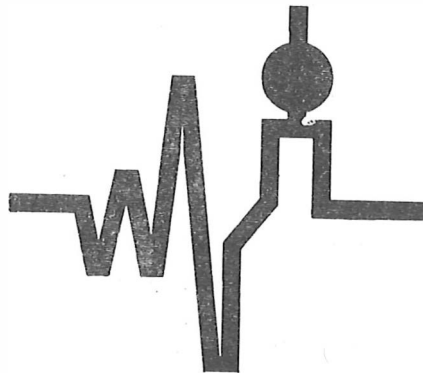


AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
Forschungsbereich Geo- und Kosmoswissenschaften
ZENTRALINSTITUT FÜR PHYSIK DER ERDE

Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde
Nr. 31, Teil 2

Seismology and Solid-Earth-Physics

**International Symposium on the occasion of 50 years of seismological
research and 75 years of seismic registration at Jena
April 1 to 6, 1974**



Proceedings
Part 2

compiled by
RICHARD MAAZ

Als Manuskript gedruckt
Potsdam 1975

Wissenschaftliche Redaktion: Dr. R. MAAZ
Dr. H. NEUNHÖFER
Dr. habil. CH. TEUPSER
Dr. sc. W. ULLMANN

Technische Redaktion: Dipl.-Phil. K. HASERT

III-12-12 A 2014/75

C o n t e n t s

Part 1

	Page
KAUTZLEBEN, H.: Ansprache zur Eröffnung des Symposiums in Jena am 2. 4. 1974	7
<u>Equations of state, material structure of the Earth's interior</u>	
STILLER, H.: Seismology and Geophysical Solid State Investigations at the Zentralinstitut für Physik der Erde (Central Earth Physics Institute)	9
ZHARKOV, V.N.; TRUBITSYN, V.P.; TSAREVSKIY, I.A.: The Zero Isotherms of High Pressure Phases of Geophysical and Cosmochemical Substances	19
STILLER, H.; ULLMANN, W.; VOLLSTÄDT, H.: Method of Determination of the Strain Energy for a Given Material by an Experimental Procedure	37
PAN'KOV, V.L.; ULLMANN, W.: Investigation of Equations of State Based on the Finite-Strain Theory and the Potential Method	43
ULLMANN, W.; PAN'KOV, V.L.; Equations of State Considering Volume Dependence of GRÜNEISEN Parameter and POISSON Ratio	67
WALZER, U.: On Mantle Convection and Constitutive Equations for the Earth's Mantle and Crust	95
WALZER, U.: Erfüllt das verallgemeinerte Stoffgesetz der Erdkruste die Prinzipien der Mechanik?	107
WAGNER, F.CH.: Rheologische Untersuchungen in der Petrophysik	113
<u>Quantitative representation and physical explanation of earthquake processes</u>	
БУНЭ, В.И.: Выделение зон с разными значениями максимальных магнитуд землетрясений на Кавказе (BUNE, V.I.: The map of M_{max} on the Caucasus)	121
REISNER, G.I.; SHOLPO, V.N.: Distinguishing Zones of Seismic Risk According to Geological Data in the Territories of Czechoslovakia, Hungary and Roumania	133
PUSTOVITENKO, B.G.; KUL'CHITSKIY, V.E.; KAMENOBRODSKIY, A.G.: Some Peculiarities of the Crimea Seismicity	143
MAAZ, R.; NEUNHÖFER, H.: On the Lognormal Energy-Frequency Distribution of Earthquakes	157
RANALLI, G.: A Test of the Lognormal Distribution of Earthquake Magnitude	163
MAAZ, R.; PURCARU, G.: Some Remarks on the Seismicity Definition of KAILA and NARAIN	181
PURCARU, G.: A New Quantitative Measure of Seismicity and Some Related Aspects	185

MAAZ, R.: Wahrscheinliches Gebiet einer diskreten Punktmenge - Ein Beitrag zur Ermittlung des maximalen Erdbebens eines Gebiets	205
PROCHÁZKOVÁ, D.: Relationship between Simple and Cumulative Occurrence Frequencies of Earthquakes	211
SCHENKOVÁ, Z.: Influence of Shallow and Intermediate-Depth Shocks on the Estimation of Maximum Possible Earthquakes	217
PROCHÁZKOVÁ, D.: Maps of Epicentres and Maximum Observed Intensity for Bohemia and Moravia	225
KIND, R.: Long Range Propagation of Seismic Energy in the Lower Lithosphere	230
KÜHNE, T.; MAAZ, R.: Automatic Construction of Isolines Using Irregularly Distributed Function Values	233
DMOWSKA, R.: Connection between Thermal Stresses and Mechanics of Earthquakes	237
RIEMSCHNEIDER, B.: Computation of Initial Stresses of Earthquakes	249
BANKWITZ, P.; BANKWITZ, E.: Geological and Physical Criteria for Seismotectonics	259
GRIGOROVA, E.; GLAVTCHEVA, R.: Foreshock and Aftershock Series of the Earthquake of May 8, 1972	275
RIZNICHENKO, YU.V.: Determination of Seismic Danger	281
DRUMYA, A.V.: The Calculation of Earthquakes of Maximum Intensity for the Seismic Regionalization Based on Geological Data and on the Frequency of Their Repetition	282
KURITA, A.: Reliable Estimation of Source Parameters of Shallow Earthquakes	283

Part 2

Complex Problems

ZÁTOPEK, A.: Geophysical Synthesis and Crustal Structure	291
BUCHHEIM, W.: Zur geophysikalischen Inversionsproblematik	305
MÜLLER, G.: A Simple Model of the Earth's Core	311
JACOBY, W.R.: Velocity-Density Systematics from Seismic and Gravity Data	323
BERTEUSSEN, K.A.; DAHLE, A.; HUSEBYE, E.S.: Wave Scattering Effects in Modelling Intrinsic Time and Amplitude Anomalies Observed Across the NORSAR Array	335
BISZTRICSÁNY, E.: Further Investigations on Coda Waves	343
ČERMÁK, V.: Thermal Structure of the Crust in Czechoslovakia	347
GRÄSSL, S.; DEUBEL, K.; HERMICHEN, W.-D.: Untersuchungen zum Absorptions-Dispersions-Verhalten seismischer Wellen	357
OELSNER, CH.; KNOTHE, CH.: Temperatur-Tiefenprofil, abgeleitet aus tiefenseismischen Daten	365

OESBERG, R.-P.; KNOTHE, CH.; HURTIG, E.: Ergebnisse explosionsseismologischer Untersuchungen in der DDR	373
HURTIG, E.; OESBERG, R.-F.; RITTER, E.; GRÜNTAL, G.; JACOBS, F.: Zum Krustenbau im nördlichen Mitteleuropa	375

Theory and interpretation of seismic surface waves

SIKHARULIDZE, D.I.; BAGRAMYAN, A.KH.: The Study of the Earth's Crust Structure in the West Caucasus by Phase Velocities of Surface Waves	377
RIZHIKOVA, S.; PETKOV, I.: Group Velocity Dispersion and the Black Sea Crust Structure	383
KAPITANOVA, S.A.; POPOV, I.I.: Einige Angaben über die örtlichen Unterschiede des Tiefenbaus aus seismischen Oberflächenwellen im Süden der UdSSR	391
NEUNHÖFER, H.; GÜTH, D.: Dispersion of Seismic Surface Waves in Middle and Northern Europe	399
MOLOTKOV, L.A.: Über die Anwendung der Matrizenmethode für die Erforschung und Berechnung von Oberflächenwellen und gedämpften Wellen	405
SAVARENSKIY, E.F.; KOSAREV, G.L.; FROLOVA, N.I.: Influence of the Earth Structure under a Recording Station on the Oscillations in a Longitudinal Wave	415
MALISCHEWSKY, P.; NEUNHÖFER, H.: Possibilities of Identification and Characterization of Discontinuities by Seismic Surface Waves	423
ALSOP, L.E.; GREGERSEN, S.: Reflection and Transmission of Inhomogeneous Plane Waves with Particular Application to Surface Waves	431
LAZAREVA, A.P.; YANOVSKAYA, T.B.: The Effect of the Lateral Velocity on the Surface Wave Amplitudes	433
CHESNOKOV, J.M.; POPPITZ, R.: Der Einfluß der Anisotropie elastischer Eigenschaften polykristalliner Medien auf die Geschwindigkeitsgrößen seismischer Oberflächenwellen	441
CHESNOKOV, E.M.; KOWALLE, G.: Der Einfluß von elastischer Anisotropie des Mediums auf den Emergenzwinkel der seismischen Wellen	457
YURKEVICH, O.I.: Determination of the Viscosity Coefficient on the Basis of Records Obtained by Seismological Stations of the Carpathian Zone	473
СТАРОВОЙТ, О.Е.: Кинематические и динамические характеристики волн РЕ-ЛЕЯ в диапазоне периодов 20 - 200 сек (STAROVOIT, O.E.: Kinematic and dynamic characteristics of Rayleigh waves in the period range of 20 to 200 seconds)	477

Development of seismographs and the application of digital registration
methods in seismology

BUCHHEIM, W.: Funktionentheoretische Gesichtspunkte für die Verwirklichung von Seismometern mit vorgegebener Charakteristik	489
UNTERREITMEIER, E.: Hochverstärkender langperiodischer elektronischer Seismograph an der Station Moxa	495
АРАНОВИЧ, З.И.; ЗЕЛИКМАН, Э.И.; МЕЛАМУД, А.Я.; НЕГРЕБЕТСКИЙ, С.А.; РЫКОВ, А.В.; ШИЛОВА, Н.Е.: Вопросы импульсной калибровки сейсмологических трактов (ARANOVICH, Z.I.; ZELIKMAN, E.I.; MELAMUD, A.Y.; NEGREBETSKY, S.A.; RYKOV, A.V.; SHILOVA, N.E.: On seismograph impulse calibration)	505
ALEXANDROV, A.L.; ARANOVICH, Z.I.; ZELIKMAN, E.I.; MELAMUD, A.Y.; NEGREBETSKIY, S.A.; RYKOV, A.V.; STAROVOYT, O.E.: Digital Long-Period Seismograph	525
ALEXANDROV, A.L.: Digital Long-Period Seismograph	525
TEUPSER, CH.; BUDER, H.; BRUNNER, M.; WENK, R.: Event-Selecting Digital Acquisition of Short-Period Seismic Waves	537
HARJES, H.-P.: Acquisition of Digital Seismological Data at the Gräfenberg (GRF) Array	545
АРАНОВИЧ, З.И.; КОЛЕСНИКОВ, Ю.А.; ЛЕВШИН, А.Л.; МАЛИНОВСКАЯ, Л.Н.; РОЗЕНКНОП, Л.М.: Спектральный анализ цифровых сейсмограмм (ARANOVICH, Z.I.; KOLESNIKOV, JU.A.; LEVSHIN, A.L.; MALINOVSKAYA, L.N.; ROZENKNOP, L.M.: Spectrum analysis of digital seismic data)	551
АРАНОВИЧ, З.И.; ЗАХАРОВА, А.И.; КОНДОРСКАЯ, Н.В.; КУДРЯВЦЕВА, Г.А.: Об аппаратном оснащении опорных станций "КАП" и обобщений данных их наблюдений (ARANOVICH, Z.I.; ZAKHAROVA, A.I.; KONDORSKAYA, N.V.; KUDRYAVTSEVA, G.A.: Instrumentation of the basis stations of the "KAPG" and generalization of their observations)	565
ALEKSANDROWICZ, D.: New Method of Recording of Seismic Events	575
DAHLMAN, O.: Digital Data Recording and Processing at the Hagfors Observatory	576
TEUPSER, CH.: The Seismological Station of Moxa	577

Geophysical Synthesis and Crustal Structure

by

A. ZÁTOPEK ¹⁾Summary

A qualitatively new basis for structural studies of the Earth's crust has been created by the results of deep seismic sounding performed in many parts of Europe. With a three-dimensional model of the MOHORoviČIĆ and shallower discontinuities we are given not only the geometry of seismic velocities and - at least for the eastern part of Europe - the location and classification of deep fault zones, but also a valuable information on how to find the spatial distribution of other properties of the crust following from geophysical data, e.g. of gravimetry, seismology, geomagnetism and geoelectricity, geothermy and radioactivity, in a way compatible with deep seismic sounding and, of course, with geological evidence. Geodetic results, as the elaboration of deviations of the vertical with removed effects of the surface topography and recent crustal movements, give a valuable control of the final interpretation and contribute to a deeper understanding of physical factors involved in structural geology. Critical confrontation of the whole of geophysical information - geophysical synthesis - is especially important for the study of contact zones of great tectonic units. In Central Europe, mutual contacts between the Alps, the Bohemian Massif, the Carpathians, the Dinarides, and the Pannonian block, respectively, should be studied first as the clues to the European tectonics. This is feasible only in strengthening the cooperation among geophysicists of all countries in question. As a characteristic example the contact zone between the Bohemian Massif and the Carpathians is synthetically described.

Zusammenfassung

Durch die Ergebnisse der tiefenseismischen Sondierungen, die in vielen Teilen Europas durchgeführt wurden, ist eine qualitativ neue Grundlage für Strukturuntersuchungen der Erdkruste entstanden. Mit einem dreidimensionalen Modell der MOHO und flacherer Diskontinuitäten sind nicht nur die geometrische Verteilung der seismischen Geschwindigkeiten und - zumindest für Osteuropa - der Ort und die Klassifikation tiefer Störungszonen gegeben, sondern auch wertvolle Information darüber, wie die räumliche Verteilung der anderen geophysikalischen Krusteneigenschaften in Übereinstimmung mit tiefenseismischer Sondierung und Geologie bestimmt werden kann. Geodätische Ergebnisse liefern eine wertvolle Kontrolle der Komplexauswertungen und tragen zum physikalischen Verständnis der Strukturgeologie bei. Die kritische Gegenüberstellung aller

¹⁾ Institute of Geophysics, Charles University, Ke Karlovu 3, 121 16 Praha 2, Czechoslovakia

geophysikalischen Informationen ist besonders für das Studium der Grenzzonen großtektonischer Einheiten wichtig. Besonders bedeutsam ist es, in enger internationaler Zusammenarbeit die Kontaktzonen zwischen den Alpen, dem Böhmischem Massiv, den Karpathen, den Dinariden und dem Pannonischen Block zu untersuchen. Als Beispiel einer derartigen Synthese werden die Ergebnisse bezüglich der Kontaktzone Böhmisches Massiv/Karpathen dargestellt.

1. Introduction

Explosion seismology has been introduced as a very efficient tool for the study of deep parts of the Earth's crust about three decades ago. In Europe, the Helgoland explosion in 1947 was a signal for creation of a scientific programme of using technical and other explosions for a systematic investigation of seismic velocity fields aiming at the establishment of models of the crustal structure in selected parts of the European continent, in the first place in the region of the Alps.

