

ZEITSCHRIFT
FÜR
GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

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

Jahrgang 24

1958

Heft 2



PHYSICA - VERLAG · WURZBURG

Niedersächsische Staats- u.
Universitätsbibliothek

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Caloi, P.</i> The crust of the earth, from the Apennines to the Atlantic, reconstructed in accordance with the data supplied by seismic surveys	65
<i>Budde, E.</i> Bestimmung des Beweglichkeitskoeffizienten der Radiumemanation in Lockergesteinen	96
<i>Hahn, A.</i> Erfahrungen mit dem Torsions-Magnetometer Gfz der ASKANIWERKE, Berlin	106

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

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

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

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

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

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

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

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

Prof. Dr. Bernhard Brockamp, Münster (Westfalen), Steinfurter Straße 107

Anschrift der **Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft**:

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

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

Bekanntmachung lt. Bayr. Pressegesetz : Verlag : PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges. : Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildgund Holler, sämtliche Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg. Verantwortl. f. d. Anzeigen: Arnulf Liebing.

Typoskript: Physica-Verlag, Würzburg, Offsetdruck: fotokop, Darmstadt

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG Würzburg 1958

**The crust of the earth, from the Apennines to the Atlantic,
reconstructed in accordance with the data supplied by
seismic surveys**

By P. Caloi, Rom ¹⁾

Zusammenfassung: Schon seit fünfzig Jahren diskutiert man die typischen Physikalischen Eigenschaften der Erdkruste. Ohne Zweifel sind bereits bemerkenswerte Fortschritte erzielt worden, seitdem *Mohorovičić* die Existenz zweier Arten von Longitudinalwellen (und Transversalwellen) nachwies. Wir sind jedoch noch weit von der Lösung des Problems entfernt.

Nach und nach trugen vereinzelt Forscher oder Forscher-Gruppen ihren Teil zur gesuchten Lösung bei und erbrachten dadurch neue Erkenntnisse. Hier sei auf die Fortschritte hingewiesen, die während der letzten 25 Jahre von Italienern erzielt worden sind.

Im ersten Teil der Arbeit werden die hauptsächlich benutzten Berechnungsmethoden zusammengefaßt. Einige dieser Methoden wurden speziell zu dem Zweck entwickelt, um so weit wie möglich Fehler zu vermeiden, die aus einer mangelhaften Kenntnis der Anfangszeiten der verschiedenen Phasen herrühren oder auch um eventuelle Unsicherheiten in der Korrigierung der Zeit zu vermeiden. Außerdem wurde es für angebracht gehalten, Berechnungsmethoden zu entwickeln, in denen die Ausbreitungsgeschwindigkeit als Unbekannte angenommen werden konnte.

Es werden sodann einige der erzielten Resultate aufgeführt, die sich auf die Mittel-Süd-Alpen, den Appennin, das Po-Tal und auf ein weites Gebiet Württembergs beziehen.

Die "Granitschicht" läßt eine sehr hohe Geschwindigkeit für die Pg-Wellen zu, soweit sie sich auf die Alpen beziehen (5,7-5,8 km/sek.), während sich im Po-Tal und in Norddeutschland ein Minimum (5,1 km/sek.) feststellen läßt.

Die Dicke der Schicht beträgt zwischen 6 km in Norddeutschland und 10 km im Po-Tal, 13 km in den Süd-Alpen und 18 km in Württemberg, um im Mittel-Nord-Appennin ungefähr 25 km zu erreichen.

Tiefer liegende Schichten der Erdkruste leiten Longitudinalwellen mit einer Geschwindigkeit, die noch nicht genau festgestellt worden ist. Der Größenordnung nach folgt ein Mittel von 6,45 km/sek. (P* Wellen); da die Geschwindigkeit

¹⁾ Prof. *Pietro Caloi*, Istituto Nazionale di Geofisica, Roma, Città Universitaria.

zwischen 6,1 und 7,0 km/sek. schwankt. Diese Schwankungen rühren mit großer Wahrscheinlichkeit von der Existenz mindestens zweier Schichten unter der Granitschicht her: einer zwischenliegenden Schicht ("Diorit") — mit einer Longitudinalgeschwindigkeit der Größenordnung von 6,1 km/sek. und der "Gabbro"-schicht mit Longitudinalgeschwindigkeit der Ordnung von 7,0 km/sek.

Die Existenz von drei übereinandergelagerten Schichten ist außerdem durch die Einsätze von Wellen-Typ $C_{0,1}$, $C_{1,2}$, $C_{2,3}$ bei allen seismischen Stationen Europas bewiesen. Diese Wellen entstehen an der unteren Grenzfläche der Erdkruste, bzw. der zwischenliegenden Schicht und der Granitschicht.

Die Gesamtdicke der Erdkruste erreicht ihr Maximum unter Gebirgszügen (50-55 km für die Mittelappennin, 40-45 km für die südlichen Alpen).

Die "Wurzel" der südlichen Alpen (Cansiglio) scheint von der Zwischenschicht gebildet zu werden. Im Vergleich mit dem Po-Tal und Württemberg scheint die Mohorovičić-Diskontinuität nicht viel mehr als 30 km tief zu sein, während die Tiefenlage unter dem Atlantischen Ozean ungefähr 17 km erreicht.

Unter den großen Meeren verringert die Granitschicht beachtlich ihre Dicke; unter dem Tyrrhenischen Meer fehlt sie vielleicht ganz, ebenso entlang der Rokall-Klippe im Nordatlantik.

Lose und verfestigte Sedimente erreichen beträchtliche Dicke im Po-Tal, die zwischen 3 und 7 km schwankt.

Was den oberen Teil des Mantels betrifft, so muß noch hinzugefügt werden, daß es dem Verfasser schon im Jahre 1936 gelungen war, nachzuweisen, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pn-Wellen, von einer Tiefe von 120 km an, entschieden dazu neigt, sich zu erhöhen. Bekanntlich stellt diese Tiefe sozusagen die Achse der Astenosphäre dar, in der die Verringerung der Geschwindigkeit der Longitudinalwellen am höchsten ist.

Riassunto: Da circa un cinquantennio si dibatte il complesso problema concernente le caratteristiche fisiche della crosta terrestre. Senza dubbio, sono stati compiuti notevoli progressi da quando *Mohorovičić* provò l'esistenza di due tipi di onde longitudinali (e trasversali); siamo però ancora ben lungi dal ritenere risolto il problema.

Volta a volta, ricercatori isolati, o gruppi di studiosi, hanno portato il loro contributo all'auspicata risoluzione, recando nuovi elementi di conoscenza. Qui si vuole accennare ai progressi conseguiti da italiani, negli ultimi venticinque anni.

Si riassumono, nella prima parte del lavro, i metodi di calcolo di cui si è fatto maggiormente uso. Alcuni di questi metodi sono stati ideati allo scopo di ridurre al minimo gli errori derivanti da imperfetta conoscenza dei tempi di arrivo delle varie fasi o, addirittura, di prescindere da eventuali incertezze nella correzione dei tempi. Si è inoltre ritenuto opportuno sviluppare metodi di calcolo, nei quali le velocità di propagazione entrassero come incognite.

Si riportano quindi alcuni dei risultati ottenuti, con particolare riguardo alle

Alpi centro-meridionali, agli Appennini, alla Valle padana e ad una vasta zona del Württemberg.

Lo strato del "granito" consente le velocità più elevate per le onde Pg, in corrispondenza delle Alpi (5, 7-5, 8 Km/sec), mentre si osserva un minimo in corrispondenza della Valle del Po e della Germania settentrionale (5,1 Km/sec).

Lo spessore di detto strato passa dai 6 Km. della Germania Settentrionale, ai 10 della Valle padana, ai 13 delle Alpi Meridionali, ai 18 del Württemberg, per giungere ai 25 ca. dell'Appennino centro-settentrionale.

Le stratificazioni successive, costituenti la crosta terrestre, conducono onde longitudinali con velocità non ancora ben precisate; in media, esse risultano dell'ordine di 6,45 Km/sec (onde P*), variando da 6,1 a 7,0 Km/sec. Tali variazioni sono, con ogni probabilità, da attribuire all'esistenza di almeno due strati al disotto di quello del "granito": lo strato intermedio (diòrite?) - con velocità dell'ordine di 6,1 Km/sec per le onde longitudinali - e lo strato del gabbro, con velocità per le onde longitudinali dell'ordine di 7.0 Km/sec. L'esistenza di tre strati sovrapposti è del resto provata dalla registrazione, in tutte le stazioni sismiche europee, di onde del tipo $C_{0,1}$, $C_{1,2}$, $C_{2,3}$, prendenti origine alla base della crosta terrestre, e alle due discontinuità più prossime alla superficie esterna, rispettivamente.

Lo spessore complessivo della crosta terrestre, si mostra massimo sotto i sistemi montuosi (50-55 Km per gli Appennini centrali: 40-45 Km per le Alpi meridionali).

La "radice" delle Alpi meridionali (Cansiglio), sembra formata dallo strato intermedio. In corrispondenza della Valle padana e del Württemberg la profondità della superficie di Mohorovičić non sembra superare di molto i 30 Km., mentre nel bacino atlantico si mostra dell'ordine di 17 Km. ca.

Lo strato del "granito" si riduce notevolmente di spessore in corrispondenza dei grandi mari: manca forse in gran parte del Tirreno meridionale, così come al largo dello scoglio di Rokall, nell'Atlantico settentrionale.

I sedimenti - sciolti e consolidati - hanno spessori notevoli nella Valle padana, variando dai 3 ai 7 Km. in media.

Per quanto riguarda la parte superiore del "mantello", va ancora osservato che, già dal 1936, era stato possibile all'Autore di provare che la velocità di propagazione delle onde Pn, tende decisamente ad aumentare a partire da 120 Km di profondità circa. Com'è noto, questa profondità costituisce, per così dire, l'asse dell'astenosfera, dove massima è la flessione della velocità delle onde longitudinali.

Résumé: Depuis un demi-siècle environ, le problème complexe concernant les caractéristiques physiques de la croûte terrestre est fort discuté.

Sans doute, de progrès considérables ont été réalisés depuis que Mohorovičić a prouva l'existence de deux types d'ondes longitudinales (et transversales); cependant le problème est encore bien loin d'être résolu.

De temps à autre, des chercheurs isolés, ou des groupes de savants, ont contribué à la solution apportant de nouveaux éléments. — On veut ici faire allusion aux progrès obtenus par des studios italiens durant les dernières vingt-cinq années. — On résume d'abord les méthodes de calcul le plus utilisées.

Certaines de ces méthodes ont été créées afin de réduire à un minimum les erreurs dues à une connaissance imparfaite des temps d'arrivées des diverses phases, ou même afin d'éliminer d'éventuelles incertitudes dans la correction des temps. — En outre, l'on a cru opportun développer des méthodes de calcul où les vitesses de propagation interviennent en enconnues.

L'on prend donc des quelques résultats obtenus, avec une attention particulière aux Alpes méridionales du centre, aux Appennins, à la vallée du Pô et une vaste zone du Wurtemberg.

La couche de "granit" permet les vitesses le plus élevées pour les ondes Pg, en correspondance des Alpes (5,7-5,8 Km./sec.), tandis que l'on observe un minimum en correspondance de la vallée du Po et de l'Allemagne septentrionale (5,1 Km./sec.).

L'épaisseur de cette couche varie entre les 6,0 km. de l'Allemagne septentrionale, le 10 de la vallée du Pô, les 13 des Alpes Méridionales et les 18 du Wurtemberg, pour atteindre 25 km. environ dans les Appennins septentrionales centrales.

Les stratifications successives, qui constituent la croûte terrestre, conduisent des ondes longitudinales à des vitesses encore mal précisées. — En moyenne, elles sont de l'ordre de 6,45 km/sec. (ondes P*), variant entre 6,1 et 7,0 km/sec. — Ces variations sont, selon toutes probabilités à attribuer à l'existence d'au moins deux couches au-dessous de celle de granit: l'une, intermédiaire (diomite?), ayant une vitesse de l'ordre de 6,1 km/sec. pour les ondes longitudinales - l'autre de gabbro, ayant une vitesse pour les ondes longitudinales des 7,0 km/sec.

L'existence de trois couches superposées est du rest, prouvée par l'enregistrement dans stations sismiques européennes d'ondes du type $C_{0,1}$, $C_{1,2}$, $C_{2,3}$, qui prennent origine respectivement à la base de la croûte terrestre et aux deux discontinuités les plus voisines de la surface externe.

L'épaisseur totale de la croûte terrestre se révèle maxima sous les systèmes montagneux (50-55 km. pour les Appennins du centre; 40-45 km. pour les Alpes méridionales).

La "racine" des Alpes méridionales (Cansiglio) semble formée par la couche intermédiaire. — Par rapport à la vallée du Pô et du Wurtemberg, la profondeur de la surface de Mohorovičić ne semble guère dépasser les 30 km., tandis que dans le bassin atlantique, elle est de l'ordre de 17 km. environ.

L'épaisseur de la couche de granit se réduit remarquablement en relation des grandes mers; elle est peut-être absente dans une grande partie de la mer Tyrrhénienne méridionale, de même qu'au large du rocher de Rokall dans l'Atlantique septentrionale.

Les sédiments dissous et solidifiés, ont un'épaisseur remarquable dans la vallée du Pô, qui varie en moyenne entre 3 et 7 km.

Pour ce qui concerne la partie supérieure du "manteau", il faut encore observer que dès 1936, l'Auteur a pu prouver que la vitesse des ondes tend nettement à augmenter à partir d'une profondeur de 120 km. environ. — L'on sait que cette profondeur constitue l'axe, pour ainsi dire, de l'asténosphère, où la flexion de la vitesse des ondes longitudinales atteint son maximum.

For over twenty years, my attention has been attracted frequently by the problem of the physical features of the earth's crust and especially of stratifications in the areas occupied by mountain ranges (Alps, Apennines), plateaus, and great valleys (Schwäbische Alb, Valley of the Po, etc.).

Before summarizing the results of the research conducted, in this connection, by myself and by my collaborators, I should like to supply a few hints concerning the methods of calculation to which we took recourse at various stages of our work.

1. At the initial stage of my research, I utilized, naturally, the methods which were particularly favoured at that time.

As regards the working out of hypocentric coordinates, Inglada's method was then much in vogue, while for the determination of epicenter alone A. Mohorovičić's method was the most preferred. These methods (to-day partly superseded) are too well known to be outlined here.

