

Werk

Jahr: 1957

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:23

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0023

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0023

LOG Id: LOG_0036

LOG Titel: Heft 5

LOG Typ: issue

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

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 23

1957

Heft 5



PHYSICA-VERLAG · WÜRZBURG

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Schulz, G.:</i>	Reflexionen aus dem kristallinen Untergrund im Gebiet des Pfälzer Berglandes	225
<i>Broße, P.:</i>	Die seismische Bestimmung der Grundwassertiefe	236
<i>Brockamp, B., und Mitarbeiter:</i>	Eisseismische Untersuchungen	241
<i>Lotze, W.:</i>	Mitteilung 1: Schallgeschwindigkeitsmessungen von Eis in Abhängigkeit von Druck und Temperatur	243
<i>Joksch, H. C.:</i>	Die hypsometrische Kurve des Mondes	250
<i>Dohr, G.:</i>	Statistischer Nachweis von Gezeiten in Binnenseen, dargestellt am Beispiel des Bodensees	256

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 28,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

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

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

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

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

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

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

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

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80

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, Rotlöwengasse 2. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing u. Hildegund Holler, sämtl. Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg. Verantwortl. f. d. Anzeigenteil: Arnulf Liebing. Druck: fotokop, Darmstadt.



Reflexionen aus dem kristallinen Untergrund im Gebiet des Pfälzer Berglandes

Von G. Schulz, Hannover ¹⁾

Zusammenfassung: Es wird über Tiefenreflexionen, die im Gebiet des Pfälzer Berglandes beobachtet wurden, berichtet. Die Tiefe des Reflektionshorizontes wird zu ca. 13 000 m bestimmt. Es dürfte sich um die *Conrad*-Diskontinuität handeln.

Abstract: Informations on reflections with great travel-times (t_R 5,3 sec.) which are observed in the territories of the Pfälzer Bergland are given in this report. The depth of the horizon of reflections is ascertained to be about 13 000 m. It is to be expected that this effect is caused by the *Conrad*-Discontinuity.

Einzelreflexionen

Bei reflexionsseismischen Messungen im Gebiet des Pfälzer Berglandes, etwa zwischen den Städten Kaiserslautern, Bad Kreuznach und Kirn traten an vielen Schußpunkten Reflexionen mit ungewöhnlich großer Laufzeit auf. ²⁾ (Siehe Abb. 1). Insgesamt wurden über 230 solche Reflexionen beobachtet. Wegen ihrer großen Laufzeit wurden sie als Reflexionen aus dem kristallinen Untergrund gedeutet und da sie mit großer Amplitude auftreten, muß es sich um eine bedeutende Inhomogenität handeln ³⁾. Bemerkenswert erscheint, daß es sich bei den Sprengungen nur um Ladungsmengen von 25 bis 50 kg handelt, die aus 3 bis 8 Löchern mit 6 bis 15 m Tiefe abgetan wurden. Ferner wurden Tiefenreflexionen durchweg in den Tälern beobachtet, einigemal sogar bei mehreren im Profil aufeinanderfolgenden Schußpunkten, wobei die Tiefenreflexionen gut korrelierten.

Es gibt eine Anzahl von Umständen, die die Echtheit der Reflexionen belegen. Vergleicht man die Einsatzzeiten der letzten Reflexion aus dem Sedimentgebirge, in Abb. (1) 1,667 sec, mit der Einsatzzeit der Tiefenreflexion von 5,365 sec, so folgt aus dem zeitlichen Abstand beider, daß

1) Stud. Ass. G. Schulz, in Fa. Seismos G.m.b.H. Hannover.

2) Diese Messungen wurden 1954 im Auftrage der Wintershall-AG. von einem Meßtrupp der Seismos G.m.b.H. unter Leitung des Verfassers durchgeführt.

3) Reflexionen aus dem Grundgebirge gelegentlich reflexionsseismischer Messungen wurden auch beobachtet von Arne Junger [1].

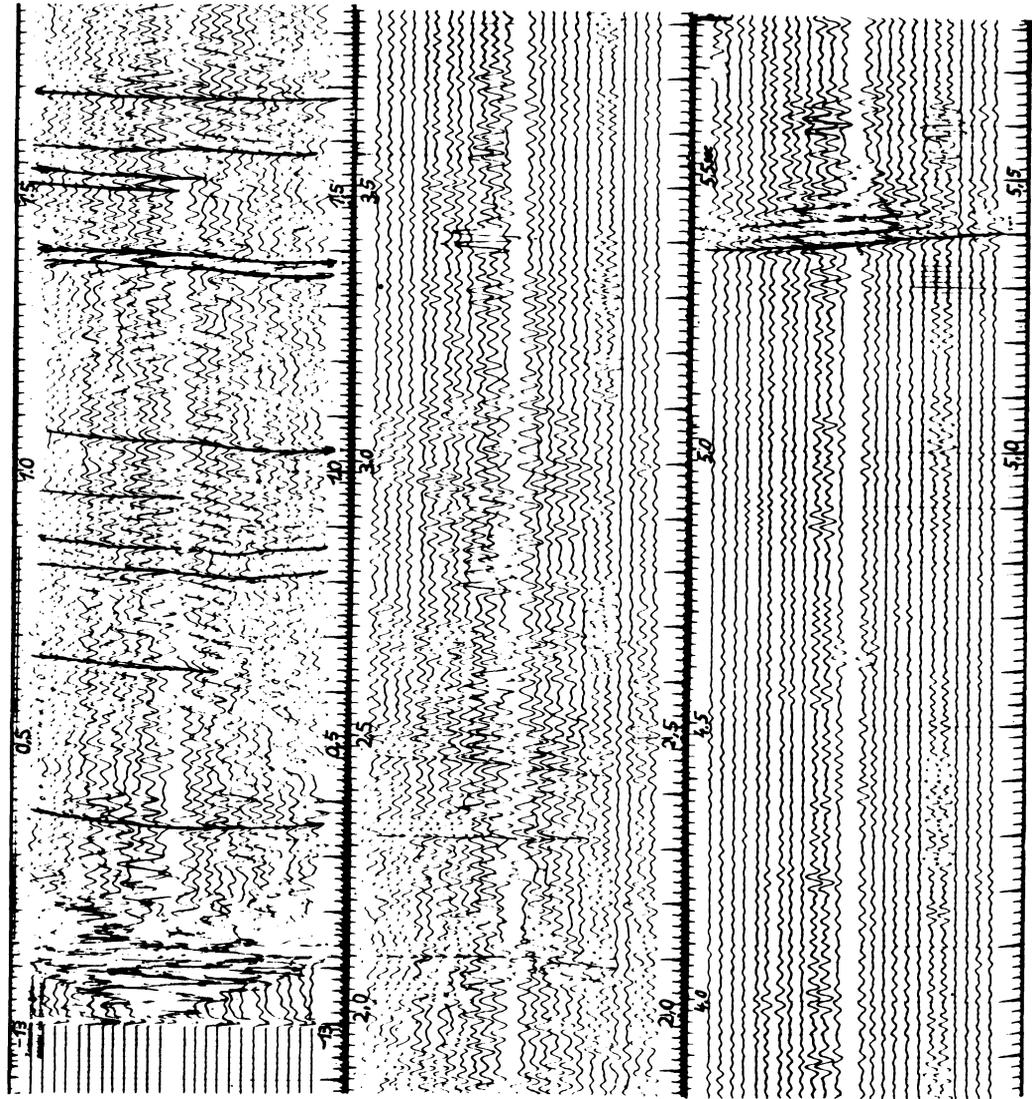


Abb. 1: Tiefenreflexion der Conrad-Diskontinuität

letztere keine multiple Reflexion sein kann, weil sonst mindestens bei halber Laufzeit der Tiefenreflexion, also bei 2,682 sec (oder auch später) eine echte Reflexion liegen müßte.

Außerdem besitzt die Tiefenreflexion eine bedeutend größere Energie und entgegengesetzte Schräglage als die früheren Reflexionen. Ferner gibt

es auch Seismogramme, die am gleichen Schußpunkt mit verschiedenen Richtungen der Geophonaufstellung aufgenommen wurden, wobei die Reproduzierbarkeit und der gleiche Charakter der Tiefenreflexionen ersichtlich wurden (s. Abb. 2). Die wahre Neigung der Reflexionen ist sicherlich jeweils durch die geologischen Bedingungen des Sedimentgebirges verfälscht. Vielfach reflektieren auch mehrere dicht beieinander liegende Flächen, die zueinander parallel zu sein scheinen (s. Abb. 2). Es könnte sich hierbei um Differenzierungsflächen handeln.

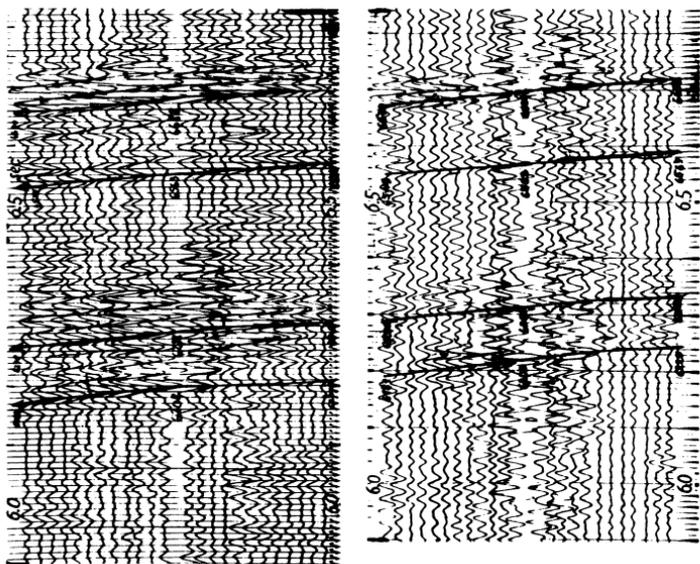


Abb. 2: Tiefenreflexionen der Conrad-Diskontinuität in zwei sich kreuzenden Aufstellungen

An zwei Stellen konnte eine direkte Bestimmung des wahren Einfallens vorgenommen werden, weil dort, wie in Abb. 2 gezeigt, jeweils 2 Messungen an der gleichen Stelle ausgeführt wurden, die sich durch die verschiedene Himmelsrichtung ihrer Geophonaufstellungen unterscheiden. Hierbei ergaben sich Neigungswerte von 5 bzw. 6 ms auf 100 m Geophonaufstellung. Die Richtung des Einfallens war im ersten Fall Süd und im zweiten Südost.

Laufzeitgradient

Abgesehen von den ebenerwähnten 2 Sonderfällen können die erhaltenen Tiefenreflexionen nicht direkt miteinander verknüpft werden, weil sie an immer verschiedenen Stellen des Gebietes erhalten wurden, während ja gerade eine Messung am gleichen Ort für die direkte Neigungsbestimmung

erforderlich ist. Für einen Überblick kann man aber nach statistischen Methoden das mittlere Einfallen bestimmen.

In Abbildung 3 ist eine Darstellung des Einfallens der einzelnen Tiefenreflexionen wiedergegeben. Jedem Punkt entspricht eine Reflexion. Die

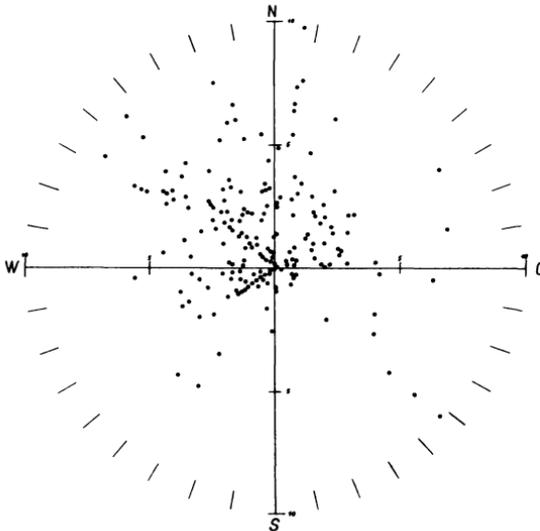


Abb. 3: Anstiegskomponenten der Einzelreflexionen

Lage eines Punktes ergibt sich aus der Himmelsrichtung der Geophonaufstellung und der Neigung der Reflexion, d.h. der zeitlichen Einsatzdifferenz des ersten und letzten Geophons, reduziert auf 100 m Aufstellungslänge. Man sieht schon, daß im wesentlichen ein Anstieg nach Nord-Nordwest zu erwarten ist. Es ist aber zu bedenken, daß jede Himmelsrichtung nur eine Komponente des wahren Einfallens enthält. Eine Anhäufung von Punkten in obiger Darstellung bedeutet also nur, daß in dieser Himmelsrichtung öfter Tiefenreflexionen aufgetreten sind als in anderen Richtungen.

Für die statistische Behandlung wurden die Himmelsrichtungen in 18 Sektoren von jeweils 10° Breite eingeteilt. Alle Reflexionen, deren Aufstellungsrichtungen in einen Sektor fallen, werden zu einer Gruppe zusammengefaßt und deren Mittelwert des Einfallens bestimmt. Aus der Verteilung um den Mittelwert wird mit Hilfe des quadratischen Fehlers der mittlere Fehler des Mittelwertes gebildet.

In Abbildung 4 bedeuten die eingetragenen Punkte in jedem Sektor den Mittelwert und die schraffierten Flächen geben die Größe des mittleren Fehlers des Mittelwertes an.

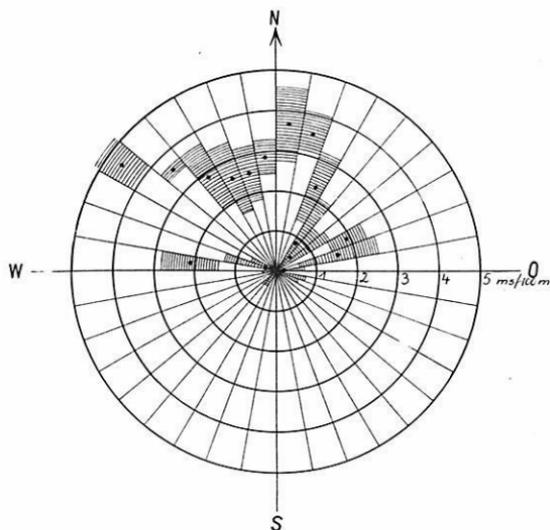


Abb. 4: Mittelwerte der Komponenten des Anstiegs

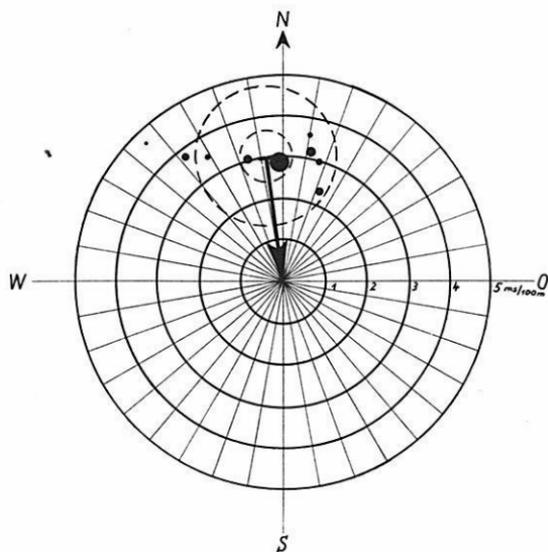


Abb. 5: Mittelwert des Laufzeitgradienten

Nun wird jedem Mittelwert ein Gewicht zugeordnet, das umgekehrt proportional dem Quadrat des mittleren Fehlers ist. Aus je zwei aufeinander stehenden Sektoren wird dann das wahre Einfallen bestimmt.

Somit erhält man neun Werte für das wahre Einfallen, die um einen Bestwert streuen. Die zugehörigen Gewichte sind mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes aus den mittleren Fehlern des Mittelwertes des Einfallens in den 18 Sektoren berechnet worden und sind in der Abbildung 5 durch die Größe der Kreisdurchmesser versinnbildlicht. Aus diesen neun Werten wird der gewogene Mittelwert gebildet, dessen Lage durch den Fußpunkt des Pfeiles gegeben ist. Der eingetragene Pfeil gibt demnach die Größe und Richtung des aus allen Reflexionen statistisch gebildeten Mittelwertes des wahren Einfallens an. Der um den Fußpunkt des Pfeiles geschlagene kleinere Kreis bedeutet den mittleren absoluten Fehler im Sinne der Fehlerrechnung und der größere Kreis die Streuung innerhalb welcher bei einer Gaußverteilung ca. 67% der statistischen Maße liegen. In diesem Falle sind es 83%, was darauf hindeutet, daß keine Gaußverteilung vorliegt. Die Fehler sind also nicht zufälliger und meßtechnisch bedingter Art, sondern es liegen andere Ursachen für die Streuungen vor, nämlich wahrscheinlich der geologische Aufbau des Deckgebirges. Das Ergebnis ist ein Einfallen in Richtung S $7,5^{\circ}$ O mit einer Neigung von 2,95 ms für 100 m Aufstellungslänge.

Bei dieser Gelegenheit sei bemerkt, daß der absolute mittlere Fehler ca. 10 mal größer ist, wenn das wahre Einfallen aus nur zwei örtlich getrennten voneinander unabhängigen Einzelmessungen berechnet wird.

Isochronenplan

Mit Hilfe des mittleren Ansteigens kann ein Isochronenplan konstruiert werden. Zur Deutung des Laufzeitgradienten liegen zwei extreme Möglichkeiten vor.