This plan and its implementation on a wide continental scale was closely connected with the creation of the European Seismological Commission in Brussels in 1951, and during two following decades the method of deep seismic sounding (DSS) was developed by a number of national and international research groups in West, South and North Europe and, similarly, in East and South-east Europe, too. During the said period valuable experimental materials have been accumulated throughout Europe and, based on intense theoretical work, interpretations have been presented in form of partial models of the Earth's crust in various areas of Europe. Apart from determinations of characteristic velocities, the location of main crustal discontinuities has been attempted. In the first place it was the position of the bottom boundary of the crust, known as the MOHORoviČIĆ discontinuity, or shortly the MOHO, separating the crust from the upper mantle. Further, one was interested to know the depth of the CONRAD discontinuity, considered to be an interface between the higher granitic and the lower basaltic layer, the latter reposing upon the MOHO. The third important boundary is the interface between the bottom of sedimentary layers forming the uppermost part of the continental crust.

The present-day data available from DSS allow to compile a three-dimensional scheme of the MOHO in Europe, and for some regions, like Central Europe, it was even possible to give, as an outline, a structural model of the crust for the region in consideration. In the present contribution it is intended to try forming, on the qualitatively new basis of DSS as available for the territory of Central Europe, a kind of geophysical synthesis. Owing to the method of continuous profiling, used almost generally in the region of East and Southeast Europe, one is enabled to find the position and classification of deep fault zones in addition to the depths of the MOHO. Including the other geophysical information obtained from gravimetry, seismology, geomagnetism (including palaeomagnetic data) and magnetotellurics, using further the results of geothermic and radiometric measurements together with the data of DSS, one is given a possibility to establish multilateral geophysical correlations. Moreover, even the data from geodesy, e.g. undulations of the geoid, deviations of the vertical, reduced with regard to the effects of the outer topography, and data on recent crustal movements, appear as valuable structural information, the im-

portance of which goes far over their primary geodesic significance. A certain level of geological evidence and control is, of course, necessary. It is obvious that such a geophysical synthesis can and must proceed step by step, but - though so far in its beginning stage - the geophysical synthesis proves to be helpful in the understanding of the physical state and processes which have occurred or are going on in the crust or, maybe, in the uppermost part of the upper mantle; it will be much more useful than partial information of the individual geophysical fields if considered separately. This is of particular importance when characterizing great tectonic units and the contact zones between them.

In fact, the region of Central Europe we are dealing with is a contact area of the following units: the Subvariscicum in the north, the Bohemian Massif with the adjacent block of Saxothuringicum in the north-west, the West Carpathians and the adjacent part of the Polish Platform in the north, the Pannonian Basin (called also the Carpathian Basin) in the middle, the region of Alps and its specially interesting part of the East Alps, further the transition zones between the East Alps on one hand, and the West Carpathians, the Pannonian Basin and the Dinarides on the other, and, finally, the Pannonian Basin and the Dinarides. One may well denote this region as a key to European tectonics with the contact zones as the most important problems. Within short, we shall see this in dealing with two of them.

2. The MOHO in Europe

For general information [1-5, 12-17, 20, 23, 24, 30, 31] let us review roughly the depths of the MOHO throughout the European continent. They vary between about 15 km in the Tyrrhenian and Ligurian Sea, respectively, and about 65 km below the middle part of the West Alps and the flysch zone of the Outer Carpathians. Inside the continent the crust is thinnest below the centre of the Pannonian Basin and at its transition to the Dinarides; its thickness is about 24 - 25 km.

Let us now follow two cross-sections, the first from the north to the south of Europe, the second from the east to the west.

At the northern coast of Scandinavia the MOHO was found in a depth of about 40 km; going southwards it rises to 33 or 34 km; in Finland the MOHO lies at 35 km and in the Finnish Bay at 37 km. In Denmark the depth of the MOHO was found to be 29 km and is growing eastwards; near Gdańsk it was assessed at about 45 km. South of Denmark the crustal thickness finds itself near 30 km and increases southwards, so that at the border zone of the Ore Mountains it is some 32 km and below the Giant Mountains near 40 km. In North Bohemia, below the Cretaceous Table, it decreases towards 30 km and grows up to a maximum of 42 km in the Moldanubicum of SW Bohemia. In the Alpine foredeep it was found to be round 35 - 30 km in a belt oriented W-E. Below the main range of the Alps there is a trough; the depths surpass 50 km and reach a maximum of 65 km as already mentioned. Continuing to the south, the MOHO rises up to 40 and then 35 km in the region of the Podan Basin. Below the crest of the Apennines one finds a depth of about 45 km. In South Italy and NE-Sicily the MOHO finds itself at 40 km and rises up to 35 km in the middle of the isle and then rapidly to 25 and 20 km in the vicinity. In the north of Sicily, between the western coast of Italy and Sardinia,

and also in the Ligurian Sea, the crustal thickness is minimum, i.e. 15 km, as said above. Parallel to the Yugoslav coast of the Adria, below the zone of the Dinarides, the MOHO was found at depths from 45 to 50 km, while for the Italian Adriatic coast depths of about 30 km are characteristic.

Following the E-W cross-section we find the MOHO around the Caspian Sea at 40 to 45 km of depth; below the Caucasus the crustal thickness increases to 50 - 54 km. A depth of approximately 45 km may be attributed to the MOHO along the North Anatolia fault zone, while along the southern coast of the Black Sea depths of about 30 km are given. In the middle of the Black Sea the crust is only 20 km thick. At the western coast the crust gets thicker from 25 km to 35 - 37 km inside the Balkan Peninsula, and probably to some 45 km in South Yugoslavia. Inside the Ukrainian Shield the thickness of the crust varies in the range of 40 - 55 km, and its isolines exhibit a N-S extension of geological structures; below the Crimea the MOHO is situated at about 50 km. In the region of the East Carpathians one finds, if crossing the region of their biggest curvature in SE-NW direction, a rapid increase of the crustal thickness to 50 and 60 km, followed, when descending into the Pannonian Basin, by a sudden decrease to 30 km and, finally, to 25 km within the Basin. In the Outer Carpathians, north of the main mountain range, maximum depths of 65 km of the MOHO have been found, commensurable with those occurring in the Alps. In the Central Carpathians, in the region of the High Tatra, the maximum depths may be expected at about 45 km, decreasing to some 40 km in the north, and, more rapidly, to the south to 28 km as reached at the northern border of the Pannonian Basin. The contact zone between the Carpathians and the Bohemian Massif and that between the Carpathians and the East Alps, which we will deal with later, exhibit considerable variations of depths near 35 km and a strong attenuation of explosion energy. Crossing the Alps from east to west we meet the depths already known: In the transition zone between the Alps and the Dinarides one finds depths in the interval from 35 to 40 km. West of the Alps the thickness of the crust decreases to 32 km, northwards the thickness goes slowly down to 29 - 25 km. On the territory of France the crust exhibits, with small variations, depths between 29 and 32 km. For the Pyrenean Peninsula [22], the depths of the MOHO near 40 km appear plausible.

In Europe the MOHO is characterized by velocities of Pn-waves in the range 7.9 to 8.2 km/s. Though it is the most markedly pronounced discontinuity as detected by DSS, it does not prove to be a continuous and uniform interface everywhere. On the contrary: Jumps of more than 10 km are not unusual, and a multiple structure of the MOHO has been discovered in several regions of East and South-east Europe, namely in the Ukraine and below the Pannonian Basin.

No one of the shallower crustal interfaces, including that of CONRAD with characteristic velocities of Pb near 7 km/s, could be followed as a continuous feature throughout widely extended areas. Sudden variations in depth have been found, too, and dissimilarities in the shape and position in comparison with the MOHO are frequent. - For the granite-type layer Pg-velocity values near 6 km/s are typical.

On the whole, the results of DSS brought in many corrections to our earlier conceptions.

3. Geophysical synthesis in the region of Central Europe

The region in question is represented in Fig. 1. International profiles III, IV, V, VII, and VIIa, Hungarian and Polish national profiles and the network of profiles situated in West Germany and Austria are most important. Crustal sections along profiles VI, VII and V, respectively, are represented in Fig. 2 a, c, d; Fig. 2 b indicates the distribution of P-wave velocities.

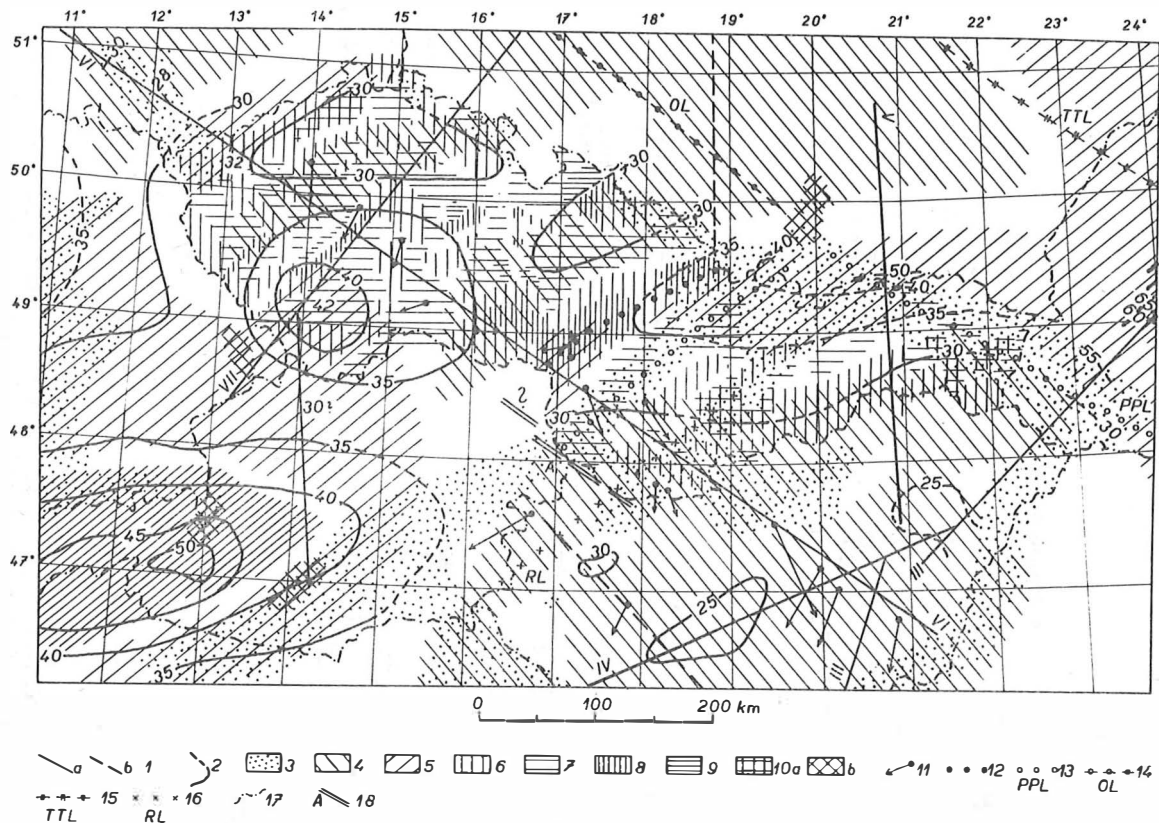


Fig. 1. Relief of the MOHO in Central Europe in correlation with the distribution of seismic zones, gravimetric and geomagnetic anomalies, orientation of magnetotelluric induction vectors and the main structural lineaments. 1 a) international, 1 b) national profile; 2 - isoline of depth of the MOHO; 3 - seismic zone; 4 - positive gravity anomaly; 5 - negative gravity anomaly (denser hatching signifies $|\Delta g| \leq 100$ mgal; 6 - positive geomagnetic anomaly; 7 - negative geomagnetic anomaly; 8 - zone of high positive geomagnetic anomalies; 9 - zone of high negative geomagnetic anomalies; 10 a) areas of high geomagnetic anomalies in neovolcanic belts in Czechoslovakia, 10 b) anomalous geomagnetic zones in Austria and Poland; 11 - magnetotelluric induction vectors along profile VI; 12 - fault zone of Lednice; 13 - PPL, peri-pieninian lineament; 14 - OL, Oder lineament; 15 - TTL, TORNQUIST-TEISSEYRE lineament; 16 - RL, Raab line; 17 - state frontiers; 18 - A, situation of deep reflecting boundaries suggested by ZATOPEK

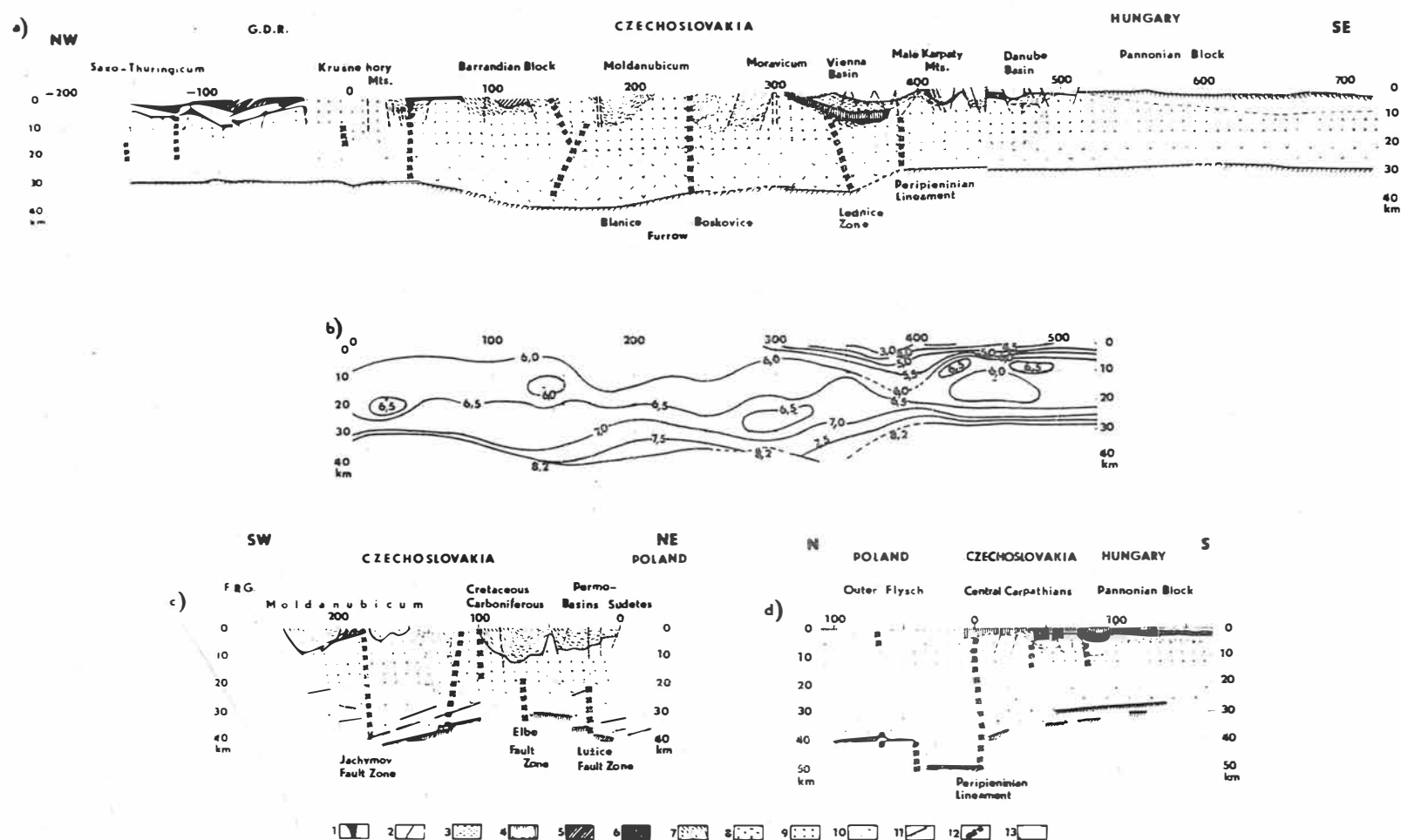


Fig. 2. Crustal sections along profiles VI, VII and V with fault zones assessed by means of DSS; a) profile VI, b) layer velocities on profile VI, c) profile VII, d) profile V; 1 - neovolcanites, 2 - Neogene sediments, 3 - flysch belt, 4 - Mesozoic, 5 - Palaeozoic (Bohemian Massif), 6 - Palaeozoic (Carpathians), 7 - crystalline schist, 8 - durbachites, 9 - granite zone, 10 - basalt zone, 11 - MOHO, 12 - deep faults, 13 - principal regional faults

