zuteilung eines Stipendiums, das es mir ermöglicht hat, diese Untersuchung am Seismologischen Institut, Uppsala, durchzuführen.

Herzlichen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. M. BÄTH, dem Direktor des Seismologischen Institutes der Königl. Universität Uppsala, der das Thema meiner Untersuchung vorgeschlagen und während ihrer Ausführung sie durch viele wertvolle Gedanken und Diskussionen gefördert hat.

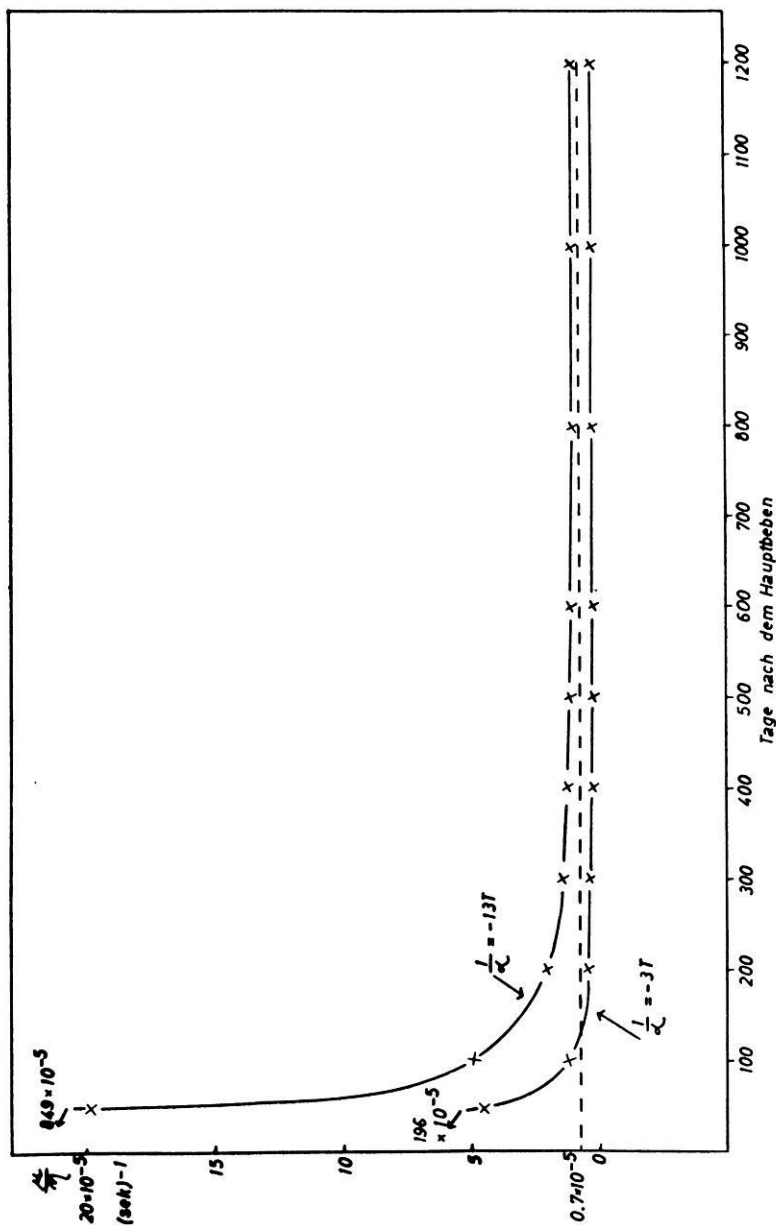
Frau I. CEDERLUND und Frau I. PETTERSSON haben mich bei der graphischen Abfertigung der Arbeit unterstützt, wofür ich ihnen meinen besten Dank aussprechen möchte.

### Literatur

- [1] E. M. ANDERSON: The Dynamics of Faulting and Dyke Formation with Application to Britain. Oliver and Boyd, Edinburgh — London, S. 206.
- [2] M. BÄTH, H. BENIOFF: The Aftershock Sequence of the Kamtchatka Earthquake of November 4, 1952. Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 48, (1958), S. 1—14.
- [3] H. BENIOFF: Seismic Evidence for the Fault Origin of Oceanic Deeps. Bulletin of the Geological Society of America, Vol. 60, (1949), S. 1837—1856.
- [4] H. BENIOFF: Earthquakes and Rock Creep, Part I: Creep Characteristics of Rocks and the Origin of Aftershocks. Bulletin of the Seismological of America, Vol. 41 (1951), S. 31—62.
- [5] H. BENIOFF: Mechanism and Strain Characteristics of the White Wolf Fault as indicated by the Aftershock Sequence in Earthquakes Kern County, California, during 1952. Division of Mines, San Francisco, Bulletin 171, (1955), S. 199—202.
- [6] H. BONDI, T. GOLD: On the Damping of the free Nutations of the Earth. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 115, (1955), S. 41 f. f.
- [7] H. MENZEL: On the Propagation of Seismic Waves in a Solid Body with Elastic Afterworking. Geophysical Prospecting, Vol. 2, (1954), S. 139—150.



- [8] M. REINER: *Twelve Lectures on Theoretical Rheology*. Amsterdam: North-Holland Publishing Co. (1949), S. 162.
- [9] A. E. SCHEIDEGGER: *Principles of Geodynamics*. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1958), S. 280.
- [10] St. AMAND: *Circum Pacific Orogeny*. Publications of the Dominion Observatory, Vol. 20, Ottawa (1957), S. 403—411.



Verhältnis des KELVIN'schen Scherungskoeffizienten zum Kelvin'schen Viskositätskoeffizienten für das Material der Nachbebenzone in Abhängigkeit von der Zeit, gemessen in Tagen nach dem Hauptbeben.

## Der Einfluß der Entmischung auf remanente Magnetisierung von Titanomagnetiten

Von A. Bewersdorff, Göttingen <sup>1)</sup>

[Eingegangen am 14. 8. 1961]

**Zusammenfassung:** Im ersten Teil der Arbeit wird die Entmischung von Titanomagnetit untersucht. Es zeigte sich, daß bei Temperaturen über 200° C die Zusammensetzung instabiler Titanomagnetite sich kontinuierlich in Richtung auf Magnetit hin ändert. Der damit verbundene Anstieg von  $T_c$  wurde als Funktion von Temperatur während der Entmischung und Dauer der Erhitzung aufgenommen.

Im zweiten Teil wird der Einfluß der Entmischung auf die Remanenz untersucht. Es wurde gefunden, daß eine starke und stabile Remanenz entstehen kann, wenn während der Entmischung ein äußeres Feld einwirkt. Die Eigenschaften dieser Remanenz und ihre Abhängigkeit von den Bildungsbedingungen wurden näher untersucht.

**Summary:** The exsolution of titanomagnetites is investigated in the first part of the following paper. It has been ascertained, that the composition of instable titanomagnetite alters continuously when heated to temperatures of more than 200° C. The increase of  $T_c$ , that is associated with this, has been determined in dependency of temperature and length of heating.

In the second part the influence of exsolution on the remanent magnetization of titanomagnetite is investigated. If a magnetic field is acting during the process of exsolution a strong and stable remanence will develop. The character of this remanence and its dependency on conditions during formation are investigated in detail.

### Einleitung.

Das Ziel paläomagnetischer Messungen ist es, Aufschlüsse zu gewinnen über die Richtung des erdmagnetischen Feldes während vergangener geologischer Epochen, bzw. über großräumige Verschiebungen der Kontinente gegen einander. Die Grundlage ist dabei die Beobachtung, daß ferromagnetische Stoffe beim Abkühlen von Temperaturen oberhalb ihres CURIE-Punktes auch in einem so schwachen äußeren Feld wie dem Erdfeld eine verhältnismäßig starke, remanente Magnetisierung an-

<sup>1)</sup> Dr. AXEL BEWERSDORFF, Göttingen, Geophysikalisches Institut der Universität, Herzberger Landstraße 180.

nehmen können. (Im Fall von Magnetit im Erdfeld bis zu 2% der Sättigungsmagnetisierung.) Diese sogenannte Thermoremanenz (TRM) erweist sich als äußerst stabil gegen äußere Einflüsse. Messungen an Konglomeraten zeigten, daß sie auch über geologische Zeiten hin ihre Richtung beibehalten kann: In einigen bekannt gewordenen Fällen zeigten die Magnetisierungsrichtungen der regellos abgelagerten Gesteinsbrocken ebenfalls eine statistische Verteilung — ein Beweis dafür, daß zumindest seit Bildung des Konglomerats die Richtungen der Remanenzen sich nicht geändert hatten. Anderenfalls müßte eine Richtung, etwa die des heutigen Erdfeldes, ausgezeichnet sein.

Solch eindeutigen Beweisen für die Stabilität der Remanenz in einigen Fällen stehen aber eine Reihe von Beobachtungen gegenüber, die zumindest große Vorsicht bei der Interpretation paläomagnetischer Messungen nahelegen. So fand GRAHAM [1] in einem Diabasgang des Präkambriums (Dicke 160 cm), daß die Richtungen der remanenten Magnetisierung an den beiden Saalbändern etwa antiparallel zu der in der Mitte des Ganges waren, während dazwischen ein kontinuierlicher Übergang beobachtet wurde. Eine Erklärung hierzu konnte nicht gegeben werden; GRAHAM vermutete einen unvollständig verlaufenen, unbekanntem Umkehrprozeß. Fließbewegungen scheiden als Ursache jedenfalls aus.

Zu erwähnen ist hier auch eine eigene Beobachtung an einem Keratophyrgang im Nordharz. In diesem Gang wurden an den zwei untersuchten Aufschlüssen zu einander antiparallele Remanenzen gefunden. An einem Fundort zeigte sich zudem eine systematische Abhängigkeit des Betrages der Remanenz von der Entfernung vom Saalband, wie Abbildung 1 zeigt.

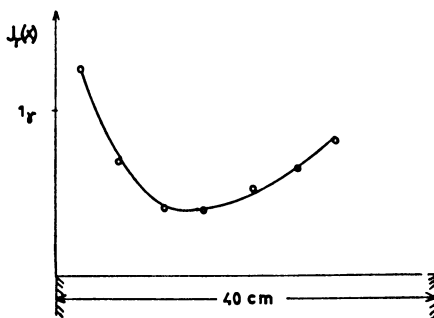


Abb. 1:  
Abhängigkeit des Betrages der Remanenz von der Entfernung vom Saalband in einem Keratophyrgang.

Die Richtung der Remanenz war dabei konstant, ebenso die Suszeptibilität, die etwa ein Maß für den Erzgehalt des Gesteins ist. Auch hier käme als Ursache ein unbekannter, bisher unvollständig verlaufener Prozeß in Frage, der die Remanenz

geologischer Zeiten ändern und eventuell auch ihre Umkehr bewirken kann. Zwingend ist diese Deutung aber nicht. Eine mineralogische Untersuchung soll noch folgen.

An dritter Stelle sei hier eine Arbeit von ASAMI [2] aufgeführt, die vielleicht einen Ausgangspunkt für eine Erklärung der erwähnten Beobachtungen bietet. ASAMI fand in einem einheitlichen, tertiären Basaltkörper sehr eng benachbart Remanenzen, die teils parallel, teils antiparallel zum heutigen Erdfeld waren. Er fand weiter, daß die  $J_s(T)$ -Kurven des Materials mit positiver Magnetisierung sich von denen mit negativer unterscheiden. In ersteren kam den ferromagnetischen Bestandteilen größtenteils ein Curiepunkt von  $350^\circ \text{C}$  zu, in letzteren dagegen hauptsächlich von  $110^\circ$  und  $570^\circ$ . Der Entmischungsprozeß der ursprünglich im Gestein enthaltenen Titanomagnetite mit  $T_c = 350^\circ$  ist hier weiter fortgeschritten, wahrscheinlich auf Grund eines unterschiedlichen Spannungszustandes.

Es erscheint hiernach wichtig zu untersuchen, welchen Veränderungen die remanente Magnetisierung unterworfen ist, wenn die sie tragenden Kristalle entmischen. Die in Gesteinen am weitesten verbreiteten ferromagnetischen Kristalle, die Titanomagnetite, sind bei normaler Temperatur größtenteils instabil und zerfallen allmählich; der Entmischungsprozeß ist also weit verbreitet.

Auf die nächst wichtigste Veränderung der Titanomagnetite, die Oxydation und ihren Einfluß auf die Remanenz, wird hier nicht eingegangen. Untersuchungen dazu wurden von NAGATA und KOBAYASHI veröffentlicht [9], [13].

Aus der Aufgabenstellung ergibt sich unmittelbar eine grobe Einteilung der Arbeit: In Teil B werden die kristallographischen Veränderungen der Titanomagnetite untersucht. Dieser Teil schließt damit an an Messungen, die im Rahmen einer Diplomarbeit ausgeführt wurden. Die damaligen Ergebnisse werden hier, so weit nötig, zitiert. Die Temperaturen, bei denen die Entmischungen ablaufen, sind in der folgenden Arbeit aber tiefer gewählt und kommen damit natürlichen Verhältnissen näher. In Teil C wird dann der Einfluß auf die remanente Magnetisierung behandelt. Unter D werden schließlich noch einige Untersuchungen natürlicher Remanenzen kurz mitgeteilt, die möglicherweise im Zusammenhang mit den Ergebnissen der Arbeit stehen.

## Die Entmischung von Titanomagnetiten

### 1. Allgemeine Gesetzmäßigkeiten der Entmischung von Kristallen.

Der Beschreibung der eigenen Beobachtungen seien zunächst einige allgemeine Grundzüge des Zerfalls instabiler Kristalle vorangestellt:

a) Sind zwei Kristalle  $A$  und  $B$  nur begrenzt mischbar, so existiert in der Reihe  $A_{1-x}B_x$  eine Mischlücke, die mit steigender Temperatur kleiner wird und eventuell ganz verschwinden kann. Abbildung 2 veranschaulicht das.

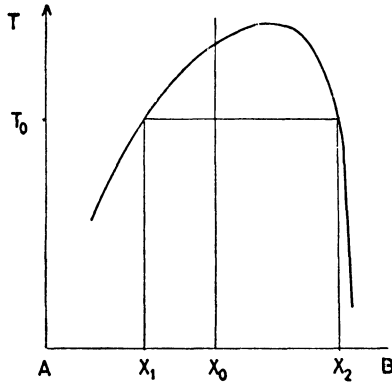


Abb. 2:  
Solvuskurve, schematisch.

Der stabile und der instabile Bereich im  $x$ - $T$ -Diagramm werden dabei durch die sogenannte Solvuskurve getrennt. In einem ternären Mischsystem der Kristalle  $A$ ,  $B$ ,  $C$  existiert entsprechend eine Solvusfläche.

b) Gelangt ein Mischkristall  $X_0$  durch Abkühlen in den instabilen Bereich, so hat er die Neigung zu zerfallen. Bei der Temperatur  $T_0$  (Abb. 2) würden dabei die Mischkristalle  $X_1$  und  $X_2$  entstehen. Diese Entmischung kann vor sich gehen durch Neubildung von Kristallen  $X_1$  und  $X_2$  an den Rändern und im Innern der Mutterkristalle oder auch dadurch, daß sich etwa nur Kristalle  $X_1$  neu bilden, wodurch der Mutterkristall (die Matrix) allmählich an  $A$  verarmt und sich in seiner Zusammensetzung an  $X_2$  annähert. Zum Ausgleich der dabei entstehenden Spannungen ist schließlich eine spätere Umkristallisation der entstandenen Produkte möglich, insbesondere eine Rekristallisation der Matrix. Das ist um so wahrscheinlicher, je tiefer die Entmischungstemperatur ist, da bei hoher Temperatur die Spannungen sich leichter auf andere Weise ausgleichen können.

c) Ein Mischkristall kann sich lange Zeit im instabilen Zustand befinden. Die erste Stufe der Entmischung, die Bildung von Kristallkeimen der Tochterkristalle, ist nämlich energetisch ungünstig. Sie geht deshalb meist von den Oberflächen der Mutterkristalle, von Spannungs- und Bruchzonen aus, ist also stark abhängig vom Zustand der Realkristalle. Die Geschwindigkeit der Bildung stabiler Keime ist außerdem sehr temperaturabhängig. Sie ist an der Solvuskurve sehr klein und wächst mit fallender Temperatur. Umgekehrt steigt die Geschwindigkeit, mit der schon gebildete Keime weiter wachsen, mit  $T$  stark an, da die Beweglichkeit der Ionen im Kristall größer wird. Wie bei allen Diffusionsprozessen in Festkörpern ist die  $T$ -Abhängigkeit dabei im Wesentlichen gegeben durch einen Faktor

$\exp(-w/kT)$ , wo  $w$  eine Art Aktivierungsenergie ist. Durch rasches Abkühlen gelingt es in vielen Fällen in einem Temperaturbereich mit sehr kleiner Ionenbeweglichkeit zu gelangen, den instabilen Zustand also einzufrieren.