1. Bei Annahme einer konstanten Durchschnittsgeschwindigkeit unter Vernachlässigung der Geschwindigkeitsverhältnisse im Deckgebirge liegt ein Anstieg der reflektierenden Flächen nach Norden vor.
2. Man kann auch eine söhlige Fläche annehmen und die Durchschnittsgeschwindigkeit dazu passend bestimmen, wobei sich eine Zunahme nach Norden bis etwa 12% ergeben würde, was für die relativ kurze Ausdehnung des Gebietes sehr hoch wäre.

Man kommt wahrscheinlich der Wahrheit am nächsten, wenn man nur einen Teil des Anstieges nach Norden als reell ansieht und den verbleibenden Teil des Laufzeitgradienten auf Zunahme der Durchschnittsgeschwindigkeit nach Norden zurückführt.

Nun können die Abweichungen der beobachteten Reflexions-Einsatzzeiten vom Isochronenplan ermittelt werden. Die Normierung des Isochronenplanes ist so erfolgt, daß etwa in der Mitte des Gebietes die Abwei-

chungen Null sind. Tritt in einem Seismogramm nur eine einzige Tiefenreflexion auf, dann ist die Abweichung vom Isochronenplan ganz einfach zu berechnen. Treten dagegen mehrere Tiefenreflexionen auf (Differenzierungsflächen), dann wurde die Reflexion mit der kleinsten Abweichung vom Isochronenplan benutzt. Die nach dieser Rechenvorschrift sich ergebenden Abweichungen lassen sich geographisch in mehrere Bereiche einteilen.

In Abbildung 6 sind die Stellen an denen Tiefenreflexionen beobachtet wurden, durch einen Punkt markiert. Die Abweichungen vom Isochro-

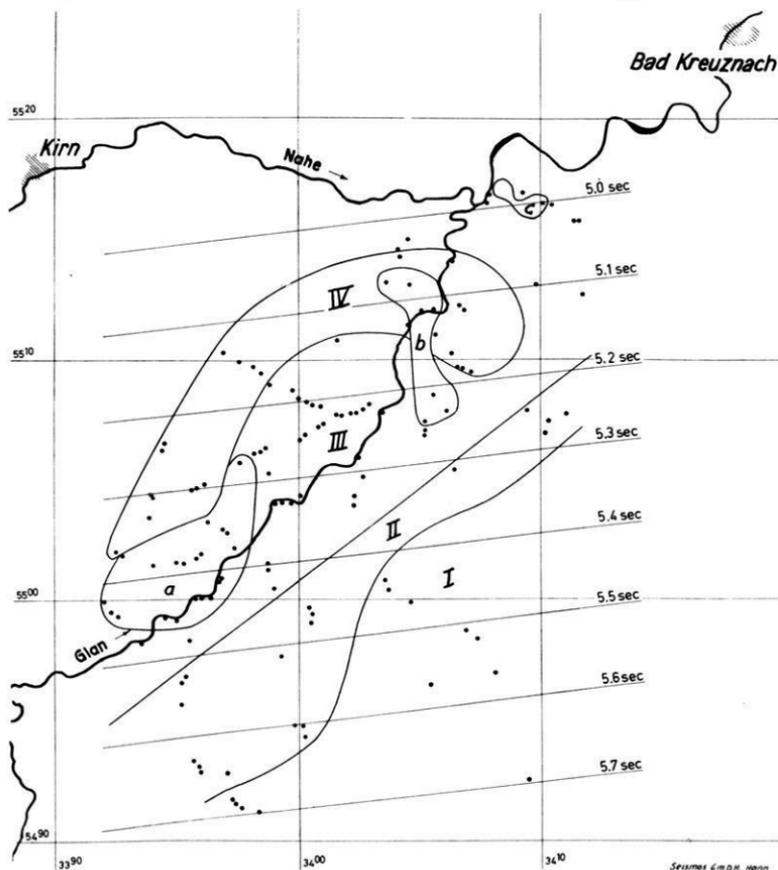


Abb. 6: Isochronenplan für die Conrad-Diskontinuität
nenplan, der zusätzlich eingezeichnet ist, liegen in den gekennzeichneten Zonen innerhalb folgender Grenzen:

- | | | |
|---------|----------------------|------------|
| + 50 ms | < Abweichung Zone I | < + 101 ms |
| 0 ms | < Abweichung Zone II | < + 50 ms |

- 15 ms < Abweichung Zone III < 0 ms
- 63 ms < Abweichung Zone IV < - 15 ms
- 0 ms < Abweichung Zone a, b, c < + 36 ms

Die Zonen I-IV zeigen einen systematischen Gang, indem im Süden die Abweichungen alle positiv sind und nach Norden hin negativ werden. Andererseits gehen die Abweichungen nicht direkt proportional der Entfernung in Richtung des Laufzeitgradienten, so daß eine Korrektur des Isochronenplanes keine Vorteile bringt. Von den Bereichen a, b und c kann man nur sagen, daß sie sich geographisch längs des Pfälzer Sattels anordnen.

Tiefenreflexionen im Raume von Rastatt

In diesem Zusammenhang erscheint es bemerkenswert, daß in der Umgebung von Rastatt ebenfalls bei reflexions-seismischen Messungen Tiefenreflexionen beobachtet wurden⁴⁾.

Auf zwei Profilen wurden Reflexionen mit langer Laufzeit beobachtet, und zwar auf einem Nordsüdprofil mit Laufzeiten von 7,5-8 Sek. und einem Ostwestprofil mit Laufzeiten von 6,5-7 Sek. Während auf dem Nordsüdprofil die Tiefenreflexionen eine söhliche Lagerung aufweisen, zeigen die Reflexionen des Ostwestprofils ein starkes Einfallen nach Westen. Das starke Einfallen ist sicherlich durch Brechung an den östlichen Hauptstörungen des Rheintalgrabens entstanden, so daß bei Anbringung von Brechungskorrekturen der starke Einfall weitgehendst beseitigt werden kann.

Nach mündlicher Mitteilung hält *Dohr* es aber für möglich, daß ein geringes Einfallen zum Rheintalgraben als echt anzusehen ist. Das würde möglicherweise bedeuten, daß in diesen Tiefen der Rheintalgraben schon im kristallinen Untergrund vorgebildet ist. Die kürzeren Laufzeiten der Tiefenreflexionen des Ostwestprofils können durch die höheren Geschwindigkeiten des Schwarzwaldsockels erklärt werden.

Auch in der gefalteten Molasse Oberbayerns wurden bei Murnau mehrfach Tiefenreflexionen beobachtet und von den gleichen Herren bearbeitet wie die von Rastatt. Eine Häufung dieser Reflektionen tritt bei einer Zeit von etwa 6,5 Sek. auf. Ebenso sind im Raume von Lippstadt wiederholt Tiefenreflexionen mit starker Energie beobachtet worden⁵⁾.

4) Diese Arbeiten wurden im Auftrage der Preußischen Bergwerks- und Hütten-AG. und der Mobilöl-AG. in Deutschland von einem Meßtrupp der Seismos G.m.b.H. durchgeführt und von den Herren Dipl.-Ing. Holste und Dr. Dohr bearbeitet.

5) Diese Arbeiten wurden im Auftrage der Mobilöl-AG. von einem Seismos-Meßtrupp unter Leitung von Dr. Hellmers ausgeführt.

Förtsch Diskontinuität

Bevor nun die mögliche Tiefe der reflektierenden Fläche diskutiert wird, muß noch auf eine besondere Reflexionsgruppe eingegangen werden.

In einer Anzahl von Seismogrammen nämlich wurden zusätzlich Reflexionen gefunden, deren Laufzeiten etwa in der Größenordnung von 4 sec liegen und deutlich nicht mit den gezeigten Differenzierungsflächen in Zusammenhang stehen. (Siehe Abb. 7).

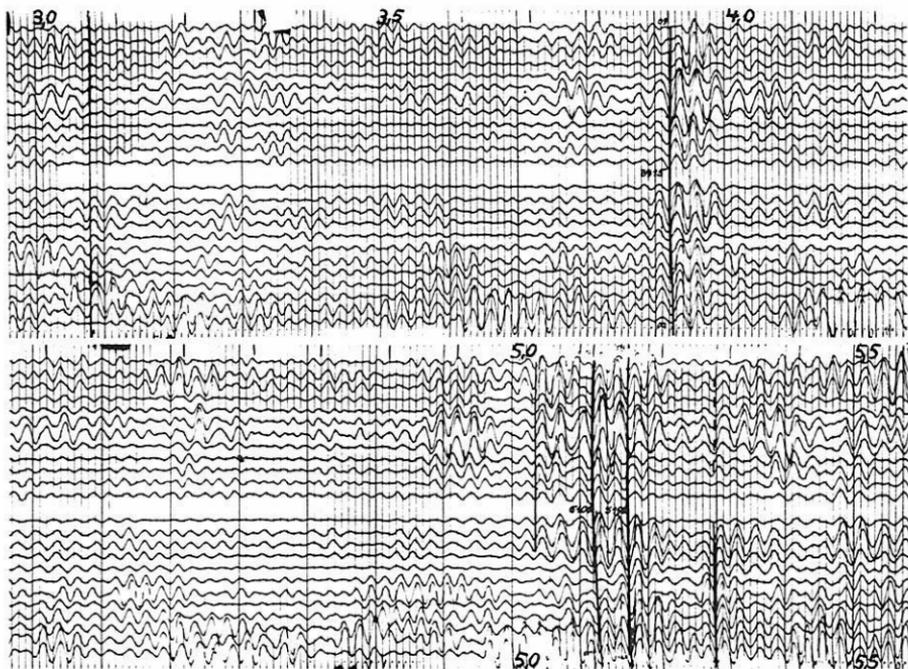


Abb. 7: Tiefenreflexionen der Förtsch- und der Conrad - Diskontinuität

Nach einer Veröffentlichung von Förtsch [2] ist bei der Haßlachsprennung eine weitere Grenzfläche gefunden worden, die eine Trennung zwischen Granit und Diorit darstellt. Es liegt nahe, die ebenerwähnten Reflexionen dieser von Förtsch beschriebenen Grenzfläche zuzuordnen. Nach Förtsch besitzt Diorit eine Geschwindigkeit von 6 km/sec bzw. ist auf Grund dieser Geschwindigkeit das liegende Material von Reich als Diorit angesprochen worden. Übrigens wurden ähnliche Reflexionen auch bei den oben erwähnten Messungen bei Murnau gefunden.

Tiefenbestimmung

Diese Beobachtungen sollen nun für eine Tiefenbestimmung verwertet werden. Bei diesen großen Laufzeiten ist die Krümmung der Tiefenreflexion dermaßen gering, daß eine Geschwindigkeitsbestimmung nach reflexionsseismischen Methoden nicht mehr möglich ist. Man ist daher darauf angewiesen, mit den aus refraktionsseismischen Messungen bekannten Geschwindigkeiten eine Schätzung zu versuchen. Dagegen ist in der Tiefbohrung Meisenheim, die im Nordostteil des gemessenen Gebietes liegt, eine Geschwindigkeitsmessung durchgeführt worden.

Danach werden für die ersten 1700 m eine Laufzeit von 0,42 sec bzw. eine Reflexionszeit von 0,84 sec benötigt. Die Oberflächengeschwindigkeit betrug dabei rund 3100 m/sec und die örtliche Endgeschwindigkeit, also in 1700 m Tiefe, war dabei 5100 m/sec. Die Geschwindigkeiten im tieferen Sediment sind nicht bekannt. Man darf aber wohl sicherlich mit über 5100 m/sec rechnen. Im Granit bis zur *Förtsch*-Diskontinuität ist nach der Haßlachsprengrung eine Geschwindigkeit von 5,8 km/sec zu erwarten. Nach Erdbebenmessungen sind Werte von 5,5 bis 5,6 km/sec und aus Norddeutschland von 5,4 bis 5,8 km/sec mitgeteilt.

Überschlagsmäßig soll daher für das tiefere Sediment und die Granitzone eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 5,5 km/sec angenommen werden. Damit würde die *Förtsch*-Diskontinuität mit einer Laufzeit von 4 sec eine Tiefe von 10,4 km besitzen. Für Diorit ist nun die Geschwindigkeit 6 km/sec anzusetzen, so daß einer Reflexionslaufzeit von 5 sec eine Tiefe von 13,4 km entsprechen würde, wie aus nachstehender Tabelle ersichtlich: ⁶⁾

Zeitintervall sec	Zeit sec	v km/sec.	Tiefenzuwachs m	Gesamttiefe m	Fläche
0,84	0,84		1,700	1,700	Endteufe Meisenheim
3,16	4,00	5,5	8,700	10,400	<i>Förtsch</i> -Diskontinuität
1,00	5,00	6,0	3,000	13,400	<i>Conrad</i> -Diskontinuität

Wegen der negativen Abweichungen vom Isochronenplan im Norden des gemessenen Gebietes können möglicherweise geringere Tiefen vorhanden sein, so daß sich etwa für die geringste Tiefe 12 km schätzen lassen.

Bei einer örtlichen Geschwindigkeit von 6 km/sec bedeuten 2,95 ms

⁶⁾ Zur Frage der Schichtgeschwindigkeiten und Tiefen vergl. [3].

auf 100 m Aufstellungslänge einen Neigungswinkel von 10° . Der systematische Gang der Abweichungen vom Isochronenplan läßt ein noch stärkeres Einfallen erwarten. Wegen der Unsicherheit aber, inwiefern dieser Laufzeitgradient auf Änderung der Durchschnittsgeschwindigkeit beruht, darf man doch immerhin mit einem Einfallen von etwa 5° rechnen. Die Abweichungen vom Isochronenplan zeigen aber auch als weiteres Resultat, daß die Richtung des wahren Einfallens wahrscheinlich eine stärkere Komponente nach Osten besitzt, als der berechnete Laufzeitgradient, schätzungsweise dreimal so stark. Somit würde insgesamt sich ein Einfallen von 5° in Richtung Süd-Südost ergeben. Auf Grund der Überlegung der Tiefenbestimmung geht man wohl mit der Annahme nicht fehl, daß die Tiefenreflexionen von der Grenzfläche Diorit gegen Gabbro, d. h. also der *Conrad*-Diskontinuität stammen.

Für die Genehmigung zur Veröffentlichung dieser Arbeit bin ich der Firma Wintershall-AG und Firma Seismos G.m.b.H. zu Dank verpflichtet.

Literatur

- [1] *Junger, Arne*: Deep basement reflections in Big Horn County, Montana.-Geophysica 16, H. 3, S. 499-505 Houston/Texas 1951.
- [2] *Förtsch, O.*: Analyse der seismischen Registrierungen der Großsprengung bei Haßlach im Schwarzwald am 28. 4. 1948. Geologisches Jahrbuch 1950 S. 65-80.
- [3] *Brockamp, B.*: "Zum Werdegang der Vertiefen", Geologie, 1955. Bd. 4, Nr. 4, S. 382.

Die seismische Bestimmung der Grundwassertiefe

Von P. Broße, Hannover ¹⁾

Zusammenfassung: Bei seismischen Vermessungsarbeiten in einer Erdölkonzession im Oberrheintalgraben wurden an über 400 Meßpunkten aus der seismisch gemessenen "Aufzeit" und der Bohrtiefe die Grundwassertiefen berechnet. Aus der Gestaltung der Grundwasseroberfläche lassen sich Schlüsse auf das Vorhandensein und den Verlauf von Grundwasserströmen ziehen.

Abstract: On the occasion of a seismic survey in a petroleum concession in the Upper Rhine Valley graben, at more than 400 measuring points the ground-water levels were calculated from the seismically recorded uphole time and the drilling depth. From the condition of the ground-water surface conclusions can be drawn with regard to the presence and the course of ground-water currents.

Im Rahmen einer seismischen Untersuchung im Oberrheintal wurden Sprengladungen in Bohrlöchern von 10-12 m Tiefe zur Detonation gebracht. Bei jedem Schuß wurde die Aufzeit, d. h. die Zeit gemessen, die der Schall zum Durchlaufen der Schicht zwischen Bohrlochsohle und Erdoberfläche braucht. Hierbei wurden erhebliche Unterschiede in der Größe der Aufzeiten innerhalb des Meßgebiets festgestellt. So variierten bei 10 m Bohrtiefe die Aufzeiten zwischen 10 und 24 Millisekunden. Da das Material der durchbohrten Schichten allgemein aus sandigem Kies besteht – nur vereinzelt wurden in der Nähe der Erdoberfläche tonige Schichten geringer Mächtigkeit angetroffen – konnte nur der verschiedene Wassergehalt des Materials die großen Unterschiede der Schallgeschwindigkeit des Bodens verursachen.

Rückschließend wird in folgendem aus der Größe der Aufzeiten und der Bohrtiefe an den einzelnen Meßpunkten die Tiefe des Grundwassers berechnet. Aus dem Verlauf des Grundwasserspiegels wurden dann Schlüsse auf die Richtung der Grundwasserströme gezogen.

Das Meßgebiet umfaßt eine Fläche von rund 100 qkm und liegt etwa in der Mitte zwischen den Städten Karlsruhe und Speyer auf dem rechten Rheinufer in der Höhe von Germersheim. Ungefähr 10 km ostwärts des Meßgebiets beginnen die Höhen des Kraichgaus.

¹⁾ Dr. Paul Broße in Firma: PRAKLA Gesellschaft für praktische Lagerstättenforschung, Hannover, Haarstr. 5.