3.1. DSS and gravimetry

Though, on the whole, there is in this part of Europe apparent similarity between the surface relief and the shape of the MOHO and also with the map of BOUGUER anomalies [18, 20], one can observe a number of discrepancies. In general, the crust is immersed deeply into the mantle below high mountain ranges of the Alps and the Carpathians (see Fig. 1), but the kind of immersion is quite different. While the roots of the Alps correspond fairly well with the outline of the outer topography and also with the position of the belt of negative megeanomalies, this belt of megeanomalies is shifted northwards from the mountain range of the Carpathians and finds itself - and so do the maximum depths of the MOHO - in the flysch zone of the Outer Carpathians. Outside the Alps and the Carpathians minor gravity anomalies of both signs can be seen in the Bohemian Massif, and, in general agreement with the principle of isostasy, the negative ones in Germany and Austria, where the crust is thicker, and positive ones in the interior of the Pannonian Basin and, north of the Carpathians, in Poland, where the crust is thinner. The root of the Ore Mountains is smaller than one would expect as pronounced merely by 2 km thickening of the crust. This and other similar examples demonstrate that the AIRY model of isostasy is adequate only on a restricted scale. Gravimetric (and also magnetic) anomalies are frequently connected with deep fault zones separating different tectonic units. For example, the contact zone between the Bohemian Massif and the West Carpathians, to which we will repeatedly pay attention in our next comments, is signified (cf. Fig. 2c) by a negative gravity anomaly. One sees in Fig. 3 that the zone is formed by a deeper seated block separated on both sides by deep fault zones, i.e. the so-called zone of Lednice in the west, and the peri-pieninian lineament in the east. This lineament, which is geophysically conspicuous in many ways, has been identified by DSS as a deep fault zone also in its eastern branch on profile V.

3.2. DSS and seismology

The results of DSS of profiles VI and VII confirmed the scheme of the block structure of the Bohemian Massif, as suggested in [28] already in 1948 on a basis of anomalous propagation of the East-Alpine earthquakes through the Bohemian Massif. It is a matter of fact that these earthquakes are well propagated through the Bohemian Massif, but are strongly attenuated in the Carpathians, as well as in the Alps themselves. That is the reason why a zone reflecting the energy of these earthquakes downwards was assumed in [29]; it is indicated in Fig. 1. A complex study of this region should confirm or deny this assumption. It was shown in [19] that the neighbourhood of the peri-pieninian lineament is distinguished by seismic activity (see Fig. 1, dots). The seismic zone continues in the NE-SW direction penetrating the Alps up to Verona in Italy. It is interesting that the zone of Lednice appears aseismic. This would characterize the NE-SW branch of the peri-pieninian lineament as the genuine zone of separation. It seems that both the peri-pieninian lineament and the zone of Lednice penetrate into the upper mantle.

As known, the Bohemian Massif possesses a relatively low seismicity mostly at its marginal faults; remarkable is the swarm area in Vogtland and NW Bohemia, emphasizing a small-block structure with loose coupling of the individual blocks. More intense is

the activity along the contact of the Northern Calcareous Alps with the Central Alps, and, similarly, frequent shocks occur along the insubric line, parallel to the direction of the Central Alps. Living seismic activity in the rift zone of the Rheingraben finds itself at the periphery of our region.

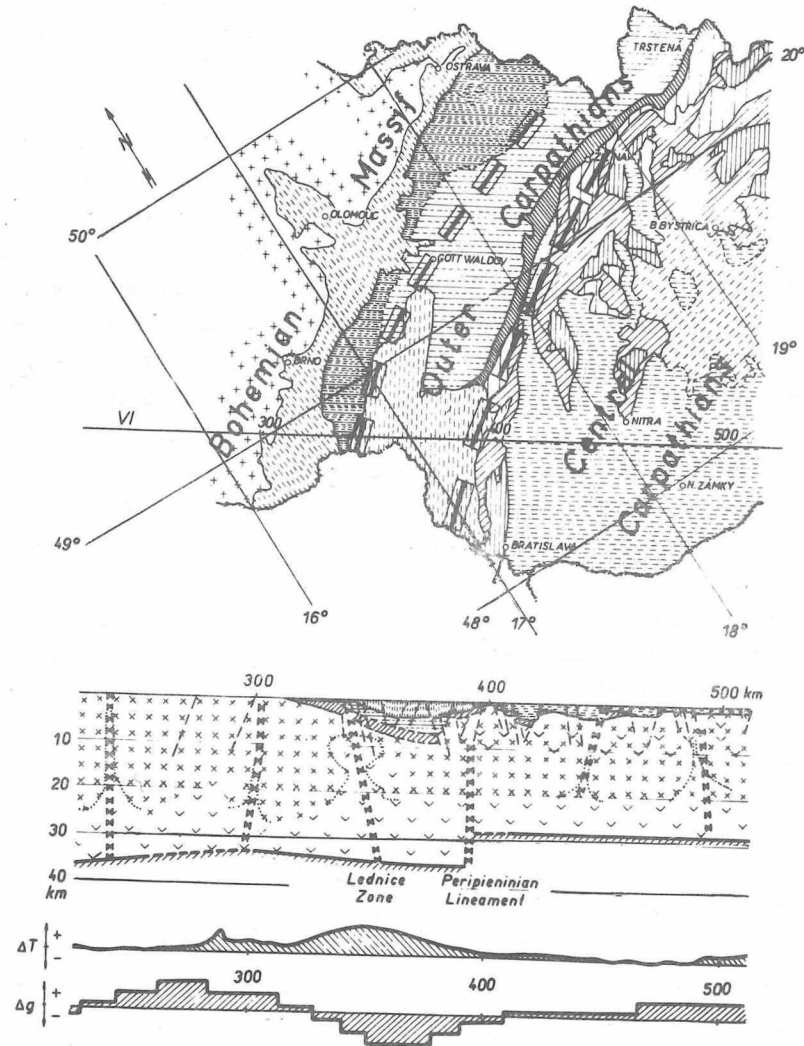


Fig. 3. Transition zone between the Bohemian Massif and the Carpathians; top - geological scheme; middle - structural cross-section with sedimentary, granitic and basaltic layer and deep fault zones; bottom: ΔT = anomalies of total geomagnetic field T; Δg BOUGUER gravity anomalies; ΔT and Δg are given in arbitrary units

3.3. DSS, magnetic anomalies and magnetotellurics

The distribution of regional major magnetic anomalies reveals that positive geomagnetic anomalies are often typical for contact zones of bigger tectonic units. High anomalies are accompanying the zones of Tertiary volcanism. The pattern of blocks forming the crust of the Bohemian Massif [28] is evidently connected with minor positive anomalies. Interesting are some areas in old blocks exhibiting separated high anomalies with opposite signs. Among them (Fig. 1) two narrow and parallel linear anomalous zones are proceeding in a length of about 70 km at the north-west edge of the Central Bohemian pluton, and are obviously due to variant forms of metamorphism occurred in different geological epochs. As shown in Fig. 1, the positive of the named anomalies contacts a minor negative anomaly situated at profile VII running almost parallel NE-SW.

In the transition zone between the Bohemian Massif and the Carpathians we find a magnetic positive anomaly connected with deep fault zones as illustrated in the bottom part of Fig. 3 by ΔT . It should be noted that this magnetic anomaly is not continued in the Alps.

The magnetotelluric induction vectors resulting from measurements conducted along profile VI display [26, 30, 31] a dominating N-S component in the Pannonian Basin and also in the central and western part of the Bohemian Massif (Fig. 1). This indicates [26] an extended and tectonically oriented deep seated anisotropy of electric conductivity, which may coincide with the asthenospheric channel of lower seismic velocities.¹⁾ In the neighbourhood of the transition zone between the Bohemian Massif and the Carpathians the direction of the induction vector changes irregularly and points out a shallower and quite different distribution of conductivity in this zone.

3.4. DSS, deviations of the vertical and recent crustal movements

In [6] it has been shown for the territory of Czechoslovakia that the vectors of the deflections of the vertical, if the effects of topography are removed, exhibit close correlations to the block structure of the Bohemian Massif as detected in [28]. Isolines of the vectors are plotted (in arbitrary units) in Fig. 4. Surprising correlations of the course of these isolines to the gravimetric and geomagnetic anomalies can be detected by comparison of Figs. 1 and 3; they are the most conspicuous just in our known transition zone. In Fig. 3 we see the south-western part of the peri-pieninian lineament as a very sharp discontinuity, indicating, in agreement with gravimetric and magnetic anomalies, a more complicated structure in the north-east. Also the correlation of isolines of deflections in the part of the peri-pieninian lineament lying between profiles V and III is obvious. In such a way we see that the curvature of the geoid can serve as a sensitive structural indicator.

¹⁾ This seems to be confirmed by recent (1973) measurements of the magnetotelluric group of the Geophysical Institute, Czechosl. Acad. Sci., Praha, on profile V (not yet published).

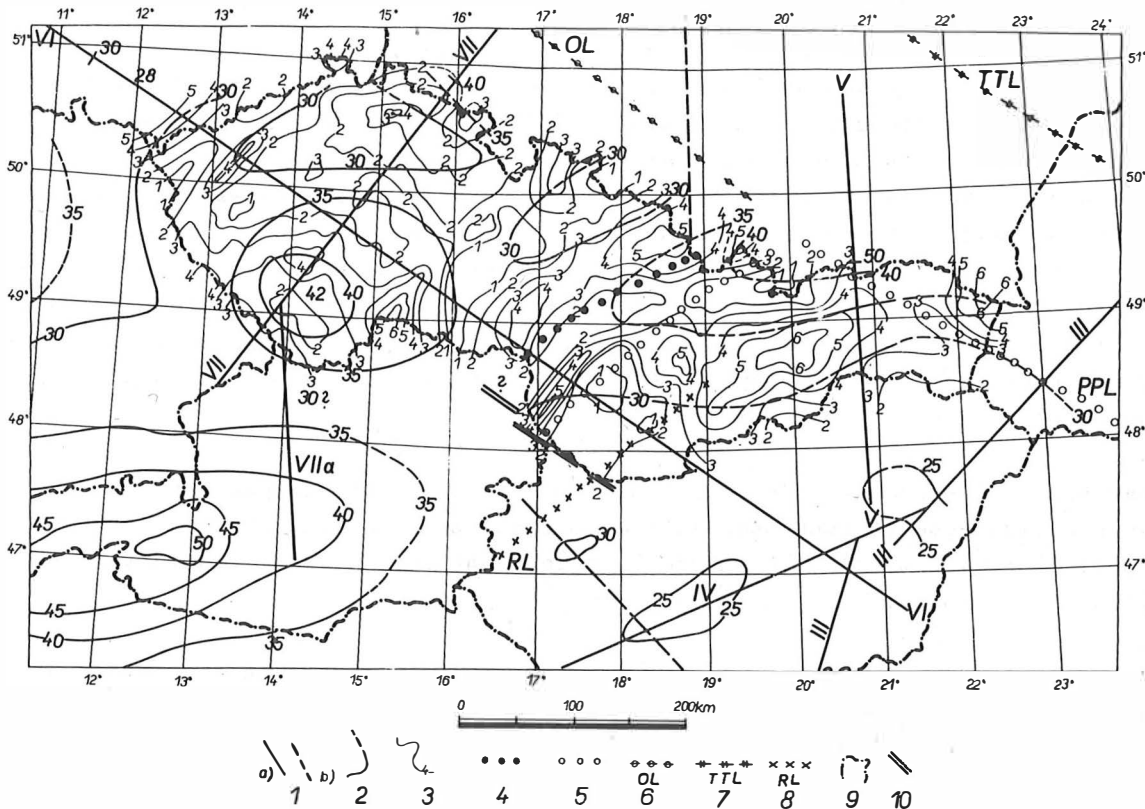


Fig. 4. Relief of the MOHO in Central Europe in correlation with isolines of deviations of the vertical (in arbitrary units) in Central Europe; 1 a) international, 1 b) national DSS profiles; 2 - isolines of depth of the MOHO, 3 - isolines of reduced deviations of the vertical, 4 - fault zone of Lednice, 5 - peri-pieninian lineament, 6 - Oder lineament, 7 - TORNQUIST-TEISSEYRE lineament, 8 - Raab line, 9 - state frontiers, 10 - zone of reflecting seismic energy downwards

Measurements of recent crustal movements provide information on present-day surface mobility of the crust. The repeated levellings of high accuracy in Czechoslovakia [11] revealed relative movements over 5 mm/year in South Slovakia. In Fig. 5 of 1973 the isolines of annual vertical velocities are plotted for the western part of Czechoslovakia. One finds cases with relative velocities up to 4 mm/year and clearly defined blocks of elevation or subsidence. The transition zone between the Bohemian Massif and the Carpathians appears again; a higher mobility is connected with the peri-pieninian lineament rather than with the zone of Lednice.