## 2 Vorbemerkung

Die das magnetische Verhalten der meisten Gesteine bestimmenden Kristalle, die Titanomagnetite, gehören dem ternären System  $FeO-Fe_2O_3-TiO_2$  an. In Abbildung 3 sind die Höhenlinien der Solvusfläche eingezeichnet, wie sie von NICHOLLS [3] angegeben werden. Ihr Verlauf ist aber nur ungefähr und teilweise bekannt. Bei normaler Temperatur ist das Gebiet der Instabilität aber jedenfalls sehr ausgedehnt.

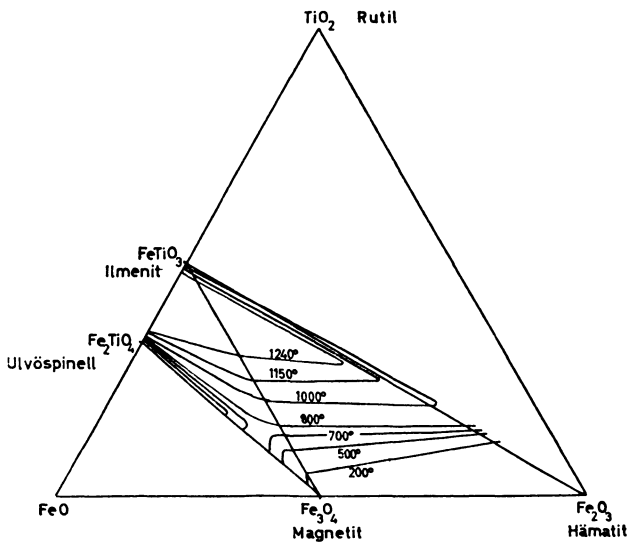


Abb. 3:

Ternäres System mit Höhenlinien der Solvusfläche. Nach NICHOLLS [3].

Trotzdem findet man in den meisten Eruptivgesteinen gerade Kristalle aus diesem Bereich (3), die also zur Entmischung neigen. Als stabile Endglieder dieses Prozesses erscheinen meist Magnetit und Ilmenit (21).

Auch die Basalte der Umgebung Göttingens enthalten instabile Titanomagnetite, die bisher nicht oder nur ganz unvollkommen entmischt sind, trotz ihres Alters von etwa  $15 \cdot 10^6$  Jahren. In einer früheren Arbeit wurde aber bereits festgestellt, daß die Entmischung bei höheren Temperaturen ( $T > 200^\circ C$ ) leicht vor sich geht. Die wichtigsten Ergebnisse der damaligen Messungen sind in Kapitel B 4 a kurz

zusammengestellt. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse von Untersuchungen an insgesamt 10 verschiedenen Basalten geschildert, die sämtlich unentmischten Titanomagnetit enthalten. Es handelt sich um die Basalte folgender Vorkommen: (Angeführt sind hier noch die für den natürlichen Zustand geltenden Werte von Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur.)

Nr.	Vorkommen	$J_s$	$T_c$
1	Grefenburg	1,55 $I'$	175° C
2	Backenberg (feinkörnig)	1,8	195°
3	Backenberg (grobkörnig, verwittert)	0,73	340°
4	Steinberg bei Barlissen	1,55	180°
5	Hoher Hagen	3,1	180°
6	Brunsborg	1,7	225°
7	Bramburg	1,0	100°
8	Hengelsberg	1,7	150°
9	Steinberg bei Meensen	1,15	165°
10	Auschnippetal	0,95	215°

Die erhaltenen Ergebnisse sind in vieler Hinsicht für die 10 Basalte sehr ähnlich, so daß es häufig genügen wird, von den Messungen jeweils nur ein Beispiel zu zeigen.

### 3. Beobachtungsmethoden

Die Entmischung der in den Basalten enthaltenen Titanomagnetite soll hier in Abhängigkeit von Temperatur und Dauer der Erhitzung beobachtet werden. Dazu wurden Gesteinsproben rasch auf eine feste Temperatur gebracht und nach der vorgesehenen Zeit abgeschreckt. Um die Dauer von Aufheizen und Abkühlen möglichst niedrig zu halten, um also den Entmischungsprozeß bei möglichst genau definierter Temperatur stattfinden zu lassen, wurde für die Proben die Form von Platten gewählt (25 × 25 × 5 mm). Das Aufheizen geht dann in wenigen Minuten vor sich. Bei Entmischungstemperaturen über 350° ist allerdings auch diese Zeit nicht mehr zu vernachlässigen und macht dann teilweise genauere Messungen unmöglich, wie später noch ausgeführt wird. Anschließend an die Vorbehandlung wurde der



Grad der Entmischung festgestellt. Das geschieht hier ausschließlich auf Grund magnetischer Messungen, und zwar wurde immer die Sättigungsmagnetisierung als Funktion der Temperatur gemessen.

Die Messungen wurden mit einer von LANGHOFF [16] erbauten Apparatur vorgenommen. Sie gestattet es,  $J_s$  bis zu einer Temperatur von über  $600^\circ$  zu messen. Die Proben werden hier im homogenen Feld eines Elektromagneten mit 4,3 Hertz auf und ab bewegt und induzieren dabei in vier an den Polshuhen angebrachten Meßspulen Stromstöße, die über einen Verstärker auf ein schnellschwingendes Galvanometer gegeben werden. Auf der empfindlichsten Stufe hat die Apparatur bei der verwandten Probengröße einen Eichfaktor von etwa 200  $\gamma$ /mm. Die maximale Feldstärke beträgt 2800 Oe. Sie genügt im allgemeinen nicht zum Erreichen der Sättigung.  $J_s$  wurde dann nach dem üblichen Ansatz

$$J(H) = J_s \cdot \left(1 - \frac{a}{H}\right) \text{ berechnet.}$$

Aus den gemessenen  $J_s(T)$ -Kurven erhält man die Curie-Temperatur  $T_c$  und mit geringerer Genauigkeit auch die Anteile der einzelnen ferromagnetischen Komponenten. Von mehreren Autoren, zuletzt von AKIMOTO [12], wurden eine große Anzahl von Messungen veröffentlicht, die zeigen, wie in dem ternären System  $\text{FeO-Fe}_2\text{O}_3\text{-TiO}_2$   $T_c$  und  $J_s$  von der chemischen Zusammensetzung abhängen. Von AKIMOTO stammen auch die Abbildungen 4 a und 4 b, die die Lage der Linien gleicher  $T_c$  und  $J_s$  zeigen. Diese Ergebnisse können zur Interpretation der eigenen Beobachtungen verwandt werden. Allerdings ist zur vollständigen Einordnung von Kristallen in das ternäre System neben der Kenntnis des  $T_c$  noch eine weitere Angabe nötig. Dazu dienten einmal chemische Analysen der ursprünglich vorliegenden, noch nicht entmischten Titanomagnetite, die aber nur für einen Teil der Basalte ausgeführt wurden (Nr. 1—5). Danach handelt es sich in allen Fällen um Mischkristalle zwischen Ilmenit und Magnetit mit verschiedenem Gehalt an Magnetit. In Abbildung 3 liegen die Darstellungspunkte also auf oder nahe an der Verbindungslinie Ilmenit-Magnetit. Herangezogen werden ferner die Ergebnisse von NICHOLLS [3] über die Lage der Solvusfläche im ternären System über die Endprodukte der Entmischung von Titanomagnetiden. Sie werden im einzelnen im nächsten Kapitel geschildert.

Danach handelt es sich in allen Fällen um Mischkristalle zwischen Ilmenit und Magnetit mit verschiedenem Gehalt an Magnetit. In Abbildung 3 liegen die Darstellungspunkte also auf oder nahe an der Verbindungslinie Ilmenit-Magnetit. Herangezogen werden ferner die Ergebnisse von NICHOLLS [3] über die Lage der Solvusfläche im ternären System über die Endprodukte der Entmischung von Titanomagnetiden. Sie werden im einzelnen im nächsten Kapitel geschildert.

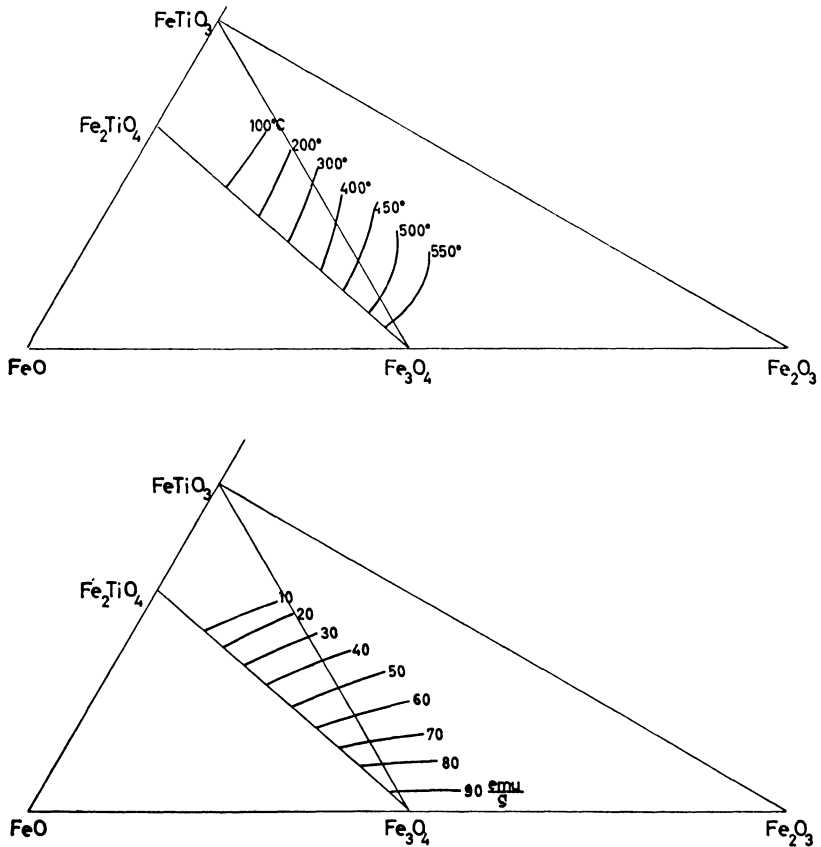


Abb. 4:

- a) Verteilung der Curie-Punkte im ternären System
- b) Verteilung der Sättigungsmagnetisierung.

Erzmikroskopische Beobachtungen wurden nicht angestellt. Frühere Versuche in dieser Richtung erwiesen sich als nicht lohnend. Die auftretenden Entmischungsstrukturen sind so fein, daß eine quantitative Aussage (durch Ausmessen der Lamellen) nicht möglich oder als zu ungenau erscheint. Insbesondere aber ist eine genaue Angabe über die Zusammensetzung der Lamellen aus mikroskopischen Beobachtungen nicht möglich.

Voraussetzung der Untersuchungen ist Homogenität der Basalte bezüglich Anteil und Zusammensetzung der ferromagnetischen Bestandteile, da die zu einem Basalt gehörenden verschiedenen  $J_s(T)$ -Kurven, die miteinander verglichen werden, alle an verschiedenen Proben aufgenommen wurden. Da die Proben aber jeweils aus

dem gleichen Handstück geschnitten wurden, in dem sie eine Entfernung von maximal 20 cm von einander hatten, erscheint die Annahme der Homogenität gerechtfertigt. Die Basaltkörper, aus denen sie stammen, haben ja Ausmaße von einigen hundert Metern und sind früher im flüssigen Zustand durchmischt worden. Ein Einwand ist aber hier zu erwähnen: In größeren Basaltkörpern treten beim Abkühlen starke Spannungen auf, die sich durch die Bildung von Rissen (Basaltsäulen) nur teilweise ausgleichen. Die noch verbliebenen Spannungen, die örtlich stark wechseln (innerhalb der einzelnen Säulen) können einen Einfluß auf die Entmischungsneigung der Titanomagnetite haben. Insbesondere kann der auch bei tiefer Temperatur verlaufende Entmischungsprozeß seit Bildung der Basalte vor  $15 \cdot 10^6$  Jahren in den einzelnen Proben verschieden weit fortgeschritten sein. Hinweise darauf scheinen bei Nr. 2 und 4 vorzuliegen. Die Unterschiede sind aber klein und dürfen vernachlässigt werden.

#### 4. Ergebnisse der Erhitzungsexperimente

##### a) Entmischung bei hoher Temperatur

Verläuft die Entmischung bei Temperaturen oberhalb des Bereichs der bei Titanomagnetiten auftretenden Curie-Punkte ( $T_c < 570^\circ$ ), so kann der eigentliche Entmischungsprozeß keine Auswirkung auf die Remanenz der betreffenden Kristalle haben. Diese Ergebnisse sollen daher hier nur kurz geschildert werden:

1. Im natürlichen Zustand liegen in den untersuchten Basalten Titanomagnetite von je ziemlich einheitlicher Zusammensetzung vor. Sie dürfen aufgefaßt werden als Mischglieder zwischen Ilmenit und Magnetit.
2. Durch Erhitzen bilden sich völlig neue ferromagnetische Kristalle. Ein typisches Bild dazu gibt Abbildung 5.  
Man findet jetzt zwei verschiedene Curie-Punkte, einen bei  $570^\circ$ , der die Neubildung von fast reinem Magnetit anzeigt, und einen zweiten im Intervall  $200^\circ$ — $300^\circ$ , der auf ein Mischglied zwischen Magnetit und Ulvöspinell hinweist. Dieser zweite Curie-Punkt steigt mit der Entmischungstemperatur an, also auch der Magnetit-Gehalt des ihm entsprechenden Mischkristalls. Die Zusammensetzung der Mutterkristalle hat dabei keinen Einfluß auf die der Tochterkristalle, wohl aber auf deren relative Anteile.
3. Bei langer, sehr starker Erhitzung (5 h bei  $900^\circ$ ) konnte eine teilweise Homogenisierung der Entmischungsstrukturen beobachtet werden. Der tiefer liegende Curie-Punkt stieg dabei auf bis zu  $400^\circ$  an, die entsprechenden Mischkristalle lösten also Magnetit. Entsprechend nimmt der Anteil von Magnetit ab. Der hohe Curie-Punkt änderte sich kaum, der Magnetit löst also seinerseits nur wenig. Diese Entwicklung wird überlagert von der bei

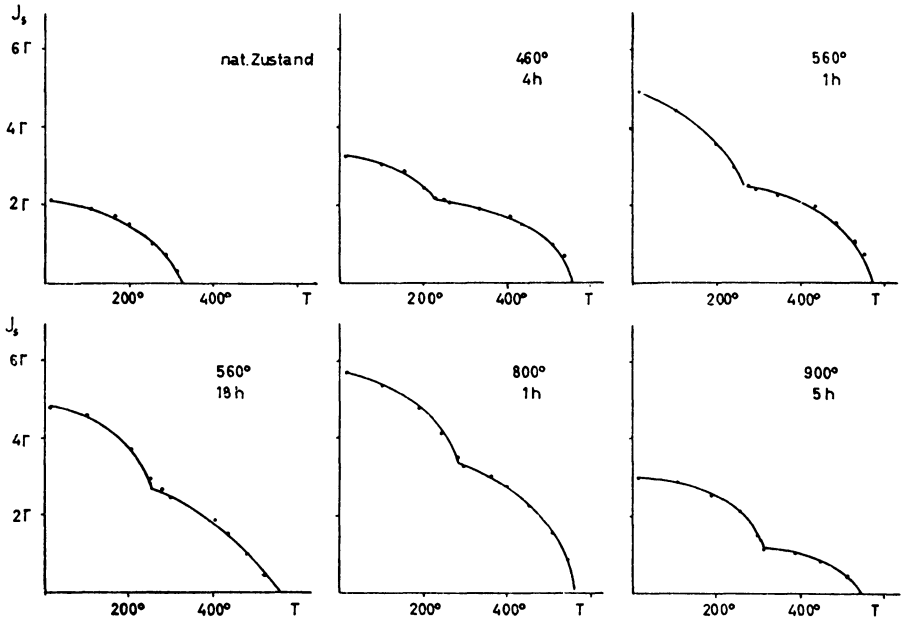


Abb. 5:  $J_s(T)$  von Nr. 1 nach verschiedenen Vorerhitzungen.

hohen Temperaturen wirksam werdenden Oxydation. Sie führt Magnetit in nur schwach ferromagnetischen Hämatit über und verhindert genauere Untersuchungen.