Die Abbildung 1 zeigt die Oberflächengestaltung des Untersuchungsgebiets: der Rhein bildet die Westgrenze, daran schließt sich die Talau, die schwach nach Norden einfällt. Nach Osten zu wird die Talau von einem Steilhang begrenzt. Die Terasse oberhalb des Steilhangs liegt im Norden 6, im Süden 10 m über der Talau.

Zur Berechnung der Grundwassertiefen standen über 400 Meßpunkte zur Verfügung. Relativ wenig Meßpunkte liegen in einem 2-3 km breiten Streifen am Rhein. Das übrige Gebiet ist annähernd gleichmäßig mit Meßpunkten besetzt.

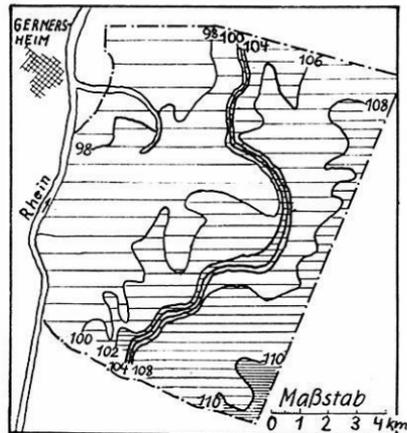


Abb. 1: Höhe des Geländes über NN

Die Meßmethode

Die Berechnung der Grundwassertiefe aus Bohrtiefe und Aufzeit ist nur möglich, wenn die folgenden Voraussetzungen erfüllt sind:

1. Das durchbohrte Material ist innerhalb des Meßgebiets einheitlich und wasserdurchlässig.
2. Die Schallgeschwindigkeit des Materials ist in trockenem Zustand die gleiche, wie bei einer gewissen Durchfeuchtung. Sie ändert sich erst sprunghaft bei vollständiger Sättigung mit Wasser.

Die Voraussetzungen unter 1. dürften erfüllt sein, da in allen Bohrungen sandiger Kies angetroffen wurde. Die in wenigen Bohrungen in der Talau festgestellten dünnen Schichten mit tonigem Kies beeinträchtigen die Geschwindigkeit der Bodenschicht oberhalb des Grundwassers vermutlich nur wenig. Jedenfalls spielen diese wegen ihrer Seltenheit nur eine untergeordnete Rolle bei der Gesamtbetrachtung.

Hinsichtlich der Voraussetzungen unter 2. kann auf Untersuchungen von *Wyllie* u. a. [1] hingewiesen werden, bei denen die Schallgeschwindigkeit verschiedener Sandsteine in Abhängigkeit vom Wassergehalt experimentell bestimmt wurde. Hiernach zeigte ein Sandstein mit 21,7% Porenvolumen und einem Wassergehalt bis zu 70% eine nahezu konstante Geschwindigkeit von 1750 m/s, die bei weiterer Zunahme des Wassergehalts zunächst langsam, bei 85% sprunghaft anstieg und bei 100% Wassergehalt 2500 m/s erreichte.

Bei einem Sandstein von 29.9% Porenvolumen lag die Geschwindigkeit bis zu einem Wassergehalt von 98% bei 1700 m/s, um dann plötzlich auf 2300 m/s anzusteigen.

Auf den vorliegenden Fall übertragen, bedeutet das, daß eine gewisse Durchfeuchtung des Bodens kaum einen Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit hat. Oberhalb des Grundwasserspiegels kann daher mit einer Geschwindigkeit gerechnet werden, die unabhängig von dem örtlich verschiedenen Wassergehalt ist. Erst unterhalb des Grundwasserspiegels muß mit einer höheren, aber im ganzen Gebiet gleichbleibenden Geschwindigkeit gerechnet werden.

Die Größe der im Meßgebiet zu erwartenden Geschwindigkeiten ist von denen, die im Sandstein gemessen wurden, allerdings wesentlich verschieden.

Für lockeres Material gibt Jung [2] folgende Geschwindigkeitswerte an:

trockener Sand, Löß, Verwitterungsboden	300 bis 800 m/s
nasser Sand und Löß	1000 bis 1300 m/s

Nach dem Gesagten scheint es daher gerechtfertigt, für die folgenden Berechnungen anzunehmen, daß dem Bodenmaterial oberhalb des Grundwasserspiegels eine bestimmte Geschwindigkeit zukommt unabhängig von der örtlich wechselnden Durchfeuchtung. Bei vollständiger Wassersättigung, d.h. unterhalb des Grundwasserspiegels hat das gleiche Material eine zweite, wohl definierte Geschwindigkeit.

Unter diesen Voraussetzungen erfolgte die Bestimmung der Grundwassertiefe auf folgende Weise (Abb. 2):

Die Sprengladung S befindet sich auf der Bohrlochsohle, in der Tiefe h unterhalb der Erdoberfläche. Der durch den Schuß ausgelöste Impuls durchläuft die Strecke h in t Sekunden (Aufzeit). Die Tiefe des Grundwassers unter der Erdoberfläche sei h_1 . Ferner sei v_1 die Schallgeschwindigkeit des Bodenmaterials oberhalb, und v_2 die entsprechende unterhalb des Grundwasserspiegels. Es gelten dann die folgenden Beziehungen:

$$(1) \quad \frac{h_1}{v_1} + \frac{h - h_1}{v_2} = t$$

Wird die Gleichung nach h_1 aufgelöst, so ist:

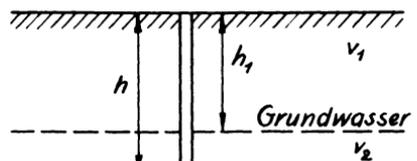


Abb. 2: Zur Berechnung der Grundwassertiefe

$$(2) \quad h_1 = (t \cdot v_2 - h) \frac{v_1}{v_2 - v_1}$$

Sind die Geschwindigkeiten v_1 und v_2 bekannt, so kann aus Gleichung (2) für jeden Meßpunkt die Grundwassertiefe h_1 berechnet werden. Für die Berechnung der Geschwindigkeiten v_1 und v_2 wurden die Meßdaten von vier Meßpunkten verwandt, in deren unmittelbarer Nähe Kontrollbrunnen vorhanden sind. Für diese Meßpunkte war die Grundwassertiefe daher bekannt [3], so daß zur Bestimmung der Geschwindigkeiten vier Gleichungen mit zwei Unbekannten zur Verfügung standen. Nebenbei sei bemerkt, daß der Grundwasserspiegel an diesen Kontrollbrunnen innerhalb der dreimonatigen Meßzeit nur um 20-30 cm schwankte.

Im Mittel ergaben sich folgende Werte für die Geschwindigkeiten:

$$v_1 = 380 \text{ m/s} \quad \text{und} \quad v_2 = 1000 \text{ m/s}$$

Diese Werte liegen also an der unteren Grenze der von *Jung* angegebenen Werte für Sand.

Mit diesen Geschwindigkeiten wurde für jeden Meßpunkt die Grundwassertiefe nach Gleichung (2) bestimmt und in einen Lageplan eingetragen. Das Zeichnen von Linien gleicher Grundwassertiefe stieß auf keine Schwierigkeiten. Von den über 400 Meßwerten fügten sich nur 12 in das allgemeine Bild nicht ein. Hieraus kann geschlossen werden, daß die errechneten Geschwindigkeiten tatsächlich für das ganze Meßgebiet Gültigkeit haben.

Die Ergebnisse

Abbildung 3 zeigt die Verteilung der Grundwassertiefe im Meßgebiet. Wäre der Grundwasserspiegel eine horizontale Fläche, so müßten die Tiefenlinien des Grundwassers parallel zu den Höhenlinien der Erdoberfläche in Abb. 1 verlaufen. Der Terrassenrand, der in Abb. 1 deutlich durch Drängung der Höhenlinien hervortritt, ist auch in Abb. 3 als Sprung in der Grundwassertiefe zu erkennen. Betrachtet man aber jede Terrasse für sich, dann zeigen die Abbildungen 1 und 3 keinerlei Parallelität im Linienverlauf.

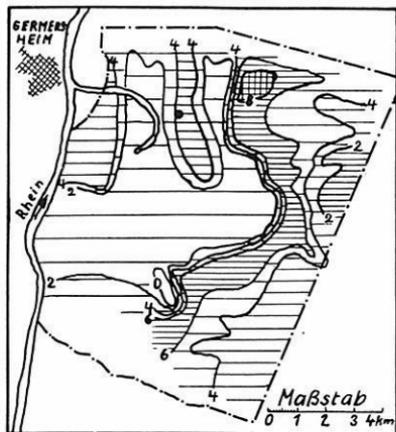


Abb. 3: Tiefe des Grundwassers unter der Erdoberfläche

Die Talaue ist eine wenig gegliederte Ebene, die schwach nach Nordwesten einfällt. Abb. 4 zeigt dagegen im mittleren Teil der Talaue ein

Gebiet hoher Grundwasserstände. Nach Süden nimmt die Grundwassertiefe zu, wobei hier allerdings der Verlauf der Tiefenlinien nicht sicher ist. Im Norden zeichnen sich deutlich zwei Senken des Grundwasserspiegels ab mit Grundwassertiefen bis zu 5 Metern. Auch auf der Hochterrasse ist kein paralleler Linienverlauf der Abbildungen 1 und 3 zu erkennen. Während das Gelände von Nordwesten nach Südosten um 6 m ansteigt, finden sich die größten Tiefen des Grundwassers gerade im Nordwesten. Nach Osten zu steigt der Grundwasserspiegel in unregelmäßiger Weise an.

Noch deutlicher zeigt Abb. 4 das starke Relief des Grundwasserspiegels. Da in dieser Abbildung die Grundwasserstände auf NN bezogen sind, ist die Darstellung unabhängig von den Unebenheiten der Erdoberfläche. Generell fällt die Grundwasseroberfläche nach Nordwesten ein. Um dieses Gefälle aufrecht zu erhalten, muß eine Grundwasserströmung in dieser Richtung vorhanden sein. Dieser Grundwasserfluß erfolgt hierbei jedoch nicht gleichmäßig über die ganze Fläche hinweg, sondern in einzelnen Senken, die in der Abb. 4 als Verbiegungen der Höhenlinien erscheinen. Jede dieser Senken muß durch einen eigenen Grundwasserstrom entwässert werden. Diese Grundwasserströme wurden in der Länge, in der sie verfolgt werden konnten, durch Pfeile gekennzeichnet. Im Nordosten des Meßraums lassen sich mehrere Grundwasserströme verfolgen, die etwa nach Westen gerichtet sind und in einen Hauptstrom einmünden, der etwa parallel zum Rhein verläuft. Weiter südlich ist im Ostteil des Meßgebiets ein weiterer Weststrom vorhanden, der aber nicht in den genannten Hauptstrom einmündet, der etwa parallel zum Rhein verläuft. Weiter südlich ist im Ostteil des Meßgebiets ein weiterer Weststrom vorhanden, der aber nicht in den genannten Hauptstrom mündet, sondern vermutlich erst in der Nähe des Rheins nach Nordwesten abbiegt.

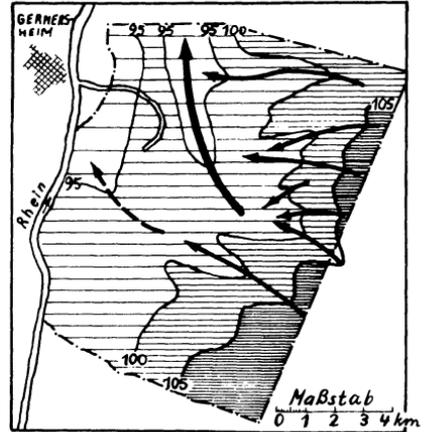


Abb. 4: Höhe des Grundwassers über NN

Literatur

- [1] *Wyllie, M.R.J.; Gregory, A.H. und Gardner, L.W.:* Geschwindigkeiten elastischer Wellen in heterogenen und porösen Medien. *Geophysics* 1956 Nr. 1.
- [2] *Jung, Karl:* Angewandte Geophysik. 1948.
- [3] Landesanstalt für Gewässerkunde, Karlsruhe: Mündliche Mitteilung der Meßdaten von Kontrollbrunnen.

Eisseismische Untersuchungen

Von B. Brockamp, Münster i. W. ¹⁾ und Mitarbeitern

Eisseismische Arbeiten in den Alpen und auf der Deutschen Grönlandexpedition *Alfred Wegener* 1930/31 ergaben unterschiedliche Geschwindigkeitswerte der Longitudinal- und Transversalwellen, die als Temperaturabhängigkeit der Wellen gedeutet wurden [1] [2].

Weitere Arbeiten von *K. Wölcken* [3] in Novaja Zemblja während des zweiten Polarjahres 1933, der Expedition Polaire Française in Grönland 1950/51 (*J. J. Holtzscherer*) [4], der British North Greenland Expedition 1952-54 (*C. B. B. Bull*) [5], von *H. Röthlisberger* [6] in Baffin Island 1953 brachten in gleicher Richtung liegende Ergebnisse.

Die Untersuchungen von *G. de Q. Robin* [7] ²⁾ in der Antarktis lassen ebenfalls eine Temperaturabhängigkeit der elastischen Wellen erkennen, die aber dem Betrage nach kleiner ist als die vorerwähnten Werte.

Die mir zugänglichen Geschwindigkeitsangaben longitudinaler Wellen im Eis sind in Abbildung 1 dargestellt.

In Erweiterung dieser Beobachtungen wurden auch zugefrorene Seen mit Eis verschiedener Temperatur und Dicke in die Untersuchungen miteinbezogen, ebenso Proben von Kunsteis im Labor.

Über die Ergebnisse seiner ersten Untersuchungen an Eisstäben berichtet nachstehend *W. Lotze*. Weitere Mitteilungen folgen.

Der Leitung der Prakla, Hannover, die das umfangreiche Instrumentarium, und Herrn Dr. *Winkelmann*, dem Leiter des Pflanzenschutzamtes Münster, der einen Kälteraum zur Verfügung stellte, sei auch an dieser Stelle für das Entgegenkommen gedankt.

1) Prof. Dr. B. Brockamp, Münster i. W., Steinfurter Str. 107

2) Die Messungen Robins fanden in dem auf der Deutschen Antarktischen Expedition 1938/39 überflogenen und z.T. photogrammetrisch aufgenommenen Gebiet statt. An Eisdicken wurden von Robin gefunden:

Ort	Höhe der Eisoberfläche nach Robin	Eisdicke
Penkmulde	1 700 m	bis 2 000 m
Neumayer-Steilwand	2 000 m	um 500 m
Wegener-Plateau	2 700 m	bis 2 400 m

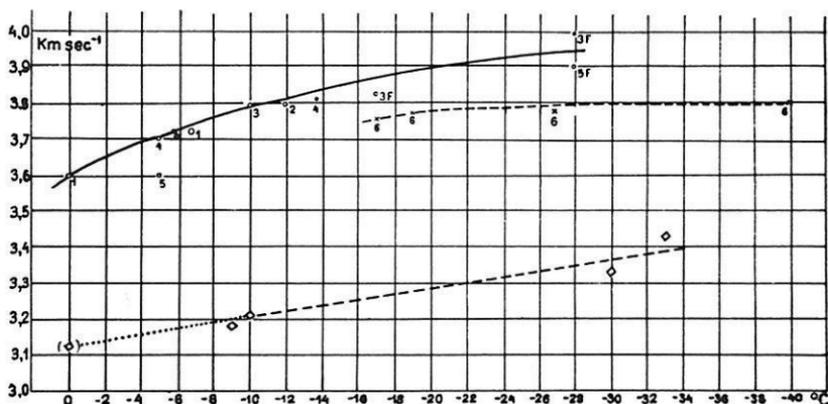


Abb. 1: Geschwindigkeit longitudinaler Wellen im Eis in Abhängigkeit von der Temperatur

1. Brockamp-Wölken, 2. Wölken, 3. Holtzscherer, 4. Roethlisberger
5. Bull (nach mündl. Mitteilung), 6. Robin (Antarktis), F Messungen im
Firnggebiet, \diamond Boyle und Sproule (Proben von Flußeis).

Literatur

- [1] Brockamp, B.: Überlegungen zur Temperaturverteilung im Inlandeis auf Grund seismischer Ergebnisse. — Wissenschaftl. Ergebnisse der Deutsch. Grönland-Expedition Alfred Wegener Bd. III, 1935.
- [2] Brockamp, B.: Nachtrag zur Deutschen Grönlandexpedition A. Wegener. — Neues Jahrbuch f. Geologie u. Paläontologie Abhdlg. Bd. 93, H. 2, 1951.
- [3] Wölken, K.: Bulletin of the Arctic Institute of Leningrad Nr. 6/7, 1933.
- [4] Holtzscherer, J.J.: Depth of Polar Ice Caps. — The Geographical Journal, Vol. CXX, Part 2, 1954.
- [5] Bull, C.B.B.: Values of Gravity on the Inland Ice in North Greenland. — Meddelelser om Grønland, Bd. 137, Nr. 1, 1955.
- [6] Röthlisberger, H.: Studies in Glacier Physics on the Penny Ice Cap, Baffin Island, 1953. Part III: Seismic Sounding. — Journal of Glaciology, Vol. 2, Nr. 18, 1955.
- [7] Robin, G. de Q.: Dronning Maud Land, Antarctica. — The Geographical Journal, Vol. CXX, P. 2, 1954.