3.5. DSS and geothermy

Up to now geothermic data available are limited and hardly to be compared directly with the results of DSS. The map of geoisotherms [25] demonstrates that the highest temperatures in 1 km depth are observed in the Balkan and inside the Carpathian bow; a further "warm" zone proceeds from West Poland towards north-west. From the results published in [31], p. 342, and in [7-10] three typical values of heat flow have been statistically found by the present writer for Czechoslovakia: $1.45 \mu\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ s}$, fitting for old geological structures, $2.25 \mu\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ s}$ for regions affected by

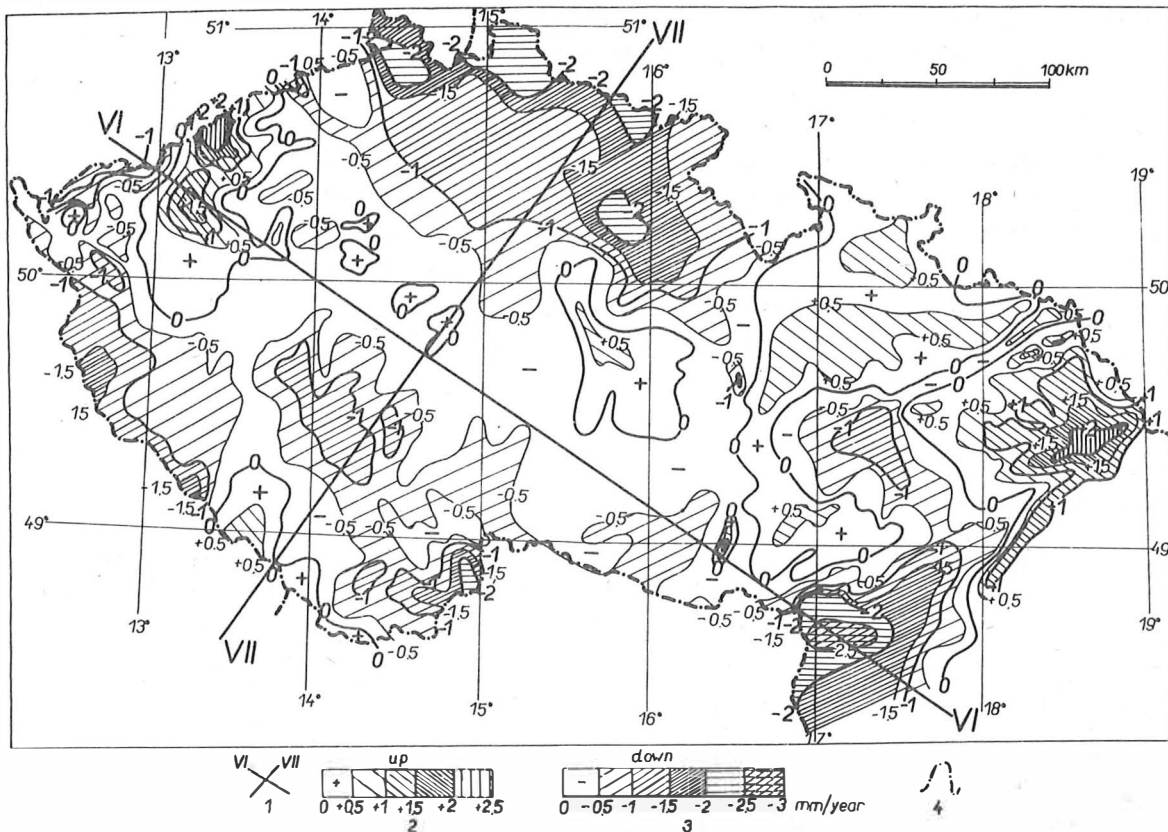


Fig. 5. Recent vertical movements in West Czechoslovakia; 1 - DSS profiles; 2 and 3 - elevation or subsidence [mm/year]; 4 - state frontiers (after P. VYSKOČIL; private communication, 1973)

young volcanism, and roughly $4 \mu\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ s}$ for localities with anomalous thermal regime. In the transition zone between the Bohemian Massif and the Carpathians the heat flow increases from SW to NE, reaching a value of $2.1 \mu\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ s}$ in the vicinity of Ostrava.

4. Conclusion

The model of the Earth's crust of Europe obtained as a result of DSS represents the crust as a system of blocks immersed into the upper mantle. The bottom interface, the MOHOROVIČIĆ discontinuity, finds itself in depths varying between 15 and 65 km. The blocks of the crust are separated by steeply falling deep fault zones, which separate big tectonic units. Jumps of many kilometres have been found frequently and also a multiple character of the MOHO has been detected. The CONRAD discontinuity was found as a continuous interface only in limited areas. On the whole, the principle of isostasy is preserved, but the AIRY model of isostasy is adequate only on a limited scale. It is fairly well represented in the Alps, but in the Carpathians the maximum thickness of the crust and maximum BOUGUER anomalies are shifted northwards into the flysch zone of the Outer Carpathians. Geological structural lineaments prove to be systems of deep faults, frequently coinciding with zones of seismic activity.

It was possible to study various properties of the contact zone between the Bohemian Massif and the Carpathians. The zone is formed by a deeper seated block, separated on both sides from the system in question by deep fault zones, probably penetrating into the upper mantle, and is conspicuous by respective gravimetric, geomagnetic, magnetotelluric and geothermic anomalies, and one of the zones, the peripieninian lineament, also by a strong curvature of the geoid, seismic activity and a seat of stronger recent movements. Also the transition zone between the East Alps and the West Carpathians seems to have interesting properties as a reflector of the energy of east-alpine earthquakes, but the geophysical data from this area are scarce as well as for the other contact zones situated in the region considered. To solve these key problems of the European tectonics a closer cooperation of specialists of all countries involved ought to be established.

References

- [1] ANGENHEISTER, G.; et al. Recent investigations of surficial and deeper structures of the Eastern and Southern Alps. Geol. Rdsch. 61 (1972), p. 349
- [2] BERÁNEK, B.; DUDEK, A. The results of deep seismic sounding in Czechoslovakia. Z. Geophysik 38 (1972), p. 415
- [3] BERÁNEK, B.; ZATOPEK, A. On the crustal structure in Czechoslovakia and the East-Alpine region. Techn. and econ. Stud., Spec. Issue, Bucharest (1973) 10
- [4] BERÁNEK, B.; ZOUNKOVÁ, M.; HOLUB, K. Results of deep seismic sounding in Czechoslovakia, in UMP Czechoslovakia 1962-1970, Final Report, p. 45 to 64. Praha: Academia 1970
- [5] BERÁNEK, B.; et al. Results of deep seismic soundings along International Profile VII in Czechoslovakia and Poland. Studia geophys. et geod. 17 (1973), p. 205
- [6] BURŠA, M. Effect of removed topography and condensation of deflections of the vertical on the territory of Czechoslovakia. Tr. géophys., Praha 17 (1969), p. 45 - 64
- [7] ČERMÁK, V. Terrestrial heat flow in Eastern Slovakia. Tr. géophys., Praha 15 (1968), p. 305-319
- [8] ČERMÁK, V. Heat flow in the Žacléř-Svatoňovice basin. Acta geophys. polon. 16 (1968), p. 3
- [9] ČERMÁK, V. Terrestrial heat flow in the Alpine-Carpathian foredeep in South Moravia. J. geophys. Res. 73 (1968), p. 820
- [10] ČERMÁK, V. Terrestrial heat flow in Czechoslovakia and its relation to some geological features. Internat. Geol. Congr. Report, Proc. Sect. 5 (1968), p. 75-85

- [11] CIMBÁLNÍK, M.;
KRUIS, B.;
VYSKOČIL, P. Recent crustal movements in the ČSSR.
Studia geophys. et geod. 11 (1967), p. 354
- [12] GIESE, P. Main features of crustal and upper mantle velocity distribution in the Alps and the surrounding areas.
Report at IASPEI General Assembly, Lima 1973
- [13] GIESE, P.;
MORELLI, C. Main features of crustal and upper mantle velocity distribution in Southern Italy.
Report at IASPEI General Assembly, Lima 1973
- [14] GIESE, P.;
MORELLI, C.;
STEINMETZ, L. Crustal structure of Western and Southern Europe.
Report at XVth IUGG General Assembly, Moscow 1971
- [15] GIESE, P.;
STEIN, A. Versuch einer einheitlichen Auswertung tiefenseismischer Messungen aus dem Bereich zwischen der Nordsee und den Alpen.
Z. Geophysik 37 (1971), p. 237
- [16] HART, P.J. (ed.) The Earth's crust and upper mantle. Geophysical Monograph 13.
Washington D.C.; American Geophysical Union 1969
- [17] HIRN, A.; et al. Long range profiles in Western Europe II.
Z. Geophysik 39 (1973), p. 363
- [18] IBRMAJER, J. Gravimetrická mapa ČSSR, 1 : 1,000 000.
Praha: ÚÚG 1966
- [19] KÁRNÍK, V. Seismicity of the European area, part II.
Praha: Academia 1972
- [20] MAKRIS, J. Aufbau der Kruste in den Ostalpen aus Schweremessungen und die Ergebnisse der Refraktionsseismik.
Hamburger geophys. Einzelschriften, Geophys. Inst. Univ. Hamburg (1971) 15
- [21] MAN, O. Aeromagnetická mapa ČSSR.
Praha: ÚÚG 1966
- [22] RITSEMA, A.R. Seismic data of the West Mediterranean and the problem of oceanization.
Verh. kon. nederl. geol. Mijnb. Gen. 26 (1969), p. 104
- [23] SAPIN, M.;
PRODEHL, C. Long range profiles in Western Europe I.
Ann. Géophys. 29 (1973), p. 127
- [24] SOLLOGUB, V.B.; et al. The crustal structure of Central and Southeastern Europe based on the results of explosion seismology, ed. by G. SZÉNÁS.
Geofiz. Közlem., Spec. ed. (1972), 172 p.
- [25] STEGENA, L. Geothermal map of Eastern Europe.
Geothermics 1 (1972), p. 140
- [26] SZÉNÁS, G. The Carpathian system and global tectonics.
Tectonophysics (1972), p. 267

- [27] WIESE, H. Geomagnetische Induktionspfeile in der ČSSR, hervorgerufen durch großräumige Leitfähigkeitsstrukturen. *Studia geophys. et geod.* 9 (1965), p. 415
- [28] ZÁTOPEK, A. On the propagation of East-Alpine earthquakes through the Bohemian Mass. *Tr. spéc. No. 3, Inst. Géophys. nat., Praha 1948*, 69 p.
- [29] ZÁTOPEK, A. Zu einigen Problemen der Krustendynamik im Karpaten-gebiet. *Geofiz. Közlem.* 8 (1957), p. 106
- [30] ... Upper mantle in Czechoslovakia, Progress Report, Collection of papers. *Studia geophys. et geod.* 11 (1967), p. 317-381
- [31] ... Upper mantle in Czechoslovakia, Final Report, Collection of reports, 186 pages. Praha: Academia 1971

Zur geophysikalischen Inversionsproblematik

von

W. BUCHHEIM ¹⁾

Zusammenfassung

Für alle geophysikalischen Inversionsprobleme, die mittels einer linearen quellenmäßigen Darstellung eines Außenfeldes durch ein Materialparameterfeld (z.B. Massendichte, Magnetisierung, elektrische Leitfähigkeit) des Erdinneren formulierbar sind, wird ein Kriterium für nicht eindeutige Lösbarkeit angegeben. Dieses besteht in der Konstruierbarkeit sogenannter "Null-Affekte" des Parameterfeldes mit gewissen Divergenzeigenschaften. Beispiele für sehr allgemeine Null-Affekte dieser Art für die o.g. Parameterfelder werden angegeben.

Summary

For all problems of inversion in geophysics for which an external field can be expressed by a linear integral transformation of a parameter field of the interior of the Earth there exists a criterion for non-unique solubility. If a "zero affect" with certain properties of divergence can be added to the given parameter field, unique inversion is excluded. Examples of such zero affects are given in the well-known cases of mass density, magnetic polarization and conductivity of the Earth's interior.

Die in der Geophysik aufgetretenen sog. Inversionsprobleme wurzeln ausschließlich in Fragestellungen, die auf die Erkundung von Materialparametern in nicht zugänglichen Bereichen der Erde gerichtet sind. Einerseits können hierbei Materialeigenschaften als spontane Ursachen von physikalischen Feldern auftreten, die auch in zugänglichen Bereichen des Erdkörpers auftreten, wie z.B. Massendichte bzw. Magnetisierung als Quellen des Gravitationsfeldes bzw. des permanenten erdmagnetischen Feldes. Andererseits können aber auch künstlich erregte Felder, wie z.B. seismische Wellenvorgänge, elektrische oder elektromagnetische Felder, durch die Parameterverteilung in denjenigen Regionen, die sie merklich durchdringen, modifiziert werden. In beiden Fällen treten zunächst sinnvoll erscheinende Fragestellungen auf, die auf einen Informationsgewinn über jene unmittelbar nicht erreichbaren Parameterfelder durch die von ihnen erregten oder nur modifizierten Felder auf Teilmannigfaltigkeiten des Erdkörpers abzielen, die für Messungen zugänglich sind. Probleme dieser Art also mögen hier als "geophysikalische Inversionsprobleme" bezeichnet werden. Bekannte - und eindeutig gelöste - Inversionsprobleme sind z.B. das WIECHERT-HERGLOTZsche [1, 6, 11]

¹⁾ Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, DDR-92 Freiberg/Sa., Cottastr. 4

der Bestimmung der seismischen Phasengeschwindigkeiten im Erdinnern aus Laufzeitkurven an der Erdoberfläche oder das RIKITAKEsche [8, 9] der Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit im Erdinnern aus dem magnetotellurischen Dispersionseffekt an der Erdoberfläche. Darüber hinaus gibt es inversorische Fragestellungen, bei denen eine eindeutige Lösung aus der Theorie der auftretenden Felder heraus als nicht existent nachgewiesen werden kann, z.B. das wohlbekannte Problem der Ermittlung der Massendichteverteilung im Erdinnern aus dem Gravitationsfeld im Außenraum einschließlich seines Randes. Schließlich ist aber eine - theoretisch wohl unbegrenzte - Menge von Inversionsproblemen denkbar, bei denen eine eindeutige Lösung wünschenswert erscheint, aber nicht evident und deshalb ungewiß ist.

Für diesen Problemkreis läßt sich, soweit das vermittelnde Feld V (von skalarem Charakter) bzw. \vec{F} (von vektoriellm Charakter) eine quellenmäßige Darstellung mittels des Parameterfeldes P bzw. \vec{P} ermöglicht, ein hilfreiches Kriterium für die Unlösbarkeit des betreffenden Inversionsproblems angeben. Zunächst möge die Darstellung des vermittelnden Feldes durch das Parameterfeld linear sein. O bedeute eine für die Messung von V bzw. \vec{F} zugängliche Teilmannigfaltigkeit des Raumes (z.B. die Erdoberfläche, den Außenraum o.dgl.), I das Erdinnere, I' einen Teilbereich von I , X einen variablen Punkt in O , X' einen solchen des Erdinneren. Die allgemeinste lineare quellenmäßige Darstellung lautet dann bei n vermittelnden bzw. Parameterfeldern

$$(1a) \quad V_k(X) = \int_I d\tau(X') G_{kl}(X, X') P_l(X') \quad \text{bzw.} \quad V_k(X) = \int_I d\tau(X') (\vec{G}_{kl}(X, X') \cdot \vec{P}_l(X'))$$

für skalare Felder V und

$$(1b) \quad \vec{F}_k(X) = \int_I d\tau(X') \vec{H}_{kl}(X, X') P_l(X') \quad \text{bzw.} \quad \vec{F}_k(X) = \int_I d\tau(X') (\vec{H}_{kl}(X, X') \cdot \vec{P}_l(X'))$$

für vektorielle Felder \vec{F}_k . $G_{kl}(X, X')$ bzw. $\vec{G}_{kl}(X, X')$ bzw. $\vec{H}_{kl}(X, X')$ bzw. $\vec{H}_{kl}(X, X')$ sind skalare bzw. vektorielle bzw. tensorielle Einflußfunktionen vom bekannten GREENSchen Typ. Man sieht dann sofort, daß eine notwendige Bedingung für die Existenz einer eindeutigen Inversion der Systeme (1a) bzw. (1b) ist, daß die homogenen Systeme

$$(2a) \quad 0 \equiv \int_I d\tau(X') G_{kl}(X, X') P_l^{(0)}(X') \quad \text{bzw.} \quad 0 \equiv \int_I d\tau(X') (\vec{G}_{kl}(X, X') \cdot \vec{P}_l^{(0)}(X'))$$

und

$$(2b) \quad 0 \equiv \int_I d\tau(X') (\vec{H}_{kl}(X, X') P_l^{(0)}(X')) \quad \text{bzw.} \quad 0 \equiv \int_I d\tau(X') (\vec{H}_{kl}(X, X') \cdot \vec{P}_l^{(0)}(X'))$$

nur die triviale Lösung $P_l^{(0)}(X') \equiv 0$ bzw. $\vec{P}_l^{(0)}(X') \equiv 0$ für $X' \in I$, $X \in O$ zulassen. Sobald jedoch eine nichttriviale Lösung, $P_l^{(0)}(X') \neq 0$ bzw. $\vec{P}_l^{(0)}(X') \neq 0$, die hier als "Null-Affekt" bezeichnet werden möge, auch nur in einem Teilbereich $I' \subset I$ existiert, kann sie zu (1a) bzw. (1b) hinzugefügt werden und macht das Inversionsproblem (1a) bzw. (1b) dann jedenfalls nicht eindeutig lösbar.