As regards an initial and approximate determination of epicentric coordinates, I used, for several years, graphic methods based on geometry of contacts [4]. In the case of decidedly superficial earthquakes, this approximation could be deemed quite satisfactory.

Let us suppose that we have at our disposal the time of the start of Pg waves at the following stations: O_1 , O_2 , and O_3 . Let us indicate the time of each of them with t_1 , t_2 , and t_3 , and we shall have: $\delta_1 - t_2 - t_1$, $\delta_2 - t_3 - t_1$.

The method boils down to the search for the centre of the circumference which passes through a point (the fundamental station O_1) and tangent in respect to two given circumferences (having centres at the stations O_2 and O_3 and radii equal to $v_{Pg} \cdot \delta_1$ and $v_{Pg} \cdot \delta_2$ respectively). As regards the precautions to be taken when applying this method, the solution of the problem, and the possible solutions, I am referring the reader to the original reports in which they are discussed [4, 5, 6].

I solved geometrically also the case of four stations, one of which (the nearest) chosen as the basic. We know the recorded time of the waves Pg (or Sg) at the stations O_1 , O_2 , O_3 , and O_4 . Let us consider the dif-

ferences δ_1, δ_2 , and δ_3 between the times of Pg recorded at the three most distant of the stations and the time of Pg recorded at the basic station. The three circumferences with radii $v_{Pg} \cdot \delta_1, v_{Pg} \cdot \delta_2, v_{Pg} \cdot \delta_3$ and centres at O_1, O_2, O_3 must turn out tangent in respect to a circumference that has epicentre for a centre. Thus, the problem is reduced to finding the centre of the circumference which is tangent externally in respect to the three circumferences given.

Subsequently, I gave an analytic form to this latter case [14].

Let us indicate with $(O_2), (O_3)$, and (O_4) the three circumferences endowed with the respective radii $r, r',$ and r'' , and with (E) the unknown circumference with radius R . As (E) must be tangent in respect to $(O_2), (O_3)$, and (O_4) , the coordinates of its centre will be in keeping with the following equations:

$$O_2 = R(R + 2r); \quad O_3 = R(R + 2r'); \quad O_4 = R(R + 2r''),$$

in which O_2, O_3, O_4 indicate the equations of the circumferences given.

Let us place the origin of the coordinates at the centre of the circumference (O_2) and indicate with x and y the coordinates of the point of contact (O_2) with (E) . If X and Y are the coordinates of the centre of (E) , we shall have

$$(1) \quad X = \frac{x(R+r)}{r}, \quad Y = \frac{y(R+r)}{r}.$$

X and Y must, furthermore satisfy the following equations:

$$(2) \quad O_2 - O_3 = 2R(r - r'), \quad O_2 - O_4 = 2R(r - r'').$$

Let us indicate with $\alpha', \beta'; \alpha'', \beta''$ the coordinates of the centres of (O_3) and (O_4) in respect of the origin [centre of (O_2)]. The substitution by X and Y of x and y in (2), taking into account the equations of $(O_2), (O_3)$, and (O_4) put into a general form, leads to the following equations:

$$(3) \quad \begin{aligned} (R+r)(O_2 - O_3) &= R[(r - r')^2 - \alpha'^2 - \beta'^2], \\ (R+r)(O_2 - O_4) &= R[(r - r'')^2 - \alpha''^2 - \beta''^2]. \end{aligned}$$

Consequently, the point of the contact sought is to be found at the intersection of the circumference (O_2) with the straight line

$$\frac{O_2 - O_3}{\alpha'^2 + \beta'^2 - (r - r')^2} = \frac{O_2 - O_4}{\alpha''^2 + \beta''^2 - (r - r'')^2},$$

which, in explicit form, could be written in the following manner:

$$(4) \quad \frac{\alpha'x + \beta'y + (r' - r)r}{\alpha'^2 + \beta'^2 - (r - r')^2} = \frac{\alpha''x + \beta''y + (r'' - r)r}{\alpha''^2 + \beta''^2 - (r - r'')^2}.$$

As

$$(5) \quad 0_2 \equiv x^2 + y^2 - r^2 = 0,$$

when we have done the positions

$$\rho'^2 = \alpha'^2 + \beta'^2 - (r - r')^2; \quad \rho''^2 = \alpha''^2 + \beta''^2 - (r - r'')^2,$$

$$\epsilon_1 = \rho''^2 \alpha' - \rho'^2 \alpha'', \quad \epsilon_2 = \rho''^2 \beta' - \rho'^2 \beta'',$$

$$\sigma = \rho'^2 (r'' - r) - \rho''^2 (r' - r),$$

$$X = \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 - \sigma^2},$$

from (4) and (5) it is consequent that:

$$(6) \quad x = r \frac{\sigma \epsilon_1 \mp X \epsilon_2}{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}, \quad y = r \frac{\sigma \epsilon_2 \pm X \epsilon_1}{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}.$$

At the same time, from (3) we shall have:

$$(7) \quad R = \frac{r}{4} \left[\frac{r^2 - r'^2 + \alpha'^2 + \beta'^2 - 2\alpha'x - 2\beta'y}{\alpha'x + \beta'y + r(r' - r)} + \frac{r^2 - r''^2 + \alpha''^2 + \beta''^2 - 2\alpha''x - 2\beta''y}{\alpha''x + \beta''y + r(r'' - r)} \right]$$

Replacing the (6) in (7), we shall have two values for R . The (1) will then give two pairs of values for X and Y . It is evident immediately which of these couples constitutes the coordinates of the epicentre. The other pair supplies the coordinates of the centre of the circumference which touches the three circumferences given in the three points that are the most distant from the radical centre. The (7) gives a positive value for the radius of this latter circumference only when it does not comprise the circumferences assigned.

2. Almost all analytic and graphic methods for the determination of space coordinates of an earthquake utilize exclusively registration time of direct (nearby earthquakes) or refracted (distant earthquakes) longitudinal waves.

The principal reason for this preference must be sought in the fact that the waves P_g and P_n start seismograms and, thus, in the case of a clear start, the times to which they refer can be ascertained with great accuracy. It is not always possible to have the same precision as regards times of the start of transversal waves (S_g or S_n), because such waves are recorded in the course of the seismogram and their start may appear uncertain. In actual practice, however, it should be noted that while this may happen occasionally, generally the waves S_g and S_n are much more ample than P_g and P_n and that impetus start can be found easily. Careful studies made during the past few dozen of years on earthquakes with nearby origin have proved that S_g waves can be often individualized with smaller margins of error than P_g waves.

The methods utilizing times of longitudinal waves can, thus, without difficulty, be extended to the times of the start of transversal waves.

As accurate interpretations can afford the same confidence in the case of registration times of longitudinal and transversal waves, a method that would utilize simultaneously the times of the start of the two different types of the waves, would present, in comparison with other methods, the considerable advantage of leaving the results immune from the errors in the correction of times. Such errors, at many stations, are still far from negligible. Such a method may even overlook correct times and, when the speed of recording rollers is known with accuracy, it may even permit using seismograms without time signals [8].

Let us indicate with t_1 and t_2 the times of recording of the waves P_g and S_g at a seismic station with epicentral distance Δ . If we indicate with Δ_h the hypocentre-seismic station distance and with v_1 and v_2 the speeds of the propagation of the waves P_g and S_g respectively, we shall have:

$$\Delta_h = \frac{v_1 \cdot v_2}{v_1 - v_2} (t_2 - t_1).$$

This will lead to:

$$k = \frac{v_1 \cdot v_2}{v_1 - v_2}.$$

Let us consider the three spheres of the centres 1, 2, and 3, and radii kT_1 , kT_2 and kT_3 respectively. Let us now refer to a system of orthogonal axes making the surface of the earth (supposed level) with the $x y$ plane, adopting x_0, y_0 ; x_1, y_1 ; x_2, y_2 and x_3, y_3 as coordinates of the epicentre and of the three stations 1, 2, and 3. Consequently:

$$\begin{aligned}
 & (x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + z_0^2 - (kT_1)^2 = 0 \\
 (8) \quad & (x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + z_0^2 - (kT_2)^2 = 0 \\
 & (x_3 - x_0)^2 + (y_3 - y_0)^2 + z_0^2 - (kT_3)^2 = 0
 \end{aligned}$$

$$T_i = (t_2 - t_1)_i, \quad i = 1, 2, 3.$$

Let us now take:

$$2c_1 = -(kT_1)^2 + x_1^2 + y_1^2$$

$$2c_2 = -(kT_2)^2 + x_2^2 + y_2^2$$

$$2c_3 = -(kT_3)^2 + x_3^2 + y_3^2$$

and eliminate z_0 . Subtracting, for instance, the 2nd and the 3rd of the (8) respectively from 1st, we shall have the following equations:

$$x_0(x_2 - x_1) + y_0(y_2 - y_1) - (c_2 - c_1) = 0$$

$$x_0(x_3 - x_1) + y_0(y_3 - y_1) - (c_3 - c_1) = 0,$$

which represent radical axes of the pairs of circumferences determined by the intersection of the spheres 1-2 and 1-3 with the surface of the earth.

From this we shall get the following equations for the unknown quantities:

$$\begin{aligned}
 x_0 &= \frac{c_1(y_2 - y_3) + c_2(y_3 - y_1) + c_3(y_1 - y_2)}{x_1(y_2 - y_3) + x_2(y_3 - y_1) + x_3(y_1 - y_2)} \\
 y_0 &= \frac{c_1(x_3 - x_2) + c_2(x_1 - x_3) + c_3(x_2 - x_1)}{x_1(y_2 - y_3) + x_2(y_3 - y_1) + x_3(y_1 - y_2)}.
 \end{aligned}$$

If we have at our disposal data from four or more stations, the problem can be solved by means of square minimums methods.

Let us adopt i for the number of the stations. If we refer all the stations to one of them (the first) chosen as the basic, the equations of the radical axes will lead to:

$$(9) \quad x_0 + \frac{y_j - y_1}{x_j - x_1} y_0 - \frac{c_j - c_1}{x_j - x_1} = 0, \quad (j = 2, 3, \dots n)$$

being:

$$2c_i = -(kT_i)^2 + x_i^2 + y_i^2, \quad (i = 1, 2, 3, \dots, n)$$

$$T_i = (t_2 - t_1)_i,$$

where t_1 and t_2 are the times of the registration of the waves Pg and Sg respectively, at the same station.

Let us take:

$$(10) \quad \alpha = \frac{y_j - y_1}{x_j - x_1}; \quad \beta = \frac{c_j - c_1}{x_j - x_1}. \quad (j = 2, 3, \dots, n)$$

The (9) will be reduced to:

$$x_0 + \alpha y_0 = \beta.$$

The normal equations will, thus, be:

$$[1 \cdot 1] x_0 + [1 \cdot \alpha] y_0 = [1 \cdot \beta]$$

$$[1 \cdot \alpha] x_0 + [\alpha \cdot \alpha] y_0 = [\alpha \cdot \beta],$$

from which:

$$(11) \quad y_0 = \frac{[\alpha \beta \cdot 1]}{[\alpha \alpha \cdot 1]}; \quad x_0 = -\frac{[1 \cdot \alpha]}{[1 \cdot 1]} y_0 + \frac{[1 \cdot \beta]}{[1 \cdot 1]},$$

where:

$$[\alpha \beta \cdot 1] = [\alpha \beta] - \frac{[1 \cdot \alpha]}{[1 \cdot 1]} [1 \cdot \beta]; \quad [\alpha \alpha \cdot 1] = [\alpha \cdot \alpha] - \frac{[1 \cdot \alpha]}{[1 \cdot 1]} [1 \cdot \alpha].$$

If, instead, we consider all the stations in the same manner, the system that is to be solved, will become:

$$x_0 + \frac{y_j - y_{j-1}}{x_j - x_{j-1}} y_0 - \frac{c_j - c_{j-1}}{c_j - c_{j-1}} = 0 \quad (j = 2, 3, \dots, n)$$

the (11) are still valid, except that we must introduce into them:

$$\alpha = \frac{y_j - y_{j-1}}{x_j - x_{j-1}}; \quad \beta = \frac{c_j - c_{j-1}}{x_j - x_{j-1}} \quad (j = 2, 3, \dots, n)$$

In the method outlined above, the value of the ratio $k = \frac{v_1 \cdot v_2}{v_1 - v_2}$ is considered constant, which is equivalent to considering that the speed of

direct longitudinal and transversal waves is also constant. This supposition is generally adequate for all practical purposes.

In the subsequent note [9], I have found it advisable to consider v_1 and v_2 unknown quantities. This, besides allowing a greater accuracy in calculations, would permit, applying the method to numerous earthquakes, to find out the law governing the variations of velocity as related to depth.

I shall now outline the essentials of the principles on which the new method indicated above is based.

Let us now indicate with t_1 and t_2 the registration times of the waves Pg and Sn at an assigned station. We shall, furthermore, adopt $x_0, y_0, z_0; x_i, y_i, z_i$ respectively as the space coordinates of a hypocentre and a typical observation station S_i , referred to the same origin. The plane xy coincides with the surface of the earth (supposed flat). The coordinate z_i which indicates the altitude of the station above the sea level is negligible in comparison with the other values involved, and, thus, we shall adopt $z_i = 0$.

Let us take:

$$\phi_i = \frac{1}{k} \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + z_0^2} - (t_2 - t_1)_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

It will have to be:

$$\phi_i = \phi_i(x_0, y_0, z_0, k) = 0.$$

Be $i > 4$. Let us indicate with $(x_0), (y_0), (z_0)$, and (k) a system of approximate values for the unknown quantities and we shall have: in which x, y, z , and k_1 represent the unknown corrections.