#### b) Entmischung bei tiefer Temperatur

Von größerem Interesse als die eben geschilderten Ergebnisse sind Untersuchungen von Entmischungen bei Temperaturen im Bereich der Curie-Punkte, wenn also  $T_e$  kleiner ist als  $T_c$  der Ausgangssubstanzen, oder doch zumindest kleiner als die Curie-Punkte der Folgeprodukte. Ein während der Entmischung einwirkendes Magnetfeld kann dann einen Einfluß auf die remanente Magnetisierung der Kristalle haben. Diese Frage wird in Teil C behandelt. Hier soll nur die Entmischung selbst untersucht werden. Das geschieht wieder an Hand der  $J_s(T)$ -Kurven. Einen Teil der Ergebnisse für Basalt Nr. 1 gibt Abbildung 6:  $J_s(T)$  nach verschiedenen Vorbehandlungen. Das Beispiel ist typisch für sämtliche untersuchte Basalte. Die wichtigsten Grundzüge sind leicht zu erkennen:

1. Allmähliches Anwachsen von  $T_c$ , je schneller um so höher  $T_e$  war. Daraus muß gefolgert werden, daß die entsprechenden Titanomagnetite ständig magnetitreicher werden, daß sie also Ilmenit ausscheiden. Der paramagnetische Ilmenit tritt in Abbildung 6 nicht in Erscheinung.

2. Die Sättigungsmagnetisierung wächst stark an.
3. Erst nach längerer, stärkerer Erhitzung tritt allmählich eine zweite ferromagnetische Komponente auf, die wie unter a) als Mischglied zwischen Magnetit und Ulvöspinell gedeutet werden muß.

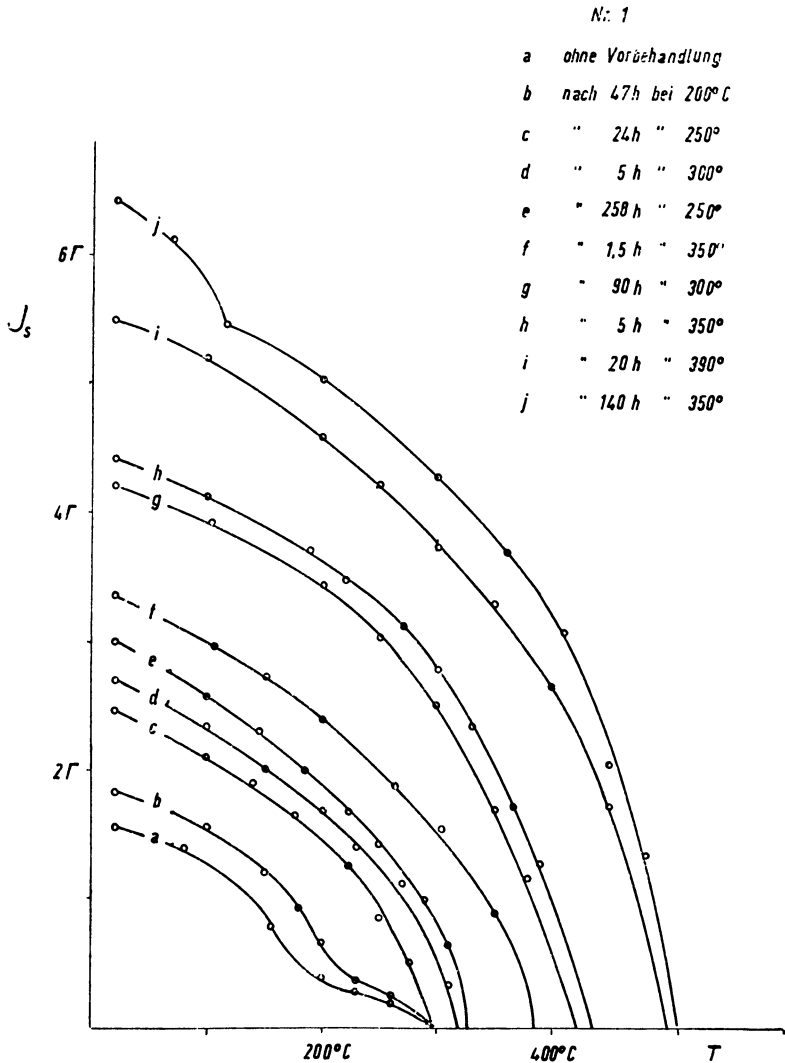


Abb. 6:  
Zwischenstadien der Entmischung:  $J_s(T)$  von Nr. 1 nach verschiedenen Vorerhitzungen auf niedrige Temperaturen.

Die Ergebnisse sollen nun näher behandelt werden. Eine zusammenfassende Darstellung der Veränderung der Curie-Punkte gibt Abbildung 7 für vier der untersuchten Basalte. Die Ergebnisse sind in allen Fällen sehr ähnlich, obwohl die Ausgangssubstanzen verschieden sind. Die erhaltenen Kurven sind konvex, trotz des logarithmischen Zeitmaßstabes. Die Entmischung geht also zunächst, so lange die Kristalle noch relativ magnetitarm sind, sehr rasch vor sich. Im Gebiet höherer

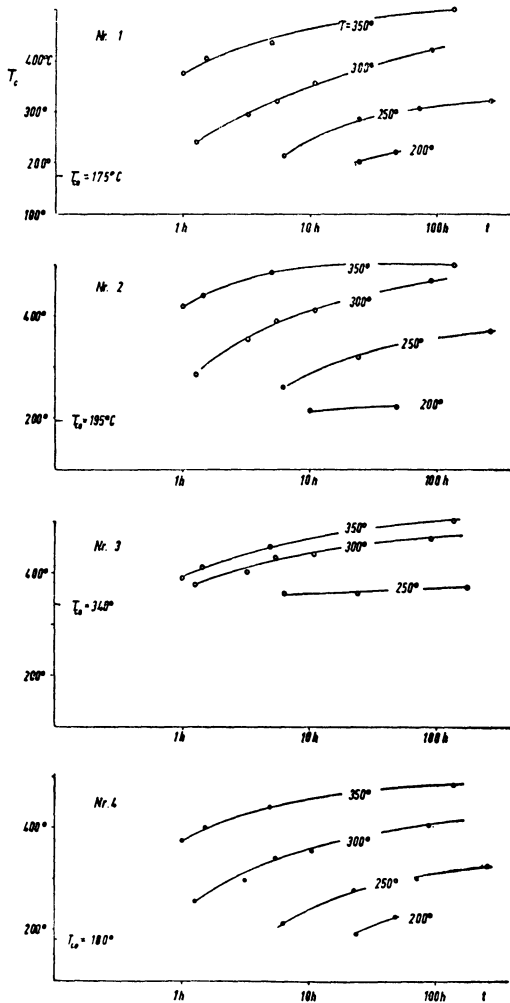


Abb. 7:  
CURIE-Punkt in Abhängigkeit von der Entmischungsdauer bei verschiedenen Entmischungs-temperaturen.

Curie-Punkte, also höheren Magnetit-Gehalts, verläuft die weitere Entwicklung nur noch sehr langsam,  $T_c$  nähert sich seinem Grenzwert ( $570^\circ$ ) nur asymptotisch. Die Instabilität der Titanomagnetite nimmt also mit steigendem Magnetit-Gehalt stark ab.

Es war leider nur im Intervall  $200^\circ$ — $400^\circ$  möglich, die Entmischung genauer zu verfolgen wegen der starken Temperatur-Abhängigkeit der Entmischungsgeschwindigkeit. Sie ist, wie bei allen diesen Prozessen, im wesentlichen gegeben durch

$$dT_c/dt = C \cdot \exp(-w/kT)$$

wobei  $w$  eine Art Aktivierungsenergie ist (nötig um die Ionen vom Gitter zu lösen).  $C$  ist vergleichsweise nur wenig von  $T$  abhängig. Da  $dT_c/dt$  nicht genau zu messen ist, wurden zur Bestimmung von  $w$  die Zeiten mit einander verglichen, die nötig sind, um bei verschiedenen Temperaturen gleiche Curie-Punkte zu erreichen. Die so erhaltenen Werte für  $w$  streuen erheblich, da einmal die  $T_c$  nicht genauer als auf  $10^\circ$  gemessen werden konnten und zum anderen die Entmischungstemperaturen nicht genauer als auf etwa  $3^\circ$  eingehalten werden konnten.  $T_c$  läßt sich deshalb schlecht bestimmen, weil dazu die Proben ziemlich hoch erhitzt werden müssen, dann aber die Entmischung weiterläuft,  $T_c$  sich also wieder ändert. Außerdem dürfte im allgemeinen gar kein einheitlicher Curie-Punkt existieren. Die Zusammensetzung der ferromagnetischen Kristalle wird vielmehr immer eine gewisse Schwankungsbreite zeigen. Bei Nr. 1 ergab sich für  $w$  ein Wert von 1,65 eV, wobei aber die Unsicherheit mindestens 10% beträgt. Die Werte für die anderen Basalte sind sehr ähnlich und liegen alle in diesem Fehlerbereich. Wegen der hohen Unsicherheit lohnt es nicht sie im einzelnen anzugeben. Extrapoliert man mit diesem Wert auf  $15^\circ$  C, so ergibt sich bei Nr. 1 ein Anwachsen des Curie-Punktes von  $175^\circ$  C auf  $250^\circ$  C in  $8 \cdot 10^9$  Jahren. Dieser Wert ist natürlich sehr unsicher, mindestens um den Faktor 20. Unbekannt ist dabei auch, wie weit eine solche Extrapolation überhaupt erlaubt ist. Möglicherweise verläuft die Entmischung ja bei tiefen Temperaturen anders.

Der instabile Zustand ist aber jedenfalls bei tiefen Temperaturen sehr fest eingefroren. Es ist daher verständlich, daß seit Bildung der Basalte im Tertiär keine wesentlichen Änderungen der Titanomagnetite eingetreten sind. Allerdings ist nicht ausgeschlossen, daß ein Teil der Kristalle leichter entmischt, etwa wegen besonderer Spannungsverhältnisse. Der oben ermittelte Wert für  $w$  kann ja nur ein Mittelwert für den ganzen im Basalt enthaltenen Titanomagnetit sein. Möglicherweise ist so zu deuten, daß die meisten der untersuchten Basalte im natürlichen Zustand keinen einheitlichen Curie-Punkt zeigen, sondern daß, wie auch in Abbildung 6, die  $J_s(T)$ -Kurve einen Wendepunkt aufweist. Ein Teil der Kristalle wäre dann schon teilweise entmischt. Dieser Anteil ist aber durchweg sehr klein, dem überwiegenden Teil des Titanomagnetits kommt jeweils ein einheitlicher Curie-Punkt zu.

Besondere Mühe wurde darauf verwandt, festzustellen, ob das allmähliche Ansteigen von  $T_c$  durch die Ausscheidung von Ilmenit aus dem Titanomagnetit der einzige stattfindende Prozeß ist, oder ob es außerdem in geringerem Maße zu einer direkten Neubildung von Magnetit kommt. Dann müßte schon gleich zu Anfang der Entmischung ein Curie-Punkt von  $570^\circ$  auftreten. Etwas Derartiges wurde in keinem Fall gefunden. Ein sehr geringer Anteil von reinem Magnetit läßt sich allerdings auch in keinem Fall mit völliger Sicherheit ausschließen, da, wie schon oben gesagt, es nicht einmal gelingt den Curie-Punkt der Hauptkomponente ganz zu erreichen (also den Temperaturbereich mit  $J_s = 0$ ), ohne daß die Entmischung weiterläuft. Es ist deshalb möglich, daß ein höherer Curie-Punkt nicht gefunden wird. Der Anteil der zugehörigen Substanz wäre aber jedenfalls klein. Leider ist auch keine Aussage darüber möglich, ob eine direkte Neubildung von Magnetit bei tieferen Entmischungstemperaturen eintritt. Da dann die beim Entmischen auftretenden Spannungen größer sein dürften, wäre eine Rekristallisation der an Ilmenit verarmten Matrix (und damit Magnetit-Neubildung) jedenfalls wahrscheinlicher als bei höheren Temperaturen.

Unklar bleibt, weshalb die Titanomagnetite beim Erwärmen so leicht entmischen, obwohl die Basalte ja zur Zeit ihrer Bildung sich wesentlich längere Zeit bei hohen Temperaturen befanden. Die Frage muß hier offen bleiben, es sollen aber zwei Erklärungsmöglichkeiten kurz angedeutet werden:

Die Ursache könnte sein, daß die Keimbildung von Ilmenit, die zum Einsetzen der Entmischung notwendig ist, bei hohen Temperaturen nicht stattfindet. Erst bei tiefer Temperatur hätten sich dann im Laufe eines Alterungsprozesses genügend Keime gebildet, von denen dann bei erneutem Erwärmen die Entmischung ausgeht. Das stimmt qualitativ zu der allgemeinen Aussage, daß die Keimbildungsgeschwindigkeit in instabilen Kristallen mit sinkender Temperatur zunimmt [17]. Zur Erklärung kommt auch eine Oxydation des Titanomagnetits in Frage. Ursprünglich hätten dann im Basalt etwa Mischglieder zwischen Ulvöspinell und Magnetit vorgelegen, die nach NICHOLLS [3] wesentlich stabiler sind. Durch Oxydation wären dann die Kristalle allmählich instabiler geworden, aber nicht entmischt, da das bei tiefer Temperatur nicht möglich ist. (Die Darstellungspunkte bewegen sich in Abb. 3 bei Oxydation nach rechts.)

Eine gewisse Kontrolle der bisher geschilderten Ergebnisse gibt das Verfolgen des Anstiegs der Sättigungsmagnetisierung  $J_s$ . Unter der Annahme, die ursprünglichen Titanomagnetite seien Glieder der Mischreihe Magnetit — Ilmenit,  $(\text{Fe}_3\text{O}_4)_x \cdot (\text{FeTiO}_3)_{1-x}$ , die im Verlauf der Entmischung Ilmenit ausscheiden, läßt sich mit Hilfe der in Abbildung 4 wiedergegebenen Verteilung von  $J_s$  und  $T_c$  der zu erwartende Anstieg von  $J_s$  berechnen: Ist  $J_s'$  die Sättigungsmagnetisierung des Basalts,  $p$  der Volumenanteil an Titanomagnetit und  $x$  dessen Magnetitanteil, so hat man



$$J_s'(x) = p \cdot J_s(x) \cdot x_0/x$$

$x_0$  gilt für die Zusammensetzung vor Beginn der Entmischung;  $x_0/x$  berücksichtigt, daß der Volumenanteil von Titanomagnetit beim Entmischen abnimmt. Für den Anfangszustand hat man also

$$J_s'(x_0) = p \cdot J_s(x_0)$$

und es ist

$$J_s'(x) = J_s'(x_0) \cdot J_s(x)/x \cdot x_0/J_s(x_0)$$

Die Werte für  $x$  werden nach Abbildung 4 a aus den gemessenen  $T_c$  gefolgert. Nach Abbildung 4 b folgt dann  $J_s(x)$ .

Die so erhaltenen Kurven werden in Abbildung 8 mit den tatsächlich erhaltenen Werten  $J_s'(x)$  verglichen, wobei  $x$  nach Abbildung 4 aus den gemessenen  $T_c$  gefolgert wurde. Als Abzissenmaßstab ist aber wieder  $T_c$  gewählt. Man sieht, daß eine befriedigende Übereinstimmung besteht.

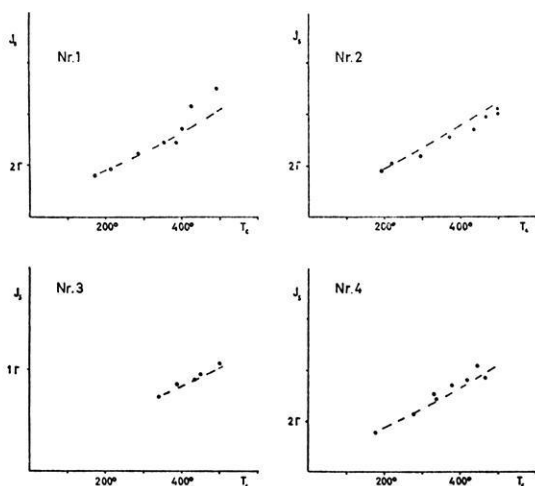


Abb. 8:

Gemessener Anstieg der Sättigungsmagnetisierung im Verlauf der Entmischung, verglichen mit dem theoretisch zu erwartenden Anstieg (gestrichelt).  $T_c$  als Maß für den Grad der Entmischung.

Das Entstehen der zweiten ferromagnetischen Komponente, das erst nach längerem Erhitzen deutlich zu beobachten ist, ist nicht klar. Sicher ist es, daß es sich dabei um einen Mischkristall der Reihe Ulvöspinell — Magnetit handelt, mit einem Magnetitanteil von etwa 0,3 bis 0,4. Nur diese sind nach NICHOLLS [3] bei der betreffenden Entmischungstemperatur stabil und besitzen Curie-Punkte der gefundenen Größe.