Die Systeme (2 a,b) werden z.B. immer dann identisch in $X \in O$ erfüllt, wenn

$$(3a) \quad G_{kl}(X, X') P_l^{(0)}(X') = (\vec{V} \cdot \vec{Y}_k(X, X')), \quad (\vec{G}_{kl}(X, X') \cdot \vec{P}_l^{(0)}(X')) = (\vec{V} \cdot \vec{Y}_k(X, X'))$$

bzw.

$$(3b) \quad \vec{H}_{kl}(X, X') \cdot P_1^{(0)}(X') = (\vec{\nabla}' \cdot \vec{Y}_k(X, X')) , \quad (\vec{H}_{kl}(X, X') \cdot \vec{P}_1^{(0)}(X')) = (\vec{\nabla}' \cdot \vec{Y}_k(X, X'))$$

homogen lineare Divergenzausdrücke in $P_1^{(0)}(X')$ bzw. $\vec{P}_1^{(0)}(X')$ darstellen, die nur in $X' \subset I'$ von Null abweichen und gegen den Rand von I' hin stetig mit partiellen Ableitungen bis zur 2. Ordnung auf Null absinken. Wenn I' keine Punkte mit 0 gemeinsam hat, ist ein Rand O' von I' denkbar, der 0 nicht berührt und für den der GAUSSsche Satz z.B. für (2a) nach (3a)

$$(4) \quad \int_{I'} d\tau(X') G_{kl}(X, X') P_1^{(0)}(X') = \int_{I'} d\tau(X') (\vec{\nabla}' \cdot \vec{Y}_k(X, X')) = \int_{O'} (\vec{df} \cdot \vec{Y}_k(X, X')) \equiv 0$$

und Entsprechendes für (2b) nach (3b) liefert. In allen Fällen also, wo Null-Affekte auffindbar sind, die z.B. $G_{kl}(X, X') P_1^{(0)}(X')$ identisch in $X \subset O$ in Divergenzausdrücke bezüglich $X' \subset I'$ überführen, welche nur in einem Teilbereich $I' \subset I$ nicht verschwinden, gibt es keine eindeutige Lösung des Inversionsproblems (1a) für $P_1(X')$.

Ein besonders einfaches Beispiel hierfür ist der Null-Affekt beim Inversionsproblem der Magnetisierung \vec{M} : $\vec{P}(X') = \vec{M}(X')$. Die quellenmäßige Darstellung des permanenten erdmagnetischen Potentials $\psi(X)$ lautet (GAUSSsches Maßsystem):

$$(5a) \quad \psi(X) = \int d\tau(I') (\vec{M}(X') \cdot \vec{\nabla}' \frac{1}{r_{XX'}})$$

($r_{XX'}$ ist der Abstand der Punkte X und X' voneinander). Ein Null-Affekt

$$(5b) \quad \vec{M}^{(0)}(X') = \vec{\nabla}' M^{(0)}(X')$$

mit den oben verlangten Eigenschaften für den Divergenzausdruck (3b) liefert mit $M^{(0)}(X') \equiv 0$ für $X' \subset O'$ wegen $\Delta'(1/r_{XX'}) \equiv 0$ für $X \neq X'$

$$(5c) \quad \int_{I'} d\tau(X') (\vec{M}^{(0)}(X') \cdot \vec{\nabla}') \frac{1}{r_{XX'}} = \int_{I'} d\tau(X') (\vec{\nabla}' M^{(0)}(X') \cdot \vec{\nabla}') \frac{1}{r_{XX'}} = \\ = \int_{I'} d\tau(X') (\vec{\nabla}' \cdot \vec{M}^{(0)}(X')) \vec{\nabla}' \frac{1}{r_{XX'}} = \int_{O'} M^{(0)}(X') (\vec{df}(X') \cdot \vec{\nabla}') \frac{1}{r_{XX'}} \equiv 0, \quad X \subset O,$$

und damit

$$(5d) \quad \int_{I'} d\tau(X') (\vec{M}^{(0)} \cdot \vec{\nabla}') \frac{1}{r_{XX'}} \equiv 0, \quad X \subset O,$$

wegen $M^{(0)} \equiv 0$ auf O' . Physikalisch bedeutet dies, daß man in jedem abgeschlossenen Bereich $I' \subset I$ der Magnetisierung $\vec{M}(X')$ das Gradientenfeld eines beliebigen Skalars hinzufügen kann, der nur außerhalb I' verschwinden muß, ohne das magnetische Potential an der Erdoberfläche oder im Außenraum auch nur in einem Punkte X zu verändern. - Ein ähnlich einfaches Beispiel ist der Null-Affekt beim Inversionsproblem der gravitierenden Massendichte μ : $P(X') = \mu(X')$.

Die quellenmäßige Darstellung des Gravitationspotentials $V(X)$ lautet

$$(6a) \quad V(X) = -G \int_{I'} d\tau(X') \frac{\mu(X')}{r_{XX'}} \quad (G = \text{Gravitationskonstante}).$$

Ein Null-Affekt mit der verlangten Eigenschaft für den Divergenzausdruck (3a) ist

$$(6b) \quad \delta\mu^{(0)}(X') = \Delta'N^{(0)}(X'), \quad X' \in I' .$$

Es ist wiederum wegen

$$(6c) \quad \frac{\delta\mu^{(0)}(X')}{r_{XX'}} = (\vec{\nabla}' \cdot \{ \frac{1}{r_{XX'}} \vec{\nabla}' N^{(0)}(X') - N^{(0)}(X') \vec{\nabla}' \frac{1}{r_{XX'}} \})$$

und damit

$$(6d) \quad \int_{I'} d\tau(X') \frac{\delta\mu^{(0)}(X')}{r_{XX'}} = \int (df \cdot \{ \frac{1}{r_{XX'}} \vec{\nabla}' N^{(0)}(X') - N^{(0)}(X') \vec{\nabla}' \frac{1}{r_{XX'}} \}) \equiv 0, \quad X \in O,$$

wenn nur $\vec{\nabla}' N^{(0)}(X') \equiv 0$ und $N^{(0)}(X') \equiv 0$ für $X' \in O'$. Physikalisch bedeutet dies, daß man in jedem abgeschlossenen Gebiet der Massendichte den LAPLACEschen Ausdruck eines beliebigen Skalars $N^{(0)}$ hinzufügen kann, der außerhalb I' verschwinden muß, ohne das Gravitationspotential an der Erdoberfläche oder im Außenraum der Erde zu verändern. Die Massendichte ist also in ganz I um einen solchen Affekt - in Übereinstimmung mit der Potentialtheorie - unbestimmt. Wie aus (6b) aufgrund des GAUSSschen Satzes folgt, ist dann die dem Null-Affekt entsprechende, im Gebiet I' hinzugefügte Gesamtmasse stets Null.

Schließlich sei noch ein Beispiel für den Null-Affekt eines Inversionsproblems mit künstlichem Sondierungsfeld gegeben. Wir wählen hierfür das stationäre elektrische Feld von zwei Einspeisungselektroden E_1, E_2 und als Parameterfeld den (isotropen) spezifischen elektrischen Widerstand $\sigma(X')$.

Bei ebener Erdoberfläche O (s. Abb.1) wird die Potentialstörung $\varphi_S(X)$ dargestellt durch das Sekundärfeld [2, 3, 5]

$$(7a) \quad \varphi_S(X) = \frac{1}{2\pi} \int_{I'} d\tau(X') \frac{(\vec{\nabla}' \varphi(X') \cdot \vec{\nabla}' \ln \sigma(X'))}{r_{XX'}}, \quad X \in O .$$

$\varphi(X')$ ist hierbei das totale elektrische Potential in I (Summe von Primär- und Sekundärpotential).

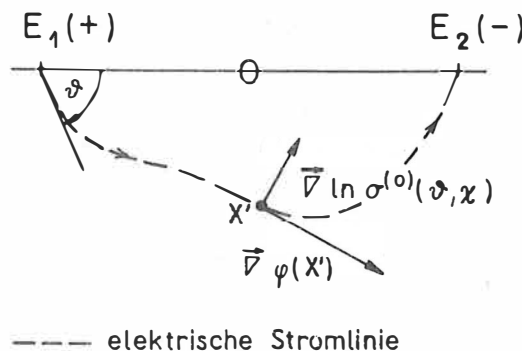


Abb. 3

Man entnimmt (7a), daß jede Veränderung von $\ln \sigma(X')$ mit der Eigenschaft

$$(7b) \quad (\vec{\nabla}' \varphi(X')) \cdot \vec{\nabla}' \ln \sigma^{(0)}(X') = 0$$

ebenfalls einen Null-Affekt bildet, ohne an einen Divergenzausdruck gebunden zu sein. Ordnet man einer beliebigen Stelle X' im unteren Halbraum durch den Stromfaden, der sie passiert, die beiden Orientierungswinkel ϑ und χ , unter denen dieser aus seiner Emissionselektrode E_1 austritt, zu, so ist jede beliebige Funktion dieser Winkel im ganzen unteren Halbraum ein Null-Affekt für $\varphi_S(X)$. Hieraus ersieht man, daß die Verteilung des Parameters $\sigma(X')$ nicht aus Oberflächenwerten von $\varphi_S(X)$ zu erschließen ist. Das Problem der elektrischen Tiefensondierung dagegen, bei der σ als Funktion des Abstands von der Oberfläche allein vorausgesetzt wird, bleibt hiervon unberührt, weil mit dem o.g. Null-Affekt dieser Voraussetzung nicht genügt werden kann. Da die elektrische bzw. elektromagnetische Tiefensondierung unter dieser Bedingung bekanntlich immer die Inversion zulassen [4, 7, 10], können hier keine Null-Affekte existieren.

Sind die Funktionale

$$(8a) \quad V_k(X) = \int_I d\tau(X') F_k(X, X'; P_1(X'); \dots; P_1(X'); \dots; P_n(X'))$$

nicht linear von den Parameterfeldern $P_1(X')$ abhängig, so ist die Existenz von infinitesimalen Null-Affekten $\delta P_1(X')$ mit der Eigenschaft

$$(8b) \quad \int_I d\tau(X') \frac{\partial F_k}{\partial P_1} (X, X'; P_1(X'); \dots; P_1(X'); \dots; P_n(X')) \delta P_1^{(0)}(X') \equiv 0$$

bereits hinreichend, um eine eindeutige Inversion von (8a) auszuschließen. Natürlich kann auch hier das Prinzip der Auffindung von Divergenzausdrücken für $(\partial F_k / \partial P_1) \delta P_1^{(0)}$ durch geeignete Wahl der $\delta P_1^{(0)}$ angewandt werden. Erschwerend wirkt dabei aber, daß das - unbekannte - Parameterfeldsystem $P_1(X'), \dots, P_n(X')$ selbst unter den Integralen in (8b) auftritt, was bei linearen Inversionsproblemen entfällt.

Natürlich löst die Auffindung von Null-Affekten noch kein Inversionsproblem; aber sie kann durch die Ausscheidung "inkorrekt" Fragestellungen nützlich sein. Ist die Menge der nichttrivialen Null-Affekte eines Inversionsproblems nicht völlig leer, ist also das Problem nicht eindeutig lösbar, so kann ihre volle Gruppe doch eine gewisse Übersicht vermitteln, in welchem Ausmaße und in welcher Weise Variationen der Parameterfelder in I möglich sind, die in der Mannigfaltigkeit 0 völlig unwirksam bleiben.

Literatur

- [1] BATEMANN, H. Die Lösung der Integralgleichung, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen.
Phys. Z. 11 (1910), S. 96-99
- [2] BELLUIGI, A. Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit des Bodens bei bekannter Verteilung des Oberflächenpotentials.
Gerlands Beitr. Geophysik 65 (1956), S. 171-184

- [3] BUCHHEIM, W. Beiträge zur Theorie der geoelektrischen Aufschlußmethoden.
Freib. Forschungsh. C 6 (1952), 52 S.
- [4] BUCHHEIM, W. Über die Auswertung geoelektrischer Tiefensondierungen nach einer Integralgleichungsmethode.
Wiss. Z. techn. Hochsch. Dresden 2 (1952/53) 3, S. 337 bis 341
- [5] BUCHHEIM, W. Zur Theorie der geoelektrischen Erkundungsmethodik und Systematik der geoelektrischen Effekte.
Sitz.-Ber. sächs. Akad. Wiss. Leipzig, Math.-nat.Kl. 165 (1964) 5, 40 S.
- [6] HERGLOTZ, G. Über das Benndorfsche Problem der Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei Erdbebenstrahlen.
Phys. Z. 8 (1907), S. 145-147
- [7] LANGER, R.F. An inverse problem in the differential equation.
Bull. amer. math. Soc. 39 (1933), S. 814-818
- [8] RIKITAKE, T. The electrical state of the Earth's interior as inferred from variations in the Earth's magnetic field.
Trans. Oslo Meeting internat. Assoc. terr. Magn. and Electr. (1950), S. 435-438
- [9] RIKITAKE, T. Electrical conductivity and temperature in the Earth.
Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 30 (1952), S. 13-23
- [10] SLICHTER, L.B. The interpretation of the resistivity prospecting method for horizontal structures.
Physics 4 (1933), S. 307-322
- [11] WIECHERT, E.;
GEIGER, L. Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern.
Phys. Z. 2 (1901), S. 394-411

A Simple Model of the Earth's Core ¹⁾

by

G. MÜLLER ²⁾

Summary

The velocity structure of the Earth's core, as obtained from amplitude investigations of long-period core phases, is relatively simple. The velocity of P waves is a smooth function of depth from the core-mantle boundary down to the inner core boundary. There, an increase by 0.6 to 0.7 km/s takes place. At the top of the inner core, there is a rather pronounced positive gradient in P-wave velocity, and the velocity of S waves is 3 to 4 km/s. This model agrees, in its essential features, with models derived recently by BUCHBINDER and by QUAMAR from travel times and amplitudes of short-period core phases. If there is a structure in the lowermost part of the outer core, then it is on a much smaller (and probably irregular) scale than is assumed in traditional core models such as those of BOLT or ADAMS and RANDALL. Array observations by ENGDAHL et al. of almost vertical short-period reflections from the inner core boundary show that this boundary is at most a few kilometers thick. The S-wave velocity at the top of the inner core, derived from long-period core phases, is in good agreement with the average S-wave velocity in the core, 3.5 km/s, as derived from free oscillations by DZIEWONSKI and GILBERT. The new core model resulting from these different studies, a liquid outer core without essential structural detail, separated from the solid inner core by a first order discontinuity, is considerably simpler than older models.