Mitteilung 1

Schallgeschwindigkeitsmessungen von Eis in Abhängigkeit von
Druck und TemperaturVon W. Lotze, Hannover ¹⁾

Zusammenfassung: Es wird über Geschwindigkeitsmessungen longitudinaler Schallwellen in Eisstäben in Abhängigkeit von Temperatur und gerichtetem Druck berichtet.

Die Untersuchungen haben ergeben, daß ein geringes Anwachsen der Geschwindigkeit mit abnehmender Temperatur und zunehmenden gerichtetem Druck vorhanden ist.

Abstract: Measurements of the velocity of longitudinal sound waves in ice show a slight encrease of velocity with decreasing temperature and encreasing stress. Numerical values are given.

Versuchsordnung und Durchführung der Messungen:

Zur Messung der Schallgeschwindigkeit an stabförmigen Proben (ca. 50 cm Länge x 5 cm Ø) stand eine elektronische Apparatur nach *Baule* [1] zur Verfügung. Mit einer Folgefrequenz von 50 Hz werden Ultraschallimpulse ausgesandt, die nach Durchlaufen einer bestimmten Strecke abgegriffen werden und nach Rückverwandlung in elektrische Energie die y-Koordinate eines Elektronenstrahl-Oscillografen steuern. Die Zeitablenkung (x-Koordinate) erfolgt synchron mit den Sendeimpulsen, um ein stehendes Bild zu bekommen. Als Zeitnormal dient ein Quarz-Generator, der in Abständen von 10 Mikrosekunden den Elektronenstrahl dunkelsteuert. Zur Markierung des Nullpunktes der Zeitskala wird der Sendeimpuls eingeblendet, während das aufgenommene Signal mit der jeweiligen Laufzeitverzögerung erscheint. Bei guten Einsätzen kann die Laufzeit bis auf etwa 1-2 Mikrosekunden abgelesen werden, während das aufgenommene Signal mit der jeweiligen Laufzeitverzögerung erscheint (Abb. 1).

Da nur Längen- und Laufzeitunterschiede gemessen werden konnten, wurden Messungen bei verschiedenen Längen (jeweils um 5 cm steigend) zu einem Beobachtungssatz zusammengefaßt. Zur Ermittlung der Schallgeschwindigkeit wurde dann einerseits grafisch die Laufzeitkurve konstruiert als auch rechnerisch die ausgleichende Gerade festgelegt (im folgenden werden nur die rechnerischen Werte benutzt).

Aus 289 Einzelbeobachtungen in 32 Sätzen ergibt sich ein mittlerer Fehler der einzelnen Laufzeitmessung von 1,6 Mikrosekunden. Der relative

¹⁾ Dr. Wendelin Lotze, Prakla, Hannover.

Fehler für die Schallgeschwindigkeit aus einem Beobachtungssatz ergibt sich hiernach zu 1,3%, doch sind zusätzliche systematische Fehler nicht ausgeschlossen: der Einsatz ist nicht absolut scharf und das Bild des Seismogramms abhängig von der Verstärkung des Signals. Auch waren die Laufzeitänderungen bei den Versuchen nur gering, so daß sich der Beobachter die Zahlenwerte einprägen oder bei schlechten Einsätzen im Sinne gleicher Differenzen (Entfernungen äquidistant eingestellt) schätzen konnte. Auf eine weitere Unsicherheit wegen der Verwendung eines kurzzeitigen Impulses anstelle einer diskreten Frequenz wird später eingegangen.

Da sich die Genauigkeit dieser Methode im Laufe der Versuche als unzureichend erwies, wurde zu fotografischer Registrierung übergegangen.

Dabei wurde die Kippfrequenz verdoppelt, um die Zeitauflösung von vornherein zu erhöhen (daher Überlagerung von Abriß und Einsatz) (Abb. 2). Zur Verbesserung der Energieübertragung und damit der Schärfe des Einsatzes wurde der Empfänger fest gegen das Ende des Probestabes gepreßt. Allerdings konnten so nur noch Änderungen der Schallgeschwindigkeit in

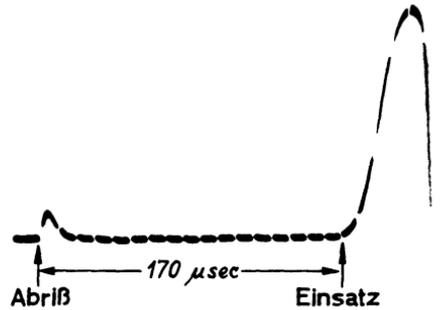


Abb. 1: Oscillogramm eines Ultraschallimpulses bei Durchlaufen einer stabförmigen Eisprobe (elektronische Apparatur nach Baule).

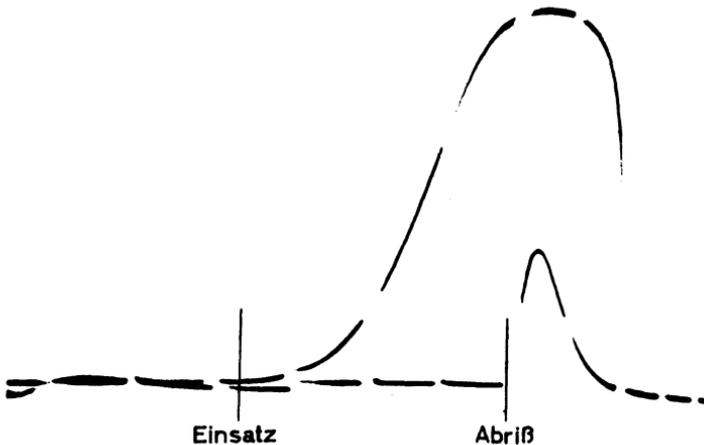


Abb. 2: Oscillogramm mit verdoppelter Kippfrequenz. Einsatz- und Abrißmoment sind durch Vergleich mit Standardkurven (siehe Abb. 3) festgelegt.

Abhängigkeit von Druck und Temperatur beobachtet werden, nicht die Absolutwerte selbst. Die Unsicherheit bei der genauen Festlegung des Einsatzmomentes geht so nicht in das Endergebnis ein.

Zur Auswertung wurde aus einer Reihe fast übereinstimmender Oscillogramme eine Mittelkurve und weiterhin unter Veränderung des Maßstabes in y -Richtung ein Kurvennetz berechnet (Abb. 3). Mittels dieser Standardkurven konnte unbeeinflusst von der jeweiligen Amplitude des Signals der Zeitpunkt des Einsatzes einheitlich festgelegt werden. Die Nichtlinearität des Verstärkers wurde bei der Berechnung der Kurvenschar berücksichtigt, ebenso auch die Nichtlinearität des Zeitmaßstabes bei der Bestimmung der Zeitdifferenz zwischen Abriß und Einsatz. Insgesamt dürfte die Genauigkeit dieses Meß- und Auswerteverfahrens $1/2$ Mikrosekunde oder $0,3\%$ übersteigen. Nur Kurven mit besonders kleiner Amplitude des Einsatzes sind unsicherer und möglicherweise mit einem systematischen Fehler behaftet.

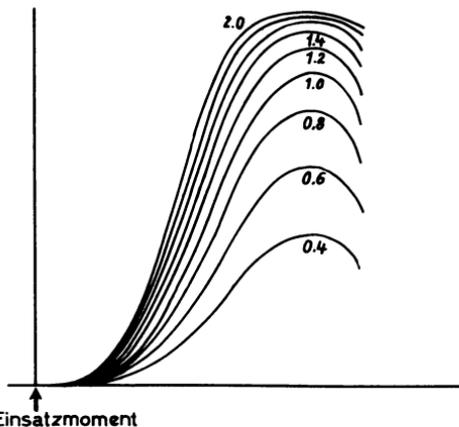


Abb. 3: Standardkurven zur einheitlichen Festlegung des Einsatzmomentes unabhängig von Verstärkung (Parameter) und Verstärkernichtlinearität.

Die Versuche wurden in einem Kälteraum vorgenommen, dessen Temperaturen bis etwa -5°C abgesenkt werden konnte. Zur Erzielung tieferer Temperaturen bis ca. -30°C würden die Proben zusätzlich in einer improvisierten Kältetruhe mit flüssigem Sauerstoff gekühlt.

Meßergebnisse

Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit

Die Werte der Schallgeschwindigkeit, die sich nach der Laufzeitmethode ergeben, und die jeweiligen Streubereiche der Einzelmessung sind in Abb. 4 dargestellt. Im Bereich zwischen -17 und -10°C streuen die Werte nicht mehr als dem mittleren Fehler entsprechend. Die Schallgeschwindigkeit liegt bei 3570 m/sec, während eine eindeutige Abhängigkeit von der Temperatur nicht nachzuweisen ist. Zwischen -10 und 0°C streuen die Werte stärker, doch läßt sich eine Abnahme der Geschwindigkeit mit steigender Temperatur erkennen. Der Wert für 0 Grad dürfte zwischen 3400 und 3500 m/sec liegen.

Die Beobachtungen mit fotografischer Aufzeichnung ergeben genauere Werte. Da – wie oben erwähnt – keine Absolutwerte bestimmt werden konnten, wurde der recht gut gesicherte Wert von 3570 m/sec bei -13°C aus den visuellen Beobachtungen zur Festlegung einer absoluten Skala übernommen. Abb. 5 zeigt die Schallgeschwindigkeit als Funktion der Temperatur. Die Streuung der Einzelbeobachtungen ist bei Temperaturen unter -1° gering (ca. $\pm 0,2\%$) und liefert einen recht gut gesicherten Verlauf der Temperaturkurve. Zwischen $-0,5$ und 0°C streuen die Werte stärker, da teilweises Abschmelzen der Probe eintrat. Für 0°C selbst ergibt sich ein Wert von $3450\text{ m/sec} \pm 1-2\%$. GleichermäÙe wie aus den visuellen

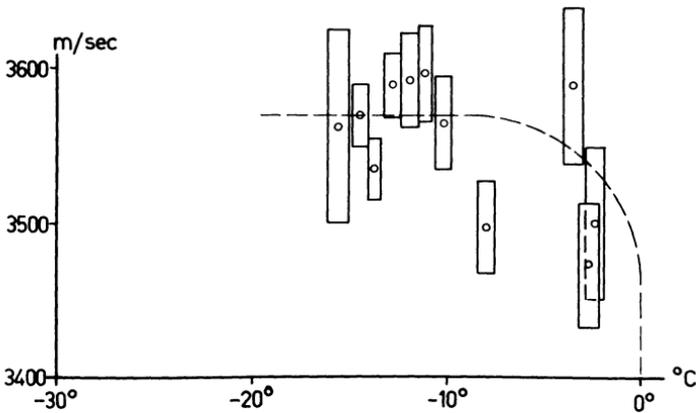


Abb. 4: Schallgeschwindigkeit von Eis in Abhängigkeit von der Temperatur (visuelle Beobachtungen).

Beobachtungen zeigt sich, daß die Geschwindigkeit unter -8°C innerhalb der Meßgenauigkeit konstant bleibt.

Ein Näherungswert für den linearen Ausdehnungskoeffizienten von Eis konnte zusammen mit den übrigen Messungen ermittelt werden, und zwar relativ gegen gleichfalls der Temperaturänderung ausgesetzte Eisen (hierfür wurde ein Wert von $1 \cdot 10^5$ angenommen). Für den Temperaturbereich von 0 bis -30°C ergibt sich ein Wert von $1,7 \cdot 10^{-5}$.

Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit

Untersucht wurde die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von gerichtetem Druck (Stress) in Schallrichtung. Die geringe Knickfestigkeit der verwandten verhältnismäßig schlanken Stäbe ließen nur Belastungen bis zu etwa 15 kp/cm^2 zu. Dementsprechend waren die Änderungen der Schallgeschwindigkeit nur gering. Die Ergebnisse der Versuche sind in Tab. 1 dargestellt; die Werte sind durch rechnerische Ausgleich gewonnen. Nur

die Tendenz der Zunahme der Geschwindigkeit mit steigendem Druck ist gesichert, während der Zahlenwert von $4,7 \pm 2 \frac{\text{m/sec}}{\text{kp/cm}^2}$ (gewogenes Mittel aller Bestimmungen) nur als Größenordnung zu werten ist. Die Längenänderungen der Eisproben bei Belastung wurden bei der Auswertung berücksichtigt.

Wellenausbreitung im Stab und Deutung der Ergebnisse

Die Fortpflanzung von longitudinalen Schallwellen in einem Stab, dessen Querdimensionen klein gegen die Wellenlänge sind, erfolgt mit der Geschwindigkeit:

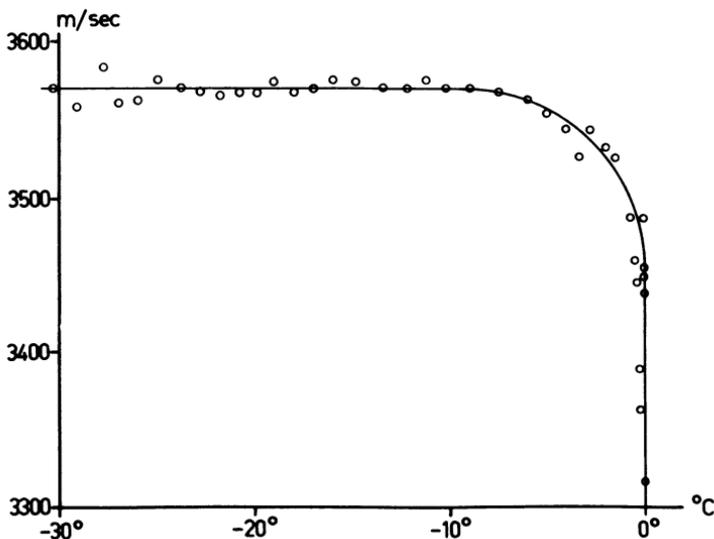


Abb. 5: Schallgeschwindigkeit von Eis in Abhängigkeit von der Temperatur (fotografische Registrierung).

$$v_{\text{Stab}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \begin{array}{l} E = \text{Elastizitätsmodul} \\ \rho = \text{Dichte} \end{array}$$

Im Kontinuum (Dimensionen groß gegen Wellenlänge) ist die Geschwindigkeit:

$$v_{\text{Kont}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \sqrt{\frac{(1-\sigma)}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}}$$

Mit einem Wert der *Poissonschen* Konstanten $\sigma = 0,33$, ergibt sich für das Verhältnis der Geschwindigkeiten im Kontinuum und im Stab:

$$v_{\text{Kont}} \approx v_{\text{Stab}} \sqrt{\frac{3}{2}} \approx 1,1 \cdot v_{\text{Stab}}$$

Wenn auch die Proben stabförmig waren, so ist doch das Verhältnis von Wellenlänge zu Proben-Querdimensionen zu untersuchen. Die Eigenschwingung des Ultraschallgebers einschließlich angekoppelter Probe lag bei 21 kHz, woraus sich bei $v = 3600$ m/sec eine Wellenlänge von 18 cm ergibt. Bei einem Durchmesser der Proben von 5 cm wäre die Bedingung Stab gerade erfüllt. Tatsächlich wurde aber der erste Einsatz der Schwingungen beobachtet und nicht ihr freies Ausschwingen. Es handelt sich also nicht mehr um einen Vorgang definierter Frequenz sondern vielmehr um die Übertragung eines breiten Frequenzspektrums. Dabei breitet sich jede Teilschwingung mit der Geschwindigkeit aus, die dem Verhältnis ihrer Wellenlänge zum Durchmesser entspricht (und zwischen den Geschwindigkeiten für die beiden Grenzfälle Stab und Kontinuum liegt). Anders formuliert: es tritt im Stab eine scheinbare Schalldispersion auf für die Wellenlängen, die gleiche Größenordnung wie die Querausdehnung haben. Die Form eines Schallsignals erleidet daher bei seinem Durchgang durch einen Stab eine Verformung im Sinne einer Verflachung der Stirn, da die Teilwellen großer Wellenlänge relativ langsamer sind. Die Oscillogramme lassen diesen Vorgang gut erkennen.

Die Schallgeschwindigkeit, die sich bei der Auswertung ergibt, ist nicht ohne weiteres in ein quantitatives Verhältnis zu den beiden Grenzfällen Stab oder Kontinuum einzuordnen. Es ist anzunehmen, daß fast die Geschwindigkeit im Kontinuum erreicht wurde, da bei der Auswertung vornehmlich der scharfe Knick und der erste steile Anstieg des Schallimpulses berücksichtigt wurden. Eine quantitative Behandlung dieser Vorgänge steht noch aus.

Es sei darauf hingewiesen, daß die *Poissonsche* Zahl aus dem Vergleich der Schallgeschwindigkeit im Stab und im Kontinuum bestimmt werden kann, wobei der Übergang von einem zum anderen Grenzfall in einfacher Weise durch Änderung der Frequenz erfolgen kann.

Zusammenstellung der Materialkonstanten für Eis

Die Daten beziehen sich auf homogenes, feinkristallines Eis, das bei Temperaturen von -4° unter häufigerem Umrühren gewonnen war.

v_{long}	bei -10 bis -25°C :	3570 m/sec \pm 2%
	bei 0°C	: 3450 m/sec \pm 3%

Werte eventuell systematisch um 2-3% zu klein, bezogen auf Geschwindigkeiten im Kontinuum.