In allen Fällen steigt die Anfangssuszeptibilität durch das Entmischen stark an, und zwar weil die spontane Magnetisierung ansteigt und auch weil das Material magnetisch weicher wird. ( $H_c$  wird kleiner) Abbildung 9 bringt dazu ein typisches Beispiel. Als Maß für den Entmischungsgrad ist hier der Curie-Punkt angegeben.

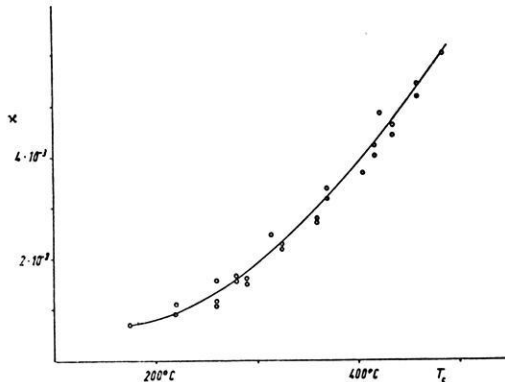


Abb. 9:

Anstieg der Anfangssuszeptibilität bei Nr. 1 mit dem Entmischungsgrad. ( $T_c$  als Maß für den Grad der Entmischung).

Zum Vergleich sollen hier noch einige Ergebnisse anderer Arbeiten kurz zitiert werden: Nach KAWAI, KUME und YASUKAWA [11] findet man in rezenten Laven in Japan meist Curie-Punkte um  $300^\circ\text{C}$ , in tertiären Laven dagegen von  $100^\circ$  und  $500^\circ\text{C}$ . Die Entmischung tritt danach innerhalb einiger Millionen Jahre ein, also wesentlich schneller als nach den eigenen Ergebnissen.

Nach einer anderen Veröffentlichung derselben Autoren fand die Entmischung von künstlich homogenisierten Titanomagnetiten sogar schon in etwa 180 Tagen statt [18].

## Die Veränderung der remanenten Magnetisierung

### 6. Allgemeine Vorbemerkung zur Veränderung der Remanenz

Neben der in der Einleitung angegebenen Beobachtung von ASAMI lassen auch einfache Überlegungen erwarten, daß die Entmischung einen tiefgreifenden Einfluß auf die remanente Magnetisierung der Titanomagnetite haben wird. Aufbau, Ab- und Umbau der Kristalle, die dabei auftretenden Spannungen, der Anstieg von  $J_s$  und  $T_c$ , das alles unter dem Einfluß eines äußeren oder des inneren entmagnetisierenden Feldes werden zu Veränderungen der Remanenz führen.

Von NÉEL [4] wurde eine theoretische Behandlung der Thermoremanenz geliefert, die eventuell auch hier Anwendung finden kann und deshalb kurz geschildert werden soll. NÉEL geht dabei von folgendem Modell aus: Feinverteilte ferromagnetische Substanz in unmagnetischer Umgebung, wie es in Gesteinen ja fast immer gegeben ist. Die besondere Forderung ist dabei aber, daß das Volumen der ferromagnetischen Kristalle so klein sein soll, daß sie erstens nur aus je einem WEISSschen Bezirk bestehen und daß zweitens ihre magnetischen Momente je als Ganzes an den thermischen Schwankungen teilnehmen. (Die zweite Forderung ist schärfer als die erste.) Es läßt sich dann leicht berechnen, wie groß die mittlere Ausrichtung der magnetischen Momente ist in einem äußeren Feld. H. NÉEL kommt unter etwas vereinfachenden Annahmen zu dem Ergebnis, daß im thermischen Gleichgewicht die Magnetisierung dann gegeben ist durch

$$J = p \cdot J_s \cdot Tg \left( \frac{vHJ_s}{kT} \right)$$

(Dabei ist  $p$  der Anteil der ferromagnetischen Substanz,  $v$  das Volumen eines einzelnen Kristalls und  $k$  die BOLTZMANN-Konstante.) Nach Einschalten des äußeren Feldes wird man allerdings nicht sofort diese Magnetisierung finden, vielmehr existiert eine gewisse Relaxationszeit  $t_0$  die von NÉEL abgeleitet wurde zu

$$t_0 = C \exp \left( \frac{vH_c J_s}{2kT} \right)$$

Der Faktor  $C$  hängt dabei nur schwach von  $v/T$  ab. Setzt man hier die für Magnetit geltenden Konstanten ein, so findet man für

$$\begin{aligned} v/T &= 1,2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3/\text{grad} & t_0 &= 10^{-1} \text{ sek} \\ v/T &= 2,8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3/\text{grad} & t_0 &= 10^{-9} \text{ sek} \end{aligned}$$

(Es ist dabei  $J_s$  zu 400 GAUSS angenommen worden.)

Diese Werte sollen keine exakten Angaben sein, sondern nur zeigen, daß schon kleine Änderungen von  $v/T$  zu großen Änderungen der Relaxationszeit führen. Etwas vereinfachend kann man sagen, daß eine kritische Größe  $(v/T)_{kr}$  existiert: Ist  $v/T$  kleiner als diese Größe, so nehmen die betreffenden magnetischen Momente an den thermischen Schwankungen teil, ist  $v/T$  größer, so sind die Momente „eingefroren“. Beim Entstehen der TRM, also beim Abkühlen in einem äußeren Feld, wird  $(v/T)_{kr}$  überschritten, weil  $T$  kleiner wird. Die einzelnen Momente frieren dann bei Temperaturen ein, die je nach dem Volumen der Kristalle verschieden sind. Die bei hoher Temperatur erreichte starke Ausrichtung der Momente bleibt erhalten und man hat schließlich eine starke, sehr stabile Remanenz.

Das Einfrieren kann aber auch bei konstanter Temperatur dadurch stattfinden, daß  $v$  größer wird. Das wurde von HAIGH [19] herangezogen, um die Entstehung einer starken Remanenz zu erklären, die bei der Neubildung von Magnetit durch

Reduktion von Hämatit beobachtet wird [9]. Der Magnetit tritt dabei zunächst in Kristallen von genügend kleinem Volumen  $v < v_{kr}$  auf, deren magnetischen Momente durch das äußere Feld ausgerichtet werden. Bei weiterem Anwachsen der Kristalle bleibt diese Ausrichtung zumindest teilweise erhalten und wird nach Überschreiten von  $v_{kr}$  nicht mehr durch thermische Schwankungen beeinflusst. Schon von NÉEL war darauf hingewiesen worden, daß auf Grund dieser Erscheinung die Umkehr einer Remanenz möglich sein könnte: Bilden sich im Fall der Titanomagnetite im Innern der Mutterkristalle Keime von Magnetit, so befinden sich diese in einem Feld, das sich zusammensetzt aus äußerem Feld (Erdfeld) und innerem entmagnetisierendem Feld. Haben die Mutterkristalle eine genügend hohe Remanenz, so kann das resultierende Feld zum äußeren antiparallel sein. Die Momente der Magnetitkristalle werden dann antiparallel zur Remanenz der Mutterkristalle ausgerichtet, bei einer Temperatur, die weit unterhalb des Curie-Punktes liegt. Beim weiteren Anwachsen erfolgt die Fixierung; die Ausrichtung bleibt erhalten, die Mutterkristalle verschwinden allmählich und die Remanenz dreht sich um.

Diese Überlegungen können wohl benutzt werden zur Deutung der Ergebnisse von ASAMI [2]. Hier scheint ja eine direkte Neubildung von Magnetit stattgefunden zu haben, wie die  $J_s(T)$ -Kurven zeigen.

Nach den eigenen Untersuchungen verläuft die Entmischung der Titanomagnetite in den Basalten der Göttinger Umgebung aber anders, zumindest bei Temperaturen über  $200^\circ \text{C}$ . Es findet keine Neubildung von Magnetit statt, sondern eine allmähliche Änderung der Zusammensetzung. Das Modell von NÉEL kann also keine direkte Anwendung finden. Die anfangs erwähnten Gründe lassen es trotzdem interessant erscheinen, den Einfluß der Entmischung auf die Remanenz zu verfolgen. Den Ergebnissen dieser Untersuchungen sind die nächsten Kapitel gewidmet.

## 7. Behandlung der Proben

Die Behandlung der Proben ist im wesentlichen dieselbe wie in Kapitel B 3 geschildert: Plattenförmige Proben ( $25 \times 25 \times 5 \text{ mm}$ ) werden möglichst schnell erhitzt, eine vorgesehene Zeit bei konstanter Entmischungstemperatur gelassen und anschließend rasch abgekühlt. Um das Entstehen einer zusätzlichen TRM zu verhindern, geschah das Abkühlen ohne Einwirkung eines äußeren Feldes. Zum Erhitzen diente ein elektrischer Ofen, der so konstruiert war, daß die Heizströme am Ort der Proben keine Felder erzeugten. (Heizwicklung aus eisenfreiem Chrom-Nickel-Draht auf Porzellanzyylinder, Kompensationswicklung auf dazu coaxialem Zylinder. Wechselfelder des Heizstroms am Ort der Proben waren kleiner als  $5000 \gamma$  und senkrecht zum äußeren Geichfeld.) Um den etwaigen Einfluß einer bereits vor der Entmischung bestehenden Remanenz auszuschalten, wurden zwei Maßnahmen getroffen: Erstens wurden die Platten so geschnitten, daß die natürliche Remanenz in der Plattenebene und parallel zu einer Kante lag. Die Platten

wurden dann so orientiert, daß das während der Entmischung einwirkende Feld orthogonal zur NRM war. Zweitens wurden immer zwei Platten desselben Basaltes zusammen erhitzt. Sie lagen dabei auf einander, jedoch so, daß ihre NRM antiparallel zu einander waren. Durch Mittelbildung fällt dann der Einfluß der NRM heraus. Die späteren Ergebnisse zeigten, daß diese Vorsichtsmaßnahmen notwendig waren. (Kap. C 5).

Als einwirkendes Feld diente im allgemeinen das Erdfeld. Falls notwendig, ließ es sich verändern oder kompensieren mittels einer um den Ofen herumgelegten Helmholtzspule. Die Messungen der Magnetisierungen wurden an einem Magnetometer hoher Empfindlichkeit vorgenommen, das von HELLBARDT konstruiert wurde [20].

### 8. Bildung einer Remanenz während der Entmischung

Die Ergebnisse der auf die eben beschriebene Weise erzeugten Remanenz gibt Abbildung 10 für drei der untersuchten Basalte:

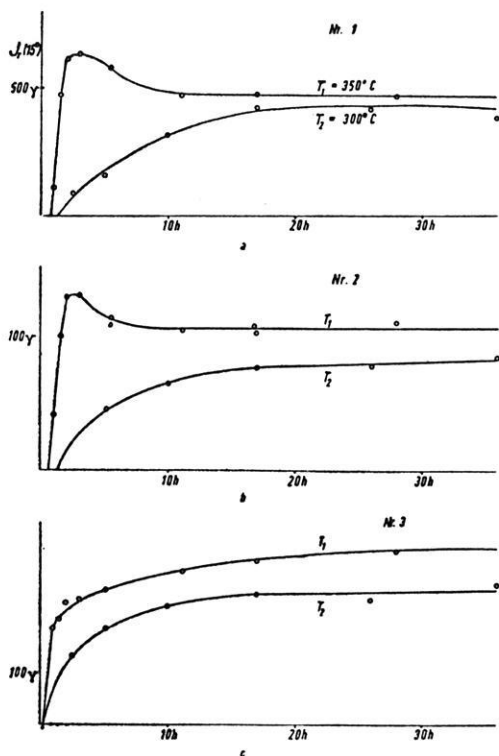


Abb. 10:

Entwicklung der Remanenz  $J_r$  ( $15^\circ$ ) mit der Dauer der Erhitzung auf verschiedene Entmischungstemperaturen

$J_r$  ( $15^\circ$ ) in Abhängigkeit von der Temperatur während der Entmischung und der Entmischungsdauer. Das einwirkende äußere Feld war das Erdfeld (0,474 Oe). Bei  $200^\circ$  C ist der zeitliche Anstieg zu langsam, bei  $400^\circ$  zu schnell, als daß die entsprechenden Werte hier aufgenommen werden könnten.

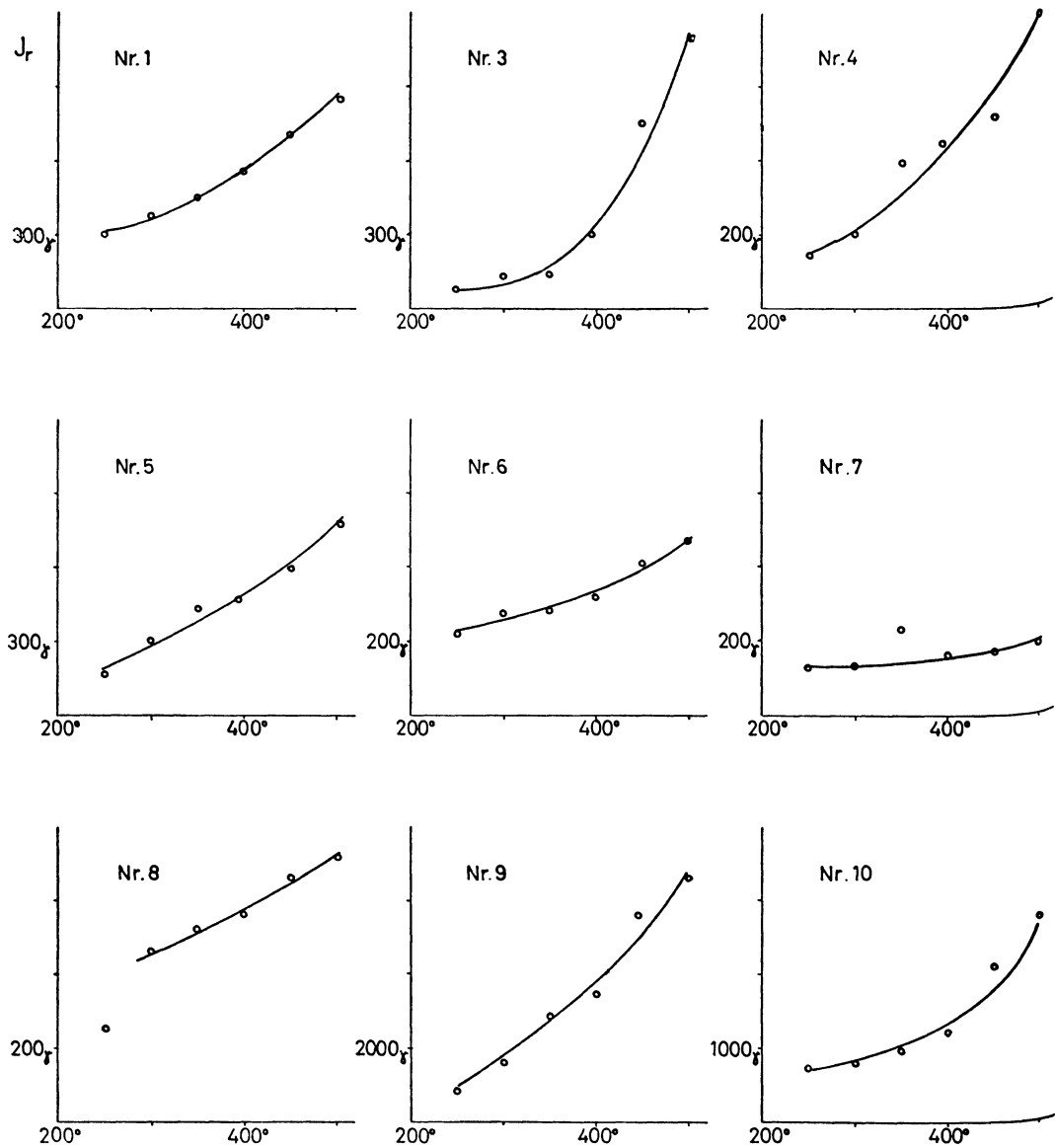


Abb. 11: Remanenz in Abhängigkeit von der Entmischungstemperatur.

Die Ergebnisse sind wieder für alle untersuchten Basalte sehr ähnlich. Nach kurzer Erhitzungsdauer erfolgt ein starker Anstieg der Remanenz, je steiler um so höher  $T_e$  war. Dann nähert sich die Remanenz einem Grenzwert und ändert sich auch bei langer Erhitzung nur noch wenig. In einigen Fällen wird vorher ein Maximum durchlaufen. Ein Beweis dafür, daß ein unmittelbarer Einfluß mit der Entmischung besteht, wird in Kapitel C 8 gebracht.