Limiting ourselves to the first term, we shall have:

$$\phi_i = \phi_i(0) + \frac{\partial \phi_i(0)}{\partial(x_0)} x + \frac{\partial \phi_i(0)}{\partial(y_0)} y + \frac{\partial \phi_i(0)}{\partial(z_0)} z + \frac{\partial \phi_i(0)}{\partial(k)} k_1,$$

in which:

$$\frac{\partial \phi_i(0)}{\partial(x_0)} = \frac{1}{(k)} \frac{(x_0) - x_i}{\sqrt{(x_i - (x_0))^2 + (y_i - (y_0))^2 + (z_0)^2}} = a_i$$

$$\frac{\partial \phi_i(0)}{\partial(y_0)} = \frac{1}{(k)} \frac{(y_0) - y_i}{\sqrt{(x_i - (x_0))^2 + (y_i - (y_0))^2 + (z_0)^2}} = b_i$$

$$(12) \quad \frac{\partial \phi_i(0)}{\partial (z_0)} = \frac{1}{(k)} \frac{(z_0)}{\sqrt{(x_i - (x_0))^2 + (y_i - (y_0))^2 + (z_0)^2}} = c_i$$

$$\frac{\partial \phi_i(0)}{\partial (k)} = - \frac{1}{(k^2)} \sqrt{(x_i - (x_0))^2 + (y_i - (y_0))^2 + (z_0)^2} = d_i$$

$$\phi_i(0) = \frac{1}{(k)} \sqrt{(x_i - (x_0))^2 + (y_i - (y_0))^2 + (z_0)^2} - (t_2 - t_1)_i = l_i.$$

($i = 1, 2, 3, \dots, n$)

Thus, the equations to be solved will become:

$$a_i x + b_i y + c_i z + d_i k_1 + l_i = v_i, \quad (i = 1, 2, 3, \dots, n)$$

in which the second members represent the remainders due to the errors in observation.

As the condition of the sum of the squares of remainders minimum is satisfied here (function of x, y, z, k_1), this leads to the system of normal equations, in the form assigned to them by *Gauss*:

$$[a a] x + [a b] y + [a c] z + [a d] k_1 + [a l] = 0$$

$$[a b] x + [b b] y + [b c] z + [b d] k_1 + [b l] = 0$$

$$[a c] x + [b c] y + [c c] z + [c d] k_1 + [c l] = 0$$

$$[a d] x + [b d] y + [c d] z + [d d] k_1 + [d l] = 0$$

The solution of the system of normal equations leads to the final equations:

$$(13) \quad \begin{aligned} [a a] x + [a b] y + [a c] z + [a d] k_1 + [a l] &= 0 \\ [b b \cdot 1] y + [b c \cdot 1] z + [b d \cdot 1] k_1 + [b l \cdot 1] &= 0 \\ [c c \cdot 2] z + [c d \cdot 2] k_1 + [c l \cdot 2] &= 0 \\ [d d \cdot 3] k_1 + [d l \cdot 3] &= 0 \end{aligned}$$

with the evident significance of the symbols $[b b \cdot 1] \dots [d l \cdot 3]$.

It is advisable, for the purposes of verification, to calculate also the schema $[l l \cdot 4]$ in as much as, according to the theory of errors, it should be equal to the sum of the squares of the errors $[v v]$.

Let us indicate with ϵ , m_x , m_y , m_z , m_{k_1} respectively, the average error of the unit of weight and the average errors in the most probable of the values of the unknown quantities, we shall have:

$$\epsilon = \pm \sqrt{\frac{[ll \cdot 4]}{n-4}}; \quad m_x = \frac{\epsilon}{\sqrt{[aa \cdot 3]}}; \quad m_y = \frac{\epsilon}{\sqrt{[bb \cdot 3]}};$$

$$m_z = \frac{\epsilon}{\sqrt{[cc \cdot 3]}}; \quad m_{k_1} = \frac{\epsilon}{\sqrt{[dd \cdot 3]}}.$$

In order to determine $[aa \cdot 3]$, $[bb \cdot 3]$, $[cc \cdot 3]$ it will be sufficient to arrange systems of normal equations, departing respectively from the following equations:

$$d_i k_1 + c_i z + b_i y + a_i x = v_i, \quad d_i k_1 + c_i z + a_i x + b_i y = v_i,$$

$$a_i x + b_i y + d_i k_1 + c_i z = v_i.$$

$$(i = 1, 2, 3, \dots n)$$

In the application of the method expounded above, it is necessary to know the orthogonal coordinates of the observation stations and of the provisional epicentre, in respect to a point on the surface of the earth, chosen as origin.

3. For the checking up of the hypocentral depth, once this value is found out by means of methods which supply simultaneously the epicentral coordinates, or simply in order to find out its approximate value, different methods of calculation can be used.

I shall indicate one or two such methods introduced by myself into seismology. One of them is based on the knowledge of the angle at which the waves Pg emerge. I shall not expound the theory of this method, and shall say only that, besides an accurate determination of instrumental constants, its application requires also the knowledge of epicentral distance. The accuracy of this method depends also from the knowledge (as exact as possible) of the ratio between the velocities of the waves Pg and Sg. Theoretically, the angles of emergence are determined by means of the following formula:

$$(14) \quad \cos^2 e = \frac{1}{4 + \frac{(1 - \rho_1)^2}{\rho_1 \sin^2 \theta}} \{1 + \rho_1 - c(1 - \rho_1 + 2\rho_1 \sin^2 \theta) +$$

$$+ 2\sqrt{\rho_1} \sqrt{1 - c(1 - \rho_1) - c^2 \rho_1 \sin^2 \theta} \cdot \cos \theta\},$$

in which $\rho_1 = \left(1 - \frac{h}{r_0}\right)^2$, h is the hypocentral depth, θ is the epicentral distance (measured angularly), r_0 is the radius of the earth and c is a constant which, in the case of Central Europe, has for Pg the following value: $c = 7.76582$.

In my last note on this subject [8], e is given for depths ranging from 1 to 50 kilometres and for epicentral distances ranging from 10 to 550 kilometres.

It is well known that, from seismograms, the angle of apparent emergence is obtained by means of the following simple formula:

$$\text{tang } \bar{e} = \frac{x_Z}{\sqrt{x_N^2 + x_E^2}},$$

in which x_Z , x_N , and x_E are the actual shifting of ground in vertical and horizontal senses (N - S and E - W respectively).

Knowing \bar{e} , we can ascertain the real angle by means of the following formula:

$$\cos e = \frac{v_{Pg}}{v_{Sg}} \sqrt{\frac{1}{2} (1 - \sin \bar{e})}.$$

After having ascertained e and knowing the epicentral distance, we can at once deduce h with the assistance of the table compiled by myself.

The methods based on the angle of emergence of longitudinal waves of direct character, have, in comparison with the preceding methods, the advantage of being independent from eventual errors in observation times. In such cases, however, it is imperative to have instrumental constants worked out with utmost accuracy and neat and ample impetuses of the phase needed for this purpose. Naturally, also these methods imply uncertainty due to a more or less marked deviation of the seismic ray under the influence of the upper layer. This influence is wholly negligible if the stations are situated on ancient deep stratifications. Generally speaking, data supplied by stations resting on very thick alluvional strata of recent formation should be avoided.

Another method worked out by myself, rests on the well known principles of contacts.

If S_1 and C are two stations (which we can consider as situated in the same plane vertical in respect to the epicentre) with known epicentral distances Δ_1 and Δ_2 (with $\Delta_2 > \Delta_1$) and if t_1 and t_2 are the registration

times of P_g at S_1, C , for distances exceeding 0, we shall always have $(t_2 - t_1) v_{P_g} < \Delta_2 - \Delta_1$. Knowing the difference $(\Delta_2 - \Delta_1) - (t_2 - t_1) v_{P_g}$, we have the possibility of easily working out the hypocentre.

With the centre at C , let us mark out a circumference with radius equal to $(t_2 - t_1) v_{P_g}$. The problem is then reduced to finding the centre of the circumference passing through the points S_1 and S_2 , symmetric in respect to the epicentre and tangent in respect to the circumference marked out. The length of the segment which joins this centre (hypocentre) with the epicentre is the hypocentral depth looked for [5, 6].

In order to render this method more precise (when, in fact, the radius $(t_2 - t_1) v_{P_g}$ is rather large, graphic construction of the determination of the point of contact of the two circumferences requires certain precautions) I have found it advisable to give it an analytic form.

Let us refer the points of the plane vertical to the epicentre and the observation stations to a system of orthogonal axes, with axis x parallel to CE (Fig. 1), directed positively from C to E and with axis y directed positively towards the interior of the earth (it is understood that, as we have here earthquakes of nearby origin, the surface of the earth, in the neighbourhood of the epicentre, is considered flat).

Taking $(x_1, y_1), (x_2, y_2)$ as the coordinates of the points S_1 and S_2 , we shall adopt $r_2 = (t_2 - t_1) v_{P_g}$. The unknown quantities of the problem are the coordinates ξ, η of the point A , the coordinates x and y of the point B and the radius r_1 of the circumference of the centre A which passes through S_1 and S_2 and touches at B , the circumference of the radius r_2 .

Let us take $y = \xi^2 + \eta^2 - r_1^2$; we can consider y instead of the radius r_1 . If we place at C the origin of the coordinated axes and make x coincide with the straight line CE , retaining for x and y the positive direction prefixed, and solving the system to which the unknown quantities must satisfy, we shall have:

$$(15) \quad \eta = h = \sqrt{\left(\frac{r_2}{x}\right)^2 - 1} \cdot \frac{1}{2}(x_1 + x_2),$$

in which

$$x = \frac{r_2^2 \cdot (x_1 + x_2)}{r_2^2 + x_1 \cdot x_2}.$$

4. When we have at our disposal registrations of remote stations, it may become advisable to determine hypocentral coordinates by means of methods, which utilize the travel times of P_n waves.

For this purpose, I have worked out a calculations procedure which permits simultaneously to reckon hypocentral coordinates and origin time [46].

If we indicate with t_0, λ_0, ϕ_0 and h_0 the approximate size of the unknown quantities, with $\delta t_0, \delta \lambda_0, \delta \phi_0$ and δh_0 the small corrections that have to be worked out by means of minimum squares, in order to obtain the most likely value of these unknown quantities, and if t_n constitutes the time of the propagation of the waves Pn, limiting the series to first-order terms in $\delta \lambda_0, \delta \phi_0$ and δh_0 , presumed sufficiently small, we shall have:

$$t_n = f(\lambda_0, \phi_0, h_0) + \frac{\partial f}{\partial \lambda_0} \delta \lambda_0 + \frac{\partial f}{\partial \phi_0} \delta \phi_0 + \frac{\partial f}{\partial h_0} \delta h_0.$$

In the latter formula $f(\lambda_0, \phi_0, h_0)$ is the time of the propagation of Pn corresponding to the epicentral distance of the station considered, resulting from the approximate values of λ_0, ϕ_0 ; while $\frac{\partial f}{\partial h_0}$ is obtained from

dromochrones, presuming Δ it constant in Δ_0 size and assigning to h (beginning with h_0) an increase equal to the unit of the dromochrone chosen, which will give a corresponding positive or negative increase in the travel time.

One proves that:

$$\frac{\partial f}{\partial \lambda_0} = \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \frac{\partial \Delta_n}{\partial \lambda_0} = - \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \cos \phi_0 \cdot \sin \alpha;$$

$$\frac{\partial f}{\partial \phi_0} = \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \frac{\partial \Delta_n}{\partial \phi_0} = - \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \cos \alpha,$$

in which α indicates the azimuth of the station considered in respect to the epicentre.

Indicating by (Pn) the times of P_n recorded at the stations of the coordinates ϕ_n, λ_n , when the abstraction of the inevitable errors in observation and registration is made, the above times will result from the sum of the time of the start of the earthquake and the corresponding travel time. Thus, the following equation will be valid:

$$(16) \quad \delta t_0 - \cos \phi_0 \sin \alpha \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \delta \lambda_0 - \cos \alpha \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \delta \phi_0 + \frac{\partial f}{\partial h_0} \delta h_0 = \\ = (Pn) - t_0 - f(\lambda_0, \phi_0, h_0),$$

which is the equation of the condition concerning the desired station, of epicentric distance Δ_n ; the second member consists of known quantities.

The (16) is naturally to be repeated for all the stations and the system obtained in this manner is to be solved by means of the minima squares method.

5. Methods for determination of the thickness of stratifications of the earth's crust are numerous. Some of them have been worked out also by myself, but it would be too long to expound them here; thus, I am referring the reader to the original report [1, 20, 36].

I find, however, useful to recall a formula which, since 1936 has permitted me to find the approximate depth at which the velocity of the waves Pn is increased considerably. This depth has been confirmed subsequently by *Beno Gutenberg*.

In the case of earthquakes which allow clear registration of Pn waves up to the distances of about 2000 kilometres, it is possible to ascertain approximately the thickness of the layer in which the Pn waves retain practically constant velocities. The point at which the dromochrone of the Pn wave begins to bend towards the axis of the distances, corresponds, on the ground, to the distance at which the seismic wave begins to enter the layers that allow higher speeds.

The approximate depth at which this layer is to be found, can be ascertained if we adopt the theory that the density increases uniformly in proportion to the depth.

If we indicate with e , n , and r_0 respectively, the angle of the emergence of the seismic ray at Mohorovičić's surface, the angular distance of the point of origin (supposed on the surface), and the radius of the earth, extending a theory of Galitzin's, we shall be able to arrive at the following formula, which can be used for our purpose:

$$(17) \quad d_m = [r_0 - (d_1 + d_2)] (1 - \sqrt{\rho_m}),$$

in which:

$$\rho_m = 1 - \frac{\sin e \sin \frac{\theta}{2}}{\cos \left(e - \frac{\theta}{2} \right)},$$

where d_m is the thickness of the layer in which Pn have a pretty constant velocity. The value of e , and, therefore, of $\sin e$, can be ascertained by means of the following very well known formula:

$$v_0 = V \cos e,$$

in which v_0 is the actual velocity of the waves P_n and V is the superficial apparent velocity of P_n waves, for a given epicentral distance.

6. With the assistance of the methods outlined above (and others which I have omitted to describe), I and some of my collaborators have studied numerous earthquakes, mostly those concerning Central Europe.

As regards the geographical distribution of the movements studied, I shall say that they concern Venetia (4 in all) [1, 2], 3 upper Adriatic [2, 3], 3 Valley of the Po [11, 36], 4 Tuscany [12, 13, 15, 17, 18], 1 Latium, 2 Abruzzi [19, 21], 1 the Ionian, off the Calabrian coast [25] and 1 off the coasts of Greece [47], 4 the lower Tyrrhenian [18, 22, 23, 24] and, outside Italy, 2 Switzerland [10], 13 Württemberg [10] as well as earthquakes outside Europe (studied as regards their influence upon the European Continent) such as the earthquake in Turkestan on November 2, 1946, [46] and that on the middle Atlantic ridge on April 24, 1947 [38, 39]. Fig. 5 indicates the epicentral positions of most of the movements studied.