Zusammenfassung

Die Geschwindigkeitsstruktur des Erdkernes, die man aus Amplitudenuntersuchungen langperiodischer Kernphasen bekommt, ist verhältnismäßig einfach. Die Geschwindigkeit der P-Wellen ist für den äußeren Erdkern eine glatte Funktion der Tiefe. An der inneren Kerngrenze wächst die P-Geschwindigkeit um 0,6 bis 0,7 km/s. An der Obergrenze des inneren Kernes ist ein ziemlich ausgeprägter positiver Gradient der P-Geschwindigkeit zu beobachten; die S-Geschwindigkeit liegt zwischen 3 und 4 km/s. Dieses Modell stimmt im wesentlichen mit denen von BUCHBINDER und QUAMAR überein, die aus Laufzeiten und Amplituden kurzperiodischer Kernphasen hergeleitet wurden. Wenn in den untersten Teilen des äußeren Erdkernes eine Struktur existiert, dann dürfte sie viel kleinräumiger sein als in den herkömmlichen Kernmodellen von BOLT oder ADAMS und RANDALL. Nach Array-Beobachtungen von ENGDAHL et al., bei denen fast vertikale,

¹⁾ Contribution No. 107, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe

²⁾ Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, BRD

kurzperiodische Reflexionen an der Grenze des inneren Kernes verwendet wurden, ergibt sich, daß die Grenzschrift höchstens wenige Kilometer mächtig ist. Die aus langperiodischen Kernphasen erhaltenen S-Geschwindigkeiten an der Obergrenze des inneren Kernes stimmen gut mit der durchschnittlichen S-Geschwindigkeit im Kern (3,5 km/s) überein, die DZIEWONSKI und GILBERT aus Eigenschwingungen herleiteten. Das neue Kernmodell mit im wesentlichen strukturlosem, flüssigem äußerem Kern, der durch eine Diskontinuität erster Ordnung vom inneren getrennt wird, ist wesentlich einfacher als die älteren Modelle.

1. Introduction

In this brief report, I want to describe some recent seismological investigations of the Earth's core. These studies have greatly clarified our picture of the core, compared with the knowledge available about 10 years ago. Their main result is that a simple core model, consisting of a liquid outer core surrounding a solid inner core and having no complications in its lowermost parts, is able to explain practically all observations. The importance of this simple but realistic model is that it will facilitate discussions of the chemical composition of the core: A simple elastic model is certainly the consequence of a simple or relatively simple chemical composition.

The following points will be discussed:

- (a) Studies of short-period core phases (Section 2), including travel-time and amplitude studies of short-period PKP, the problem of short-period precursors to PKP, and the sharpness of the boundary of the inner core;
- (b) Amplitude studies of long-period core phases (Section 3);
- (c) Free oscillation studies (Section 4);
- (d) Results and discussion (Sections 5 and 6).

My own contribution is essentially restricted to (b) (MÜLLER [15]), but I consider it worthwhile and necessary to include the other investigations, since it is the evidence from very different methods and period ranges that gives weight to the resulting core model.

2. Studies of short-period core phases

Fig. 1 (from QUAMAR [17]) shows several P-wave velocity distributions in the Earth's core and gives an interesting survey over the development of core models. There has never been much discussion on the velocity distribution in the outer and inner core except for the lowermost 500 km in the outer core. This zone has been called the transition zone between outer and inner core, and very different velocity distributions have been assumed there, ranging from JEFFREYS's low-velocity zone over models with rather pronounced first order discontinuities (BOLT [3]; ADAMS and RANDALL [1]) to models with an almost smooth velocity variation (BUCHBINDER [4]; QUAMAR [17]). The cause of the disagreement between these models are the so-called precursors to PKP, i.e., wave groups that are frequently observed up to 15 s earlier than PKIKP in the distance range from 125° to 140° . These precursors were interpreted

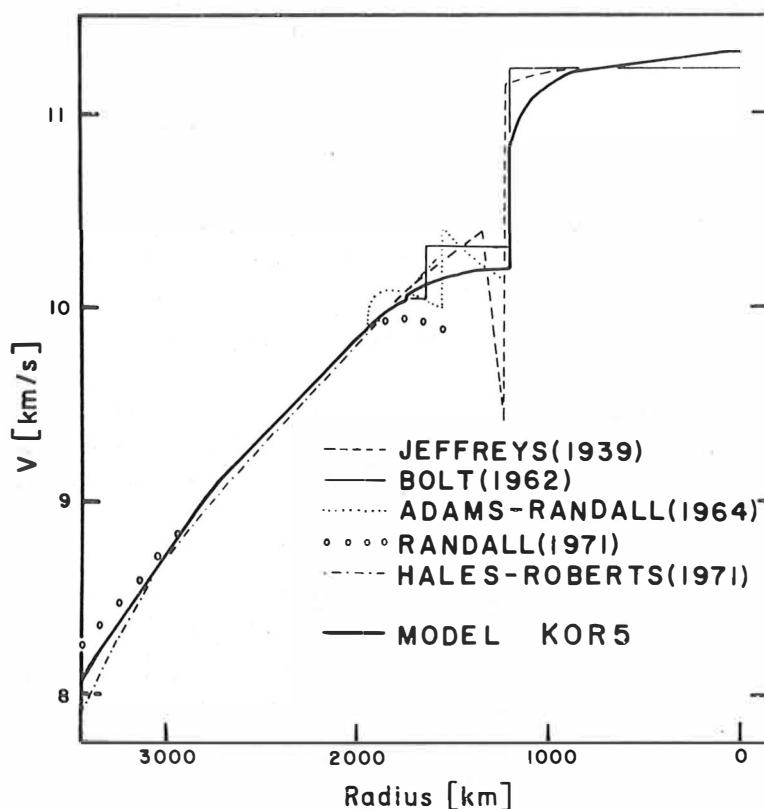


Fig. 1. P-wave velocity distributions in the Earth's core as compiled by QUAMAR [17]. KOR5 is QUAMAR's distribution

for a long time in the usual framework of velocity distributions with only radial variations, although many authors stated their emergent nature and the difficulties in fitting travel-time branches through these arrivals.

However, even within this framework it became clear from amplitude estimates that the velocity variations in the transition zone of BOLT's model and of ADAMS and RANDALL's model are too large (BUCHBINDER [4]; QUAMAR [17]). The reduced velocity variations with values between 0.01 and 0.1 km/s are so small that the question is quite natural whether the core is at all radially symmetrical on this scale. This offers the alternative explanation of the PKP precursors as waves scattered at inhomogeneities in the lowermost part of the outer core, whose size is of the order of the wavelength of short-period waves, 10 to 20 km. Another scattering hypothesis for the precursors has found much attention during the past two years, namely, that they are due to scattering from inhomogeneities at the core-mantle boundary (CMB) or in the lowermost mantle. It was suggested by CLEARY and HADDON [6] that scattering is especially effective at the intersection of the CMB and the caustic of PKP where amplitudes are large (see also BULLEN and HADDON [5]; DOORNBOS and VLAAR [7]). The theoretical travel times of these scattered arrivals show remarkable agreement with the observations and support this hypothesis. Although I personally prefer this idea to the conception of scatterers existing in the lower-

most part of the outer core, I would consider it premature to exclude the latter at the present time. However, even if this hypothesis should be correct, it would not argue against an essentially smooth velocity variation from the top to the bottom of the outer core.

Another point where traditional views have changed recently is the increase in P-wave velocity at the inner core boundary (ICB). JEFFREYS's value of 1.76 km/s was later replaced in the models of BOLT and of ADAMS and RANDALL by 0.9 to 1.0 km/s. The velocity increase at the ICB is related to the location of the cusp point D of the DF branch of PKP (PKIKP), the models just mentioned giving values from 110° to 112° . From amplitude studies of PKIKP and PKiKP (the reflection from the ICB) it is in theory possible to find the correct location. The rather crude estimates of BUCH-BINDER and QUAMAR, based on amplitudes of short-period waves, give a distance of D for a surface focus of about 120° , a value which is confirmed by more accurate amplitude studies of long-period core phases (see Section 3). This value yields a velocity increase at the ICB of about 0.6 km/s.

Most core models that have been proposed have an ICB which is a first order discontinuity. That this is not only the simplest assumption but a very good approximation to the real situation was confirmed by ENGDahl et al. [9]. With the array LASA in the United States, they observed steep angle reflections PKiKP from the ICB at distances from 10° to 40° . The frequency content of these reflections was about the same as for PcP, the reflection from the CMB. This is a clear indication that the ICB is about as sharp as the CMB. Its thickness is at most a few kilometers.

3. Amplitude studies of long-period core phases

Amplitude investigations of body waves are a relatively new tool for investigations of the Earth, and it can be expected that its use increases our knowledge about the wave velocities and density, especially in the vicinity of interfaces and transition zones.

For a study of the mantle and the core of the Earth, long-period body waves are most useful, since they essentially see the radial variation of material properties and are not strongly influenced by lateral variations. Worldwide observations on long-period instruments are available for about 10 years from the World-wide Network of Standard Seismographs (WWNSS), operated by the United States Geological Survey. The method of interpreting long-period body wave observations is a comparison with theoretical seismograms for different models. That model is considered as the best which fits the travel times and at the same time gives optimum agreement in pulse forms and amplitudes.

The application of these methods to long-period core phases is described in detail by MÜLLER [15]. Figs. 2 and 3 give examples of observed and theoretical seismograms and show that often good agreement can be achieved. Theoretical seismograms have been calculated for several earthquakes and for a variety of core models: with an outer core as in BOLT's model and a smooth outer core, respectively; with a P-wave velocity increase at the ICB of 1.0 km/s or 0.6 km/s, respectively; and with a liquid inner

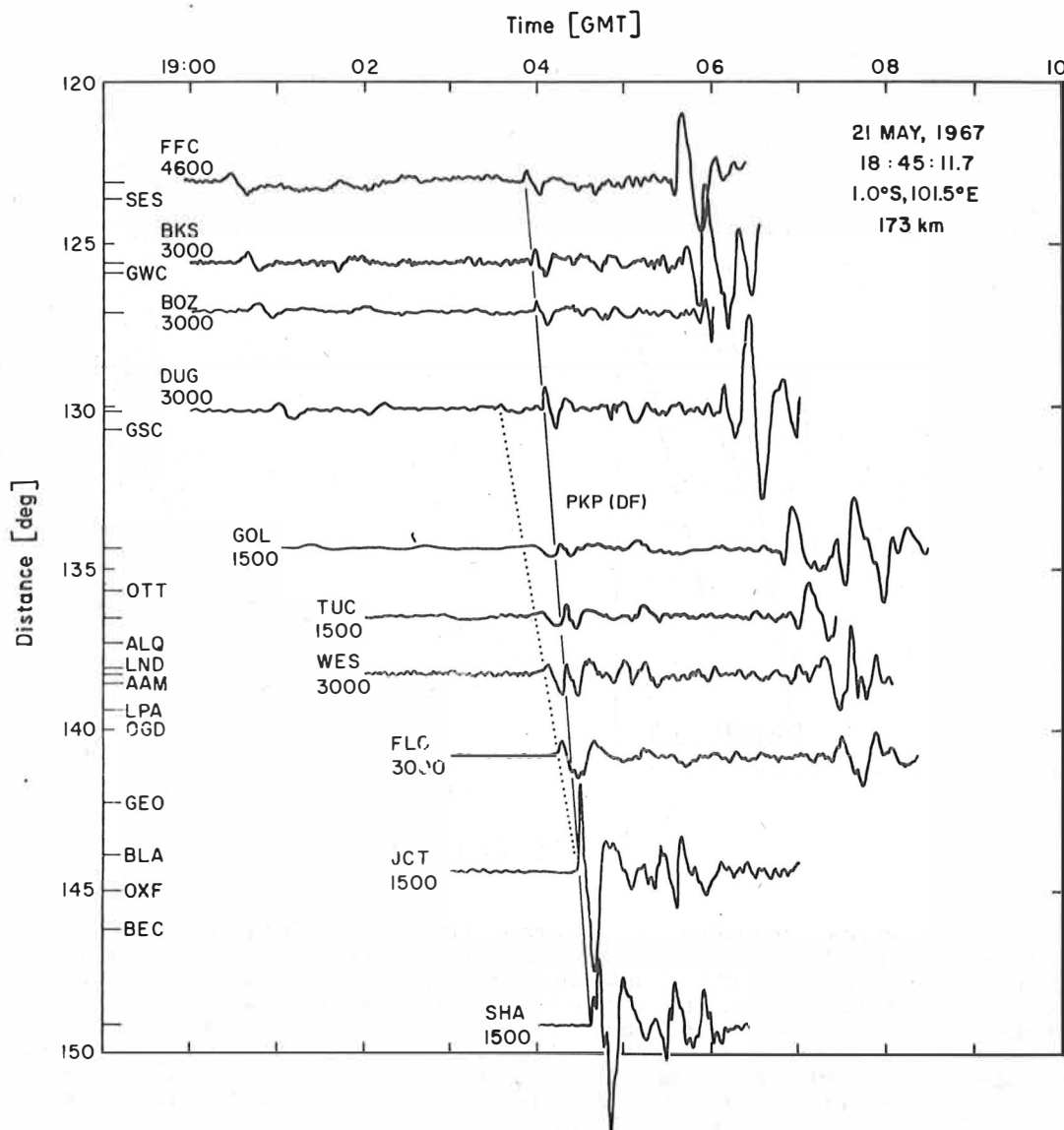


Fig. 2. Record section of vertical long-period WWNSS seismograms for an earthquake of intermediate depth in Northwest Sumatra. For each trace, the station identification and the nominal magnification are given. The first arrival at the smaller distances is P_{diff} , the P wave diffracted at the Earth's core. The large amplitude arrival at the end of these traces is PP. Arrivals such as pP_{diff} and $pPKP(DF)$ are also visible. The arrival along the dotted line, characterized by strong amplitude decrease towards smaller distances and by strong dispersion, is a diffraction effect from the caustic of PKP.