Als Erstes interessiert die Abhängigkeit der entstehenden Remanenz vom äußeren Feld  $H_a$ . Wie zu erwarten, besteht in allen Fällen bei sonst gleichen Bedingungen eine strenge Proportionalität zwischen  $J_r$  und  $H_a$ , zumindest im Bereich  $H_a < 3$  Oe. Die Beträge der Remanenz sind jedoch bei den einzelnen Basalten recht unterschiedlich. Sie hängen offenbar nicht nur vom Erzgehalt, sondern auch vom Zustand und der Form der Kristalle ab. In allen Fällen zeigen sie aber einen deutlichen Anstieg mit der Entmischungstemperatur  $T_e$ . Abbildung 11 zeigt die Grenzwerte  $J_r$ , denen sich  $J_r$  wie in Abbildung 10 nähert, als Funktion von  $T_e$ . Die Werte sind zum Teil etwas unsicher, da die Erhitzungsdauern aus praktischen Gründen begrenzt waren und im einzelnen deshalb nicht sicher bekannt ist, wie weit der Grenzwert schon angenähert war. Insbesondere gilt das für die niedrigen Entmischungstemperaturen. Eine Extrapolation auf normale Temperaturen ist deshalb auch nicht möglich.

Die hier erzeugten Remanenzen sind also etwa von derselben Größenordnung wie die natürlichen Remanenzen der Basalte, d. h. sie könnten ihrer Größe nach unter natürlichen Bedingungen eine Rolle spielen.

## 9. Eigenschaften der künstlichen Remanenz

Von den Eigenschaften der künstlich erzeugten Remanenz sind vor allem die Temperaturabhängigkeit  $J_r(T)$ , das Verhalten gegen magnetische Wechselfelder (die Härte) und die zeitliche Konstanz von Bedeutung. Die Kenntnis dieser Eigenschaften ist nötig um abzuschätzen, ob eine Remanenz unter natürlichen Bedingungen von Bedeutung sein kann, bzw. um eventuell auf die Entstehungsart einer natürlichen Remanenz schließen zu können.

### a) Stabilität gegen Wechselfelder

Es wurden jeweils die beiden zusammengehörigen Proben (Kap. C 2) gemeinsam dem Wechselfeld ausgesetzt. Das Wechselfeld wurde dann von der Maximalamplitude durch langsames Entfernen der das Feld erzeugenden Spule heruntergeregelt. Das Erdfeld war am Ort der Probe kompensiert, um das Entstehen einer idealen Magnetisierung zu vermeiden. Durch gleichzeitiges Entmagnetisieren beider Proben wird erreicht, daß sich der Einfluß des Restes der NRM wieder herausmittelt.

Abbildung 12 zeigt einige Ergebnisse für Nr. 1 und 3.

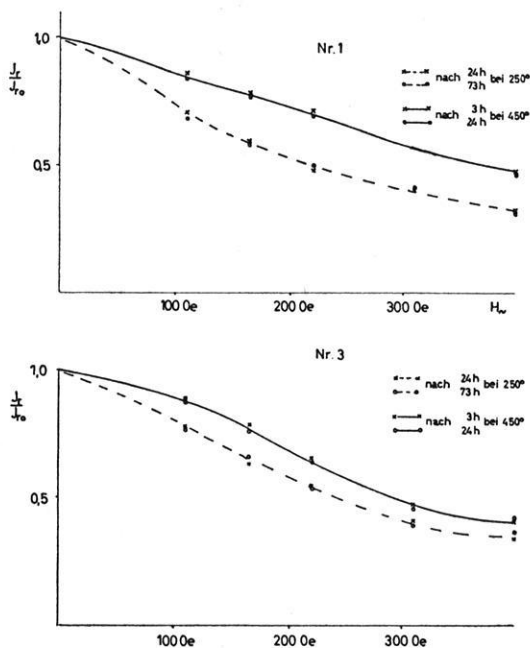


Abb. 12:

Wechselfeldmagnetisierung künstlicher Remanenzen: Stabilität ist unabhängig von der Dauer der Erhitzung.

( $J_r/J_{r0}$  aufgetragen gegen die Maximalamplitude des magnetischen Wechselfeldes.) Es ergibt sich, daß erstaunlicherweise die Stabilität gegen Wechselfelder nicht von der Dauer der Erhitzung abhängt, wie die Abbildung zeigt.

Die Abhängigkeit von der Entmischungstemperatur ist dagegen deutlich. Da die Kurven  $J_r(H_w)$  alle eine recht ähnliche Form zeigen, ist es möglich, sie durch je einen Punkt zu charakterisieren. Es wurde dafür gewählt  $J_r/J_{r0}$  bei  $H_w = 200$  Oe.

Man gewinnt so ein gewisses Maß für die Härte, das es auf einfache Weise ermöglicht die einzelnen Kurven  $J_r(H_w)$  vom gleichen Basalt mit einander zu vergleichen. Auch Vergleiche der einzelnen Basalte untereinander sind dann möglich.

Abbildung 13 zeigt nun  $J_r/J_{r0}(H_w = 200$  Oe) in Abhängigkeit von der Entmischungstemperatur  $T_e$  für 9 Basalte. (Nr. 2 ist nicht mit aufgeführt, weil die entstehende Remanenz hier sehr viel weicher ist.)



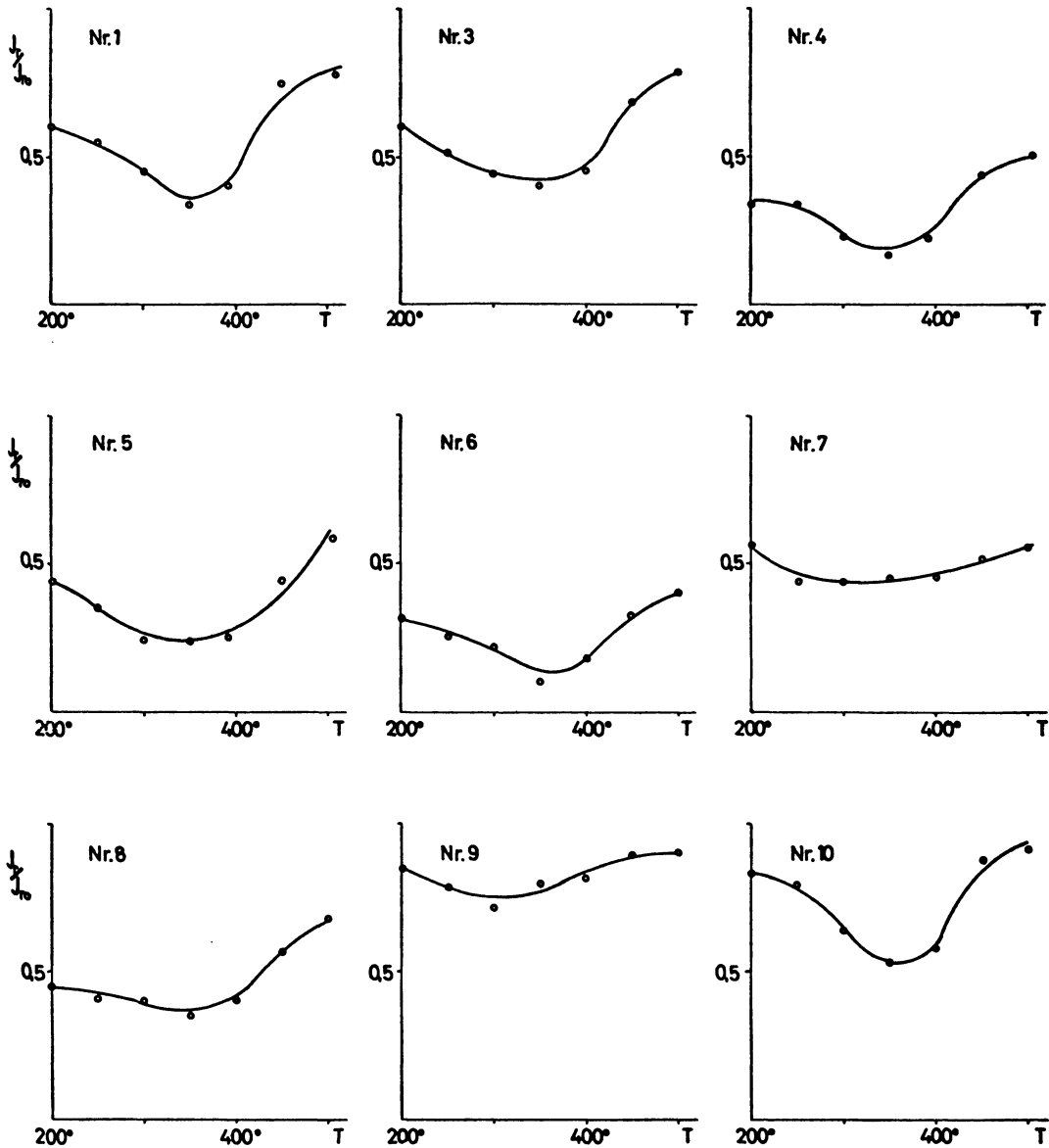


Abb. 13:

Rest-Remanenz nach Entmagnetisierung durch 200 Oe Wechselfeld als Funktion der Entmischungstemperatur.

Wie aus der Abbildung hervorgeht, ist die Härte der Remanenz in den einzelnen Basalten sehr unterschiedlich. Ein Zusammenhang mit der Zusammensetzung der ursprünglichen Titanomagnetite besteht nicht. In allen Fällen aber sind die Remanenzen am leichtesten abzumagnetisieren, wenn die Bildungstemperatur bei  $350^\circ$  lag. Der Anstieg der Härte bei niedrigen Temperaturen läßt sich wohl dadurch erklären, daß die Entmischung in diesem Bereich größere Spannungen hinterläßt, die ja immer die Koerzitivkraft erhöhen [17].

Zum Vergleich seien hier noch aufgeführt die entsprechenden Werte  $J_r/J_{r0}$  ( $H \sim = 200$  Oe), die beim Abmagnetisieren der in den gleichen Basalten vorhandenen natürlichen Remanenzen erhalten wurden.

Nummer	$J_r/J_{r0}$	Nummer	$J_r/J_{r0}$
1	0,38	7	0,18
3	0,43	8	0,38
4	0,53	9	0,27
5	0,35	10	0,32
6	0,22		

Die Werte sind von ähnlicher Größe wie die der künstlichen Remanenz; diese könnten also ebenfalls unter natürlichen Verhältnissen lange Zeit erhalten bleiben.

### b) Zeitliche Konstanz

Die zeitliche Konstanz ist von größter Bedeutung. Nur Remanenzen, die auch über geologische Zeiten hin erhalten bleiben können, (beim Fehlen von besonderen Störungen) können unter natürlichen Bedingungen eine Rolle spielen. Leider sind gerade hierzu Messungen kaum möglich, da die Dauer von Experimenten naturgemäß sehr beschränkt ist. Die künstlichen Remanenzen wurden großenteils nach sechs Monaten nach der Erzeugung zum zweiten Mal gemessen. Die Proben hatten sich während der Zwischenzeit im Erdfeld befunden, waren aber so orientiert, daß die Remanenzen in Ost-West-Richtung lagen. Außer bei Nr. 2 konnte keine Änderung der Remanenz festgestellt werden, die über die Meßunsicherheit hinausging. Bei Nr. 2 zeigten sämtliche Proben eine Abnahme der Remanenz um etwa 20%. Die Remanenzen dieses Basaltes erwiesen sich ja auch gegenüber Wechselfeldern als wenig stabil.

Nach den Messungen erscheint es also möglich, daß die künstlichen Remanenzen auch über geologische Zeiten hin erhalten bleiben würden. Mit Sicherheit kann das aber nicht bewiesen werden.

## c) Temperaturabhängigkeit

Die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der künstlichen Remanenz  $J_r(T)$  könnte wichtig sein, um eine NRM als beim Entmischen entstanden ansprechen zu können, falls nämlich  $J_r(T)$  eine charakteristische Form hat. Die Messungen dazu scheitern aber leider an einer grundsätzlichen Schwierigkeit, die, zumindest mit der vorhandenen Meßapparatur, nicht zu umgehen ist:

Die Messungen der Remanenzen bei hohen Temperaturen wurden an dem schon in C 2 erwähnten Magnetometer ausgeführt. Die Proben befanden sich dabei in einem Isoliergefäß. Infolgedessen dauerte die Aufheizung ziemlich lange, etwa eine Stunde. Will man nun  $J_r$  bei Temperaturen messen, die größer sind als die Entmischungstemperatur, so befindet sich die Probe längere Zeit bei dieser höheren Temperatur und die Entmischung läuft weiter und zwar mit der dieser Temperatur entsprechenden höheren Geschwindigkeit. Wegen der starken Zunahme der Entmischungsgeschwindigkeit mit  $T$  ist dann selbst nach längerem Entmischen bei  $T_e$  die Änderung bei  $T_e + 100^\circ$  noch bedeutend. Es gelingt deshalb nur sehr unsicher,  $J_r(T)$  bei  $T > T_e$  zu messen. Im Bereich  $T < T_e$  ist dagegen die Messung zwar möglich, die Ergebnisse sind aber wenig interessant:  $J_r$  ändert sich hier wie die spontane Magnetisierung, wenn man vom Einfluß auf die zweite ferromagnetische Komponente absieht, der in Kap. C 6 behandelt wird.

Abbildung 14 zeigt zwei gemessene  $J_r(T)$ -Kurven als Beispiel.

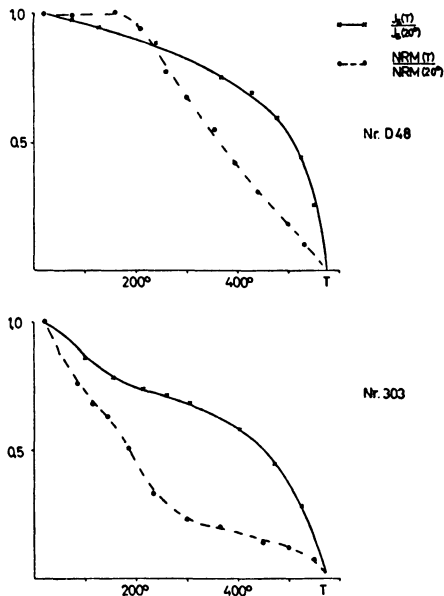


Abb. 14: Temperaturabhängigkeit künstlicher Remanenzen bei Nr. 1.

(Die ausgezogene Kurve zeigt zum Vergleich den Temperaturgang der spontanen Magnetisierung.)

Oberhalb von  $T_e$  ist die Abnahme von  $J_r$  stärker als die der spontanen Magnetisierung, die als Vergleichskurve mit angegeben ist. Da  $J_r(T) = J_s(T) \cdot \cos \varphi(T)$ , gleich dem Produkt aus spontaner Magnetisierung und mittlerer Ausrichtung der WEISSschen Bezirke ist, geht in diesem Temperaturbereich die Ausrichtung also zurück, und zwar irreversibel. Es ist aber zu bemerken, daß dieser Abfall oberhalb von  $T_e$  um so langsamer ist, je weiter fortgeschritten die Entmischung ist, je höher also  $T_c$  liegt. Es scheint sicher zu sein, daß  $J_r(T)$  oberhalb von  $T_e$  eine andere Form zeigt als TRM ( $T$ ) oder als die von NAGATA beschriebene chemische Remanenz [9], die bei der Oxydation von Hämatit entsteht. Beide zeigen etwa die gleiche Abhängigkeit von  $T$  wie  $J_s$ . Unbekannt bleibt, ob sich die Form der Kurve im Verlauf der Alterung von  $J_r$  ändert.

#### 10. Veränderung einer Remanenz beim Entmischen im Nullfeld

Von Bedeutung für die Erklärung der bisherigen Ergebnisse ist die Frage: Was geschieht mit einer schon vorhandenen Remanenz während des Entmischens? Nach den Ergebnissen von Kap. B 4 b) findet ja eine ständige Auswanderung von Ionen aus dem Gitter statt (der Titanomagnetit verarmt an Ilmenit), so daß man erwarten könnte, eine Remanenz würde dadurch in kurzer Zeit vernichtet (durch Zusammenbrechen des Gitters). Die Ergebnisse von Kap. C 3 deuten aber schon das Gegenteil an: Eine zu Anfang der Entmischung entstandene Remanenz bleibt im weiteren Verlauf erhalten. Um klarere Verhältnisse zu haben, wurden Remanenzen bei der Entmischungstemperatur nach verschiedenen Erhitzungsdauern gemessen. (Das äußere Feld war dabei kompensiert, um die Entstehung einer künstlichen Remanenz zu vermeiden. Die Messung mußte dann jedoch im Erdfeld vorgenommen werden.)