At this point, I wish only to hint that it has been possible to obtain out of the study of the above-mentioned earthquakes, some data which is likely to warrant (with good approximation) some conclusions concerning the velocity of longitudinal and transversal waves, deep stratification of the European Continent, roots of the Alps and Apennines, and the mechanism of the causes of earthquakes, especially as regards the areas of the Alps, upper Adriatic and the Apennines.

The velocity of the spread of the longitudinal waves.

In the very beginning, three separate types of longitudinal and transversal waves were revealed. They correspond to the three different media of propagation: the ultrabasic medium (which begins the earth's mantle), the basaltic (or peridotite or gabbro) medium, and the "granite" medium.

Recently, it has been possible to find that in the Valley of the Po there are three layers, one above another, which constitute the earth's crust true and proper. Registration of the waves caused by big explosions carried out in the southern Alps (in the area of the Lake of Santa Croce) has demonstrated that the intermediate stratum stretches also beneath the Alps, where it constitutes a prevalent part (the "root"), at least in their southern part.

If we indicate by P_n , P^* , and P_g the longitudinal waves concerning the three above-indicated media, and by S_n , S^* , and S_g the corresponding transversal waves, we shall have the following velocities in the three media:

<i>Italy</i>	V_{Pn} Km/sec	V_{P^*}	V_{Pg}	V_{Sn}	V_{S^*}	V_{Sg}
<i>Veneto</i> epicentre Cansiglio 46° 6', 2N; 12°26', 5E	8,00 ± 0,04	6,61 ± 0,04	5,7 ± 0,04	4,41 ± 0,0	3,64	3,36 ± 0,025
<i>Alto Adriatico</i> 44° 18', 1N; 13°29', 6E	7,77 ± 0,08	—	—	4,80 ± 0,013	—	—
<i>Toscana</i> 44° 4', 4N; 11°38', 7E	7,86 ± 0,04	—	5,2 - 5,4	4,34 ± 0,02	—	3,01 ± 0,04
44° 14', 0N; 10°12', 2E	8,16 ± 0,06	6,63 ± 0,08	5,25 ± 0,00	4,44 ± 0,02	3,57 ± 0,04	3,06 ± 0,1
<i>Abruzzi</i> 42°30', 8N; 13°19', 6E	8,19 ± 0,04	6,38 ± 0,05	5,46 ± 0,18	4,39 ± 0,02	—	3,01 ± 0,02
<i>Lazio</i> 42° 1', 85N; 13° 4', 55E	8,09	—	5,39	4,40	—	3,05
<i>Calabria</i> 38°41', 4N; 16°47', 7E	7,94 ± 0,18	6,96 ± 0,41	—	4,57 ± 0,08	4,00 ± 0,09	—
<i>Sardegna</i> 41° 3', 6N; 8°41', 4E	7,85 ± 0,11	—	—	4,38 ± 0,07	3,74 - 4,00	—

Valle Padana: $V_{Ps} = 2,0 - 4,0$ Km/sec
 $V_{Pg} = 5,1$ Km/sec
 $V_{P_2^*} = 6,1$ Km/sec
 $V_{P_1^*} = 6,9$ Km/sec
 $V_{Pn} = 8,16$ Km/sec

$V_{S_3} = 2,4$ Km/sec sediments
 $V_{Sg} = 3,08$ Km/sec "granite"
— intermediate
 $V_{S_1^*} = 4,2$ Km/sec basalt
 $V_{Sn} = 4,52$ Km/sec peridotite

During the study of the earthquake which took place in the lower Tyrrhenian on March 16, 1941 [18], it became evident that the registration of dilatation and distortion waves at the stations nearer to the epicentre occurred considerably in advance. Similar observations were made also during the study of the deep earthquake at the Lipari Islands on April 13, 1938. This study has been resumed recently by *Caloi and Giorgi* [22].

Other research into earthquakes concerning the same area, has not, however, confirmed this feature (at least, not along the travels in the neighbourhood of the vertical lines of the epicentres under consideration).

Another considerable anomaly resulting from the study of the table given, lies in the high velocity of the transversal waves caused by the earthquake in the upper Adriatic on November 30, 1934 [3], in an area characterized by subsidence earthquakes. A similar anomaly has been demonstrated by *P.E. Valle* in the Ionian where, as in the upper Adriatic, a slight diminution in the velocity of the Pn waves is accompanied by a considerable increase in the velocity of Sn waves. If we indicate by λ and μ Lamé's constants and by ρ the density of the medium, we can follow P.E. Valle's attempt to explain this anomaly in which he took recourse [25] to the following formula:

$$\frac{|d\mu|}{\mu} < \frac{|d\rho|}{\rho} < \frac{|d\lambda|}{\lambda}.$$

The above formula must be valid if in the passage from the continent to the Mediterranean we observe a diminution in the velocity of the Pn waves and an increase in the speed of the Sn waves.

As regards the velocity of seismic waves, an extensive study of 17 earthquakes in Central European areas has made it possible to show that in the 20 kilometre stratum of "granite" (which constitutes the first stratification of the earth's crust in Central Europe) direct longitudinal and transversal waves spread at velocities that grow with the depth h , according the following laws [10]:

$$v_{Pg} = 5,530 (1 + 0,00158 \cdot h), \quad v_{Sg} = 3,275 (1 + 0,00158 \cdot h),$$

for $\sigma = 0.23$.

7. *Stratification of the earth's crust.* The thickness of the strata of which the earth's crust consists, have been obtained by means of methods based either on the propagation of body waves, or on the dispersion of superficial waves, or on variations in the factor

$$k = \frac{v_P \cdot v_S}{v_P - v_S}.$$

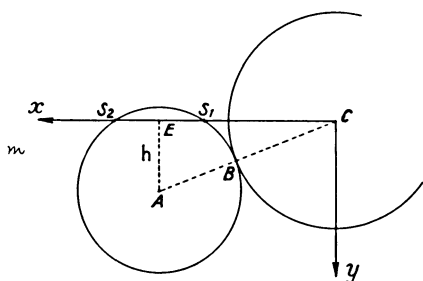


Fig. 1

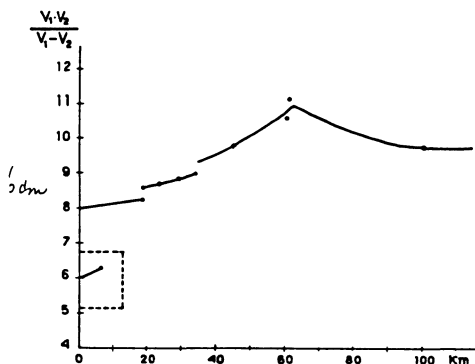


Fig. 2: Value of coefficient $k = \frac{v_1 \cdot v_2}{v_1 - v_2}$, in function of the depth (Central Europe). The stroke in the little square relates to Valley of Po.

The earliest determinations concerned the thickness of the layer of Pg waves in the areas of Prealpi Carniche and Cansiglio. On various occasions, values ranging from 40 to 34 kilometres were obtained, and the researchers concluded that the thickness of the layer of Pg at the eastern part of the Alps totals about 35 kilometres. Today, however, in view of the results given by the study of big explosions, we can conclude that “granite” accounts only for about 13 kilometres of the upper part of this stratum.

Then the researchers moved into Central Italy and, to be precise, to the Tuscan-Romagna Apennines and to the Apuan Alps. The thickness of the stratum of “granite” totalled here 25 kilometres and 30 kilometres respectively. Subsequent measurements in the area of Gran Sasso indicated 25 kilometres, which seems to be the average thickness in the Apennine range. Other research has permitted to establish that the thickness of “granite” stratum in the Valley of the Po is much smaller (about 10 kilometres). This idea has been confirmed by the study of earthquakes in the Valley of the Po (1951), which have led to the following approximate subdivision of the earth’s crust:

sediments ...	3 to 6 kilometres
“granite” ...	10 kilometres
basalt ...	7 kilometres
gabbro ...	11 kilometres,

with Mohorovičić surface at the depth of about 30-34 kilometres. Fig. 4.

In 1943, it was demonstrated, for the first time, that in an extensive area beyond the Alpine system, including at least a part of Switzerland and Württemberg [10], the first discontinuity surface inside the earth's crust is to be found at the depth of about

18-20 kilometres, [Fig. 2]

which figure was subsequently confirmed by other researchers, such as *Rothe*, *Peterschmitt*, *Wanner*, *Reich* and collaborators.

The figure obtained in 1943 proved that the discontinuity surface between "granite" and basalt was, in the case of the region considered, lifted up much more than it had been thought before.

Further measurements, conducted along methods based on dispersion of superficial waves, have confirmed for Italy an average figure of 26 kilometres for the layer of "granite". While this layer is, on the average, 15 kilometres thick in the Ionian-Spain direction, it is 17 kilometres [26] thick in the Ionian-Adriatic direction, and about 18 kilometres [32] thick in the Turkestan-Rome direction. On the edges of the Continent, on the Atlantic side, this layer is almost wholly absent [38, 39].

As regards the depth of *Mohorovičić* surface, proceeding from the Valley of the Po towards N and NW, we have the following approximate figures:

	Author
The Valley of the Po ... about	32 km. <i>Caloi</i> and colleagues
Southern Alps	
(Cansiglio) about	45 km. <i>Caloi</i>
Schwäbische Alb about	34 km. <i>Caloi</i>
North. Germany about	26-30 km. <i>Reich, Schulze, Förtsch,</i> <i>Willmore</i>
Atlantic about	17 km. <i>Caloi, Marcelli, Pannocchia</i>

The intermediary stratum has not yet been found in the case of Central Europe. Its existence, however, has been proved by the registration of $C_{0.1}$, $C_{1.2}$, and $C_{2.3}$ waves (originating, respectively, at the base of the crust and of the two upper internal discontinuities) [37] at all the principal seismic stations in Central Europe. An example taken from the stations at Kew and at Uccle is to be valid for them all [Fig. 3]. Undoubtedly, subsequent research will prove its existence also by other methods [Fig. 4].

The nature of movements at the hypocentre and hypocentral depths

As regards the mechanism of the causes of the earthquakes studied, it must be said at once that it operates along three different patterns: fracture (movement of the ground of the same sign in the opposing quadrants);

subsidence (dilatations within a circumference with a particular radius, compression on the outside); lifting (compression inside a circumference with a given radius, dilatation on the outside).

The first of these patterns (fracture with reciprocal sliding of strata) has been observed in the whole Alpine system where it seems to predominate. The most typical example was supplied by the earthquake at Cansiglio on October 18, 1936 [1] which was due to a fracture provoked by a pair of inclined forces lying in an inclined plane [Fig. 5].

The earthquakes so far studied in the upper Adriatic present, instead, a pattern that is typical of subsidence earthquakes [2, 3]. In this connection, it is interesting to note some analogies in the local bradiseismic phenomena. It is noted, in fact, that in the past geological eras, negative bradiseism was very pronounced in the whole of Istria and Dalmatia. As regards the extent of this phenomenon very clear testimony is available (greatly indented coast of the eastern Adriatic, a large number of islands close to the coast, etc.).

In the Apennines we find, instead, quite an opposite phenomenon. The study of earthquakes in the Tuscan-Romagna Apennines [12-13], Garfagnana [15], Monte Amiata [16], and, more recently, Gran Sasso d'Italia [19], has shown very clearly a lifting of strata.

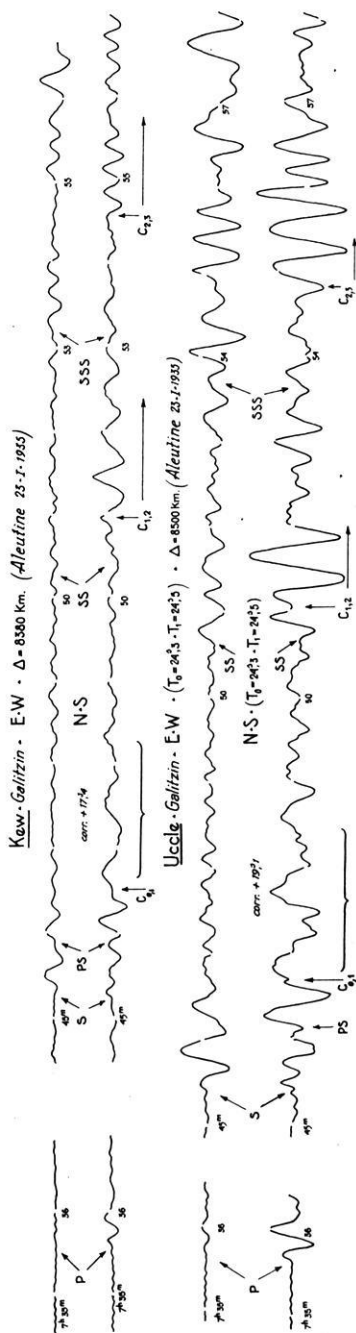


Fig. 3: Waves $C_{0,1}$, $C_{1,2}$, $C_{2,3}$ recorded at Kew and at Uccle: they prove the real existence of three layers in the crust.

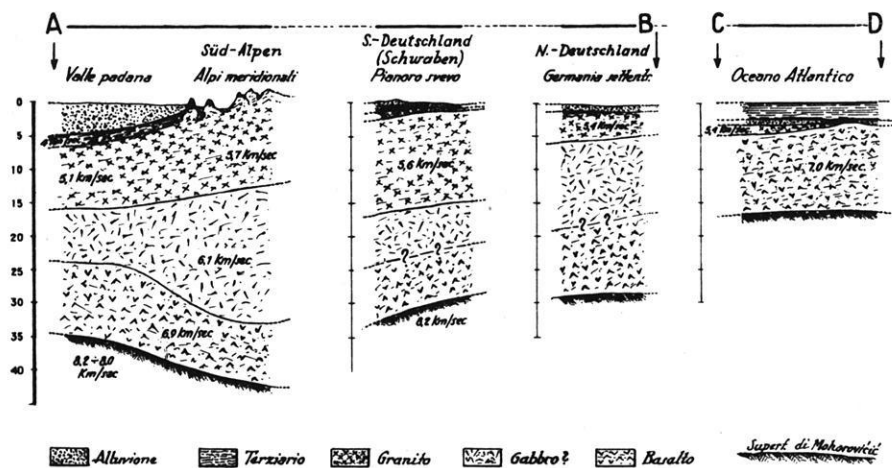
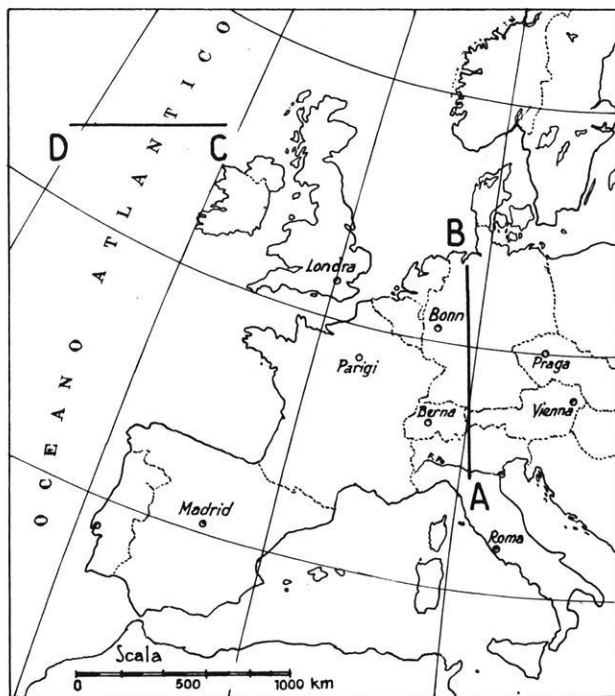


Fig. 4: Rough rebuilding of earth's crust along the sections AB and CD.