Abhängigkeit der long. Schallgeschwindigkeit von *Stress* in Schallrichtung:

$$\text{ca. } 4,7 \frac{\text{m/sec}}{\text{kp/cm}^2} \quad \text{bei ca. } -2,5^\circ\text{C.}$$

Elastizitätsmodul:

$$\text{bei } 0^\circ\text{C} \quad E = 8,9 \cdot 10^{10} \text{ cos} = 910 \frac{\text{kp}}{\text{m m}^2}$$

$$\text{bei } -10^\circ\text{C} \div -25^\circ\text{C} \quad E = 9,6 \cdot 10^{10} \text{ cos} = 980 \frac{\text{kp}}{\text{m m}^2}$$

Linearer Temperatureausdehnungskoeffizient zwischen 0 und -30°C :

$$\text{ca. } 1,7 \cdot 10^{-5}$$

Tabelle 1

Probe	Zahl der Messungen	Druckbereich kp/cm ²	Temperatur °C	Änderung der Geschwindigkeit $\frac{\text{m/sec}}{\text{kp/cm}^2}$
I	4	0,8 - 5,7	-2,6	$8,2 \pm 4,8$
II	5	3,5 - 11,7	-2,4	$7,1 \pm 0,8$
II	5	3,5 - 11,7	-2,4	$4,8 \pm 2,6$
III	4	3,5 - 8,2	-2,7	$11,2 \pm 1,4$
III	7	1,2 - 12,8	-2,6	$1,1 \pm 0,7$

Mittelwert: $4,7 \pm 1,8 \frac{\text{m/sec}}{\text{kp/cm}^2}$ bei $-2,5^\circ\text{C}$.

Die Anregung zur Untersuchung der Temperatur- und Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von Eis in der vorbeschriebenen Weise geht auf Herrn Prof. Dr. B. Brockamp zurück, der ebenfalls die Leitung der Versuche innehatte.

Literatur

- [1] Baule, H.: Laufzeitmessungen an Bohrkernen und Gesteinsproben mit elektronischen Mitteln. Geophysical Prospecting 1. No. 2. 1953.

Die hypsometrische Kurve des Mondes

Von H. C. Joks ch, Münster i. W. ¹⁾

Zusammenfassung: Hypsometrische Kurven für den Mond werden aus den Höhenmessungen von *Ritter* sowie *Franz* und *Hopmann* abgeleitet und die Fehler diskutiert. Die hypsometrische Kurve ist wahrscheinlich aus zwei eingipfligen Häufigkeitsverteilungen zusammengesetzt.

Abstract: Hypsometric curves of the moon are derived from the absolute heights determined by *Ritter* and *Franz* and *Hopmann*; the errors are discussed. Probably the hypsometric curve is a composition of two unimodal frequency-distributions.

Die Gestalt der Erde ist in erster Näherung ein Rotationsellipsoid. Die Abweichungen der physischen Oberfläche davon werden statistisch zusammengefaßt dargestellt durch die hypsometrische Kurve. Sie gibt die Anteile der Erdoberfläche an, die in jeder Höhenstufe über der mittleren Oberfläche liegen. Sie zeigt zwei Maxima, die den bevorzugten Höhenstufen der Kontinente und der Meeresböden entsprechen. Eine genauere Analyse zeigt, daß sie aus drei Verteilungen zusammengesetzt ist [1].

Da die hypsometrische Kurve durch Entstehung und Entwicklung der Kruste eines Himmelskörpers bestimmt ist, liegt es nahe, auch die des Mondes zu untersuchen und mit der der Erde zu vergleichen. Man könnte so vielleicht Hinweise auf die Entstehung und Entwicklung des Mondes erhalten.

Eine gewisse Schwierigkeit besteht darin, daß nur wenig mehr als die Hälfte der Mondkugel sichtbar ist. Dies vereitelt aber nur dann die Bestimmung der hypsometrischen Kurve, wenn der unsichtbare Teil von dem bekannten wesentlich verschieden ist, so daß sie verschiedene hypsometrische Kurven haben, von denen wir nur eine bestimmen können. Ist dagegen die hypsometrische Kurve aus Häufigkeitsverteilungen zusammengesetzt, deren Elemente auf beiden Halbkugeln vorkommen, so kann man aus der hypsometrischen Kurve die einzelnen Verteilungen und ihre Parameter bestimmen; nur die Anteile der einzelnen Verteilungen an der Gesamtfläche hängen von der Lage der sichtbaren Mondhälfte auf der Kugel ab. Sie können nur durch eine Untersuchung der ganzen Mondoberfläche bestimmt werden.

¹⁾ H. C. Joks ch, Sternwarte der Universität, Münster i. W.

Zur Bestimmung einer Höhenverteilung braucht man eine Isohypsenkarte, die Höhen über einer mittleren Mondoberfläche gibt. Die bisherigen Vermessungen von Punkten auf dem Mond sind von *Hopmann* [2] ausführlich diskutiert worden. Die älteste Höhenkarte von *Franz* [3] ist nicht brauchbar, da sie nur nach 68 Höhenangaben gezeichnet ist und daher nur ein grobes Bild der Höhenverteilung gibt, ganz abgesehen von den Bedenken gegen diese Höhenangaben, die *Hopmann* erhoben hat. Die Isohypsenkarte von *Ritter* [4] beruht auf 2000 Meßpunkten und gibt verhältnismäßig dichte Höhenlinien. *Jakowkin* und *Belkowitsch* [5] haben auf einen systematischen Fehler bei der Reduktion der Messungen hingewiesen. Eine Neubearbeitung der Beobachtungen ist nicht möglich, da sie auf der Heidelberger Sternwarte nicht mehr vorhanden sind. Man kann aber versuchen, den Einfluß des systematischen Fehlers auf die Höhenverteilung nach *Ritters* Karte abzuschätzen, um so wenigstens eine qualitative Vorstellung von der Höhenverteilung zu bekommen. Schließlich hat *Hopmann* [2] 150 Messungen von *Franz* neubearbeitet und absolute Höhen bestimmt. Diese Punkte reichen aber nicht zum Zeichnen einer Höhenkarte aus. Man kann sie nur als eine "Stichprobe" auswerten.

Die Karten des Mondrandes und Mondrandprofile anderer Autoren sind für diese Untersuchung nicht zu verwenden, da auf ihnen verschiedene Teile des Reliefs übereinanderprojiziert sind und dabei tiefere Höhenstufen verdeckt werden.

1 Die hypsometrische Kurve nach *Ritters* Karte

Um die Höhenverteilung zu bestimmen, wurden die zwischen den Höhenlinien von *Ritters* Karte liegenden Flächen mittels eines geeigneten Netzes ausgemessen. Hierbei wurde die Randzone außerhalb 0,9 Radien der Mondscheibe nicht berücksichtigt, da in ihr kleinen Flächen auf der Scheibe große auf der Kugel entsprechen und diese daher nur unsicher zu bestimmen sind.

Die Häufigkeiten sind in Abb. 1 mit einem logarithmischen Ordinatenmaßstab dargestellt. Hätte man die Randzone mitgenommen, so wären nur die Zahlenwerte, nicht aber der Gesamtverlauf der Verteilung, geändert, die Streuung der Punkte aber wegen der Fehler bei der Bestimmung der Flächen erheblich vergrößert.

Die Verteilung ist deutlich asymmetrisch: ihr Maximum ist nach rechts verschoben und links davon ist eine Stufe vorhanden. Sie läßt sich als Überlagerung zweier Normalverteilungen darstellen, denen wegen des logarithmischen Ordinatenmaßstabs die eingezeichneten Parabeln entsprechen. Zur Methodik dieser Zerlegung vergleiche [6]. Um die Realität der Asymmetrie und damit auch die der Zerlegung in zwei einfache Verteilungen zu beurteilen, muß der systematische Fehler diskutiert werden.

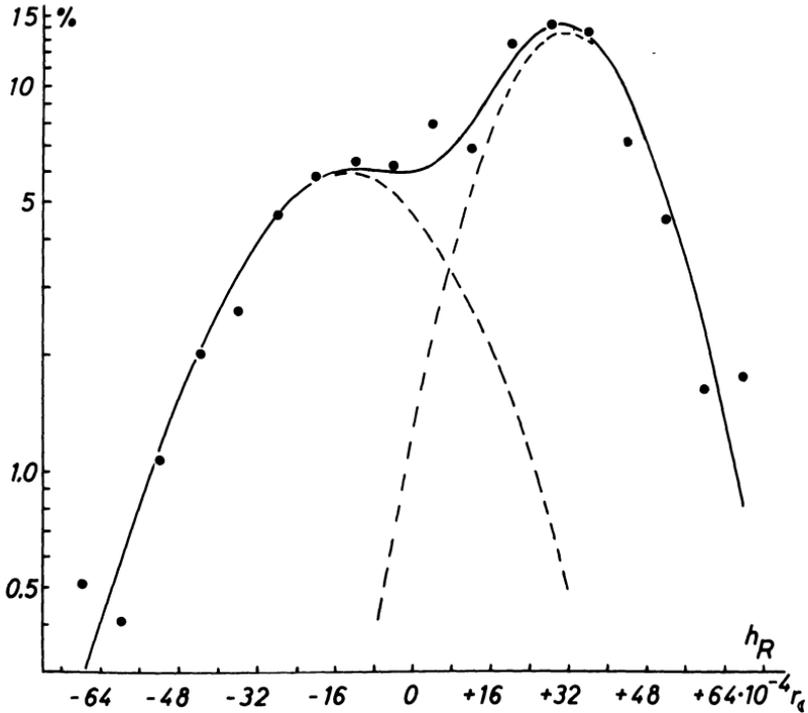


Abb. 1: Hypsometrische Kurve des Mondes nach *Ritters* Isohypsenkarte. Die Punkte geben den Anteil der Höhenstufen an dem untersuchten Teil der Mondoberfläche in Prozenten. Die ausgezogene Kurve ist aus den beiden gestrichelten Normalverteilungen zusammengesetzt. Die Ordinaten haben einen logarithmischen Maßstab, die Abszissen geben Höhen in 10^{-4} Mondhalbmessern.

2 Der systematische Fehler in *Ritters* Höhenkarte

Ritter hat eine Reihe von Lichtgrenzen gezeichnet, auf ihnen 2000 Punkte ausgemessen und aus den Abweichungen von den für eine Kugel berechneten Lichtgrenzen die absoluten Höhen h_R der Punkte bestimmt. *Jakowkin* und *Belkowitsch* wiesen darauf hin, daß *Ritter* den Böschungswinkel i des Geländes an der Lichtgrenze nicht berücksichtigt hat und seine Höhen daher um den Betrag

$$h_R - h = (1 - y^2 + h) \left(\frac{\cos(\phi - i)}{\cos \phi} - 1 \right)$$

von den wahren Höhen h abweichen. y ist die Koordinate senkrecht auf die Richtung zur Sonne und ϕ der Phasenwinkel. y und h sind in Einhei-

ten des Mondhalbmessers zu rechnen. Eine anschauliche Überlegung zeigt, daß große Winkel i nur an Steilhängen auftreten, die aber nicht Lichtgrenzen sein können. Diese können nur an Stellen mit geringem Böschungswinkel verlaufen. Daher kann man in erster Näherung $\sin i = i$ und $\cos i = 1$ setzen, außerdem h , das die Größenordnung $10^{-2,5}$ hat, gegen $1 - y^2$ vernachlässigen, und hat

$$h_R - h \approx i(1 - y^2) \operatorname{tg} \phi = ik.$$

$f(h)$ sei der wahre Anteil der Mondoberfläche, der in der Höhe h liegt. Auf *Ritters* Karte scheint der Anteil $g(h_R)$ in der Höhe h_R zu liegen. Er setzt sich aus Flächen zusammen, die in Wirklichkeit in verschiedenen Höhen $h = h_R - ik$ liegen. Ist $p(ik)$ die Wahrscheinlichkeit für einen Fehler ik , so ist die scheinbare Häufigkeit

$$g(h_R) = \int f(h_R - ik) p(ik) d(ik)$$

die Faltung der Verteilungen $f(h)$ und $p(ik)$. Um das Integral auswerten zu können, braucht man einige Angaben über i und k .

Da das Vorzeichen von i nur von der Lage des Hangs zur Sonne abhängt (positiv zu ihr hin, negativ von ihr weg geneigt), hat es für die Morphologie der Mondoberfläche keine Bedeutung und gleiche positive und negative Werte sind gleichwahrscheinlich. Nach der obigen Überlegung sind große Werte von i an der Lichtgrenze unwahrscheinlicher als kleine, also hat i eine eingipflige, symmetrische Verteilung. Außerdem soll angenommen werden, daß die Verteilung von i unabhängig von h ist.

k ist von der Lage des Punktes auf dem Mond abhängig. Ein Blick auf *Ritters* Karte zeigt, daß zwischen den Höhen und der Lage auf dem Mond ein gewisser Zusammenhang besteht: negative Werte kommen fast nur im NW-Quadranten vor, sehr große Höhen fast nur im SW-Quadranten. Es könnte also eine Korrelation zwischen k und h bestehen. Eine graphische Untersuchung zeigt aber, daß dies nicht der Fall ist.

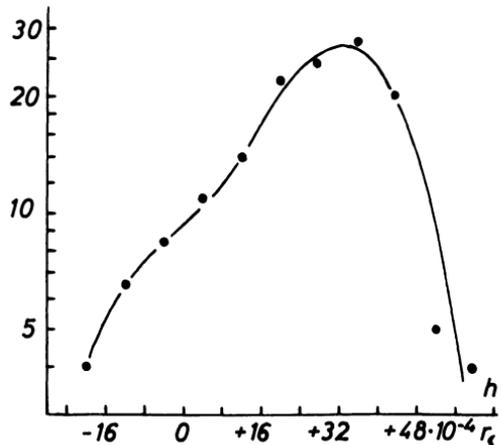
Da die k -Werte über der Mondkugel eine eingipflige Häufigkeitsverteilung haben, kann man auch für den Fehler ik eine eingipflige, von h unabhängige, Verteilung annehmen. Dann entspricht der Integration anschaulich eine gleitende Mittelbildung über $f(h)$ mit der Gewichtsverteilung $p(ik)$, bei der die Gipfel der Verteilung herabgedrückt, Wellen geglättet und die Flanken verbreitert werden. Sind insbesondere f und p Normalverteilungen, so ist das Ergebnis wieder eine – breitere und flachere – Normalverteilung. Ist $f(h)$ aus mehreren Normalverteilungen zusammengesetzt, und kann man die eingipflige Verteilung $p(ik)$ in erster Näherung durch eine Normalverteilung ersetzen, so ist auch $g(h_R)$ wieder eine Zusammensetzung von Normalverteilungen.

Man kann daher vermuten, daß die wahre hypsometrische Kurve des Mondes ebenso wie die aus *Ritters* Karte gefundene aus zwei eingipfligen Verteilungen zusammengesetzt ist. Daß die gefundene Kurve aus einer einfachen, symmetrischen Verteilung durch die Wirkung dieses systematischen Fehlers entstanden ist, ist nach den obigen Überlegungen unwahrscheinlich.

3 Die Höhenangaben nach Franz und Hopmann

Für 150 von *Franz* trigonometrisch vermessene Punkte hat *Hopmann* ihre absoluten Höhen abgeleitet, indem er den stereoskopischen Effekt, der durch die Libration des Mondes entsteht, ausnutzte. Diese Höhenangaben sind völlig unabhängig von denen von *Ritter*; sie werden daher zu einem Vergleich herangezogen. Man kann sie als eine Stichprobe aus den Höhen aller Punkte der Mondhalbkugel auffassen und annehmen, daß die Häufigkeit, mit der die Punkte einer Höhenstufe auftreten, auch deren Fläche entspricht. Dabei darf man nicht übersehen, daß die 150 Punkte nicht gleichmäßig über die ganze Mondhalbkugel verstreut, sondern um die Mitte der Mondscheibe konzentriert sind und sich auch stellenweise häufen. Außerdem können die 150 für eine Vermessung geeigneten Punkte eine Auswahl darstellen, die nicht für alle Punkte der Mondoberfläche repräsentativ ist.

Abb. 2: Häufigkeitsverteilung der Höhenangaben von *Franz* und *Hopmann*. Die Punkte geben die Anzahlen der Meßpunkte in bestimmten Höhenstufen. Zwei Meßpunkte liegen außerhalb des dargestellten Bereichs. Ordinaten und Abszissenmaßstab wie in Abb. 1.



Die Häufigkeitsverteilung ist in Abb. 2 dargestellt. Sie weicht von einer Normalverteilung, die einer Parabel entsprechen würde, ähnlich ab, wie die aus *Ritters* Karte gefundene Verteilung: das Maximum liegt rechts, die linke Flanke hat einen Buckel. Die Maxima beider Verteilungen liegen an derselben Stelle, nämlich bei einer Höhe von $+32 \cdot 10^{-4}$ Mondradien.

4 Zusammenfassung

Aus *Ritters* Karte ergibt sich eine asymmetrische hypsometrische Kurve, die in zwei eingipflige Häufigkeitsverteilungen zerlegbar ist. Die Höhenangaben von *Franz* und *Hopmann* ergeben eine ähnliche asymmetrische Kurve. Die Übereinstimmung, auch in der Lage des Maximums spricht für die Realität der gefundenen Kurve. Falls nicht noch andere als der diskutierte systematische Fehler wirksam sind, oder die bei seiner Abschätzung gemachten Annahmen unzulässig sind, dürfte die gefundene Höhenverteilung reell und nicht durch den systematischen Fehler vorgetäuscht sein.