Da bei der gewählten Temperatur ( $290^\circ$ ) nur eine ferromagnetische Komponente vorliegt, gilt

$$J_r(T) = J_s(T) \cdot \cos \varphi$$

Man wird erwarten, daß die mittlere Ausrichtung der WEISSschen Bezirke  $\cos \varphi$  im Verlauf der Entmischung stark zurückgeht. (Durch Bildung der Entmischungsmagnetisierung im entmagnetisierenden Feld und durch Rückgang der Ausrichtung der ursprünglich zur Remanenz beitragenden Bezirke.)  $J_s(T)$  steigt dagegen an und kann den Abfall von  $\cos \varphi$  überkompensieren. Die Remanenz steigt dann mit der Erhitzungsdauer an, obwohl kein äußeres Feld vorhanden ist. Das wurde tatsächlich in einigen Fällen beobachtet, wie Abbildung 15 für Nr. 1 und Nr. 3 zeigt.

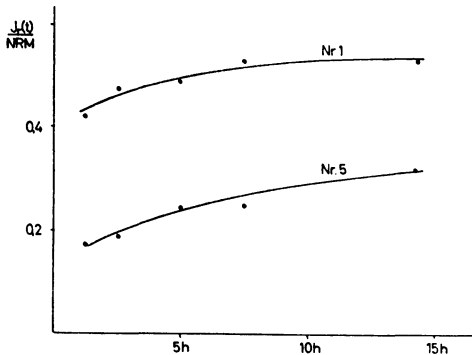


Abb. 15:

Anstieg natürlicher Remanenzen im Nullfeld als Folge des Anstiegs der spontanen Magnetisierung während der Entmischung. Temperatur während Entmischung und Messung  $290^\circ$ .

Es handelt sich hier um NRM ( $290^\circ$ ), die auch bei Nr. 7 und 9 einen Anstieg mit  $t$  zeigt. Es wurde das Verhalten der NRM beobachtet, da es sich bei ihr um eine sehr stabile Remanenz handelt. Von ihr ist zu erwarten, daß die Ausrichtung der Bezirke am besten erhalten bleibt. Für die bei  $290^\circ$  vorhandene Remanenz gilt allgemein:

$$J_r(290^\circ, t) = J_r(290^\circ, 0) \cdot \frac{J_s(290^\circ, t)}{J_s(290^\circ, 0)} \cdot (1-a(t))$$

$$= \frac{N}{p} \cdot J_r(290^\circ, 0) \cdot \frac{J_r(290^\circ, t)}{H}$$

$J_r(290^\circ, 0)$  ist die zur Zeit 0 vorhandene Remanenz bei  $290^\circ$ . Das erste Glied gibt dann den Anstieg der Remanenz infolge des Anstiegs der spontanen Magnetisierung in den schon ausgerichteten Bezirken, wobei  $(1-a(t))$  berücksichtigt, daß auch deren Ausrichtung mit der Zeit  $t$  abnimmt. Das zweite Glied beschreibt annähernd die Bildung einer Remanenz im entmagnetisierenden Feld  $N/p \cdot J_r(290^\circ, 0)$ . Der zweite Faktor, das Verhältnis von gebildeter künstlicher Remanenz und einwirkendem Feld, ist aus den Messungen bekannt (Kap. C 3).

Ein quantitativer Vergleich der Gleichung mit den Messungen ist aber nicht möglich, weil  $J_s(290^\circ, 0)$  zu ungenau bekannt ist.

Auch die beim Entmischen entstehende Remanenz wächst dadurch an, daß die spontane Magnetisierung der schon ausgerichteten Bezirke ansteigt. Jedoch ist hier der durch  $a(t)$  beschriebene Rückgang der Ausrichtung weit stärker, so daß ein Anstieg von  $J_r$  bei weiterem Erhitzen kaum zu erwarten ist. In einem besonders gün-

stigen Fall läßt sich trotzdem zeigen, daß ein Anstieg der Remanenz mit  $J_s$  stattfindet. In Abbildung 16 wird die Wechselfeldmagnetisierung von drei Remanenzen in Nr. 5 wiedergegeben:

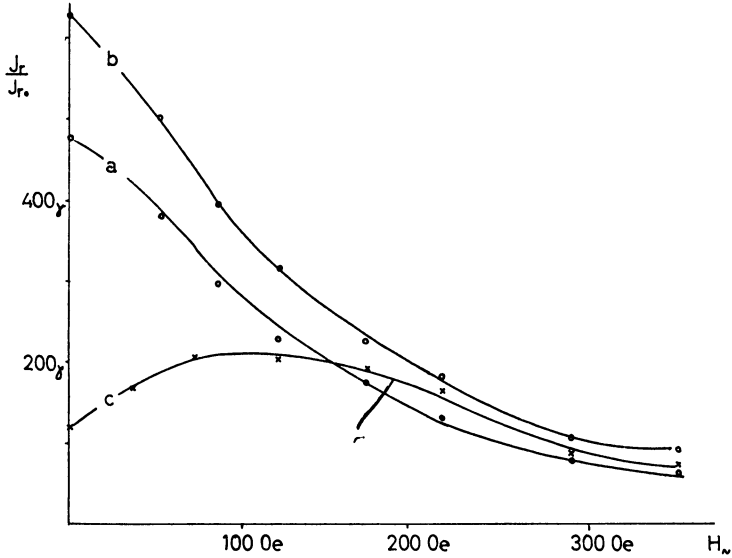


Abb. 16:  
Entmagnetisierung künstlicher Remanenzen. Erklärung im Text.

Die Remanenzen der Kurven *a* und *b* sind entstanden durch Entmischen im Erdfeld bei  $350^\circ$  in 1,3 bzw. 5 h. Die Probe zur Kurve *c* befand sich zunächst ebenfalls während 1,3 Stunden im Erdfeld, dann aber 3,7 h im Nullfeld. Die Messungen wurden alle bei  $15^\circ$  vorgenommen. Es zeigt sich, daß die Remanenz *c* zunächst sehr klein erscheint, nach Behandlung mit einem Wechselfeld aber ansteigt und die Kurve *b* schneidet. In den 3,7 h im Nullfeld hat sich also 1. im entmagnetisierenden Feld eine antiparallele, weiche Remanenz gebildet, die leicht abmagnetisiert werden kann, und ist 2. die anfangs vorhandene Remanenz durch Anstieg der spontanen Magnetisierung noch etwas angewachsen. Diese harte Komponente wird erst durch das Entmagnetisieren wieder freigelegt.

#### 11. Beeinflussung einer zweiten ferromagnetischen Komponente beim Abkühlen

In Kapitel B 4 b war bereits darauf hingewiesen worden, daß beim Entmischen noch eine zweite ferromagnetische Komponente mit niedrigem Curie-Punkt entstehen kann. In den  $J_s(T)$ -Kurven trat sie allerdings erst nach längerem Erhitzen

in Erscheinung, in einigen Fällen auch dann nicht (Nr. 2 und 6), was aber an der ungenügenden Meßgenauigkeit liegen kann. Ihr Volumenanteil ist jedenfalls klein.

Diese zweite Komponente ist bei einigen Basalten von deutlichem Einfluß auf  $J_r$  ( $15^\circ$ ). Da sie ihre Entstehung der Entmischung verdankt, kann es sich nur um den Erzkörnern eingelagerte Lamellen handeln, bzw. um an deren Oberflächen gebildete Kristalle. Diese befinden sich im starken entmagnetisierenden Feld der Komponente  $A$  mit hohem Curie-Punkt. Die Richtung und Stärke dieses Feldes hängen bei gegebener Remanenz von  $A$  von den geometrischen Verhältnissen der Einlagerung ab. (Eine genauere Darstellung wurde dazu von UYEDA veröffentlicht (22).) Beim Abkühlen nimmt die Komponente  $B$  daher beim Durchschreiten ihres Curie-Punktes eine Thermoremanenz an, die antiparallel zu der von  $A$  gerichteten sein kann. Die resultierende Remanenz zeigt dann einen charakteristischen Temperaturgang, wie er tatsächlich in den meisten Fällen gefunden wurde. Abbildung 17 zeigt das für Nr. 3 (oberste Kurve).

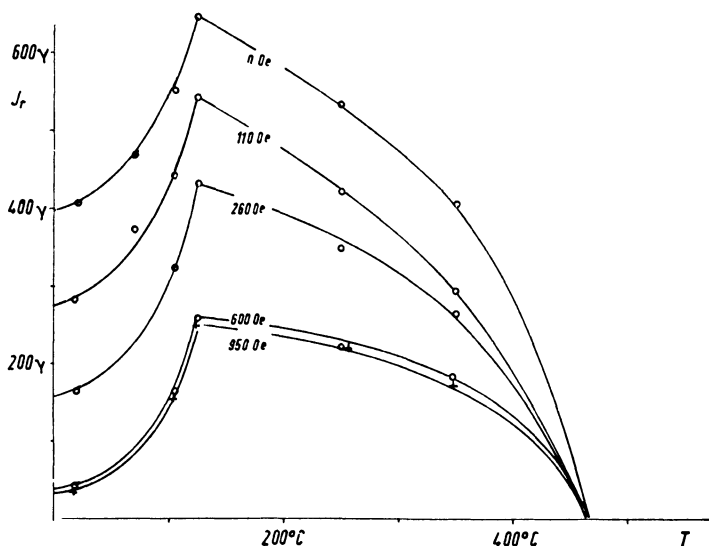


Abb. 17:

Temperaturgang künstlicher Remanenzen bei Nr. 3. Negativ gerichtete TRM der Komponente mit niedrigem Curie-Punkt. Kurven aufgenommen nach Behandlung mit Wechselfeldern verschiedener Stärke.

Durch Extrapolation erhält man aus der Abbildung  $J_{ra}$  ( $15^\circ$ ) und  $J_{rb}$  ( $15^\circ$ ). Das Verhältnis der beiden Remanenzen ist dabei vom Grad der Entmischung abhängig (und natürlich bei den einzelnen Basalten sehr unterschiedlich). Es nimmt mit Fort-

schreiten der Entmischung zu, weil der Volumenanteil von  $B$  dann größer wird. Abbildung 18 zeigt das Verhältnis der beiden Remanenzen bei Nr. 3 in Abhängigkeit von  $T_{ca}$ . ( $T_{ca}$  als Maß für den Entmischungsgrad.)

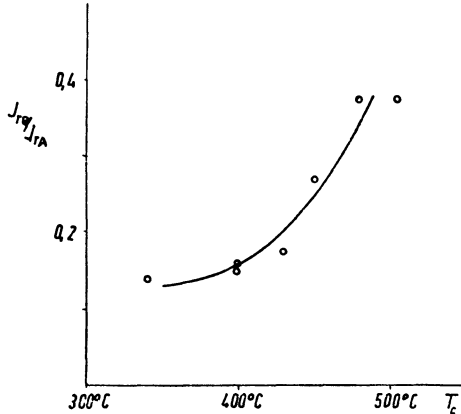


Abb. 18:

Verhältnis der Remanenzen der Komponenten  $A$  und  $B$  in Abhängigkeit vom Entmischungsgrad ( $T_c$ ) bei Nr. 3.

Als maximale Werte wurden für  $J_{rb}/J_{ra}$  bei den einzelnen Basalten gemessen:

Nummer	$J_{rb}/J_{ra}$	Nummer	$J_{rb}/J_{ra}$
1	0,05	6	0,05
2	0	7	0,51
3	0,38	8	0
4	0,31	9	0,08
5	0	10	0,18

Da die remanente Magnetisierung von  $B$  eine TRM ist, zeigt sie eine hohe Stabilität. Es könnte deshalb sein, daß im Verlauf einer natürlichen Alterung die Remanenz von  $A$  stärker zurückgeht als die von  $B$ , so daß es zu einer Umkehr der Resultierenden kommt. Eine sichere Aussage darüber ist aber nicht möglich, da Experimente zur Alterung immer zweifelhaft sind. Man kann versuchen, die Alterung künstlich durch eine Wechselfeldentmagnetisierung zu ersetzen. Wie weit das gerechtfertigt ist, ist unbekannt. Abbildung 17 zeigt ein solches Ergebnis für Nr. 3. (Vorbehandlung 17 h bei 350°.) Es wurde  $J_r(T)$  nach verschiedenen starken Entmagnetisierungen aufgenommen. Man sieht, daß  $J_{ra}$  in stärkerem Maße abmag-



tisiert wird als  $J_{rb}$ . Das Verhältnis  $J_{rb}/J_{ra}$  steigt an bis zum Wert 0,90, die Resultierende ist schon sehr klein. Eine Umkehr der Resultierenden tritt jedoch auch nach der Behandlung mit sehr starken Wechselfeldern nicht ein.

## 12. Viskose Magnetisierung nach der Entmischung

Nach dem Erhitzen zeigen sämtliche untersuchten Basalte die Neigung in einem äußeren Feld (Erdfeld) im Laufe längerer Zeit eine Remanenz anzunehmen: Es bildet sich eine sogenannte viskose Remanenz  $J_v$ . Vor dem Entmischen ist das durchweg nicht der Fall. Zumindest zeigten nicht erhitze Proben auch nach einem halben Jahr im Erdfeld keine sicher nachweisbare Veränderung der Remanenz.  $J_v$  bildet sich um so stärker aus, je weiter fortgeschritten die Entmischung ist. Abbildung 19 zeigt die nach sechs Monaten im Erdfeld entstandenen viskosen Remanenzen aufgetragen gegen  $T_c$  als Maß für den Entmischungsgrad.

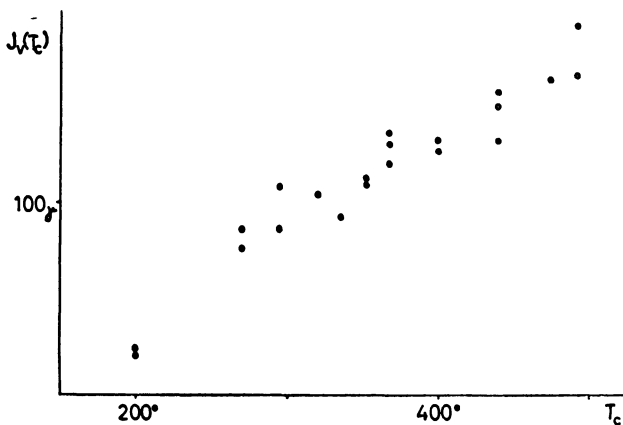


Abb. 19:

Abhängigkeit der nach 6 Monaten vorhandenen viskosen Remanenz bei Nr. 1 vom Entmischungsgrad.

Der zeitliche Anstieg von  $J_v$  wurde nicht verfolgt. Nach NÉEL [4] ist zu erwarten, daß er proportional zu  $\log t$  erfolgt.

Gegenüber Wechselfeldern ist die viskose Magnetisierung sehr empfindlich. Schon durch Felder von 30 Oe wird sie fast vollständig beseitigt, ebenso auch durch feldfreies Erhitzen auf  $200^\circ$ .

Woher das viskose Verhalten rührt, ist unklar. Wahrscheinlich handelt es sich um sehr fein verteilten Titanomagnetit, dessen Momente durch thermische Schwankungen beeinflusst werden. Es bleibt deshalb auch unsicher, ob die Neigung zur viskosen Remanenz auch nach sehr langsamer Entmischung bei tiefer Temperatur auftritt.

### 13. Zusammenfassende Erklärung der Beobachtungen

Nach der Schilderung der Meßergebnisse soll nun eine zusammenfassende Betrachtung der beim Entmischen auftretenden Veränderungen der Magnetisierung folgen. Letztes Ziel wäre dabei eine quantitative Erklärung der Kurven in Abbildung 10, also des Anstiegs der Remanenz im Verlauf der Entmischung. Einer so genauen Behandlung stehen jedoch eine Reihe von grundsätzlichen Schwierigkeiten entgegen, die sich nicht umgehen lassen und die neben den eigentlichen Meßfehlern eine quantitative Behandlung verhindern:

Meßbar sind an den Basaltproben, die eine große Anzahl von Erzkörnern enthalten, ja immer nur Mittelwerte von Eigenschaften der einzelnen Körner, bzw. Summen. Das gilt für  $T_c$ ,  $J_s$  und die auf verschiedene Weise entstehenden Remanenzen. Tatsächlich aber ist schon die chemische Zusammensetzung der ferromagnetischen Substanzen nicht völlig einheitlich. So enthalten die Körner häufig einen *Ti*-reicheren Kern [21]. Besonders wichtig aber ist, daß sich die Körner in verschiedenen Spannungszuständen befinden werden. Das beeinflußt einmal die Neigung zu entmischen, sowie Form und Größe der entstehenden Lamellen, außerdem aber auch die Neigung eine Remanenz anzunehmen und die Stabilität dieser Remanenz [5]. Da die hier auftretenden Remanenzen alle verhältnismäßig klein sind verglichen mit  $J_s$  ( $< 0,01 J_s$ ), also nur ein kleiner Teil des Volumens der ferromagnetischen Substanz zur Remanenz beiträgt, ist es durchaus möglich, daß die verschiedenen Formen der auftretenden Remanenzen bevorzugt in verschiedenen Körnern oder verschiedenen Teilen der einzelnen Körner entstehen. Da das nicht bekannt ist, kann es auch in einer Rechnung nicht berücksichtigt werden. Weiter können nicht berücksichtigt werden die unterschiedlichen und unregelmäßigen Formen der Körner. Es ist nur eine annähernde Beschreibung des entmagnetisierenden Feldes in den Körnern mit Hilfe eines mittleren Entmagnetisierungsfaktors  $N$  möglich. Tatsächlich aber ist das entmagnetisierende Feld in den einzelnen Körnern recht unterschiedlich und auch nicht homogen.