Geology agrees with these indications. Incidentally, a study of the fronts of some cliffs (Sirente and the chain of the Gran Sasson on the Campo Imperatore side, for instance) testify in favour of the theory of lifting.

In the southern Tyrrhenian, instead, the earthquakes studied present traditional features of fractures. Here, however, the phenomenon presents an interest of its own as it concerns earthquakes of deep origin.

In connection with hypocentral depth, it should be noted that the earthquakes concerning the Alpine system are, generally speaking, connected solely with the earth's crust and many of them originate at modest hypocentral depths. Out of the 17 earthquakes observed in this region, 7 had depths inferior to 10 kilometres, 6 showed depths inferior to 20 kilometres, and only one originated at the base of the earth's crust.

It seems that the earthquakes in the upper Adriatic originate from greater depth and come, probably, from the limit of the earth's crust.

The earthquakes that take place in the area of the Apennines originate, instead, almost invariably at moderate depth (less than 10 kilometres).

In my opinion, it would be extremely interesting to lay stress properly also on another particular which distinguishes the seismic character of the Adriatic from the Apennine chain of mountains which runs parallel to it. The mechanisms that cause earthquakes in these neighbouring areas are the opposite of one another and while in the upper Adriatic we find deeply seated subsiding, in the Apennine range we are confronted by slight lifting. It would seem almost that the lifting taking place in the Apennines derives from the lateral compression caused in the Adriatic. Unless the cause-effect relationship is to be inverted. In any case, in this region, we are in the presence of a grandiose aspect of orogenesis still taking place as confirmed by many other indications of geological character.

Seismic phenomena in the lower Tyrrhenian deserve special consideration. Here many earthquakes originate at great depths. The earthquake of March 16, 1941 originated at the depth of about 85 kilometres [18], that of April 13, 1938 (Lipari Islands) at about 300 kilometres [22], of lower Tyrrhenian (December 26, 1952) [23] at the depth of 265 kilometres and that of the Aeolian Islands (November 23, 1954) at the depth of 240 kilometres [24].

This area appears anomalous to a considerable degree from all the points of view: geological, geodetic, and seismic. To the north and to the south of Sicily, and in Sicily too, there are numerous traces of active or spent volcanic phenomena: the Island of Ustica of volcanic origin, the Lipari group of islands of recent volcanic origin, with its two active

volcanoes (Stromboli and Isola di Vulcano), a spent volcano at Sciacca, the Island of Pantelleria of volcanic origin, etc. In other words, the whole of this area has often displayed submarine volcanic eruptions revealed of earthquakes and seaquakes.

We have already mentioned the great anomaly in the propagations of seismic waves provoked by the above-mentioned earthquakes of deep origin and revealed by the fact that the registration of Pn and Sn waves occurs considerably in advance at the stations that are nearer to the epicentral area.

As transversal waves show weak registrations in this area, it is plausible to think that greater speeds are not to be attributed to a greater rigidity of the medium, but to a lack of density which is to be connected with the colossal reserves of volcanic matter. The thinness of the superficial stratum of "granite" (which seems almost absent in this area) may also contribute to this phenomenon.

The fact that this region displays also a conspicuous positive gravimetric anomaly is closely connected with the considerable seismic anomaly indicated above.

8. In par. 5, I supplied a formula which permits to determine the depth beginning with which, the velocity of the propagation of Pn waves starts to grow in a decided manner.

I have applied it to two earthquakes [2].

In the case of the earthquake in the upper Adriatic (Sept. 30, 1934) I obtained (reducing the route achieved by Pn below the earth's crust to its real value) 9° . Furthermore also that $V = 8.33$ Km/sec.

From this e and ρ_m can be easily obtained and, thus

$$h_m = \text{about } 90 \text{ kilometres.}$$

The study of the earthquake at Cansiglio (Oct. 18, 1936), $\theta = 10^\circ$ and $V = 8.33$ were obtained. As $v = 8.00$ Km/sec., we can work out e and, therefore, ρ_m . This will lead us to:

$$h_m = \text{about } 85 \text{ kilometres.}$$

Thus, already in 1935, I found that the velocity of longitudinal waves tends to grow decidedly about 85-90 kilometres beneath the *Mohorovičić* surface, i. e. at the depth of about

120 kilometres

Gutenberg, at about the same time, found that, in order to explain the "shadow zone", it was necessary to admit the existence of a low velocity

layer at the depth of about 80 kilometres. More recently, in fact, he discovered that the velocity of longitudinal waves declines slightly (from 8 to 7.85 km/sec) beneath the earth's crust and that the minimum speed is to be found at the depth ranging from 100 to 150 kilometres.

This has led to the discovery of declining velocity layers and of canalized waves Pa and Sa [44, 45].

In any case, it is interesting to note that the figure indicated above (120 kilometres) as the average depth at which the velocity of longitudinal waves begins to grow decidedly and worked out by myself in 1935, has been confirmed by research recently carried out by *Gutenberg* [50].

Bibliography

- [1] *Caloi, P.*: "Ricerche su terremoti ad origine vicina. Scosse del Consiglio dell'Ottobre 1936". *Ricerca Scientifica*, IX, 1938.
- [2] *Caloi, P.*: "Attività Sismica in Italia nel decennio 1930-1939". Le Monnier, Firenze, 1942.
- [3] *Caloi, P.*: "Il terremoto adriatico del 30 Novembre 1934". *Boll. Soc. Sism. It.* XXXV, 1937.
- [4] *Caloi, P.*: "Nuovi metodi per la determinazione delle coordinate epicentrali e della profondità ipocentrale di un terremoto ad origine vicina". *La Ricerca Scientifica*, X, 1939.
- [5] *Caloi, P.*: "Sopra un nuovo metodo per calcolare le profondità ipocentrali". *La Ricerca scient.*, XI, 1940.
- [6] *Caloi, P.*: "Sulla determinazione delle coordinate spaziali di un terremoto ad origine vicina". *Boll. Soc. Sis. It.*; XXXVIII, 1940.
- [7] *Caloi, P.*: "Calcolo delle profondità ipocentrali in funzione della distanza epicentrale e dell'angolo d'emergenza delle onde Pg". *La Ricerca scient.*, V, 1934.
- [8] *Caloi, P.*: "Determinazione delle coordinate ipocentrali di un terremoto ad origine vicina con i tempi delle onde longitudinali e trasversali dirette". *La Ricerca scient.*, XII, 1941.

- [9] *Caloi, P.*: "Nuovo metodo per determinare le coordinate ipocentrali e le velocità di propagazione delle onde longitudinali e trasversali dirette". Rend. R. Acc. d'Italia, serie VII, Vol. IV, 1943.
- [10] *Caloi, P.*: "Caratteristiche sismiche fondamentali dell'Europa centrale, quali risultano dallo studio di 17 terremoti centro-europei". Boll.Soc.Sis.It., XI, 1942.
- [11] *Caloi, P.*: "Epicentro e profondità ipocentrale del terremoto di Salò del 24 Gennaio 1943". Istituto Veneto di Scien., Lett. ed Arti, CIV, 1944-45.
- [12] *Caloi, P.*: "Il terremoto dell'Appennino tosco-romagnole dell' 11 Febraio 1939". La Ricerca scient., X, 1939.
- [13] *Caloi, P.*: "Caratteristiche sismiche dell'Appennino tosco-romagnolo". La Ricerca scient., XI, 1940.
- [14] *Caloi, P.*: "Sulla determinazione delle coordinate epicentrali di un terremoto ad origine vicina". Atti Acc. delle Scienze di Torino, 81 e 82, 1945-46, 1946-47.
- [15] *Rosini, E.*: "Il terremoto della Garfagnana del 15 Ottobre 1939". La Ricerca Scient., XI, 1940.
- [16] *Di Filippo, D.*: "Il terremoto del Monte Amiata del 19 Giugno 1940". La Ricerca Scient., XII, 1941.
- [17] *Giorgi, M.*: "Il terremoto del Monte Amiata del 16 Ottobre 1940". La Ricerca Scient., XII, 1941.
- [18] *Di Filippo, D.*: "Studio microsismico del terremoto del basso Tirreno del 16 Marzo 1941". Boll. Soc. Sis. It., XXXIX, 1941.
- [19] *Di Filippo, D., Marcelli, L.*: "Uno studio del terremoto del Gran Sasso d'Italia del 5 Settembre 1950". Annali di Geofisica, IV, 1951.
- [20] *Caloi, P.*: "Sulla velocità di propagazione delle onde P* e sullo spessore dello strato del granito nell'Europa centrale". La Ricerca Scient., XI, 1940.
- [21] *Di Filippo, D., Marcelli, L.*: "Tempi di tragitto delle onde P* e spessore dello strato del granito nell'Italia Centrale". Annali di Geofisica, IV, 1951.
- [22] *Caloi, P., Giorgi, M.*: "Studio del terremoto delle isole Lipari del 13 Aprile 1938". Annali di Geofisica, IV, 1951.
- [23] *Girlanda, A.*: "Studio di un movimento sismico del basso Tirreno, originante alla profondità di 265 Km.". Rend. Acc. Naz. dei Lincei, XVIII, 1955.
- [24] *Girlanda, A.*: "Sul terremoto profondo delle isole Eolie del 23 Novembre 1954". Annali di Geofisica, VIII, 1955.
- [25] *Valle, P.E.*: "Contributo allo studio delle caratteristiche sismiche del Mediterraneo centro-orientale". Annali di Geofisica, I, 1948.
- [26] *Festa, C., Valle, P.E.*: "Una valutazione dello spessore dello strato del "granito" nel Mediterraneo centro-orientale". Annali di Geofisica, I, 1948.
- [27] *Rothé, J. P., Peterschmitt, E.*: "Etude séismique des explosions d'Haslach". Ann. Inst. Phys. Globe, V, 13, 1950.

- [28] *Reich, H., Schulze, G. A., Förtsch, O.*: "Das geophysikalische Ergebnis der Sprengung von Haslach im südlichen Schwarzwald". Geol. Rundschau, XXXVI, 1948.
- [29] *Reich, H.*: "Über seismische Beobachtungen der PRAKLA von Reflexionen aus großen Tiefen bei den großen Steinbruch-Sprengungen in Blaubeuren am 4. März und am 10. Mai 1952". Geol. Jahrb., Band 68, Hannover, 1953.
- [30] *Galfi, J., Stegena, L.*: "Nagymélységü reflexiók Hajduszoszolo vidékén". Geofiz. Közlem., Budapest, 4, 1955.
- [31] *Gamburcev, G. A., Veizman, P. S., Tulina, I. V.*: "La struttura della crosta terrestre nella regione del Tian-Scian settentrionale, secondo i dati del sondaggio sismico di profondità". Acc. delle Scienze URSS, 105, Nr. 1, 1955.
- [32] *Peronaci, F.*: "Determinazione del valore medio dello spessore dello strato di granito per i tragitti Turkestan-Europa". Annali di Geofisica, III, IV, 1950.
- [33] *Willmore, P. L.*: "Seismic experiments on the North German explosion, 1946 to 1947". Phil. Trans. R. Soc., A, CCXLII, 1949.
- [34] *Schulze, G. A., Förtsch, O.*: "Die seismischen Beobachtungen bei der Sprengung auf Helgoland am 18. April 1947 zur Erforschung des tieferen Untergrundes". Geol. Jahrb., Band 64, Hannover 1950.
- [35] *Reich, H., Förtsch, O., Schulze, G. A.*: "Results of seismic observations in Germany on the Heligoland explosion of April 18, 1947".
- [36] *Caloi, P., De Panfilis, M., Di Filippo, D., Marcelli, L., Spadea, M. C.*: "Terremoti della Val Padana del 15-16 Maggio 1951". Annali di Geofisica, IX, 1956.
- [37] *Caloi, P.*: "C_{i,j}". Annali di Geofisica, VIII, 1955.
- [38] *Caloi, P., Marcelli, L., Pannocchia, G.*: "Ancora sulla velocità di propagazione delle onde superficiali per tragitti subatlantici". Annali di Geofisica, III, 2, 1950.
- [39] *Caloi, P., Marcelli, L.*: "Onde superficiali attraverso il bacino dell'Atlantico". Annali di Geofisica, V, 3, 1952.
- [40] *Caloi, P.*: "Comportamento delle onde di Rayleigh in un mezzo firmoviscoso indefinito". Annali di Geofisica, I, 1948.
- [41] *Caloi, P.*: "Teoria delle onde di Rayleigh in mezzi elastici e firmo-elastici, esposta con le omografie vettoriali". Archiv für Met., Geoph. und Biokl., IV, 1951.
- [42] *Kubotera, Akira*: "Rheological Properties of the Earth's Crust ...". Journal of Physics of the Earth, I, 1, 1952.
- [43] *Caloi, P.*: "Sulla dispersione delle onde sismiche nell'ambito delle altissime frequenze". Atti Acc. Naz. dei Lincei (in corso di stampa).
- [44] *Caloi, P.*: "Onde longitudinali e trasversali guidate dall'astenosfera". Rend. Acc. Naz. dei Lincei, serie VIII, Vol. XV, 1953.
- [45] *Caloi, P.*: "L'astenosfera come canale-guida dell'energia sismica". Annali di Geofisica, VII, 1954.