Die Höhenverteilung des Mondes scheint also ähnlich wie die der Erde in erster Näherung aus zwei eingipfligen Verteilungen zusammengesetzt zu sein. Eine genauere Untersuchung dieser Verteilungen ist mit dem vorhandenen Beobachtungsmaterial nicht möglich.

Für die Anregung zu dieser Untersuchung, die 1953 begonnen, aber aus äußeren Gründen unterbrochen wurde, und fortgesetzt wird, danke ich Herrn Prof. Dr. *Brockamp*.

Literatur

- [1] *Joksch, H.C.*: Statistische Analyse der hypsometrischen Kurve der Erde. Ztschr. f. Geophysik, 21 (1955), 109.
- [2] *Hopmann, J.*: Selenodätische Untersuchungen. Sitzungsber. d. österreichischen Akad. d. Wiss. Math.-nat. Klasse, Abt. IIa, 161, 1.-3. Heft (1952).
- [3] *Franz, J.*: Die Figur des Mondes. Astr. Beobachtungen Königsberg 38 (1899).
- [4] *Ritter, H.*: Versuch einer Bestimmung von Schichtenlinien auf dem Monde. Astr. Nachr. 252 (1934) 157.
- [5] *Jakowkin, A.* und *Belkowitsch, J.*: Zur Frage nach der Bestimmung der Mondfigur vermittelt Terminator-Beobachtungen. Astr. Nachr. 256 (1935), 305.
- [6] *Daeves, K.* und *Beckel, A.*: Großzahl-Forschung und Häufigkeitsanalyse. Berlin und Weinheim 1948.

Statistischer Nachweis von Gezeiten in Binnenseen, dargestellt am Beispiel des Bodensees

Von G. Dohr, Hannover ¹⁾

Zusammenfassung: Es wird die Frage untersucht, ob sich mittels statistischer Methoden in Binnenseen Gezeitenwellen nachweisen lassen. In ähnlicher Form wie bei der Darstellung der atmosphärischen Gezeiten werden die Aufzeichnungen von Schreibpegeln mit Hilfe der harmonischen Analyse analysiert. Zur Darstellung der Ergebnisse wird von der Periodenuhr Gebrauch gemacht.

Es ergibt sich bereits bei dem ausgewerteten Material von 279 Tagen ein Nachweis der M_2 -Welle mit einer Amplitude von 0,4 mm am Pegel Konstanz. Fehlerbetrachtungen zeigen, daß dieser Wert außerhalb des als zufällig anzusehenden Bereiches liegt und daß keine Quasi-Persistenz vorliegt. Die besprochene Methode wird als geeignet zum Nachweis von Gezeiten in Binnenseen betrachtet.

Abstract: This paper examines the question, whether statistical methods are adequate for the proof of tidal waves on inlandwaters. Similarly as in procedures for demonstrating tides of the atmosphere here the registrations of recording-water-gauges are submitted to harmonic analysis. The results are presented by use of harmonic dials.

The statistical review of 274 days gives the proof of the M_2 -wave showing an amplitude of 0,4 mm on the water-gauge at Konstanz. The material was submitted to a statistical errorinvestigation, and it could be shown that the value of 0,4 mm-amplitude ranges outside of random-fluctuation, and that no quasi-persistence is evident.

The discussed method seems to be suited for the proof of tidal waves on inland-waters.

Einführung, Allgemeines

In der vorliegenden Arbeit soll die Frage untersucht werden, ob sich anhand von Schreibpegel-Aufzeichnungen in Binnenseen Gezeiten nachweisen lassen. Als Beispiel eines relativ kleinen Sees wird der Bodensee behandelt, da für ihn Pegeldiagramme über einen größeren Zeitraum nahezu lückenlos vorliegen. Dem Verfahren liegt die Methode der harmonischen Analyse zugrunde, wie sie etwa auch bei der Ermittlung der atmosphärischen Gezeiten angewandt wurde[1].

Die kleinsten Wasservolumina, in welchen Gezeitenschwankungen nach-

¹⁾ Dr. G. Dohr, Hannover, Joh.-Trojan-Str. 1

gewiesen werden konnten, waren 150 bzw. 103 m lange, wassergefüllte Röhren. In den Untersuchungen von *Michelson* und *Gale* [15] sowie von *Egedal* und *Fjeldstad* [9] wurde der Gezeitenhub an den Enden der Röhren sehr genau visuell oder interferometrisch gemessen. Ziel dieser Arbeiten war die Bestimmung der Starrheit der Erde, die sich aus dem Vergleich der beobachteten Huhhöhen zu den theoretisch ermittelten Werten herleitet. In den genannten Arbeiten ergaben sich Werte zwischen 0,6 und 0,7 für das Verhältnis der beobachteten zur theoretischen Amplitude.

Bei entsprechenden Untersuchungen auch an natürlichen, begrenzten Wasserbecken, also Kanälen oder Binnenseen ist es von vornherein klar, daß man nicht direkte Beobachtung benutzen kann, da äußere Störungen die sehr kleinen Gezeitenwellen überlagern. Man wird aber gegebenenfalls doch mit empfindlichen Limnimetern an besonders ruhigen Tagen bei nicht zu kleinen Gewässern immerhin noch die halbmondentägige Welle nachweisen können.

Die Schwierigkeit, aus Gezeitenbeobachtungen an Binnenseen auf die Starrheit der Erde zu schließen, liegt vor allem in der unsicheren Bestimmung der theoretischen Amplituden bei größeren Gewässern. So weist z. B. *von Sterneck* [17] bei der Untersuchung der Gezeiten des Baikalsees, die er nach Registrierungen von *Schostakowitsch* durchführte, darauf hin, daß die Gleichgewichtstheorie nicht mehr in der Lage ist, die Erscheinungen theoretisch zu deuten. Bei diesem etwa 300 km langen und etwa in NO-SW-Richtung liegenden See erreicht *Sterneck* mit seiner Zerlegungs- und Kanaltheorie der Gezeiten [18] befriedigende Übereinstimmung.

Auf der anderen Seite wird man bei kleineren Gewässern, für die man die Gleichgewichtstheorie noch als erste Näherung ansehen darf, mit sehr kleinen Huhhöhen zu rechnen haben, so daß von dieser Seite eine Unsicherheit in die Rechnung kommt.

Man wird also zweckmäßigerweise einen See für die Untersuchungen wählen, der nicht so groß ist, als daß man die erste Annäherung der Gezeiten durch die Gleichgewichtstheorie geben könnte, der aber doch groß genug ist, um einigermaßen sicher nachweisbare Amplituden zu erhalten, wobei zu bemerken ist, daß *letzterer* Punkt durch das Verfahren der statistischen Periodenüberlagerung an Bedeutung verliert.

Diese Bedingungen dürfte der Bodensee \pm erfüllen. Seine in etwa WNW-OSO liegende Richtung hat in der Linie Bregenz-Bodman eine Länge von rd. 60 km. Von Interesse sind daher die Untersuchungen an dem etwa gleich großen Genfer See. Nach den *Forelschen* Messungen ermittelte *Endrös* – wieder nach Auszug besonders ruhiger Tage – für das Westende dieses Sees eine halbmondentägige Welle von 0,95 mm und die Eintrittszeit des Maximums zwischen 2 und 3 Uhr Mondzeit, sowie eine ganzsonnentägige Welle von 2,8 mm Amplitude und einem Maximum um 15 Uhr Mondzeit.

Da die Eigenperiode des Sees nur 73 Minuten beträgt, kann von einer Resonanzwirkung abgesehen werden. Die Gleichgewichtstheorie läßt für den 61 km langen See in OW-Erstreckung eine Amplitude von 2,6 mm und für eine NS-Erstreckung von 34 km eine Amplitude von 1,4 mm erwarten. Es ist also bei Berücksichtigung der wirklichen Lage eine Amplitude von 2,9 mm am Westende zu erwarten. Wir ersehen, daß die beobachtete Amplitude von 0,95 mm mit dem Verhältnis 0,7 der beobachteten zur theoretischen Amplitude nicht übereinstimmt. Außerdem ist die weitaus größere Amplitude von P merkwürdig. *Endrös* verweist in diesem Zusammenhang auf Störeinflüsse, etwa die tagesperiodische Schneeschmelze oder Wärmeausdehnung des Schreibarmes. Solche Einflüsse würden sich bei der harmonischen Analyse über ein Jahr als Sternzeitglieder ausdrücken. Wir haben davon noch zu sprechen.

Diese Ergebnisse sind nicht gerade ermutigend, denn beim Bodensee haben wir es, wie gesagt, mit ganz ähnlichen Verhältnissen zu tun.

Die Schwingungen des Bodensees sind im Jahre 1890 von *Forel* [12] eingehend untersucht worden. Er findet für die einknötige Schwingung eine Periode von 55,8 Minuten. Diese ist gegen die Halbtagsperiode so klein, daß wir ebenfalls von Resonanzerscheinungen absehen können. Es ist zu bemerken, daß sich der Bodensee zwar in den verhältnismäßig schmalen, aber tiefen Überlinger-See fortsetzt, daß er aber nicht etwa – was die Schwingung angeht – in Konstanz einen Wellenbauch besitzt. Nach *Forel* liegt die Knotenlinie der einknötigen Schwingung zwischen Hagenau und Immenstad, das ist etwa 10 km ostwärts Konstanz. Es ist daher klar, daß die Amplituden in Konstanz nur etwa 1/3 der in Bodman zu beobachtenden sind, ein Ergebnis, das die *Forel'schen* Untersuchungen bestätigen.

Ähnliches wird für die Gezeitenwellen gelten. Es ist anzunehmen, daß der Knoten der Gezeitenschwingung zumindest ganz in der Nähe des Knotens der einknötigen Eigenschwingung liegt. Hätten wir in Bodman auf Grund der Gleichgewichtstheorie für die M_2 -Welle eine Amplitude von 2,5-2,6 mm, so dürfen wir in Konstanz also nur 0,8-0,9 mm erwarten. Dazu tritt die Verkleinerung um den Faktor 0,6-0,7 durch die Nachgiebigkeit der Erde, so daß wir in Konstanz mit rd. 0,5-0,6 mm Gezeitenhub rechnen dürfen.

Günstiger liegen die Verhältnisse natürlich an den See-Enden. In Bodman existiert leider kein Pegel. In Lindau aber sind die Diagramme gestört und lückenhaft. Daher habe ich lieber die zu erwartenden kleinen Amplituden in Konstanz in Kauf genommen und diese Beobachtungen analysiert.

Auch an noch kleineren Seen glaubt *Endrös* [5] Gezeiten nachgewiesen zu haben. So am Chiemsee [11] eine Amplitude von 0,5 mm und am Waginger-Tachinger See eine Welle von 0,25 mm Amplitude.

Alle diese Untersuchungen sind mit transportablen, sehr empfindlichen Linnimetern an sehr ruhigen Tagen durchgeführt worden. Es soll nun im folgenden untersucht werden, ob man nicht durch Analyse des reichlich vorliegenden Materials der Pegeldiagramme ebenso zum Ziel kommt. Es ist dabei zu untersuchen, ob und wie weit man dabei von meteorologischen Einflüssen abhängig ist, ob man nicht von vornherein gewisse besonders gestörte Tage auslassen kann und mit welchem Material man zu einer hinreichend genauen Aussage über Größe und Phase der Gezeitenwellen kommen kann.

Analyse der Pegelaufzeichnungen

Ausgangsmaterial

Das Ausgangsmaterial bildeten die Schreibpegelaufzeichnungen des Konstanzer Pegels aus dem Jahre 1940, für das ein verhältnismäßig vollständiges und gut lesbares Material vorliegt. Aus den Diagrammen wurden dreistündliche Werte abgelesen, für 0^h , 3^h , 6^h usw. Die Ablesung erfolgte auf 0,5 cm genau; diese Genauigkeit war bei dem Abbildungsmaßstab 1:10 der Diagramme noch gut möglich.

In den Diagrammen zeigen sich oft Aufzeichnungen von Eigenschwingungen, deren Amplitude bis zu 10 cm betragen kann. An solchen Tagen – es folgten zuweilen 20 und mehr Schwingungen aufeinander – wurde das Mittel zwischen den Extrema als Stundenwert benutzt, Tage starker Wasserstandssteigung (größer als 5 cm) wurden ausgelassen.

Analyse der M_2 und S_2 Welle

Die Werte von 279 brauchbaren Tagen wurden nun nach Tagen gleicher Mondkulminationszeit, d. h. nach μ Zahlen geordnet. Letztere sind dem "Geophysikalischen Mondalmanach" [2] entnommen. Dabei sind die Werte μ und $\mu + 12$ zusammengefaßt. So entstanden 12 Mondblätter, welche das bereits geordnete Ausgangsmaterial darstellen. Der jeweilige Wert für 0-Uhr ist als Nullwert dieses Tages genommen. Durch diese Bezugnahme auf einen jeweiligen Tageswert ist die jahreszeitliche Schwankung des Wasserstandes von vornherein eliminiert. Sodann ist durch Summation über alle Zeilen und Division durch die Anzahl der Zeilen der mittlere Gang gebildet worden. Von diesem ist noch die "Mitternachtsdifferenz" abzuziehen, die durch Mittelbildung über die letzte Spalte oder über die Zeile der Spaltensummen erfolgt, woraus sich gleichzeitig eine Rechenkontrolle ergibt.

Diese zwölf mittleren Gänge wurden harmonisch analysiert. Der Gang dieses Verfahren ist in [1] behandelt. Der in diesem Falle für $r = 8$ Ab-

szissen pro Intervall durch die Ordinatenwerte y_ρ gegebene mittlere Gang wird dargestellt durch die Reihe

$$F_\kappa(t) = a_0 + \sum_{n=1}^r (a_n \cos n t_\rho + b_n \sin n t_\rho)$$

mit den harmonischen Koeffizienten

$$a_0 = \frac{1}{r} \sum y_\rho \quad \left\{ \begin{matrix} a_n \\ b_n \end{matrix} \right\} = \frac{2}{r} \sum y_\rho \left\{ \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} \right\} n t_\rho$$

Die Periodenuhr gestattet, Phase und Amplitude einer Welle gleichzeitig darzustellen. Mit der Umformung

$$a_n \cos n t_\rho + b_n \sin n t_\rho = c_n \sin (n t_\rho + \epsilon_n)$$

und den Beziehungen

$$c_n^2 = a_n^2 + b_n^2 ; \operatorname{tg} \epsilon_n = \frac{a_n}{b_n}$$

ist durch c_n (Länge des Pfeiles = Abstand vom Nullpunkt) die Amplitude und durch ϵ_n die Phase der n -ten Teilwelle dargestellt.

Die errechneten harmonischen Koeffizienten a_2 , b_2 , d. h. die Koeffizienten für die S_2 Welle sind in Figur 1 in einer Periodenuhr dargestellt. Um aus diesen Werten die Punktwolke für die M_2 Welle zu erhalten, ist jeder Wert um $\mu \cdot 30^\circ$ zu drehen. Dann liegt in der neuen Periodenuhr 0^h Mondzeit immer auf der positiven a Achse. Diese Punktwolke ist in Figur 2 dargestellt.

Wir wenden uns nun der Betrachtung dieser Punktwolken und ihrer Schwerpunkte zu. In Figur 2 lesen wir einen Schwerpunktvektor von 0,36 mm Amplitude und eine Phase von etwa 300° ab. Das bedeutet eine Eintrittszeit des Maximum unserer Welle etwa 5 Stunden nach Mondkulmination. Da die Ablesung am Pegel nach MEZ gemacht sind, unser μ aber auf Ortszeit gezogen ist (μ = Stundenwinkel des Mondes im mittleren Mittag), so mußten wir in unserem Koordinatensystem noch die Korrektur: Ortszeit – MEZ anbringen. Dies entspricht einer Kippung des Koordinatensystems um $11,5^\circ$. Dagegen ist zu beachten, daß die μ Werte, die im Geophysikalischen Mondalmanach für 0 Uhr WZ (Greenwich) angegeben sind, auch in Konstanz gelten, denn es gilt für einen Ort der östlichen Länge

$$\mu(\lambda)_{\text{ost}} = \mu(\lambda_0) + 0,034 \cdot \lambda$$

Die hier auftretende Korrektur ist also zu vernachlässigen. Demnach erreicht die Welle etwa um 5 Uhr Mondzeit ihr Maximum. Theoretisch, d. h.

nach der Gleichgewichtstheorie, müßte es drei Stunden nach Mondkulmination eintreten.

Zur Probe wurde nun der Schwerpunkt aus den Analysen der einzelnen Tage für die M_2 Welle berechnet. Er fällt auf $1/50$ mm genau mit dem Schwerpunkt aus den zwölf mittleren Gängen zusammen, so daß man diesen Wert als richtig für die weitere Rechnung verwenden darf.