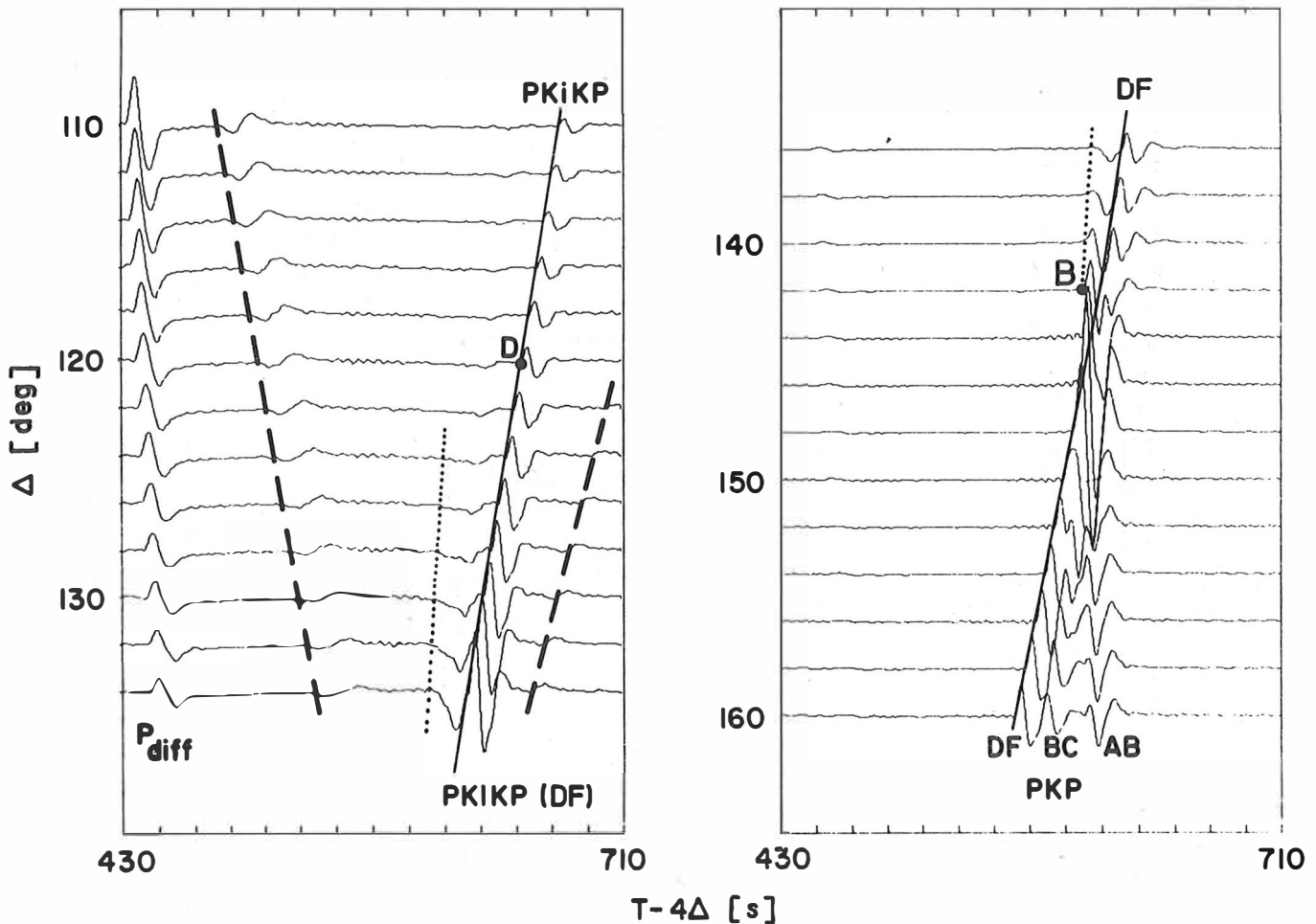


Fig. 3. Theoretical vertical component seismograms for the earthquake whose records are shown in Fig. 2. A surface focus has been assumed, and the Earth model is practically identical with that shown in Fig. 4. The time scale has been reduced. The amplitudes in the right-hand part have to be multiplied by 5 in order to be comparable with those in the left-hand part. The arrival along the dotted line is the diffraction from the PKP caustic. The arrivals along the dashed lines are numerical effects due to the computational method used. As long as they do not interfere with the arrivals of interest (as in this figure), they present no problem.

core or different solid inner cores, respectively. The main results of this investigation are as follows:

1. The lowermost part of the outer core has an essentially smooth variation of P-wave velocity with depth. If there are velocity variations, then they are smaller than 0.1 km/s.
2. The increase in P-wave velocity at the ICB is 0.6 to 0.7 km/s.
3. PKiKP and PKiKP from 120° to 130° for a liquid inner core are too strong to be compatible with the observed wavegroups. Satisfactory agreement is obtained for an S-wave velocity of 3 to 4 km/s directly below the ICB. This is a simple proof of solidity of the inner core.

4. Free oscillation studies

The investigation of spheroidal oscillations of the Earth, excited by strong earthquakes, has also furnished essential contributions to the determination of the core structure. Here, only the main results can be given. One field of interest was and is the density structure in the core. It was hoped that free oscillations would permit a determination without hypotheses such as the assumption of an adiabatic density gradient in a chemically homogeneous medium according to the ADAMS-WILLIAMSON equation. So far, this hope has not yet been fulfilled, and even the most recent density solutions depend in one way or other on this equation. For instance, PRESS [16] in his Monte-Carlo inversions assumes adiabatic density gradients throughout the outer core, and JORDAN and ANDERSON [12] use an Earth model with adiabatic density gradients in the outer core as a starting model in their linearized inversion technique. Thus, what can be said positively is that the evidence from free oscillations is in agreement with the assumption of adiabatic density variations in a chemically homogeneous outer core. Essential departures from these conditions have not been detected with the data and inversion methods available at present, but they may exist. The average density of the inner core is not seriously constrained by the data and may take any value between about 12 and 14 g/cm³.

Another important result of free oscillation studies is the first purely seismological proof of solidity of the inner core by DZIEWONSKI and GILBERT [8]. It confirmed a hypothesis which is now more than 30 years old. DZIEWONSKI and GILBERT used several spheroidal overtones with up to 23 % of their elastic energy in the inner core and showed that a solid inner core gives a significantly better fit of their eigenperiods than a liquid inner core. Optimum agreement was achieved with an average S-wave velocity of 3.5 km/s throughout the inner core.

5. Results

Fig. 4 shows an Earth model which in its core part includes the results of the investigations described in the foregoing sections. The essential features of this core model are:

1. The P-wave velocity in the outer core is a smooth function of depth. There are no significant variations in the lowermost part of the outer core. At the ICB, the P-wave velocity increases by 0.6 to 0.7 km/s, and at the top of the inner core there is a rather pronounced velocity gradient.
2. The ICB, separating the liquid outer core from the solid inner core, is at most a few kilometers thick and can therefore be considered as a first order discontinuity. It is similar to the CMB in this respect.
3. The S-wave velocity in the inner core is between 3 and 4 km/s with an average value of 3.5 km/s.
4. The density in the inner core is between 12 and 14 g/cm³.

This core model with purely radial variation of parameters does not explain the short-period precursors to PKP. However, as mentioned above, there is strong evidence that these arrivals are due to scattering inhomogeneities at the CMB, in the lowermost mantle or perhaps also in the outer core, i.e., due to small-scale departures from radial symmetry.

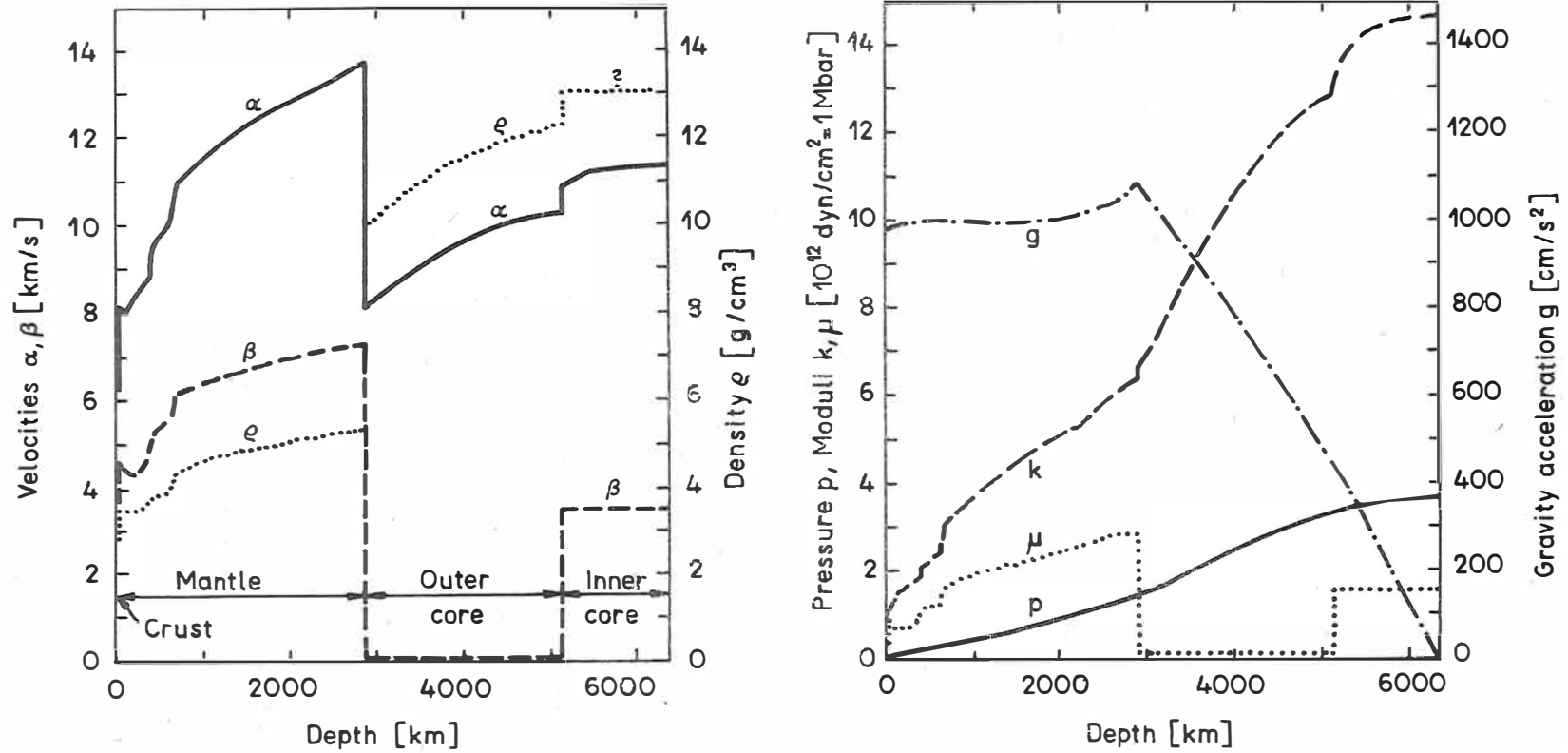


Fig. 4. Left-hand part: An elastic Earth model derived from recent seismological investigations (α = P-wave velocity, β = S-wave velocity, ρ = density). The model is based on the following studies: α in the mantle: JOHNSON [11]; β and ρ in the mantle: PRESS [16]; α in the core: BUCHBINDER [4], MÜLLER [15], QUAMAR [17]; ρ in the outer core: PRESS [16]; β in the inner core: DZIEWONSKI and GILBERT [8], MÜLLER [15]. Right-hand part: Corresponding distributions of bulk modulus k , rigidity μ , gravity acceleration g and pressure p .

6. Discussion

The core model in Fig. 4 is considerably simpler than traditional models, and at the same time it has the support of a variety of investigations, covering periods from about 1 s to about 1 h. Thus, it seems worthwhile to investigate the chemical composition of the core on the basis of this model. I am no expert in this field, but to me the sharpness of the ICB seems to be of first order importance in such a discussion. It is well known that the observed densities in the outer core require the assumption of one or more lighter substances in addition to iron or an iron-nickel alloy. Fig. 5 illustrates this once more for the core model of Fig. 4 by a comparison of the density—pressure relationship of the outer core with shock wave HUGONIOTS of Fe, Ni and two iron-silicon alloys. Recently, sulphur in the form of the iron-sulphide FeS has been proposed as an alternative to Si for the alloying substance. In any case, the core is chemically a multi-component system. In such a system, it seems to be difficult to have a sharp phase boundary between the liquid and the solid state, as represented by the ICB. An alternative explanation

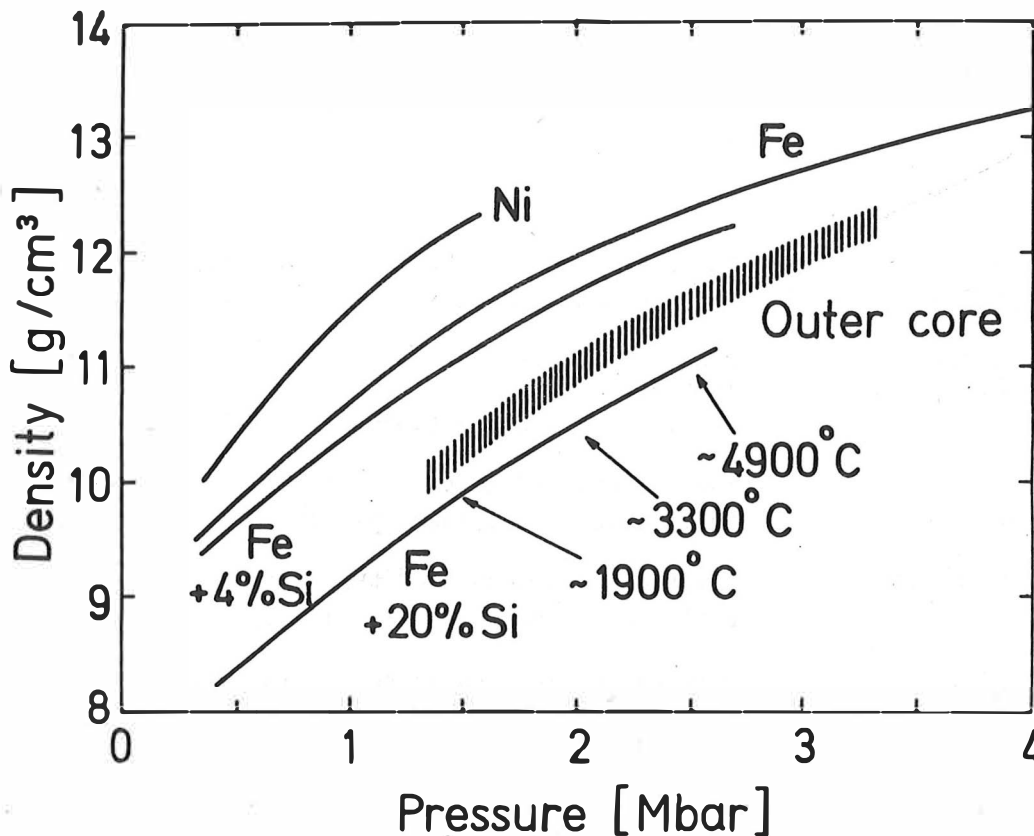


Fig. 5. Shock wave HUGONIOT relations of Ni (McQUEEN and MARSH [14]), Fe (taken from HIGGINS and KENNEDY [10]) and two Fe-Si alloys (BALCHAN and COWAN [2]), in comparison with the density—pressure relationship of the outer core (shaded area). The latter follows from Fig. 4 together with the density uncertainties in the Monte-Carlo solutions by PRESS [16]. The percentages of Si are weight per cent.

of this boundary would be that it is a phase boundary and a chemical boundary at the same time, as the CMB, and that the temperature there is higher than the liquidus temperature of the outer core, but lower than the solidus temperature of the inner core. Both Si and FeS seem to be able to lower the liquidus temperature of the alloy with Fe by a few hundreds of degrees, especially if the composition is eutectic, such that this temperature assumption is not completely improbable. In the simplest case, the outer core could consist of an Fe-Si or Fe-FeS alloy, and the inner core of pure Fe. Additionally, Ni could be present everywhere with amounts as in iron meteorites.