- [46] *Caloi, P., Peronaci, F.*: "Il terremoto del Turkestan del 2 Novembre 1946". *Annali di Geofisica*, I, 1948.
- [47] *Di Filippo, D., Marcelli, L.*: "Uno studio sul terremoto di Cefalonia del 12 Agosto 1953 ...". *Annali di Geofisica*, VII, 1954.
- [48] *Reich, H.*: "In Süddeutschland seismisch ermittelte Tiefe Grenzflächen und ihre geologische Bedeutung". *Geol. Rundschau*, B. 46, 1957.
- [49] *Brockamp, B.*: "Zum Werdegang der Vortiefen". *Geologie*, IV, 1955.
- [50] *Gutenberg, B.*: "Wave Velocities at Depths Between 50 and 600 Kilometers". *Bull. Seism. Soc. Am.*, 43, 1953.

Bestimmung des Beweglichkeitskoeffizienten der Radiumemanation in Lockergesteinen ¹⁾

von E. Budde, Hannover ²⁾

Zusammenfassung: Zur Beurteilung, ob es möglich ist, durch eine bekannte Lockergesteinsüberdeckung hindurch in Oberflächennähe mittels Messung der Konzentration der Radium-Emanation (Rn) eine Aussage über Vorhandensein und Art von Rn-spendenden Stellen im Anstehenden (Uran-Anreicherung, Spalten) zu gewinnen, ist die Kenntnis des Beweglichkeitskoeffizienten der Rn in diesem Lockermaterial erforderlich.

Durch Labormessungen in einer Diffusionssäule und Vergleich der Ergebnisse mit einem entsprechenden theoretischen Modell wird gezeigt, daß der Beweglichkeitskoeffizient der Rn bei *trockenem* Lockermaterial sich nicht meßbar von dem in Freiluft unterscheidet, daß derselbe jedoch in hohem Maße vom Feinstkornanteil des Materials abhängt, sobald dieses *feucht* ist. Die Konsequenz ist, daß in vielen Fällen wegen zu großen Feinstkornanteils des Lockermaterials keine Anomalien des Rn-Gehaltes der Bodenluft gemessen werden können, da durch den zu niedrigen Beweglichkeitskoeffizienten der Rn nur in allernächster Umgebung einer Rn-spendenden Stelle eine Erhöhung der Rn-Konzentration gegenüber der Umgebung vorliegt.

Abstract: It is necessary to know the diffusion coefficient of Rn in a non-consolidated soil for valueing whether it is possible to find Uranium occurences or faults by measuring the Rn-concentration near the surface of the soil.

It is shown by measurements in the laboratory in a diffusion column and by comparison of the results with a respective theoretical model, that there is no difference between the diffusion coefficient in a dry non-consolidated soil and that in the open air. On the other hand there is a strict coherence between the diffusion coefficient and the composition of grains, if the matter has its natural moisture content.

It is the consequence, that it is not possible to measure any anomaly in Rn even in a small distance from a strong Rn source, if there is a fine grained soil under natural conditions, as the very low diffusion coefficient nearly does not allow any migration of Rn.

¹⁾ Teil einer Dissertation der Univ. Münster 1956 und eines auf der E.A.E.G.-Tagung in Mailand am 14.12.56 gehaltenen Vortrages, zweiter Teil in Kürze im Geol. Jahrb.)

²⁾ Dr. Ernst Budde, Amt für Bodenforschung, Hannover.

Es ist eine seit mehreren Jahrzehnten bekannte Tatsache, daß die Emanationsverteilung in den oberen Lockermaterialschichten vom Untergrund her beeinflußt wird. Insbesondere können sich verborgene Uran-Anreicherungen oder Spalten im Anstehenden durch die örtlich höhere Emanationsproduktion bis in die Nähe der Oberfläche meßbar bemerkbar machen. Maßgeblich für die Entfernung, über die eine solche Rn-Quelle sich durch erhöhte Rn-Konzentration auswirkt, und damit für die Entscheidung, ob Rn-Messungen sinnvoll auf ein bestimmtes Objekt angesetzt werden können, ist wesentlich die Größenordnung des Diffusionskoeffizienten der Rn in dem betreffenden Lockermaterial.

Problemstellung und Methode

Die Erfahrung zahlreicher Rn-Geländemessungen mit Bestimmung der U-Gehalte und des beweglichen Rn-Anteils der Lockermaterialien ließ den von *Israel-Köhler* [1] mit 0,035-0,07 cm²/sec angegebenen Beweglichkeitskoeffizienten ("Diffusionskoeffizient") für Rn in Lockermaterial wesentlich zu hoch erscheinen. Der Diffusionskoeffizient A' ist definiert durch die Beziehung

$$\mathcal{C} = -A' \cdot \frac{\partial N}{\partial z} \text{ (cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{)}$$

wobei \mathcal{C} der Teilchenfluß durch die Einheitsfläche, N die Konzentration und z positiv in Richtung des Konzentrationsgefälles sind.

Steigende Adsorption an Bodenpartikeln und Löslichkeit der Rn im Porenwasser wirken sich so aus, daß eine Verringerung des Teilchenflusses erhalten wird. (Die hier als Beweglichkeitskoeffizient bezeichnete Größe (A) beinhaltet außer dem wahren Diffusionskoeffizienten die Einwirkung von Adsorption und Löslichkeit der Rn im Lockermaterial, die ganz offensichtlich von erheblichem Einfluß auf die Bewegungsmöglichkeiten der Rn sind).

Grundgedanke der Untersuchungen war, das Lockermaterial, für welches der Beweglichkeitskoeffizient bestimmt werden sollte, in ein wohldefiniertes Rn-Konzentrationsgefälle hineinzugeben, und den Gleichgewichtszustand der Rn-Verteilung unter- und oberhalb der Lockermaterialschicht messend zu erfassen.

Wie die Theorie zeigt, ist das Verhältnis der Rn-Konzentration über der Materialschicht zur Rn-Konzentration unter der Materialschicht im Gleichgewichtszustand (also nach ca. 30 Tagen) allein abhängig von dem Koeffizienten A , und somit ist eine Bestimmung von A möglich durch Messung dieser beiden Konzentrationen.

Damit sind der Diffusionskoeffizient definiert und die Problemstellung erläutert.

Zur Bestimmung von A wurde eine Diffusionssäule benutzt, bestehend aus einem unteren Gefäß, einem Zwischenstück mit engmaschigem Siebboden und einem oberen Gefäß, alle mittels Hg-Rinnen luftdicht miteinander verbunden. Beide Gefäße gestatteten unabhängig voneinander über Vakuummähne Anschluß im Kreislauf an die Meßkammer eines Leybold-Emanometers 20 000.

In das Zwischenstück wurde das zu untersuchende Lockermaterial in einer Schicht von 5 cm Höhe sorgfältig eingelagert. Am Boden des unteren Gefäßes befand sich eine Petri-Schale mit 1 cm^3 einer Ra-Normallösung als Rn-Quelle. Gefäße und Lockermaterialien wurden vor Beginn der Versuche auf Rn-Eigenproduktion untersucht, die sich als vernachlässigbar gering erwies.

Die zu einem Zeitpunkt t nach Beginn eines Versuches in der Säule erreichte vertikale Rn-Konzentrationsverteilung für einen Koeffizienten A (cm^2/sec) in der Schicht ergibt sich folgendermaßen:

Die Änderung der Rn-Konzentration N (cm^{-3}) im Volumenelement setzt sich zusammen aus der Änderung durch Zu- und Abfluß und aus der Abnahme durch Zerfall. Da nur die vertikale Komponente betrachtet zu werden braucht, (z positiv nach oben, $z = 0$ an der Basis der Säule) gilt:

$$A \frac{d^2 N}{dz^2} - \frac{dN}{dt} - \lambda N = 0$$

$$\lambda (\text{sec}^{-1}) = \text{Zerfallskonstante der Rn } (2,1 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1})$$

Nach 30 Tagen ist mit einem Fehler von weniger als ein Promille der Gleichgewichtszustand erreicht ($\frac{dN}{dt} = 0$).

Die Konzentration in einer Höhe z über der Basis ist dann

$$N(z) = g_i \cos \left(\sqrt{\frac{\lambda}{A_i}} z + h_i \right),$$

wobei die Koeffizienten g_i und h_i ($i = 1$ für den unteren Luftraum, $i = 2$ für die Materieschicht, $i = 3$ für den oberen Luftraum) aus den folgenden Randbedingungen bestimmt werden:

$$z = 0 \quad (\text{a}) \quad \frac{\partial N_1}{\partial z} = P (\text{cm}^{-4}) \quad (\text{s. u.})$$

$z = d = 11,2$ cm (Grenze unterer Luftraum gegen Materie)

$$(b) \quad N_1 = N_2 \quad (c) \quad \frac{\partial N_1}{\partial z} = \frac{A_2}{A_1} \frac{\partial N_2}{\partial z}$$

$z = D = 16,2$ cm (Oberkante der Materieschicht)

$$(d) \quad N_2 = N_3 \quad (e) \quad \frac{\partial N_2}{\partial z} = \frac{A_3}{A_2} \frac{\partial N_3}{\partial z}$$

$z = E = 27,4$ cm (Oberkante des oberen Luftraumes)

$$(f) \quad \frac{\partial N_3}{\partial z} = 0$$

Die Randbedingung (a) ergibt sich daraus, daß der Boden des Gefäßes fast völlig von der Petrischale eingenommen wird, in der 1 cm^3 einer Ra-Lösung mit $0,08$ Mikrocurie Ra in sehr dünner Schicht verteilt ist.

In diesem einen cm^3 finden pro sec $2,96 \cdot 10^3$ Ra-Zerfälle statt, d. h., es entstehen pro sec $2,96 \cdot 10^3$ Rn-Teilchen. Bei einer Bodenfläche von 106 cm^2 ergibt sich dann ein Teilchenfluß f ($z = 0$) von 28 Rn-Teilchen pro sec und cm^2 .

Laut Diffusionsgesetz ist $f = -A_1 \frac{\partial N}{\partial z}$ ($\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) ($A_1 =$ Diffusionskoeffizient im unteren Luftraum, gleich 10^{-1} gesetzt).

Dann ist mit $P = -\frac{f}{A_1}$ ($z = 0$) $\frac{\partial N_1}{\partial z} = -280$ (cm^{-4}). Entsprechend ergibt sich die Randbedingung (f) aus f ($z = E$) = 0.

Da A in den beiden Lufträumen etwa bei 10^{-1} ($\text{cm}^2 \text{ sec}^{-1}$) liegt, ist der Konzentrationsverlauf in den Lufträumen im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig von z . Die bei der praktischen Messung erfaßten Konzentrationen sind also im oberen Gefäß gleich den Konzentrationen an der oberen Grenze der Materieschicht und im unteren Gefäß gleich den Konzentrationen an der unteren Grenze der Materieschicht.

Aus der Berechnung der Koeffizienten g_i und h_i ergibt sich, daß für vorgegebenes A_2 das Verhältnis der mittleren Konzentration N_{ob} im oberen Luftraum zur mittleren Konzentration N_u im unteren Luftraum von der Basiszufuhr unabhängig ist. Es genügt also zur experimentiellen Bestimmung von A_2 in der Materieschicht, nach einer Entwicklungszeit von ca. 30 Tagen dieses Verhältnis zu messen. In Abb. 1 wurde für den Gleichge-

wichtszustand die Abhängigkeit des Verhältnisses $N_{ob} \cdot 100 / N_u$ (N_{ob} in Prozenten von N_u ausgedrückt) von A_2 als Kurve auf doppeltlogarithmischem Papier aufgetragen. Wie zu erwarten war, geht die Kurve mit wachsenden A_2 asymptotisch gegen $N_{ob} = N_u$.

Es wurden zunächst drei verschiedene Lockermaterialien (Sand, Sand mit Schluffanteil und Geschiebemergel, Kornverteilungen unter 2 mm ϕ siehe Abb. 2) in getrocknetem Zustand durchgemessen.

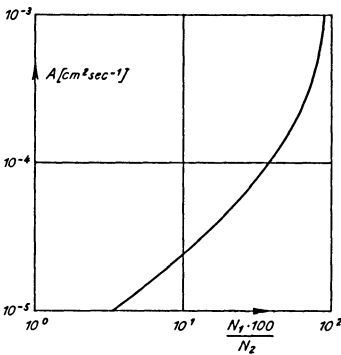


Abb. 1: Verhältnis zwischen den Konzentrationen im oberen und unteren Behälter in Abhängigkeit vom Diffusionskoeffizient A (Gleichgewichtszustand).

Fig. 1: Equilibrium-Curve.

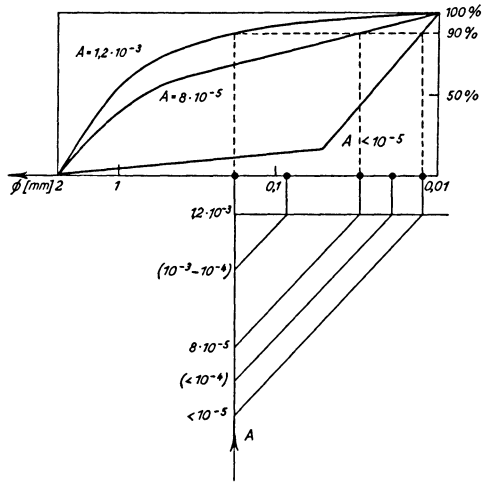


Abb. 2: Kornverteilungskurven der drei untersuchten Materialien und Zusammenhang zwischen den Diffusionskoeffizienten und den 90% - Korngrößen.

Fig. 2: Grain - Diameter - Curves and Diffusions - Coefficients.

Für alle drei Materialien zeigte sich nach sieben Tagen kein meßbarer Unterschied zwischen den Konzentrationen in Ober- und Untergefäß. Das heißt, daß unabhängig von der Kornzusammensetzung für trockene Materialien der gleiche Koeffizient wie in Luft gilt (etwa $0,1 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$).

Sodann wurden die gleichen Materialien in angefeuchtetem Zustand untersucht. Dabei ergab sich ein sehr deutlich unterschiedliches Verhalten. In der Tabelle sind jeweils die nach 30 Tagen gemessenen Verhältnisse $N_{ob} \cdot 100 / N_u$ und die dazu aus Abb. 1 entnommenen Koeffizienten eingetragen:

Probe	$N_{ob} \cdot 100 / N_u$	A_2
Bausand	85	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Sand mit Schluff	26	$8,0 \cdot 10^{-4}$
Geschiebemergel	0	unter 10^{-5}

Es zeigt sich, daß das Material mit dem geringsten Feinstkornanteil den höchsten Wert für A_2 aufweist, und daß bereits 5 cm feuchten Geschiebemergels in dem oben beschriebenen Zustand den Rn-Transport praktisch völlig unterbinden.