Nach dieser Vorbemerkung sollen nun die im Verlauf der Behandlung stattfindenden Veränderungen der Remanenz im einzelnen behandelt werden.

1. Als erstes ist ein Nachweis für den Einfluß der Entmischung auf die Neubildung einer Remanenz hier nachzutragen.

Abbildung 20 bringt dazu für einen Basalt ein Beispiel. Es zeigt die Entwicklung der Remanenz während des Entmischens für Nr. 1, wobei die verschiedenen Kurven für Proben mit verschiedenen Vorerhitzungen gelten. Die oberste Kurve beschreibt also den Fall, in dem das einwirkende Feld von Beginn des Erhitzens (auf  $350^\circ$ ) an einwirken konnte. Zur zweiten Kurve war während der ersten Stunde bei  $350^\circ$  das äußere Feld kompensiert usw.  $t$  rechnet jeweils vom Beginn der Einwirkung des äußeren Feldes an. Als Maß für die bei  $t = 0$  vorliegenden Entmi-

schungsgrade sind aber nicht die Dauer der Vorerhitzungen, sondern die Curie-Punkte (nach Abb. 7) als Parameter der Kurven angegeben. Die Remanenzen wurden alle bei  $15^\circ$  gemessen. Es zeigt sich deutlich, daß die Möglichkeit zur Bildung einer Remanenz abnimmt, je höher  $T_c$  rückt, je weiter also die Entmischung fortgeschritten ist: Die Bildung einer starken Remanenz ist nur möglich, so lange  $T_c$  nicht viel höher als die Entmischungstemperatur liegt.

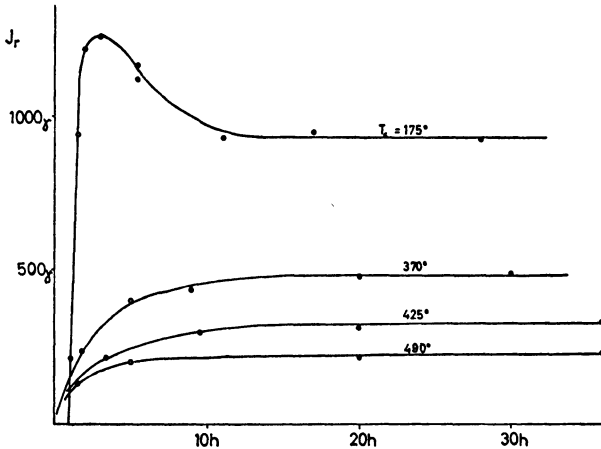


Abb. 20:

Entwicklung der Remanenz  $J_r$  ( $15^\circ$ ) unter dem Einfluß des Erdfeldes beim Erhitzen auf  $350^\circ$  C. Die Kurven gelten für verschiedene vor Einschalten des Feldes schon erreichte Entmischungsgrade. ( $T_c$  als Maß für den Entmischungsgrad).

2. Die Ausrichtung der WEISSschen Bezirke findet also vorwiegend statt zu einer Zeit, in der  $T_c$  nur wenig größer als  $T_e$  ist. Es sind dafür zwei Gründe denkbar.

Das Anwachsen von  $T_c$  wird nicht gleichmäßig im Titanomagnetit erfolgen. Vielmehr wird auf Grund statistischer Schwankungen zuerst nur in engen Bereichen  $T_c$  die Entmischungstemperatur überschreiten. Auf diese zunächst sehr kleinen Bereiche, die in einer noch paramagnetischen Umgebung liegen, lassen sich die Überlegungen von NÉEL anwenden. Es erfolgt also eine starke Ausrichtung der magnetischen Momente durch das äußere Feld. Beim weiteren Fortschreiten der Entmischung wachsen diese Bereiche an und die magnetischen Momente frieren ein. Wie weit die Ausrichtung dabei erhalten bleibt, läßt sich nicht abschätzen.

Eine Remanenz kann sich weiter leicht bilden, solange  $T_c$  nur wenig größer als  $T_e$  ist, weil dann  $H_c$  klein ist. Zusätzlich werden die beim Entmischen auftretenden zeitlichen Spannungsschwankungen Wandverschiebungen der WEISSschen Bezirke

erleichtern, die bevorzugt so ablaufen, daß die Momente der Bezirke sich in die energetisch günstigere Richtung parallel zum einwirkenden Feld einstellen.

3. Nach den Ergebnissen von Kapitel C 5 bleibt eine einmal erzielte Ausrichtung der WEISSschen Bezirke im weiteren Verlauf der Entmischung jedenfalls teilweise erhalten. Da  $J_s(T_e)$  ansteigt, wächst damit auch  $J_r(T_e)$ .

4. Der Anstieg der Magnetisierung in den Erzkörpern wird so lange anhalten, bis das effektive Feld in den Erzkörnern verschwindet, bis also das äußere Feld gleich dem entmagnetisierenden Feld wird. Wenn man mit einem einheitlichen Entmagnetisierungsfaktor  $N$  rechnet, was streng nur gilt, falls die Erzkörner Kugeln sind, ist dann

$$H_{eff} = H_a - \frac{N}{p} \cdot (J_r(T_e) + J_i(T_e)) = 0$$

$$J_r(T_e) = \frac{p}{N} \cdot \left(1 - \frac{N}{p} k(T_e)\right) \cdot H_a$$

( $p$  = Anteil der Erzkörner,  $k$  — nicht gescherte Anfangssuszeptibilität des Gesteins.)

$J_r(T_e)$  hat wohl auch danach noch die Tendenz weiter anzuwachsen wegen des Anstiegs der spontanen Magnetisierung in den schon ausgerichteten WEISSschen Bezirken. Dem wirkt jetzt aber entgegen, daß in dem dann antiparallel zum äußeren Feld werdenden effektiven Feld neue Bezirke ausgerichtet werden, die die Remanenz wieder vermindern.

Allgemein wird man die Form der Erzkörner besser durch Rotationsellipsoide annähern können mit Achsenverhältnissen von 2—3. Man hat dann zwei verschiedene Entmagnetisierungsfaktoren  $N_1$  und  $N_2$ , wobei  $N_1 + 2 N_2 = 4 \pi$ . Die Rechnung ist dann etwas umständlich und soll hier nicht ausgeführt werden, da eine genaue Anwendung doch nicht möglich ist. Nimmt man zur Vereinfachung an, daß die große Achse von  $1/3$  der Körner parallel zu  $H_a$  ist, und von  $2/3$  senkrecht dazu, so gilt wenn  $H_{eff} = 0$  in allen Körnern ist:

$$J_r(T_e) = \frac{Hp}{3} \left( \frac{1}{N_1(1 + N_1 K)} + \frac{1}{N_2(1 + N_2 K)} \right)$$

$K$  ist hier die gescherte Anfangssuszeptibilität des Titanomagnetits und hängt mit der nicht gescherten Anfangssuszeptibilität des Gesteins  $k$  zusammen nach

$$k = \frac{pK}{3} \left( \frac{1}{1 + N_1 K} + \frac{2}{1 + N_2 K} \right)$$

$K$  ist bei Magnetit von der Größenordnung 1. (Die äußere Scherung, bedingt durch die Form der Gesteinsprobe, ist dabei vernachlässigt.) Man sieht leicht, daß  $J_r$  für gestreckte Körner ( $N_1 < 4\pi/3$ ) größer wird als für Kugeln. So ist, wenn man  $K = 1$  annimmt, für  $N = 4\pi/3$   $J_r = 0,046$  pH und für  $N_1 = 1,37$  (entspricht Achsenverhältnis von 3)  $J_r = 0,126$  pH.

Für  $K = 0,1$  sind die entsprechenden Werte  $0,17$  pH und  $0,29$  pH.  
 $1,37$  (entspricht Achsenverhältnis von 3)  $J_r = 0,126$  pH.

Die Gleichungen für  $J_r$  zeigen unmittelbar, daß  $J_r$  proportional dem einwirkenden äußeren Feld ist, wie es ja auch gefunden wurde.

Um nachzuprüfen, ob der Anstieg von  $J_r(T_e)$  tatsächlich anhält bis das effektive Feld in den Erzkörnern verschwindet, wurden von den Basalten 1—5 nach der Entmischung bei  $350^\circ$   $J_r$  und  $J_i$  bei dieser hohen Temperatur gemessen. Es war dazu nötig, die Proben in einem Isoliergefäß aufzuheizen, so daß die in der folgenden Tabelle angegebenen Erhitzungsdauern nicht direkt mit denen in Kapitel C 3 verglichen werden können. (Aufheizen in etwa einer Stunde.)

Nr.	$t$	$J_r(350^\circ)$	$J_i(350^\circ)$	$J_r + J_i$	$N/p$
1	2 h	390 $\gamma$	390 $\gamma$	780 $\gamma$	
	4	773	364	1137	
	20	933	343	1276	37
2	2,7	160	277	437	
	20	166	244	410	107
3	2,7	104	90	194	
	20	278	88	366	130
4	2,7	299	339	638	
	4	380	310	690	
	20	454	258	712	66
5	2,7	694	441	1135	
	4	690	406	1096	
	20	743	392	1135	41

Es zeigt sich, daß  $(J_r + J_i)$  bei  $350^\circ$  monoton ansteigt und dann etwa konstant bleibt. Ein Maximum wird nicht durchlaufen.

Eine genaue Überprüfung der Annahme, daß  $J_r(T_e)$  ansteigt bis  $H_{eff} = 0$ , ist durch Vergleich mit nach der obigen Gleichung 1 gewonnenen Werten nicht möglich, da  $N$  und  $p$  nicht genau bekannt sind. Man kann aber umgekehrt  $N/p$

nach der Gleichung 1 berechnen, wenn man für  $J_r + J_i$  den größten erreichten Betrag einsetzt. Die so gewonnenen Werte für  $N/p$  sind in der Tabelle aufgeführt. Daß sie in der richtigen Größenordnung liegen, zeigt, daß die Annahme gerechtfertigt ist. (Mit den ungefähren Werten für  $p$  (0,03—0,06) ergeben sich Werte für  $N$  zwischen 1,2 und 4,3.)

5. Beim anschließenden Abkühlen der Proben auf die Temperatur  $T_0$  ändert sich die Remanenz auf dreierlei Weise:
  - a) Anstieg der Remanenz durch Anstieg der spontanen Magnetisierung, also im Verhältnis  $J_s(T_0)/J_s(T_e)$ .
  - b) Bildung einer partiellen Thermoremanenz PTRM im entmagnetisierenden Feld.
  - c) Irreversibler Rückgang der Ausrichtung der schon vor Beginn des Abkühlens zur Remanenz beitragenden Weiss'schen Bezirke.

Der letzte Anteil dürfte aber klein sein. Vernachlässigt man ihn, dann hat man folgenden Zusammenhang zwischen  $J_r(T_0)$  und  $J_r(T_e)$ :

$$J_r(T_0) = J_r(T_e) \cdot \frac{J_s(T_0)}{J_s(T_e)} - \frac{N}{p} \cdot J_s(T_e) \cdot \frac{PTRM}{H}$$

Das Verhältnis  $PTRM/H$  ist aus Messungen bekannt, bei denen  $H$  das Erdfeld war. Hier bildet sich die PTRM im entmagnetisierenden Feld  $N/p J_r(T_e)$ . Genau genommen ist dieses Feld noch temperaturabhängig und wird durch diesen Wert nur angenähert. Das ist aber gerechtfertigt, weil allgemein bei der Bildung einer PTRM hauptsächlich das bei der höchsten Temperatur einwirkende Feld von Bedeutung ist, hier also das Feld bei  $T_e$ .

Das Verhältnis  $J_s(T_0)/J_s(T_e)$  kann bei bekanntem Curie-Punkt der allgemein für titanomagnetit geltenden Kurve  $J_s(T/T_c)/J_s(0) = f(T/T_c)$  entnommen werden. (Abb. 21).

Wieder aber kann die aufgestellte Beziehung nur als rohe Näherung betrachtet werden, da die Form der Körner nicht berücksichtigt wird. Sie soll deshalb auch nur benutzt werden, um zum zweiten Mal  $N/p$  zu berechnen. Es ergab sich:

$N/p$	Nr.
33	1
170	2
63	3
65	4
58	5

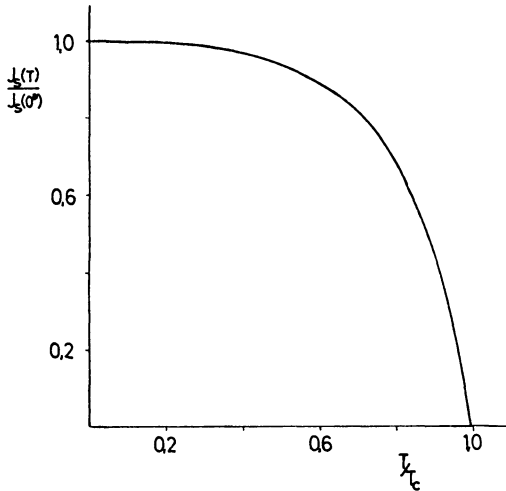


Abb. 21:

Allgemeine Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung der Titanomagnetite von  $T/T_c$ .

Berücksichtigt man das zu Anfang des Kapitels Gesagte, so zeigen diese auf ganz andere Weise ermittelten Werte noch eine gute Übereinstimmung mit den weiter oben gewonnenen Werten, ein Zeichen dafür, daß die Beschreibung durch einen einheitlichen Entmagnetisierungsfaktor  $N$  und die darauf fußenden Rechnungen noch gute Näherung darstellen.

6. Abbildung 22 zeigt noch einmal schematisch die Entwicklung der Remanenz in Abhängigkeit von der Erhitzungsdauer.

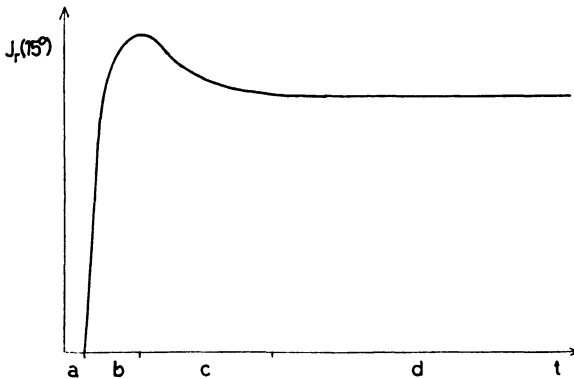


Abb. 22:

Anstieg der Entwicklung der künstlichen Remanenz im  $V_c$ -lauf der Entmischung, schematisch.

Faßt man die bisherigen Ausführungen zusammen, so zerfällt diese Kurve in folgende Abschnitte:

- a) Keine Remanenz, bis im Verlauf der Entmischung  $T_c$  die Entmischungstemperatur überschritten hat.
- b) Anstieg von  $J_r$  wegen zunehmender Ausrichtung der WEISSschen Bezirke. Dabei ist  $J_r(T_e)$  zunächst noch klein,  $J_r(T_0)$  aber schon groß wegen des starken Unterschiedes der spontanen Magnetisierung bei diesen beiden Temperaturen.
- c) Die Zunahme der Ausrichtung hört auf, da  $H_{eff}$  auch bei  $T_e$  jetzt sehr klein ist. Falls  $H_{eff}$  bei dieser Temperatur sogar negativ geworden ist, geht die Ausrichtung zurück und damit auch  $J_r(T_0)$ . So erklärt sich wohl das Maximum bei Nr. 1.
- d) Nachdem der Entmischungsprozeß größtenteils beendet ist, treten keine wesentlichen Änderungen von  $J_r$  mehr ein.