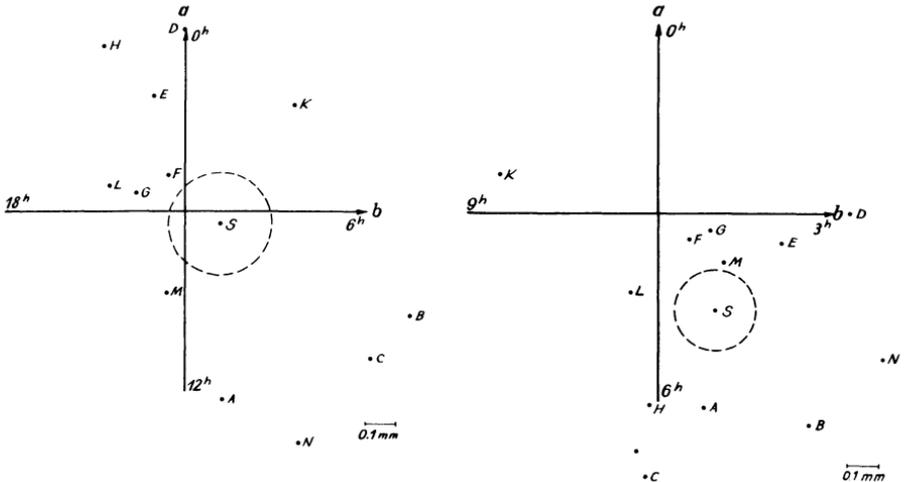


Abb. 2: Periodenuhr für die halbmondtägige Welle (M_2).

Abb. 1: Periodenuhr für die halbsonnentägige Welle (S_2). Der Maßstab ist in der rechten unteren Ecke der Abbildung eingetragen. Dargestellt sind die harmonischen Koeffizienten für 12 Tagesgruppen gleicher Mondkulminationszeit (μ Zahlen), der Schwerpunkt dieser Punktwolke sowie der mittlere Fehlerkreis des Schwerpunktes.

Analyse der O Welle

Zur Analyse der ganzmondtägigen Welle wurden 24 mittlere Gänge für die Tagesgruppen gleicher μ Zahlen gebildet und analysiert. Das Ergebnis – nach Drehung der c_1 Vektoren um $\mu \cdot 15^\circ$ ist in Figur 3 dargestellt. Man erkennt einen Schwerpunktsvektor von $0,42$ mm und als Phase des Maximums etwa 7 Uhr.

Fehlerbetrachtungen

Nach Abb. 2 liegen alle zwölf Punkte in der unteren Halbebene; hierdurch wird bereits der Gedanke an eine nicht zufällige Verteilung nahege-

legt. Ein Kriterium für die Zufälligkeit eines statistischen Ergebnisses, der Verteilung der Punkte in einer Periodenuhr, liegt in dem Verhältnis der Amplitude des Schwerpunktvektors zu dem wahrscheinlichen Fehlerkreis des mittleren Mittels. Ist m der mittlere Fehler der einzelnen Messung, so ist $m(g) = \frac{m}{\sqrt{g}}$ der mittlere Fehler des Mittels aus g Messungen.

Berechnen wir in Figur 2 den mittleren Fehler der Einzelmessung

$$m = \sqrt{\frac{\sum (c_\nu - \bar{c}_\nu)^2}{n-1}} = 0,46 \text{ [mm]}$$

so ist der mittlere Fehler des Schwerpunktes

$$m(g) = \frac{0,46}{\sqrt{12}} = 0,13 \text{ [mm]}$$

und der wahrscheinliche Fehler $w = 0,86 \cdot 0,13 \text{ mm} = 0,11 \text{ mm}$.

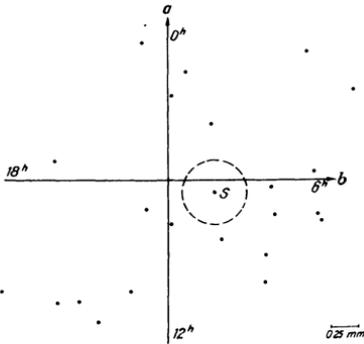


Abb. 3: Periodenuhr für die ganzmondentägige Welle (O).

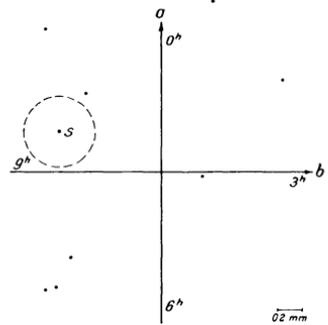


Abb. 4: Periodenuhr für die halbmondentägige Welle (M_2) aus der Analyse der Differenzen der Aufzeichnungen an den Pegeln Lindau und Konstanz.

Die Wahrscheinlichkeit, daß der Schwerpunkt der Punkt Wolke einen Abstand von $x \cdot m$ vom Nullpunkt erreicht, ist

$$w(x) = e^{-x^2} \approx 10^{-3} \quad (\text{für } x = \frac{3,6}{1,3} = 2,8)$$

so daß man in obigem Ergebnis keinen Zufall, sondern eine Gesetzmäßigkeit annehmen wird. Im Allgemeinen betrachtet man ja eine Schwerpunktlage außerhalb des dreifachen mittleren Fehlerkreises als nicht zufällig.

Zur Probe wurden aus der Wolke aller Tagespunkte m berechnet, wobei $m^2 = \frac{\sum c^2}{N-1}$ gesetzt wurde und mit dem Verschiebungssatz

$m^2 (A) = m^2 (M) - (A - M)^2$ auf den tatsächlichen Schwerpunkt umgerechnet wurde. Es ergab sich $m = 2,5 \text{ mm}$ $m (g) = \frac{2,5}{\sqrt{279}} = 0,15 \text{ [mm]}$ und $w = 0,125 \text{ mm}$, also im Rahmen der Ablesegenauigkeit eine befriedigende Übereinstimmung mit obigen Werten.

Für die ganzmondentägige Welle wurden die gleichen Fehlerbetrachtungen durchgeführt. Wir hatten $c = 0,42 \text{ mm}$.

Es berechnet sich

$$m^2 = 1,98 ; m = 1,4 \text{ [mm]} , m (g) = 0,28 \text{ [mm]} , w = 0,24 \text{ [mm]}$$

wir erhalten also ein Verhältnis $x = \frac{c}{m} = 1,5$.

Diesem x entspricht $W (x) \approx 0,1$, so daß man dieses Ergebnis durchaus noch als zufällig ansehen kann. Es wäre wenigstens das vierfache Material nötig, um mit einigermaßen Sicherheit sagen zu können, ob die O Welle nachweisbar ist oder nicht. Theoretisch beträgt das Verhältnis zwischen der Amplitude von M_2 und O 1 : 0,414.

Was die anderen Tiden anbelangt, so ist anhand der besprochenen Punktwolken zu bemerken, daß deren Schwerpunktsvektor zu klein ist, um auf Grund des vorliegenden Materials eine Entscheidung : Zufall oder Gesetz vornehmen zu können.

Analyse der M_2 Welle aus den Differenzen

Lindau - Konstanz

Nach dem gleichen Verfahren wie bei den Konstanzer Diagrammen wurden nun aus den Lindauer Pegelaufzeichnungen des Jahres 1940 dreistündige Werte herausgezogen. Da diese Diagramme stärker gestört waren, konnten nur die Monate Juli bis Dezember verwandt werden. Es wurden nun die Differenzen der Pegelstände Lindau-Konstanz gebildet, wieder nach zwölf Kulminationszeiten zusammengefaßt, mittlere Gänge gebildet und diese nach Elimination der Mitternachtsdifferenzen harmonisch analysiert. Das Ergebnis für die M_2 Welle ist - wieder nach jeweiliger Drehung um $\mu \cdot 30^\circ$ - in Figur 4 eingetragen. Angesichts des wesentlich geringeren Materials ist ein größerer Fehlerkreis nicht verwunderlich. Der Schwerpunkt liegt um etwa 150° (5 Stunden) gegen den Konstanzer Wert verschoben, seine Amplitude beträgt 0,88 mm. Theoretisch müßte der Punkt ja um 180° gegen Konstanz gedreht liegen und auf Grund der Lage der Knotenlinie eine drei bis vierfache Amplitude (1 - 1,5 mm) besitzen, denn die Beträge in Konstanz und in Lindau addieren sich ja bei der Differenzenbildung.

Würde sich am Lindauer Pegel gar nichts ereignen, oder hätten wir es mit einer reinen Zufallsschwankung zu tun, so müßten wir bei Analyse der Differenz Lindau – Konstanz zwar auch eine Phasenverschiebung von 180° , aber eine gleiche Amplitude wie bei den Konstanzer Werten erwarten. Unser Wert liegt mit 0,9 mm etwa bei dem 2,5 fachen des Konstanzer Wertes. Er erreicht zwar nicht den erwarteten Wert, liegt aber wesentlich über dem Wert, den man erwarten müßte, wenn man die Lindauer Aufzeichnungen durch Zufallsschwankungen ersetzen würde. Das heißt, wir dürfen ihn doch wohl als eine Bestätigung des Konstanzer Wertes ansehen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Konstanzer Analyse in Anbetracht des größeren und vor allem besseren Materials mehr Vertrauen verdient als die Lindauer. Wie bereits erwähnt, wurde daher auch auf eine Analyse der Lindauer Werte für sich verzichtet. Der mittlere Fehler des Mittels ergab sich zu

$$m(g) = 0,28 \text{ [mm]}, \quad x = \frac{c}{m(g)} = 3,2, \quad w(x) \approx 10^{-3}$$

so daß auch dieser Wert als nicht mehr rein zufällig angesehen werden kann.

Sternzeitanalysen (K, P)

Es wurden nun aus den Konstanzer Werten Tage gleicher Sternzeitstunden ausgesucht, d. h. Tage, an denen für 0 Uhr WZ $\Theta = 7^h$, $\Theta = 8^h$ usw. ist. So ist z. B. für 0 Uhr WZ $\Theta = 7^h$, für Januar 1 – 12; $\Theta = 8^h$ für Januar 13 – 26. Diese 24 Gruppen wurden wieder nach Bildung ihrer mittleren Gänge und Eliminationen der Mitternachtsdifferenzen analysiert. Das Ergebnis der c_1 Vektoren (ungedreht) ist in Figur 5 wiedergegeben und entspricht der sonnentägigen Welle. Wir sehen, daß der Schwerpunktsvektor sehr klein, die Streuung aber so groß ist, daß von einer Wahrscheinlichkeit für die Realität dieses Ergebnisses nicht die Rede sein kann. In Figur 6 ist für diese 24 Vektoren ihre Amplitude aufgetragen und wir sehen trotz großer Schwankungen zwischen den einzelnen Werten einen jahreszeitlichen Gang. Die Amplitude ist offensichtlich in der zweiten Jahreshälfte, das ist Mai bis November, größer als in den Monaten Dezember bis April. Genauere Aussagen läßt die große Streuung des geringen Materials nicht zu. Der Unterschied der Amplituden beträgt etwa 0,4–0,5 mm.

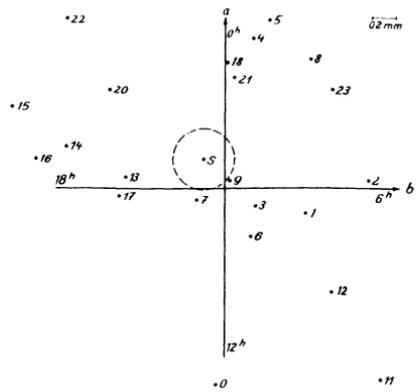


Abb. 5: Periodenuhr für die sonnentägige Welle (K).

Die Punktwolke dieser 24 Sternzeitwerte wurde nun wieder durch jeweilige Drehung eines Deckblattes im Uhrzeigersinn gezeichnet. Dieser, dem Verfahren bei den M_2 und O Wellen entgegengesetzte Drehsinn beruht

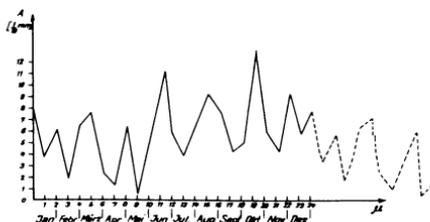


Abb. 6: Amplituden der sonnentägigen Welle für 24 Halbmonate.

auf dem negativen Vorzeichen des Lunisolaren Terms im Gezeitenpotential. Aus der Figur 7 lesen wir eine Schwerpunktamplitude von 0,62 mm und ein Maximum der Welle für $22^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ Sternzeit an. Die Amplitude ist also größer als die der M_2 Welle. Der mittlere Fehler ergab sich zu $m = 1,17$ mm, daraus

$$m(g) = \frac{0,117}{4,8} = 0,022 \text{ [mm]}$$

so daß $c = 2,8$ $m = 3,4$ w außerhalb des als zufällig anzusehenden Bereiches liegt.

Zur Deutung sei auf das Ergebnis von Figur 6 hingewiesen, in der wir eine jahreszeitlich schwankende Amplitude des sonnentägigen Gliedes von 0,4-0,5 mm erhielten. Solche jahreszeitlich schwankenden Amplituden eines tagesperiodischen Gliedes äußern sich in der Analyse aber als Sternzeitglieder. Es gilt

$$U = (a + 2b \sin h) \sin(t + \phi) = a \sin(t + \phi) + b \sin(t - h + \phi) + b \sin(t + h + \phi)$$

$$t = \text{Tageszeit}; \quad h = \text{Jahreszeit} = \frac{t}{365}$$

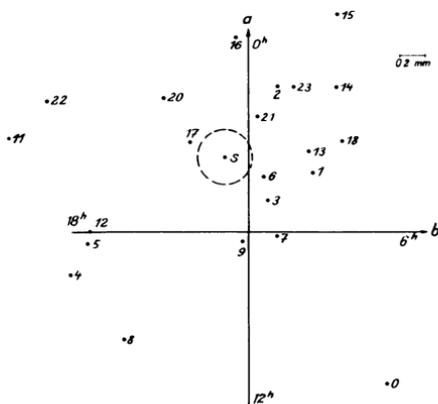


Abb. 7: Periodenuhr für die Sternzeitanalysen. Punktwolke mit den harmonischen Koeffizienten für 24 Gruppen aus Tagen gleicher Sternzeitstunden.

$$U = a \sin(t + \phi) + b \sin\left(\frac{364}{365}t + \phi\right) + b \sin\left(\frac{366}{365}t + \phi\right)$$

Sternzeitglied

Es dürfte daher naheliegen, unsere oben erhaltene sternentägige Welle nicht als reell anzusehen, sondern sie als vorgetäuscht anzunehmen.

Endrös weist bei seinen Untersuchungen am Genfer See, die eine P Welle von mehrfacher Größe der M_2 Welle ergeben, auf den evtl. Einfluß des tages- und jahreszeitlichen Ganges der Schneeschmelze als mögliche Ursache dieses Effektes hin. Ich möchte aber beim Bodensee nicht an ein Vorherrschen dieses Einflusses glauben, denn das Einzugsgebiet des Bodensees wird in erster Linie durch den Rhein entwässert, der wiederum sein Wasser an einem See-Ende mit einer großen "Phasenverschiebung" einführt, während der Genfer See doch wohl auf Grund seiner geographischen Lage in weit größerem Maße direkt und von allen Seiten aus den umliegenden Bergen gespeist wird. Freilich erscheint auch hier ein Überwiegen dieses Einflusses gegen die Temperatureinflüsse fraglich. Ein solcher Temperatureinfluß, der eine jahreszeitliche schwankende Amplitude einer tagesperiodischen Welle liefert, könnte z.B. die Wärmeausdehnung des Schreibstiftes am Pegel oder des Pegels selbst sein.

Summen-Perioden-Uhren, Frage der Quasi-Persistenz

Durch vektorielle Addition der Vektoren c_2 (a_2, b_2) aus den Analysen der einzelnen Tage wurden für alle Monate (mit Ausnahme Februar, der zu wenig verwertbare Tage enthielt) die Summen-Perioden-Uhren gezeichnet (Figur 8). Daraus wurde dann Phase und Amplitude des Summenvektors S abgelesen, wobei $\vec{S} = \sum \frac{\vec{s}_n}{N}$.

Die allgemeine Richtungstendenz der Vektoren im unteren Halbraum versteht sich nach Figur 2 von selbst, doch ist das Aussehen und die Verschiedenheit in den Summenzügen bemerkenswert. Haben wir zumeist eine mittlere Monatsamplitude von 0,4-0,6 mm, so zeigen einige Monate doch Amplituden von 1-1,2 mm. Dieses ist auf eine recht einheitliche Richtungstendenz der Vektoren zurückzuführen, es fehlen Schleifen, Zacken usw., wie wir das bei anderen Summenzügen finden.