Zusammenhang zwischen Kornverteilung und Beweglichkeits-Koeffizient A

Unter der Annahme, daß wesentlich der Anteil feinsten Körnungen für die gefundenen Unterschiede in A verantwortlich ist, wurden versuchsweise die durch die Schnittpunkte der 90%-Linie (gestrichelt in Abb. 2) mit den Kornverteilungskurven gekennzeichneten Korngrößen als charakteristisch für die Koeffizienten A betrachtet.

Für die drei untersuchten Materialien ergaben sich dabei folgende Korngrößen:

Material	Korngröße	A_2
Bausand	0,2 mm \emptyset	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Sand mit Schluff	0,025 mm \emptyset	$8,0 \cdot 10^{-5}$
Geschiebemergel	0,013 mm \emptyset	unter 10^{-5}

Da sich bei zahlreichen Geländeversuchen, die mit dem gleichen Ziel unternommen wurden, (Veröff. demnächst im Geol. Jahrb.) unabhängig von diesen Messungen Zusammenhänge zwischen der 90%-Korngröße und dem Koeffizienten A ergaben, die sich zwanglos in diese Tabelle einfügen, darf angenommen werden, daß ein Schluß von der 90%-Korngröße auf den zu erwartenden Koeffizienten A zulässig ist. Für $A = 10^{-3}$ und 10^{-4} ergaben sich aus allen bisher vorliegenden Ergebnissen folgende 90%-Korngrößen-Intervalle:

A	90% - Korngröße (mm \emptyset)
10^{-3}	0,12 - 0,17
10^{-4}	0,03 - 0,05

Trotz der relativ großen Schwankungen dieser Angaben ist man somit in der Lage, allein aus Ergebnissen der Siebanalysen Aussagen über die in feuchten Lockermaterialien vorliegenden Größenordnungen von A für Rn, und damit über die Entfernungen zu machen, über die eine örtlich stärkere Rn-Produktion noch meßbare Anomalien gegenüber der Umgebung bewirkt.

Unter Zuhilfenahme der Darstellung *Israel-Köhlers* [1] über die Rn-Ausbreitung von einer linienförmigen Rn-Quelle an der Basis des Lockermaterials läßt sich leicht zeigen, daß bei einem Beweglichkeitskoeffizienten A der Größenordnung $10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ bereits in einer Entfernung von einem Meter von der Quelle keine Anomalie mehr meßbar ist, selbst wenn die Rn-Quelle als sehr stark angenommen wird.

In ruhendem Grundwasser ist die Entfernung, über die Rn durch Diffusion transportiert werden kann, praktisch gleich Null zu setzen.

Eine kritische Nachprüfung aller vom Verfasser bisher gemessenen Rn-Anomalien hat ergeben, daß dieselben mit wenigen Ausnahmen durch Inhomogenitäten der Eigenaktivität des Lockermaterials in unmittelbarer Umgebung der Absaugstelle bedingt waren, und nicht durch tieferliegende Ursachen. Ein "klassisches" Beispiel dafür liefert *Ameely* [2].

Anhang: Eichung des Emanometers

Die Ionisationskammer des Emanometers wird mit einer volumengleichen Rn-Entwicklungsflasche über ein Handgebläse und eine Trocknungspatrone im Kreislauf verbunden, wobei die Volumina von Gebläse und Trocknungspatrone als klein gegen Kammer und Flasche betrachtet werden dürfen.

Zu Beginn des Umpumpens sei in der Flasche die Konzentration N (cm^{-3}). Das Kammervolumen sei V (das Flaschenvolumen ebenfalls). Der Umpumpvorgang sei linear angenommen, und v sei das seit Beginn des Versuches durch einen Querschnitt gepumpte Volumen. Dann ist $v = kt$ mit $k = \text{const.}$ ($\text{cm}^3 \text{ sec}^{-1}$). Die Abnahme der Rn während des Versuches darf vernachlässigt werden, da der Versuch eine Stunde kaum überschreitet.

Setzt man $\frac{V}{2} = a$ (cm^3), so ist die zur Zeit t in der Kammer befindliche Rn-Teilchenzahl $n_1(t)$ gleich

$$n_1(t) = Na \left(1 - e^{-\frac{kt}{a}} \right)$$

Für das erste Folgeprodukt (Ra A) gilt (Index 2)

$$\frac{dn_2}{dt} = \lambda_1 n_1 - \lambda_2 n_2, \quad \lambda_i = \text{Zerfallskonstanten}$$

Die Lösung lautet mit der Randbedingung, daß bei $t = 0$ in der Kammer $n_2 = 0$ ist,

$$n_2(t) = Na \left(E e^{-\frac{k t}{a}} + G e^{-\lambda_2 t} + F \right)$$

mit

$$E = \frac{\lambda_1}{\frac{k}{a} - \lambda_2}; \quad G = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\frac{k}{a}}{\left(\lambda_2 - \frac{k}{a}\right)}; \quad F = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Die Teilchenzahl des vierten Folgeproduktes (es brauchen nur die alpha-strahlenden berücksichtigt zu werden) ist der sehr kurzen Halbwertszeit wegen praktisch sofort gleich der Teilchenzahl des dritten. (Index 4)

$$n_4(t) = Na \left(O e^{-\frac{k t}{a}} + P e^{-\lambda_2 t} + Q e^{-\lambda_3 t} + R e^{-\lambda_4 t} + S \right)$$

mit

$$O = \frac{\lambda_1}{\lambda_4} \frac{\lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}{\left(\frac{k}{a} - \lambda_2\right) \left(\frac{k}{a} - \lambda_3\right) \left(\frac{k}{a} - \lambda_4\right)}$$

$$P = \frac{\lambda_1}{\lambda_4} \frac{\frac{k}{a} \lambda_3 \lambda_4}{\left(\frac{k}{a} - \lambda_2\right) \left(\lambda_2 - \lambda_3\right) \left(\lambda_4 - \lambda_2\right)}$$

$$Q = \frac{\lambda_1}{\lambda_4} \frac{\frac{k}{a} \lambda_2 \lambda_4}{\left(\frac{k}{a} - \lambda_3\right) \left(\lambda_2 - \lambda_3\right) \left(\lambda_3 - \lambda_4\right)}$$

$$R = \frac{\lambda_1}{\lambda_4} \frac{\frac{k}{a} \lambda_2 \lambda_3}{\left(\frac{k}{a} - \lambda_4\right) \left(\lambda_2 - \lambda_4\right) \left(\lambda_4 - \lambda_3\right)}$$

$$S = \frac{\lambda_1}{\lambda_4}$$

Die Zahlen $Z_i(t)$ der Alpha-Zerfälle der einzelnen Strahler pro sec ergeben sich aus den Teilchenzahlen $n_i(t)$ zu

$$\begin{aligned} Z_1(t) &= \lambda_1 n_1(t) && \text{für Rn} \\ Z_2(t) &= \lambda_2 n_2(t) && \text{für Ra A} \\ Z_5(t) &= \lambda_5 n_5(t) = \lambda_4 n_4(t) && \text{für Ra C'} \end{aligned}$$

Die durch die Alpha-Strahler in der Meßkammer erzeugte Ionisation $I_i(t)$ ergibt sich aus den Zahlen $Z_i(t)$ der Alpha-Zerfälle pro sec durch Division durch einen für jeden Strahler spezifischen Kammerfaktor (K_i größer 1). Es trägt nämlich im Mittel nur ein durch die Kammerdimensionen bestimmter Anteil der maximalen Luftreichweite der Alpha-Strahlen zur Ionisation bei, da ein Teil der Alpha-Strahlen vor Erreichen der maximalen Reichweite bereits auf die Kammerwände auftrifft.

Damit folgt für die Ionisation zum Zeitpunkt t :

$$\begin{aligned} I_{\text{Rn}}(t) &= \lambda_1 n_1(t) / 1,40 \\ I_{\text{Ra A}}(t) &= \lambda_2 n_2(t) / 1,33 \\ I_{\text{Ra C'}}(t) &= \lambda_4 n_4(t) / 1,66 \end{aligned}$$

Die Gesamtionisation zum Zeitpunkt t beträgt dann:

$$I(t) = I_{\text{Rn}}(t) + I_{\text{Ra A}}(t) + I_{\text{Ra C'}}(t)$$

Zur Eichung wurden in das System $8 \cdot 10^{-8}$ Curie Ra (praktisch Rn-frei durch Erhitzung) hineingegeben. Nach sieben Tagen Entwicklungsdauer sind daraus $0,715 \cdot 8 \cdot 10^{-8} = 5,72 \cdot 10^{-8}$ Curie Rn entwickelt. Nach dem Umpumpen befand sich mit einem Fehler von weniger als ein Prozent die Hälfte dieser Rn-Menge in der Meßkammer. Das entspricht einer Kammerfüllung von $2,86 \cdot 10^{-8}$ Curie Rn.

Vom Beginn des Umpumpens an wurde die Entladungsgeschwindigkeit des Emanometers laufend beobachtet. Es ergab sich eine Ionisations-Zeit-Kurve, die von $t = 15$ min nahezu linear bis $t = 60$ min anstieg. Der Versuch wurde dreimal durchgeführt. Die Kurven stimmten im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

Für die benutzte Anordnung und einen Ableszeitpunkt bei $t = 15$ min ergab sich daraus die Eichbeziehung:

Eine Entladungsgeschwindigkeit von 1 Skalenteil pro Minute entspricht $5,31 \cdot 10^{-10}$ Curie Rn / Liter bzw. 1,64 Mache-Einheiten.

Für jeden anderen Zeitpunkt ergeben sich entsprechend der Kurve $I(t)$ andere Beziehungen.

Ergebnis

Es erhellt aus diesen Betrachtungen,

1. daß alle Emanometermessungen unter schärfster zeitlicher Kontrolle durchgeführt werden müssen,
2. daß offensichtlich aus Korngrößenanalysen Aussagen über die Beweglichkeit der Radium-Emanation getätigt werden können, und
3. daß nur unter günstigen Porositätsverhältnissen im Lockermaterial ein Aufsuchen von Rn-Quellen durch Messung der Ionisation der Bodluft sinnvoll ist.

Literatur

- [1] *Israel-Köhler, H. und Becker, F.:* Gerl. Beitr. 44, 40 (1935); 48, 13, (1936).
- [2] *Ameely, L. und Müller, W.:* Balneologe 6, (1939).
- [3] *Ambronn, R.:* Phys. Z. 28, 444 (1927).
- [4] *Sucksdorf, G. A.:* Z. Geophys. 11, 95 (1935).
- [5] *Bender, H.:* Gerl. Beitr. 41, 401 (1934).
- [6] *Breyer, F.:* Gerl. Beitr. 1, 373 (1931).
- [7] *Königsberger, J.:* Z. Geophys. 4, 76 (1928).
- [8] *Müller, F.:* Z. Geophys. 3, 330 (1927); 7, 241 (1931).
- [9] *Meyer-Schweidler:* Radioakt. 416 (1927).
- [10] *Lutz, W.:* Gerl. Beitr. 64, 2 (1954).

Erfahrungen mit dem Torsions - Magnetometer Gfz der ASKANIAWERKE, Berlin

Von A. Hahn, Hannover ¹⁾

Zusammenfassung: Ein neuentwickeltes Magnetometer zur Messung der Vertikal-komponente des Magnetfeldes (Z) wurde im Gelände erprobt. Das Magnetsystem ist an einem horizontalen Torsionsfaden befestigt und sein Moment wird zur Messung ebenfalls horizontal eingestellt. Dadurch wird die Messung unabhängig von der Orientierung des Magnetometers, so daß man auf eine Bussole verzichten kann. Es wurde eine Meßgeschwindigkeit von rund 1 Meßpunkt /Minute erzielt bei einem Fehler, der im allgemeinen $\pm 2\gamma$ nicht überstieg. Der Skalenwert blieb über zwei Monate konstant.

Abstract: A new magnetometer for measuring the vertical component of the earth magnetic field (Z) has been tested in the field. The magnet system is fixed to a horizontal torsion fibre, and for measuring its moment is brought into a horizontal direction. Hence, the reading becomes independent of the orientation of the magnetometer, so that a compass can be dispensed with. The measuring velocity reached 1 setting up per minute, whilst the error in general did not exceed $\pm 2\gamma$. The sensitivity remained constant for two months.

1. Meßprinzip und Handhabung

An einem horizontalen Faden ist ein Magnetsystem befestigt, dessen Moment etwa senkrecht zur Fadenachse liegt. Zur Messung der Vertikal-komponente des Magnetfeldes wird dieses Moment in die horizontale Lage gebracht, indem man den Aufhängefaden um seine (horizontale) Achse tordiert. Der hierfür erforderliche Torsionswinkel dient als Maß für die Feldstärke am Meßort. Zur Horizontierung sind an dem Magnetometer zwei Tonnenlibellen angebracht, von denen die eine parallel zum Torsionsfaden (Libelle I), die andere senkrecht dazu in der horizontalen Ebene liegt (Libelle II). Die grobe Horizontierung wird dadurch erreicht, daß man das Gehäuse von Hand auf einer Kugelkalotte verschiebt, die auf dem Stativkopf sitzt. Zur Feinhorizontierung verschiebt man das Gehäuse mit zwei Schrauben, deren Achsen einen rechten Winkel bilden, auf einer zweiten Kugelkalotte. Dann wird das Magnetsystem durch Torsion des Aufhängefadens in den Winkel zum Gehäuse eingestellt, bei dem das magnetische

¹⁾ Dr. A. Hahn im Amt für Bodenforschung, Hannover, Wiesenstraße 1

Moment waagrecht liegt. Dabei gelangt ein über den Systemspiegel abgebildeter Strich zur Koinzidenz mit einer festen Strichmarke. Dies wird in einem Autokollimationsfernrohr beobachtet.