### Die Bedeutung der Entmischung für die natürliche Remanenz von Gesteinen

Welche Bedeutung haben nun die bisher geschilderten Untersuchungen für die in Gesteinen auftretenden natürlichen Remanenzen? Die in Eruptivgesteinen zunächst meist vorliegenden Titanomagnetite neigen ja größtenteils zur Entmischung. Die Bedingungen unter denen diese vor sich gehen kann, lassen sich wie folgt einteilen:

1. Zerfall bereits während des ersten Abkühlens der Gesteine nach ihrer Bildung bei Temperaturen oberhalb des Bereichs der Curie-Punkte. Ob und unter welchen Bedingungen das möglich ist, ist unbekannt. Dieser Fall ist hier uninteressant, da die entstandenen Folgeprodukte beim weiteren Abkühlen einfach eine TRM erwerben.
2. Zerfall im Laufe sehr langer Zeiten bei normaler Temperatur ( $10^\circ\text{C}$ ). Eine Aussage über Veränderungen der Remanenz in diesem Fall wäre von größtem Interesse, ist nach den gewonnenen Ergebnissen aber kaum möglich, da eine Extrapolation auf so tiefe Entmischungstemperaturen zu gewagt erscheint. Möglicherweise verläuft dann die Entmischung anders, wie das die Ergebnisse von ASAMI [2] anzudeuten scheinen (direkte Neubildung von reinem Magnetit).
3. Zerfall bei einem erneuten späteren Aufheizen des Gesteins auf eine mittlere Temperatur wie in den hier geschilderten Experimenten. Das wird besonders häufig in der Nähe von Vulkanen der Fall sein, wo als Nebenerscheinung eines erneuten Ausbruchs die Isothermen im umliegenden Gestein wieder aufsteigen.



Beispiele für den dritten Fall bieten die Basalte des Vogelsberges in Hessen. Hier liegen häufig mehrere Lavaergüsse übereinander, die Gesteine wurden also nach dem ersten Abkühlen erneut erhitzt. Die genaue Temperatur-Vorgeschichte ist dabei aber natürlich unbekannt. Jedenfalls ist der Titanomagnetit hier vollständig entmischt, im Gegensatz zu den Basalten der Göttinger Umgebung. Er kann aber durch Erhitzen weitgehend wieder homogenisiert werden. Abbildung 23 zeigt dazu zwei Beispiele:

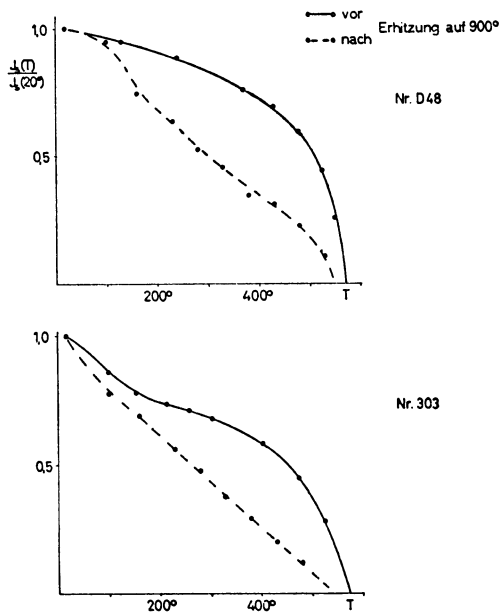


Abb. 23:

Teilweise Homogenisierung der Titanomagnetite in zwei Basalten auf dem Vogelsberg durch fünfstündiges Erhitzen auf 900°, demonstriert an der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung.

Es wurde jeweils  $J_s(T)$  am gleichen Basalt vor und nach fünfstündigem Erhitzen auf 900° C aufgenommen. Während die ursprüngliche  $J_s(T)$ -Kurve nur einen Curie-Punkt bei 570° aufweist, findet man nach dem Erhitzen keine einheitlichen Curie-Punkte: Die Homogenisierung ist noch nicht vollständig. Die Tatsache der Homogenisierbarkeit beweist aber, daß Entmischungsstrukturen vorliegen, daß also ursprünglich einmal vorhandener Titanomagnetit entmischt ist.

Es war nun interessant, die Temperaturabhängigkeit der natürlichen Remanenzen dieser Basalte festzustellen. (Ihre *NRM* sind nach Messungen von ANGENHEISTER

teils parallel, teils antiparallel zum heutigen Erdfeld [7].) Wenn es sich bei den natürlichen Remanenzen um gewöhnliche Thermoremanenzen handelte, dann wäre die Form von  $NRM(T)$  ähnlich wie die von  $J_s(T)$ . Nach den vorgenommenen Messungen trifft dies jedoch bei fünf der acht untersuchten Basalte des Vogelsberges nicht zu.

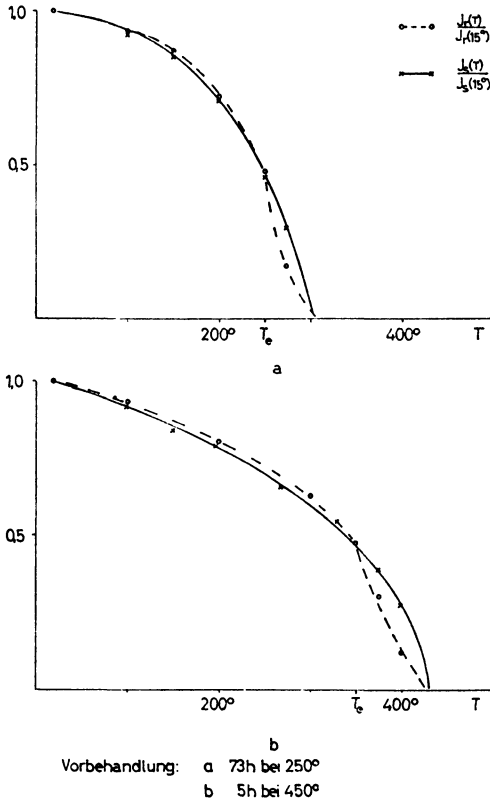


Abb. 24:

Temperaturabhängigkeit der natürlichen Remanenzen der Basalte aus Abb. 23 verglichen mit dem Temperaturgang der spontanen Magnetisierung.

Abbildung 24 zeigt dazu zwei Beispiele. Zum Vergleich ist  $J_s(T)$  mit eingezeichnet.  $NRM(T)$  weist hier eine eigenartige Form auf. Ob und in wie weit das dem Einfluß einer Entmischung zuzuschreiben ist, bleibt aber ungewiß. Eine sichere Aussage darüber ist auch deshalb nicht möglich, weil gerade die Temperaturabhängigkeit der beim Entmischen entstandenen Remanenz nur ungenau bekannt ist. Ein systematischer Unterschied zwischen Basalten mit positiv und mit negativ gerichteter Remanenz war nicht festzustellen.

Wenn also auch in diesen Basalten der Einfluß der Entmischung auf die natürliche Remanenz nicht sicher nachgewiesen werden konnte, so erscheint es aber nach den Ergebnissen der Arbeit notwendig, in diesen und ähnlichen Fällen (in denen entmischte Titanomagnetite die magnetischen Eigenschaften des Gesteins bestimmen) vorsichtig zu sein in der Beurteilung der Frage, wie weit die heutige *NRM* noch der ursprünglichen *NRM* entspricht. Auch ein Erhitzen des Gesteins auf Temperaturen weit unterhalb des Curie-Punktes kann einen erheblichen Einfluß auf die Remanenz gehabt haben.

---

Für die wohlwollende Förderung meiner Arbeit bin ich Herrn Professor Bartels zu Dank verpflichtet.

Ebenso danke ich allen Angehörigen des Geophysikalischen Institutes, die mir Unterstützung zuteil werden ließen.

---

$J_s$	Sättigungsmagnetisierung
$J_r$	Remanente Magnetisierung
$J_v$	Viskose Remanenz
<i>TRM</i>	Thermoremanenz
<i>PTRM</i>	Partielle Thermoremanenz
<i>NRM</i>	Natürliche Remanenz von Gesteinen
<i>CRM</i>	Chemische Remanenz (nach HAIGH [19])
$H$	Magnetische Feldstärke
$H_w$	Amplitude des magnetischen Wechselfeldes
$H_c$	Koerzitivkraft
$T$	Temperatur
$T_c$	Curie-Temperatur
$T_e$	Entmischungstemperatur
$t$	Zeit
$p$	Anteil ferromagnetischer Substanz
$N$	Entmagnetisierungsfaktor
$k$	Anfangsuszeptibilität des Gesteins
$K$	Anfangsuszeptibilität des Erzes (geschert)

### Literatur

- [1] GRAHAM: Changes of Ferr. Minerals and their Bearing on Magnetic Properties of Rocks. Journ. Geophys. Research 58, 2, 1953.
- [2] ASAMI: A Palaeomagnetic Consideration on the Remanent Magnetism of the Basalt Lavas at Kawayiri, Japan. Journ. Geomagn. Geol. 8, 4, 1956.
- [3] NICHOLLS: The Mineralogy of Rock-magnetism, Advances in Physics, 4, 14, 1955.
- [4] NEEL: Some Theor. Aspects of Rock-magnetism, Adv. in Phys. 4, 14, 1955.
- [5] BECKER-DÖRING: Ferromagnetismus.
- [6] NAGATA: Rockmagnetism.
- [7] ANGENHEISTER: Über die Magnetisierung der Basalte des Vogelsberges. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Klasse Abt. 2 a, 9, 1956.
- [8] VOGELSSANG: Beziehungen zwischen umgekehrten Eigenmagnetisierungen u. d. Gefüge von Eruptivgesteinskörpern. Hess. Landesamt für Bodenforschung 85, 1957.
- [9] NAGATA, TAKESI, KOBAYASHI: Exp. Studies on the Generation of Rem. Magnetisation of ferr. Minerals by Chem. Reaction. Acad. Japan. Proc. 34, 5, 1958.
- [10] ASAMI: Positional Intermixing of Normal and Rev. Magn. of the Kavajiri Basalt. Journ. Geomagn. and Geoelec. 9, 3, 1957.
- [11] KAWAI, KUME, YASUKAWA: Exsolution of Titanomagnetite and its Time-Effect on Rock-Magnetism. Japan. Acad. Proc. 32, 7, 1956.
- [12] AKIMOTO: Magneto-chemical Study of the Generalized Titanomagnetite in volcanic Rocks. Journ. Geomagn. Geol. 10, 3, 1959.
- [13] KOBAYASHI, KAZUO: Chemical Remanent Magnetization of ferr. Min. and its Applic. to Rockmagnetism.
- [14] NAGATA, OZIMA: Anomalous Increase in Thermo-Remanent Magnetization of Ferr. Minerals. Journ. Geomagn. Geol. 7, 4, 1955.
- [15] AKIMOTO, KUSHIRO: Natural Occurrence of Titanomagnetite and its Relevance to the Unstable Magn. of Rocks. Journ. Geomagn. Geol. 11, 3, 1960.
- [16] LANGHOFF: Über die Reprod. thermomagn. Mess. am Bas. des Steinberges bei Barlissen. Diss. Göttingen 1957.
- [17] GEISLER: Precipitation from Solid Solution of Metals. Phase Transform. in Solids. Symposium, Cornell University, 1948.
- [18] KAWAI, KUME: Proceedings of the Japan Acad. 30, 1954.
- [19] HAIGH: The Process of Magnetization by Chem. Change. Phil. Magazine 3, 267, 1958.
- [20] HELLBARDT: Über statische Magnetometer zur Mess. sehr schwacher Magnetisierungen. Diss. Göttingen, 1956.
- [21] RAMDOHR: Die Erzminerale und ihre Verwachsungen.
- [22] UYEDA: Magn. Interaction between ferr. Materials Contained in Igneous Rocks. Journ. Geomagn. Geol. 7, 1, 1955.

Magnetic anomalies and magnetization of basalts in the area  
around Kemnath (Oberpfalz)  
by E. Refai

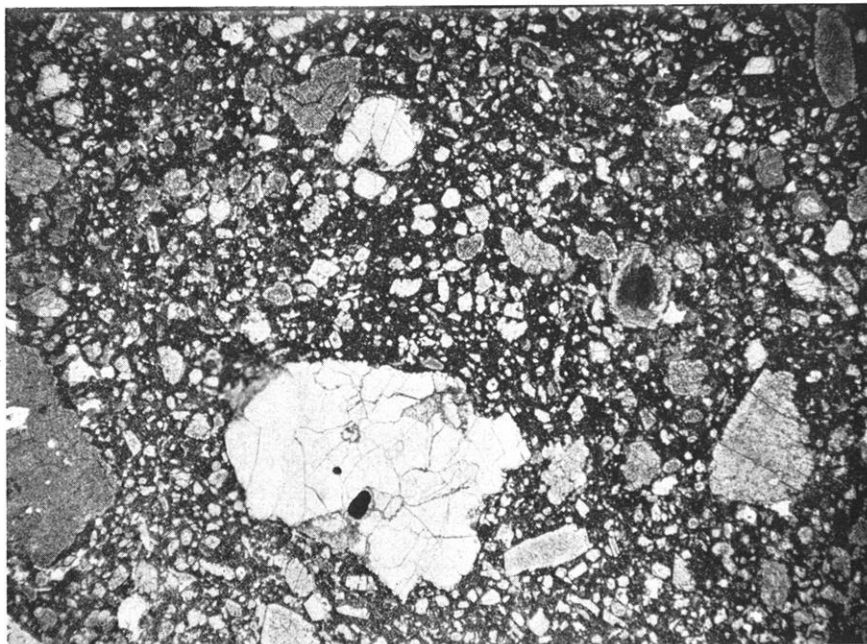


Fig. 4: Schlossberg: A thin section showing an olivine nodule which is composed of olivine, orthopyroxene and chromite. Clinopyroxene crystals and again olivine could also be seen. The dark parts contain titanomagnetite, smaller crystals of pyroxene and some plagioclase as well as glass. Positively magnetized.

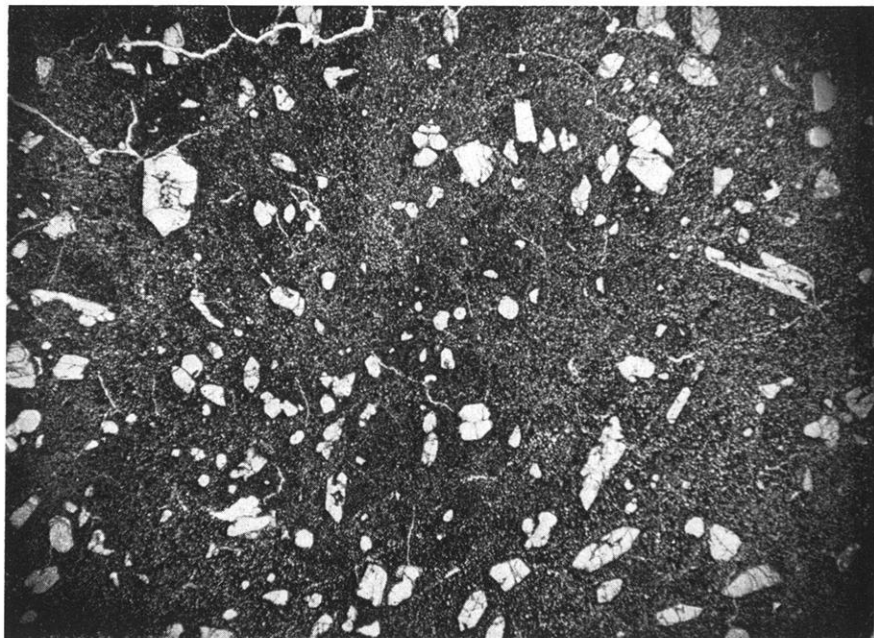


Fig. 5: Kuschberg: A thin section showing olivine crystals, mostly idiomorphic, imbedded in a fine to glassy groundmass. Negatively magnetized.



## INHALTSVERZEICHNIS

<i>Berkebeimer H., St. Müller und M. Sellevoll:</i> Die Krustenstruktur in Südwestdeutschland aus Phasen-Geschwindigkeitsmessungen an Rayleigh-Wellen . . . . .	151
<i>Schäffner H. J.:</i> Interpretation von Herdmechanismen durch asymmetrische Dislokationen . . . . .	164
<i>Refai E.,:</i> Magnetic anomalies and magnetization of basalts in the area around Kemnath (Oberpfalz) . . . . .	175
<i>Dürschner H.:</i> Über den Reflexionscharakter und die Laufzeitkurven nach Geschwindigkeitslogs . . . . .	188
<i>Duda S. J.:</i> Phänomenologische Untersuchung einer Nachbebenserie aus dem Gebiet der Aläuten-Inseln . . . . .	207
<i>Bewersdorff A.:</i> Der Einfluß der Entmischung auf remanente Magnetisierung von Titanomagnetiten . . . . .	213

---

### 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 nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autorennamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

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

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

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

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

*Prof. Dr. 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, Arnold Liebing und Hildgund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Göbler, Buchhändler, und Charl. Kuhnert, beide Würzburg.

Druckerei: Bonitas-Bauer, Graphische Anstalt Würzburg

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1961

# SEISMOS

**beschafft für Sie Informationen aus dem Untergrund**

**Seismos G. m. b. H.,  
Wilhelm-Busch-Straße 4,  
Hannover.**

**Fernruf 7 08 31  
Fernschreiber 09 22419**