Es ist hier jetzt die Frage zu klären, ob diese Monate mit großen Amplituden nur durch eine Quasipersistenz, d.h. ein "Gedächtnis" der einzelnen Vektoren für die Richtung ihrer Vorgänger entstanden sind. Oder ob sie auf eine persistente Periode, d.h. eine physikalische Gegebenheit zurückzuführen sind, während die Monate kleinerer Amplituden mit ihren vielfältig wechselnden Richtungen der Tagesvektoren vielleicht durch

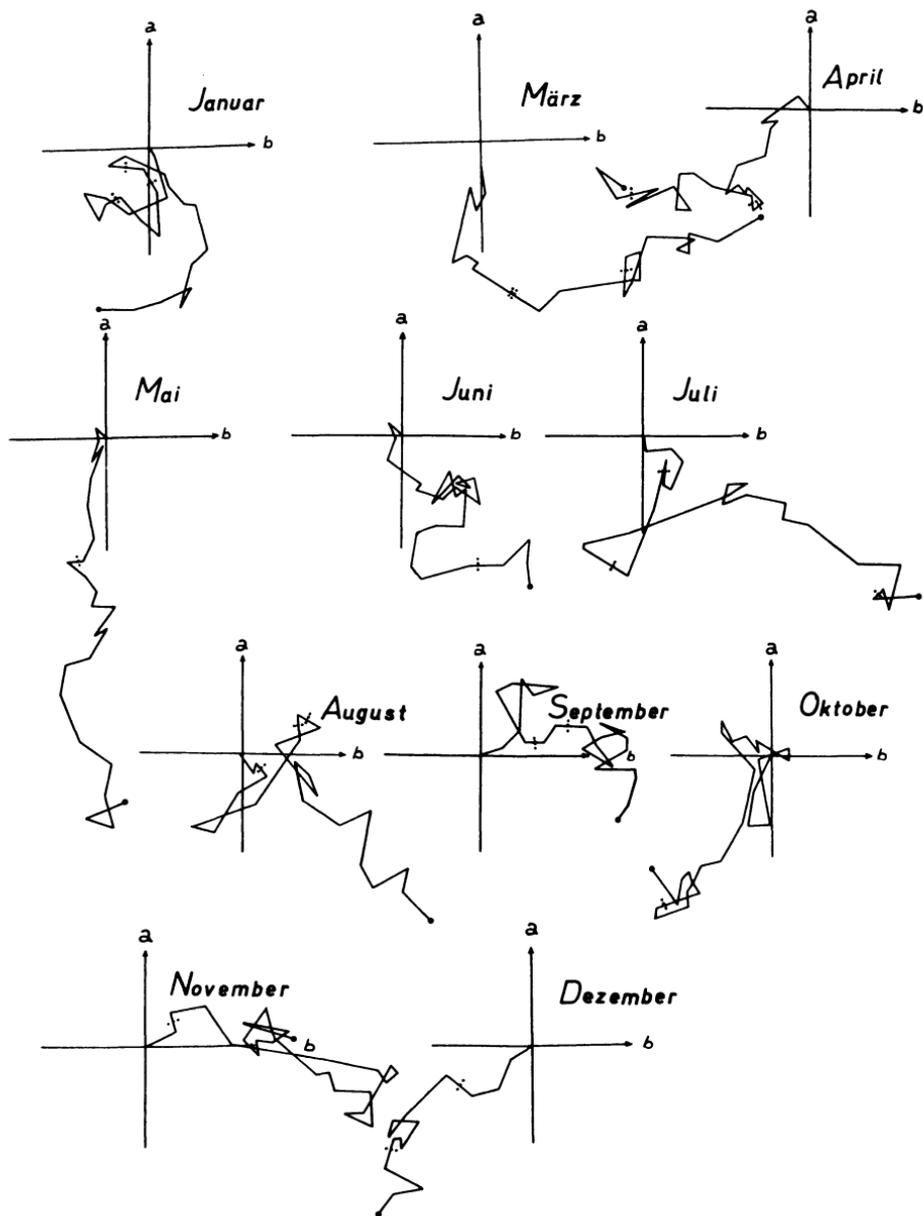


Abb. 8: Summen-Periodenröhren der M_2 -Welle für 11 Monate. Aufgetragen sind die Summenzüge der c_2 -Vektoren.

äußere Einflüsse gestört sind. Dazu ist jetzt die für alle Betrachtungen grundlegende Frage einer Persistenz oder Quasipersistenz zu klären. Im Falle einer Quasipersistenz würde unser in Figur 2 abgelesenes Ergebnis an Sicherheit verlieren, da eine Quasipersistenz ja wie eine Verringerung des Materials, also wie eine Vergrößerung des Fehlerkreises wirkt.

Betrachten wir z. B. die Summationsuhr für Januar. Die mittlere Länge der Tagesvektoren ist 0,225 cm, der Summationsvektor $S = 1,15$ cm. Bei zufälligen Werten müßte man bei N Schritten (d. h. in diesem Falle bei N analysierten Tagen) der mittleren Länge 1 nur $1 \times \sqrt{N}$ cm weit kommen. Hier ist $1 \cdot \sqrt{N} = 0,225 \cdot \sqrt{25} = 1,225$ cm. Das bedeutet S liegt noch gerade innerhalb des Zufallsbereiches. Um S über den dreifachen Zufallskreis hinauszurücken, wäre etwa $3^2 = 9$ mal soviel Material erforderlich. Wir erhalten also, wenn wir noch berücksichtigen, daß

$$\frac{S}{l\sqrt{N}} = \frac{1,15}{1,25} = 0,93$$

ist, nicht ganz ein Jahr als erforderliches Material. Das entspricht aber dem tatsächlich verwendeten Material von 279 Tagen, das ja einen Fehlerkreis in Figur 2 von etwa 6/2,8 lieferte.

Andererseits kann man die Punktwolke für Tage gleicher μ Zahlen betrachten. Es ist z. B. in der Gruppe $\mu = 0; 12$

$$\Sigma (c_{\nu} - c_0)^2 = 1,935 \quad m^2 (M) = \frac{1,935}{\sqrt{24}} = 0,806 \text{ [cm]}$$

Mit dem Verschiebungssatz $m^2 (S) = m^2 (M) - D^2$, $D^2 = 0,08$ cm, somit $M^2 (S) = 0,725$ cm; $m (S) = 0,27$ cm und

$$m (g) = \frac{0,27}{\sqrt{25}} = 0,054 \text{ [cm]}$$

Danach müßte, wenn die Schrumpfung der Punktwolke im Verhältnis $\frac{1}{\sqrt{N}}$ erfolgte (keine Quasipersistenz) sein

$$m (S) = \frac{m (S)_{25}}{\sqrt{11}} = 0,15 \text{ [mm]}$$

ein Wert, der etwas größer ist, als der in Figur 2 enthaltene mittlere Fehlerkreis von 0,13 mm. Diese Beobachtungen dürften bereits genügen, um zu zeigen, daß keine Quasipersistenz vorliegt.

Demnach gilt auch die in Figur 2 durchgeführte Fehlerbetrachtung. In unseren Summen-Perioden-Uhren dürfen wir also kein "Gedächtnis" der Tagesvektoren voraussetzen. Bei genauerer Betrachtung fällt aber auf, daß die wegen starker Steigungen oder Unleserlichkeit der Aufzeichnungen aus-

gelassenen Tage häufig, aber durchaus nicht regelmäßig in den Schleifen und Zacken der Summenzüge liegen. Der Gedanke an eine Verknüpfung mit den gestörten Tagen, etwa in Vor- und Nachstörungen, liegt natürlich nahe. Ein Vergleich mit anderen Störzonen der Summenzüge, etwa im Juni, läßt aber die Annahme einer Verbindung mit solchen, aber mehrere Tage dauernden Störzeiten ablehnen. Denn diese Störzonen zeigen keine ausgelassenen Tage, oder dieselben doch erst ganz am Ende. Auch ein Blick auf das Ausgangsmaterial zeigt, daß die in den Summen-Perioden-Uhren als gestört angesehenen Tage in Wahrheit nicht besonders ausgezeichnet sind. Man wird also auch hier ein Spiel des Zufalls annehmen müssen. Dies umso mehr, als eine Auszählung der Tage, die um mehr als 90° von der allgemeinen Richtungstendenz des Summenzuges abweichen, gegen die darauf folgenden Tage ergab, daß etwa gleich häufig diese Folgetage ebenfalls um mehr als 90° gegen die allgemeine Richtung abweicht als sie im Normalbereich liegen. Aus den Summen-Perioden-Uhren sind auch die einzelnen Monate untersucht worden, ob ein jahreszeitlicher Gang in Phase oder Amplitude zu erkennen war. Das Ergebnis war negativ.

Zusammenfassung

Auf Grund der in obigen Abschnitten erläuterten Analysen der Pegeldiagramme lassen sich aus dem vorliegenden Material – zumindest für M_2 – Gezeitenwellen nachweisen. Der Schwerpunkt der Punktwolke liegt bei etwa dem dreifachen mittleren Fehlerkreis, so daß die Wahrscheinlichkeit für einen "Zufallstreffer" nur etwa $1/1000$ beträgt. Die anderen Wellen, O, P, S_2 , lassen sich aus dem vorliegenden Material nicht nachweisen. Bei dem mit $x = 3,4$ nicht mehr als zufällig anzusehendem Sternzeitglied dürfte es sich – zumal die Amplitude erheblich größer ist als die der M_2 Welle – um ein vorgetäushtes Glied handeln. Eine jahreszeitlich schwankende Amplitude erscheint nach Figur 6 als wahrscheinlich. Auch der bei $x = 1,5$ liegende Schwerpunkt des O Gliedes verdient wenig Vertrauen, zumal die Amplitude ebenfalls zu groß ist.

Die Amplitude der M_2 Welle ist mit $0,36 \text{ mm} \approx 0,4 \text{ mm} \pm 0,13 \text{ mm}$ etwas kleiner als erwartet. Die Gleichgewichtstheorie würde bei starrer Erde eine Amplitude von $0,8\text{-}0,9 \text{ mm}$ ergeben, je nach Lage der Knotenlinie. Wie bereits ausgeführt, wäre in Konstanz mit einer Amplitude von $0,5\text{-}0,6 \text{ mm}$ zu rechnen. Unsere beobachtete Amplitude würde daher einem Verhältnis zur theoretischen Amplitude von etwa $0,4\text{-}0,45$ entsprechen.

Zur Deutung dieser Differenz ist aber zu berücksichtigen, daß man nicht einfach die Gleichgewichtstheorie auf ein Becken von der Länge des Bodensees (60 km) anwenden und dann die Hubhöhe am Ende mit dem Verhältnis der Längen Konstanz – Knoten zu See-Ende – Knoten multiplizieren

darf. Zweckmäßiger wäre eine numerische Rechnung, etwa nach der *Defant*'schen Näherungsmethode [8] oder der *Sterneck*'schen Zerlegungstheorie. In jedem Falle wird die Bestimmung des Verhältnisses: beobachtete Amplitude / theoretische Amplitude bei den gegebenen Umständen kaum möglich sein.

Angesichts dieser Unsicherheit, vor allem in der theoretischen Ermittlung des Gezeitenhubes, erscheint das Verfahren nur zur angenäherten Bestimmung der Starrheit der Erde geeignet.

Jedoch erscheint der Gezeitennachweis und die Gezeitenbeobachtung durch die Analyse von Pegelaufzeichnungen durchaus aussichtsreich. Bei größerem Material und größeren Hubhöhen ist auch auf eine Darstellung anderer Gezeitenglieder zu hoffen.

Alle Versuche jedoch, aus meteorologischen Daten besonders günstige Tage herauszusuchen, um so die Streuung des bearbeiteten Materials von vornherein zu verringern, schlugen fehl.

Bei einer Bearbeitung mit größerem Material erscheint es daher unzweckmäßig, auf meteorologische Daten zurückzugreifen. Eine andere Frage ist freilich, ob man diese Feststellung verallgemeinern darf. Es wäre an offener liegenden Gewässern – Steinhuder Meer, Holsteiner Seen, Havel-Seen usw. – erst ein Korrelationsversuch zwischen meteorologischen Größen und Wasserstandswerten durchzuführen. Vermutlich wird das Ergebnis günstiger ausfallen. Beim Bodensee und ähnlich liegenden Gewässern dürfte es zweckmäßiger sein, diese Störeinflüsse in Kauf zu nehmen und durch ein umfangreicheres Material auszugleichen. Die Analysen der einzelnen Tage – bei weitem die mühseligste Arbeit – ist in diesem Fall unnötig. Es wären also nur "Mondblätter" von Tagen gleicher μ Zahlen aufzustellen, hieraus die mittleren Gänge zu bilden und nach Abzug der Mitternachtsdifferenzen zu analysieren. Sodann müßten diese Werte noch in der Periodenuhr um $\mu \cdot 30^\circ$ gedreht werden und auf Ortszeit umgestellt werden, um die Punktwolke für die M_2 Welle zu erhalten.

In unserem Falle wäre es wünschenswert, wenigstens das vierfache Material zu verwenden. Ein x Wert von 5-6 würde Lage und Sicherheit des Schwerpunktvektors schon genügend gewährleisten. Die Frage nach der Darstellung der anderen Tiden läßt sich aus unseren Untersuchungen noch nicht beantworten.

Herrn Prof. Dr. *Bartels* und Herrn Dr. *Ketz* (Göttingen) möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für fruchtbare Diskussionen meinen herzlichsten Dank sagen.

Verzeichnis der verwandten Abkürzungen und Bezeichnungen

a_n, b_n	harmonische Koeffizienten der n -ten Teilwelle.
$c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$	Amplitude der n -ten Teilwelle, dargestellt durch den Vektor c_n in der Periodenuhr.
ϵ_n	Phase der n -ten Teilwelle, in der Periodenuhr, gezählt von der Abszisse im Gegenuhrzeigersinn.
μ	Mondkulminationszeit (Stundenwinkel des Mondes im mittleren Mittag).
Θ	Sternzeit
K	sonnentägige Welle
M_2	halbmöndentägige Welle
O	möndentägige Welle
P	sternentägige Welle
S_2	halbsonnentägige Welle

Literatur

- [1] *Bartels, J.*: Über die atmosphärischen Gezeiten. Abhdl. d. Preß. Meteor. Institut., Bd. VIII, Nr. 9 (Veröff. 346) Berlin 1927.
- [2] *Bartels, J.* und *Fanslau, G.*: Geophysikalischer Mondalmanach. Zeitschr. f. Geophysik, 13, 1937. (p. 311-328).
- [3] *Bartels, J.*: Zur Morphologie geophysikalischer Zeitfunktionen I. Sitz Ber. d. preuß. Akademie d. Wissensch., Phys.-math. Klasse, 1935, XXX, Berlin 1935.
- [4] *Bartels, J.*: Zur Morphologie geophysikalischer Zeitfunktionen II. Ges. Abhdlg. z. Feier d. 200 jähr. Bestehens d. dtsh. Akad. d. Wissensch., Berlin 1950, (p. 69-81).
- [5] *Bartels, J.*: Berechnung der lunaren atmosphärischen Gezeiten aus Terminablesungen am Barometer. Gerlands Beiträge z. Geophys., 54, 1 (1938) (p. 56-75).
- [6] *Bartels, J.*: Random fluctuations, persistence and quasipersistence in cosmic periodicities. Terrestrial magnetism and atmosph. electricity, March 1935, Vol. 40, No. 1, (p. 1-60).
- [7] *Von Chohnoky, E.*: Resultate der wissenschaftlichen Erforschung des Plattensees, Bd. I, 3, Wien 1897.
- [8] *Defant, A.*: Gezeitenprobleme in Landnähe. Probleme der kosm. Physik, VI, Hamburg 1925.

- [9] *Egedal, J. und Fjelstad, J.E.*: Measurements of the rigidity of the earth. Geophysiske Publikasjoner, Vol. XI, No. 14, Oslo 1934.
- [10] *Endrös, A.*: Gezeiten in Binnenseen. Annalen der Hydrographie, 52, 1930. (p. 305-314).
- [11] *Endrös, A.*: Seeschwankungen, beobachtet am Chiemsee. Diss. München T. H. 1910.
- [12] *Forel, A.*: Die Schwingungen des Bodensees. Schriften d. Vereins f. Gesch. d. Bodensees, XXII. Heft, 1893, Lindau.
- [13] *Hayford, J.F.*: Effects of Winds and barometric pressurs on great lakes. Publication d. Carnegie Inst. 317 (1925).
- [14] *Henry, A.J.*: Wind Velocity and Fluctuation of water level on Lake Erie. Washington 1902.
- [15] *Michelson, A.A. und Gale*: Primilary results of measurements of the rigidity of the earth. Astrophysic. Journ. 1914. The rigidity of the earth. Astrophysic. Journ. 1919.
- [16] *Pollak, L.W.*: Zur Ableitung der mondtägigen Luftdruckschwankung in der Atmosphäre. Ann. d. Hydrogr. 51, 1923, (p. 25-39).
- [17] *Sterneck, R.*: Die Gezeiten des Baikalsees. Annalen der Hydrographie 56, 1928, (p. 221).
- [18] *Sterneck, R.*: Die Zerlegung- und die Kanaltheorie der Gezeiten. Zeitschr. f. Geophysik II, 1926, (p. 319).
- [19] *Wagner, G.*: Die Änderung des Luftdrucks im anomalistischen Monat. Diss. Göttingen 1911.
- [20] *Waßmund, E.*: Die Strömungen des Bodensees. Intern. Revue f. d. ges. Hydrologie und Hydrobiologie 18, 19 (1927/28).

Zusammenfassende Darstellungen

- [21] *Halbfass*: Die Seen. Handb. d. Geophysik VII (p. 134-152) Berlin 1933.
- [22] *Hopfner*: Die Gezeiten der festen Erde. Handb. d. Geophysik I Berlin 1936, (p. 340-370).
- [23] *Lamb, H.*: Hydrodynamics, New York 1945.
- [24] *Defant, A.*: Dynam. Ozeanographie. Einführung in die Geophysik III Berlin 1929.
- [25] *Krümmel*: Handb. d. Ozeanographie II Stuttgart 1911.
- [26] *Thorade, E.*: Probleme der Wasserwellen. Probleme der kosm. Physik XIII und XIV Hamburg 1933.
- [27] *Thorade, E.*: Ebbe und Flut. Verständl. Wissenschaft, Bd. 46 Berlin 1941.
- [28] *Mügge, R.*: Das Grundwasser als geophysikalischer Indikator. Zeitschr. f. Geophysik. 1954, H. 2.

Zur Erklärung der Gezeitenterme

- [29] *Bartels, J.*: Gezeitenkräfte. Handbuch der Physik, Bd. 48 (1957) 734-774.