Die recht einfache Theorie der Messung sei hier an Hand der Libellenjustierung erläutert. Dazu werden in einem orthogonalen Koordinatensystem (x nach magnetisch Nord, y nach magnetisch Ost, z nach unten) folgende Vektoren verwendet:

Das magnetische Moment des Systems:

$$\mathfrak{M} = (M_x, M_y, M_z)$$

Das Lot auf der Torsionsachse durch den Systemschwerpunkt multipliziert mit der Masse des Systems:

$$\mathfrak{b} = (d_x, d_y, d_z)$$

Der Einheitsvektor in Richtung der Torsionsachse, nördlich gerichtet, wenn das magnetische Moment nach Osten zeigt:

$$\mathfrak{f} = (f_x, f_y, f_z)$$

Der Magnetfeldvektor:

$$\mathfrak{H} = (H, 0, Z)$$

Der Schwerevektor:

$$\mathfrak{g} = (0, 0, g)$$

Das Vektorprodukt zwischen den Vektoren \mathfrak{a} und \mathfrak{b} soll durch $\mathfrak{a} \times \mathfrak{b}$, das Skalarprodukt durch $\mathfrak{a} \cdot \mathfrak{b}$ gekennzeichnet sein. Es sei ferner ϕ der Torsionswinkel des Fadens an seiner Befestigungsstelle am System, r seine Torsionskonstante.

Zwischen den am Torsionsfaden angreifenden Drehmomenten herrscht Gleichgewicht, wenn die Summe ihrer Komponenten längs der Torsionsachse verschwindet²⁾. Die Komponente D_M des magnetischen Drehmomentes ist offenbar das Spatprodukt

$$(1) \quad D_M = (\mathfrak{M}, \mathfrak{H}, \mathfrak{f}) = (\mathfrak{f} \times \mathfrak{M}) \cdot \mathfrak{H}$$

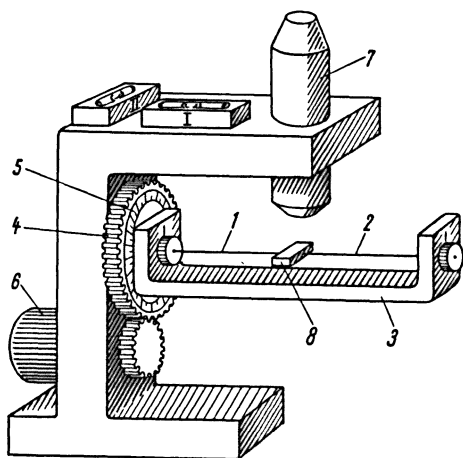


Abb. 1: Schematischer Aufbau des Magnetometers: 1 und 2 Torsionsfäden; 3 Systemträger; 4 Torsionskreis; 5 Kreisteilung; 6 Einstellknopf; 7 Autokollimationsfernrohr; 8 Magnetensystem. (Nach Haalck)

²⁾ Die Komponenten senkrecht zur Torsionsachse sollen hier nicht betrachtet werden.

diejenige des Schweredrehmomentes

$$(2) \quad D_S = (\mathfrak{d}, \mathfrak{g}, \mathfrak{f}) = (\mathfrak{f} \times \mathfrak{d}) \cdot \mathfrak{g}$$

Das Torsionsmoment schließlich ist

$$(3) \quad D_T = \phi \cdot \tau$$

Die Gleichgewichtsbedingung lautet

$$(4) \quad D_M + D_S + D_T = 0.$$

Nun werden zwei Forderungen gestellt:

1. Die Messung soll unabhängig von der Horizontalkomponente H sein.
2. Die Messung soll unabhängig von der Orientierung des Magnetometers sein.

Will man diese Forderungen in Formeln ausdrücken, so muß man folgendes beachten:

1. Zur Messung werden nur die Variationen von ϕ abgelesen.
2. Bei Änderungen der Orientierung des Gehäuses mit gleichbleibendem Libellenstand werden die Vektoren \mathfrak{M} , \mathfrak{d} und \mathfrak{f} um die z -Achse gedreht. (Drehungen dieser Art seien durch ζ bezeichnet).

Die beiden Forderungen lauten nun also: *Die Summe $D_M + D_S$ soll unabhängig von H und von Drehungen ζ sein.*

Die Komponente D_S erfüllt diese Forderungen von selbst, da sie als reines Produkt zweier z -Komponenten aufgefaßt werden kann, das H nicht enthält. Dasselbe gilt offenbar für das Produkt $Z \cdot (\mathfrak{f} \times \mathfrak{M})_z$ in D_M . Da die y -Komponente von \mathfrak{f} verschwindet, ist es also nur das Produkt $H \cdot (\mathfrak{f} \times \mathfrak{M})_x$, das die beiden Forderungen im allgemeinen nicht erfüllen wird. Diese lauten daher

$$(5) \quad (\mathfrak{f} \times \mathfrak{M})_x = f_y M_z - f_z M_y \equiv 0 \quad \text{für alle Drehungen } \zeta$$

Nun ist das Magnetometer so konstruiert, daß der Torsionsfaden und das magnetische Moment bei grober Horizontierung etwa horizontal liegen und einen rechten Winkel bilden (Abb. 1). f_y und M_y sind daher offenbar linear unabhängige Funktionen des Drehwinkels bei Drehungen ζ , so daß die Bedingung (5) dann und nur dann erfüllt ist, wenn

$$f_z = 0, \quad M_z = 0$$

gleichzeitig gelten, d. h., wenn gleichzeitig die Torsionsachse und das magnetische Moment horizontal liegen. In diesem Fall haben die Libellen

I und II je eine bestimmte Einstellung, bei der dann M_z von Libelle I, f_z von Libelle II unabhängig ist (Abb. 1).

Zur Justierung der Libelle I, wobei f_z zum Verschwinden gebracht werden soll, richtet man zunächst die Torsionsachse nach Norden, das magnetische Moment nach Osten (Lage E), und macht eine Ablesung. Dann dreht man bei gleicher Libellenstellung das Gehäuse um den Winkel π , so daß nun die Torsionsachse nach Süden, das magnetische Moment nach Westen zeigt (Lage W), und liest wieder ab. In beiden Lagen ist $f_y = 0$, f_z bleibt konstant, während M_y sein Vorzeichen wechselt. Der Unterschied des Drehmomentes D_M vor und nach der Drehung wird durch eine Änderung des Torsionswinkels ausgeglichen:

$$(6) \quad |D_M(E) - D_M(W)| = 2 |f_z M_y(E)| \cdot H = |\phi(E) - \phi(W)| \cdot r$$

f_z verschwindet genau dann, wenn

$$\phi(E) = \phi(W) = \phi(EW)$$

ist. Nun dreht man das Gehäuse um $\pi/2$ so, daß die Torsionsachse nach Westen, das magnetische Moment nach Norden zeigt (Lage N). Bei dieser Drehung ζ bleibt $f_z \equiv 0$, $M_z \equiv \text{const}$ und $|f_y|$ wächst von 0 auf 1. Man findet daher

$$(7) \quad |D_M(E) - D_M(N)| = |M_z| \cdot H = |\phi(EW) - \phi(N)| \cdot r,$$

woraus folgt, daß M_z genau dann verschwindet, wenn

$$\phi(EW) = \phi(N) = \phi(P)$$

ist, d. h. gleich dem normalen Meßwert ϕ am Aufstellungspunkt P .

Damit sind nun beide Forderungen (A) erfüllt und die Messung ist unabhängig von der Orientierung des Magnetometers geworden. Man kann daher auf eine Bussole verzichten und braucht das Magnetometer im Feldmeßbetrieb nicht mehr vom Stativ herunterzunehmen. Praktisch ist die Orientierungsunabhängigkeit allerdings dadurch etwas eingeschränkt, daß die Einstellung des Systems labil wird, wenn das magnetische Moment ungefähr nach Süden zeigt.

Da es sich bei der Justierung der Libellen gewöhnlich nur um kleine Korrekturen handelt, braucht die Ausrichtung der Torsionsachse in die verschiedenen Richtungen nicht allzu genau zu sein. Man kommt in der Regel mit 3-4 Justiergängen (bestehend aus drei Messungen) aus. Die Vorzeichen der anzubringenden Korrekturen sind anschaulich klar: Bei der Justierung der Torsionsachse (Libelle I), bei der der Faden in NS bzw. SN-Richtung liegt, ist das Nordende des Fadens zu hoch in der La-

ge, in der man den größeren Wert abliest. Bei der Justierung des magnetischen Momentes zeigt dieses nach oben, wenn man in der Lage N (der normalen Arbeitsorientierung) einen größeren Wert abliest als in den Lagen E oder W .

Nähere Einzelheiten über Bau und Handhabung des Magnetometers, insbesondere seine Temperaturkompensation, hat *Haalck* (1956) [1] beschrieben.

Diese Temperaturkompensation wird im Prinzip schon im Universal-Torsions-Magnetometer (UTM) der Askania-Werke angewandt. (*Haalck* 1953 [2]; *Werner* [3]).

2. Meßgeschwindigkeit und Meßgenauigkeit

Auf geeigneten Profilstücken von je 50 m Länge wurden 10 Punkte je viermal gemessen; die Korrektur der Tagesvariation wurde nach Ablesungen an einem stationären Magnetometer (Gf6) angebracht. Als reine Meßzeit (Aufstellung bis Ablesung) ergaben sich auf freier ebener Wiese 35-40 sec, auf bewaldetem Hang 45 sec. Die Fehler der einzelnen Messungen (Abweichung vom Zentralwert der vier Messungen) lagen zwischen 0 und $\pm 2\gamma$; ein Fehler von 3γ wurde auf jedem Profil nur einmal erreicht. Es sei erwähnt, daß dies ausgewählte Profilstücke mit kleinen Feldgradienten waren. Hat man in einem Meßgebiet größere Gradienten und kommen außerdem noch Unsicherheiten der Tagesvariation durch größere zeitliche Abstände der Anschlußmessungen dazu, so erhält man größere Wiederholungsfehler.

Zum Beispiel fand sich bei Weilburg a. d. Lahn folgende Verteilung der Differenzen ΔZ zweier aufeinanderfolgender Messungen an etwa 130 verschiedenen Punkten:

$\Delta Z [\gamma]$	0	1	2	3	4	5	6	> 6
Anzahl	22	41	27	23	11	5	5	3

Wenn im normalen Feldmeßbetrieb das Magnetometer nur von einer Person (ohne Schreiber) bedient wird, liegt die Meßzeit bei rd. einer Minute. Dabei fällt es nur wenig ins Gewicht, ob die Messungen mit großer oder geringer Genauigkeit auszuführen sind. Da der unmittelbare Meßbereich etwa 65 000 γ umfaßt, können auch sehr große Anomalien praktisch ohne Zeitverlust vermessen werden. Weicher Untergrund (z.B. feuchte Wiese) verzögert die Messung ebenfalls nur wenig, da das Magnetometer infolge seines kleinen Gewichtes keinen sehr festen Stand braucht, es wiegt etwa 3 kg.

Die kleinen Abmessungen des Systemspiegels haben Veranlassung dazu gegeben, die Skalen nicht wie bei den bisher bekannten Magnetometern über eine Mattscheibe diffus zu beleuchten, sondern eine Fläche außerhalb des Gehäuses auf die Skalen abzubilden. Das hat zur Folge, daß man bei Messungen im Wald durchschnittlich etwas länger braucht, um den Beleuchtungsspiegel in eine günstige Stellung zu bringen, als das bei den bekannten Magnetometern der Fall ist. Andererseits gelingt aber eine ausreichende Beleuchtung beim Magnetometer Gfz noch in dichterem Gebüsch als bei jenen.

Die wichtigsten *zeitsparenden Faktoren* gegenüber der Schmidt'schen Feldwaage vom Typ Gf 6 dürften die folgenden sein:

- I. Der Wegfall der Orientierung
- II. Die zweckmäßige Grobhorizontierung
- III. Die rasche und vollkommen reproduzierbare Einstellung des Magnet-systems.

3. Konstanz der Eich- und Justierwerte

Der Skalenwert des Magnetometers wurde mehrmals bestimmt. Er zeigte im Laufe von zwei Monaten keine meßbare Änderung. Bei der Skalenwertbestimmung mit der Eichspule der Gf 6 ist zu beachten, daß die angegebene Spulenkonzstante mit dem Faktor 1,05 zu multiplizieren ist. Dies liegt daran, daß die beiden Magnetometertypen verschieden große Magnetsysteme haben und daß der homogene Bereich der Eichspule kleiner ist als das Magnetsystem der Gf 6.

Die Libellenstellungen, bei denen die Torsionsachse und das magnetische Moment (bei Koinzidenz) horizontal liegen, wurden bei verschiedenen Temperaturen geprüft. Zwischen 15° und 25° C fand sich keine Temperaturabhängigkeit. Im Laufe von zwei Monaten änderte nur eine der beiden Libellen ihren Stand, und zwar um weniger als 0,2 Skalenteile, was etwa 1γ entspricht. Bei direkter Sonnenbestrahlung geht die Justierung der Libellen verloren, so daß Fehler bis zu 10γ auftreten können.

Das Magnetometer schien einen Nullpunktsgang zu besitzen, der über mehrere Wochen etwa linear verlief und im Durchschnitt $+4 \gamma/\text{Tag}$ betrug. Als Vergleichsinstrument diente eine Schmidt'sche Feldwaage, so daß feinere Einzelheiten nicht aufgelöst werden konnten. Für normale Geländemessungen ist dieser Gang ohnehin bedeutungslos.

Wie *Haalck* schon beschrieben hat, liefert das Magnetometer unmittelbar nach einer Meßpause von mehreren Stunden nicht sofort reproduzierbare Werte. Um Fehler zu vermeiden, die größer als 3γ sind, genügt es, das

Magnetometer wenige Minuten umherzutragen, es dabei etwa fünf mal aufzustellen und insgesamt rund 30 mal zu entarretieren.

4. Herr Dipl.-Ing. *F. Haalck* (Askania-Werke) hat das Magnetometer für diese Versuche zur Verfügung gestellt. Ihm sei an dieser Stelle bestens gedankt.

Literatur

- [1] *Haalck, F.*: A Torsion Magnetometer for Measuring the Vertical Component of the Earth Magnetic Field. – Geophysical Prospecting, Vol. IV, No. 4, S. 424-441, Den Haag 1956.
- [2] *Haalck, F.*: Ein Universal-Torsions-Magnetometer zur Bestimmung von *D*, *H* und *Z*. – Ztschr. f. Geophysik, Sonderband, (Bd. 19), S. 1-7, 1953.
- [3] *Werner, F.*: Die Temperaturkompensation bei Torsionsmagnetometer. – Ztschr. f. Geophysik, Sonderband (Bd. 19), S. 8-11, 1953.