It should also be mentioned that in such a model the adiabatic temperature curve, which starts at the temperature of the ICB, could give temperatures higher than the liquidus throughout the outer core, even if the adiabatic temperature gradient is larger than the liquidus (melting point) gradient. This could be the case if the temperature at the ICB is sufficiently higher than the liquidus of the outer core. This model is one way of circumventing the "core paradox" of KENNEDY and HIGGINS [13] with its serious consequences for radial convection in the outer core.

KARL FUCHS and RAINER KIND read the manuscript and made several useful suggestions for its improvement.

References

- [1] ADAMS, R.D.;
RANDALL, M.J. The fine structure of the Earth's core.
Bull. seism. Soc. Amer. 54 (1964), p. 1299-1313
- [2] BALCHAN, A.S.;
COWAN, G.R. Shock compression of two iron-silicon alloys to 2.7
megabars.
J. geophys. Res. 71 (1966), p. 3577-3588
- [3] BOLT, B.A. The velocity of seismic waves near the Earth's center.
Bull. seism. Soc. Amer. 54 (1964), p. 191-208
- [4] BUCHBINDER, G.G.R. A velocity structure of the Earth's core.
Bull. seism. Soc. Amer. 61 (1971), p. 429-456
- [5] BULLEN, K.E.;
HADDON, R.A.W. Some recent work on Earth models, with special
reference to core structure.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 34 (1973), p. 31-38
- [6] CLEARY, J.R.;
HADDON, R.A.W. Seismic wave scattering near the core-mantle bound-
ary: a new interpretation of precursors to PKP.
Nature 240 (1972), p. 549-551
- [7] DOORNBOOS, D.J.;
VLAAR, N.J. Regions of seismic wave scattering in the Earth's
mantle and precursors to PKP.
Nature phys. Sci. 243 (1973), p. 58-61
- [8] DZIEWONSKI, A.M.;
GILBERT, F. Solidity of the inner core of the Earth inferred from
normal mode observations.
Nature 234 (1971), p. 465-466

- [9] ENGDAHL, E.R.;
FLINN, E.A.;
ROMNEY, C.F. Seismic waves reflected from the Earth's inner core.
Nature 228 (1970), p. 852-853
- [10] HIGGINS, G.;
KENNEDY, G.C. The adiabatic gradient and the melting point gradient
in the core of the Earth.
J. geophys. Res. 76 (1971), p. 1870-1878
- [11] JOHNSON, L.R. Array measurements of P velocities in the lower
mantle.
Bull. seism. Soc. Amer. 59 (1969), p. 973-1003
- [12] JORDAN, T.H.;
ANDERSON, D.L. Earth structure from free oscillations and travel
times.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 36 (1974), p. 411-459
- [13] KENNEDY, G.C.;
HIGGINS, G. The core paradox.
J. geophys. Res. 78 (1973), p. 900-904
- [14] McQUEEN, R.G.;
MARSH, S.P. Shock-wave compression of iron-nickel alloys and the
Earth's core.
J. geophys. Res. 71 (1966), p. 1751-1756
- [15] MÜLLER, G. Amplitude studies of core phases.
J. geophys. Res. 78 (1973), p. 3469-3490
- [16] PRESS, F. The Earth's interior as inferred from a family of
models. In: The nature of the solid Earth (Ed. E.C.
ROBERTSON), p. 147-171.
New York: McGraw-Hill 1972
- [17] QUAMAR, A. Revised velocities in the Earth's core.
Bull. seism. Soc. Amer. 63 (1973), p. 1073-1105

Velocity-Density Systematics from Seismic and Gravity Data

by

WOLFGANG R. JACOBY ¹⁾Summary

Velocity-density systematics are an important aspect of the physical state of matter within the Earth. Beside laboratory experiments and solid state theory there may be a third way for finding velocity-density relations within the Earth by combining seismic and gravity data. Generally, the inversion of gravity data is an under-determined and non-linear problem. It is, however, attempted to make the problem over-determined and linear by assuming that there is a relation between seismic velocities and densities, such that bodies of constant velocity have a constant density as well; but no specific numerical relation is pretended a priori. This assumption allows to compute the densities by a least-squares fit to the observed gravity field of a model whose geometry is given by seismic data. The given velocities and the computed densities are compared afterwards. The results obtained to date for several crust and upper-mantle models are encouraging. They yield velocity-density relationships similar to those obtained by BIRCH, LAKE and DRAKE and others. Since the velocities within the Earth can be measured more directly than the densities, this approach also leads to an insight into geodynamical processes.

Zusammenfassung

Geschwindigkeits-Dichte-Beziehungen geben wichtigen Aufschluß über den physikalischen Zustand der Materie im Erdinneren. Neben Labormessungen und der Festkörperphysik gibt es einen dritten Weg, die Geschwindigkeits-Dichte-Beziehung zu finden, und zwar mit Hilfe der Kombination von seismischen und gravimetrischen Daten. Im allgemeinen ist die Inversion von Schweredaten ein unterbestimmtes und nichtlineares Problem. Es wird versucht, das Problem überbestimmt und linear zu machen mit der Annahme, daß es überhaupt eine Beziehung zwischen seismischen Geschwindigkeiten und Dichten gibt, so daß Körper konstanter seismischer Geschwindigkeit auch konstante Dichten haben; es wird aber keine bestimmte numerische Beziehung a priori angenommen. Diese Annahme erlaubt es, die Dichten mit der Ausgleichsrechnung durch Schwereanpassung für Modelle zu berechnen, deren Geometrie aus der Seismik bekannt ist. Anschließend werden die Geschwindigkeiten und die berechneten Dichten miteinander verglichen. Die bisherigen Ergebnisse sind ermutigend. Eine ähnliche Geschwindigkeits-Dichte-Beziehung wie die aus Labormessungen wurde gefunden.

¹⁾ University of Frankfurt/Main, BRD

1. Introduction

The problem of obtaining numerical values of the velocity-density systematics representative for the material actually existing inside the Earth is difficult, but its solution is approached here by combining gravity and seismic data from the Earth's surface. This approach is distinct from the experimental one, which uses laboratory measurements of velocity and density of rock samples, and from the theoretical one, applying the laws of solid state physics. All of these methods are important and complement each other because each of them suffers from specific drawbacks. Laboratory measurements are subject to difficulties in establishing the proper physical conditions and in being representative. Theory uses simplifications and extrapolates beyond the range of observations. Finally, the inversion of gravity data to determine densities in the Earth's interior is non-unique and the problem is underdetermined and non-linear, as everyone knows.

However, velocity-density systematics is important for our understanding of the physical state and chemical composition of the Earth and, in turn, of its dynamics. The importance is demonstrated by many papers on this topic at the present symposium; it is also demonstrated by the efforts spent in the last 10 to 15 years to define the relation between rock densities and seismic velocities experimentally (e.g. NAFE and DRAKE 1957 [15]; WOOLLARD 1959 [22]; BIRCH 1960, 1961 [5, 6]; USPENSKY 1972 [19]; LIBBERMANN and RINGWOOD 1973 [14]) and theoretically (e.g. BIRCH 1969 [7]; SHANKLAND 1972 [16]; ANDERSON 1973 [2]). Therefore, it appears worthwhile to investigate the possibility of finding representative velocity-density relations for the crust and upper mantle in situ.

The main difficulty in establishing meaningful velocity-density relationships for in-situ Earth structures is not velocity but density. The velocity in a given region of the interior is obtained more directly and with less ambiguity than density. Beside the principal impossibility of solving the inverse problem of potential field theory generally, the components of the gravity field caused by deep sources are masked by usually stronger components caused by shallow sources, and a purely vertical variation of density in horizontal layers cannot be detected by gravity or similar methods at all. Thus, at first sight, the problem appears to be unsolvable, but with supplementary data the situation becomes less hopeless; for additional information we choose seismic data. There is, of course, nothing new about combining gravity and seismic information, but the usual way is to take the seismically determined geometrical structures and velocities, then to assume a velocity-density relation and to convert the velocities to densities, and finally to compute the gravity effect of the adopted model, to compare it to the observed field and to adjust the model by trial and error. I have chosen a different way, which is in principle somewhat similar to the NETTLETON method of determining the BOUGUER density of the topographic mass for the BOUGUER reduction directly from gravity data.

2. The method

We shall distinguish between Earth structures, i.e. specifically the geometry of layers and their lateral variation determined from seismic information, on one hand, and the seismic properties, such as velocities, attenuation or the occurrence or non-

occurrence of earthquakes by which the structures are distinguished, on the other hand. We make the fundamental assumption that bodies of distinct seismic properties have also distinct and reasonably uniform densities. However, we do not assume a priori the densities, but compute them in such a way that the calculated gravity effects of all bodies together will fit the observed gravity field in some optimum manner. It is convenient to choose, as the optimum condition, the minimum of the squared-residuals sum and simply to apply the least-squares formalism. Here the computation of the densities reduces to the solution of a set of linear equations. The method has the advantage to yield standard errors, which give us an idea about the accuracy of the results within the framework of the assumptions. It should be mentioned that the least-squares approach is not the only possible method and that it does not necessarily yield correct results, but only more or less probable ones. It is a way to make the problem of the density determination with the aid of seismic information linear and overdetermined.

It is only now, after the computation of the densities, that the seismic velocities of the corresponding bodies are taken into account directly and the velocity-density relationship is determined. Fig. 1 illustrates the method of the density computation with a random example of two bodies embedded in a homogeneous material. Their gravity effects at any station i are given by

$$(1) \quad c_k s_{ik} = c_k \left(G \int_{V_k} \frac{z}{r^3} dV \right),$$

where k is the number of the body, $c_k = \rho_k - \rho_0$ is the density contrast, V_k is the volume occupied by body k , and G is the gravitational constant; z and r are shown on Fig. 1. Since s_{ik} is the gravity effect of body k of unit density, it can be computed by any convenient method if the shape is known. The whole gravity effect at station i obviously is the sum of the effects $c_k s_{ik}$, where the density contrasts c_k of the individual bodies are not yet known. Thus, our fundamental observation equation of the least-squares solution for the unknown density contrasts c_k is linear:

$$(2) \quad \Delta g_i' = \Delta g_0 + \sum_k c_k s_{ik} - v_i,$$

where the constant Δg_0 has been introduced because the computed and observed gravity values $\Delta g_i'$ may differ in "level". The sum of the squared residuals v_i is minimized by establishing and solving the normal equations in the usual way.

Meaningful densities will be obtained this way if a number of necessary conditions are satisfied: (1) The number of observations $\Delta g_i'$ must exceed that of the unknowns. (2) The unit effects s_{ik} are not to be linearly related in k . (3) The residuals have to approach a random and normal distribution. - Conditions (2) and (3) must be tested for any model after the computation. If necessary the model has to be changed. Only models with a considerable lateral variation, e.g. of layer thickness and depth, are suitable for the present approach. It must be expected, however, that any seismically determined model of the crust and upper mantle contains a horizontally layered component in the velocity and density distribution. In this case, the computed density contrasts will be too small and the slope $dv_p/d\rho$ of the velocity-density relation found may be an upper limit.

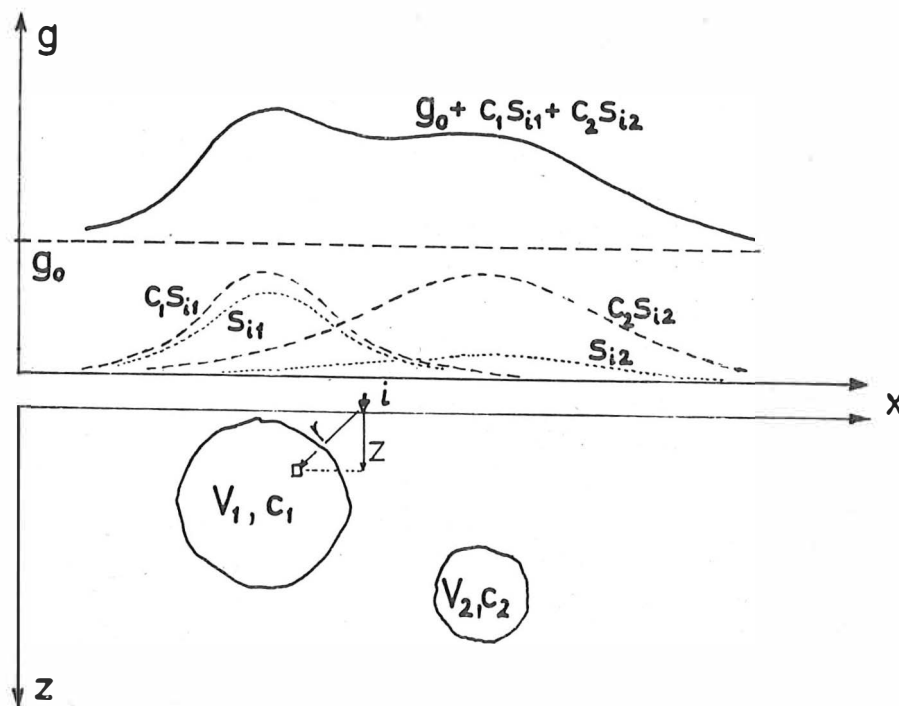


Fig. 1. Illustration of the method of density computation by a least-squares fit of model effects to observed gravity

The method yields only density contrasts, not absolute densities. For determining the slope $dv_p/d\rho$, this means no loss, but the constant in BIRCH's law in the form $v_p = a + b \rho$ cannot be obtained this way.

Before turning to the application of the method, it should be mentioned that beside gravity also the assumption of isostasy, i.e. constant hydrostatic pressure at some depth inside the mantle, can be utilized to compute the density distribution for seismically defined models. Instead of gravity it is elevation, or more correctly, the negative topographic load which plays the role of the fundamental information, and equations similar to (2) can be formulated and solved for the density contrasts by the same procedure (JACOBY 1973 [10]).

3. Application of the method to a number of crust and upper-mantle models

Four examples of large crust and upper-mantle models from different regions of the Earth are presented in Figs. 2 - 5. All of them are basically defined by seismic data. Crustal structure and velocities are mostly based on several refraction profiles and partly on surface wave dispersion. Upper-mantle structure and velocities are mainly based on surface wave dispersion data, partly on body wave propagation and attenuation as well as on seismicity. The present method of density computation by fitting the observed gravity field has been applied to all models, and in the process parts of the models have been slightly adjusted to improve the gravity fit and to meet the

above conditions (2) and (3). The variant method using topographic data in combination with the assumption of isostasy has been applied to the first two examples (Figs. 2 and 3), but with good success only to the first example (Fig. 2). I have found that the reliability of the density calculation strongly increases as the quality of seismic information increases.

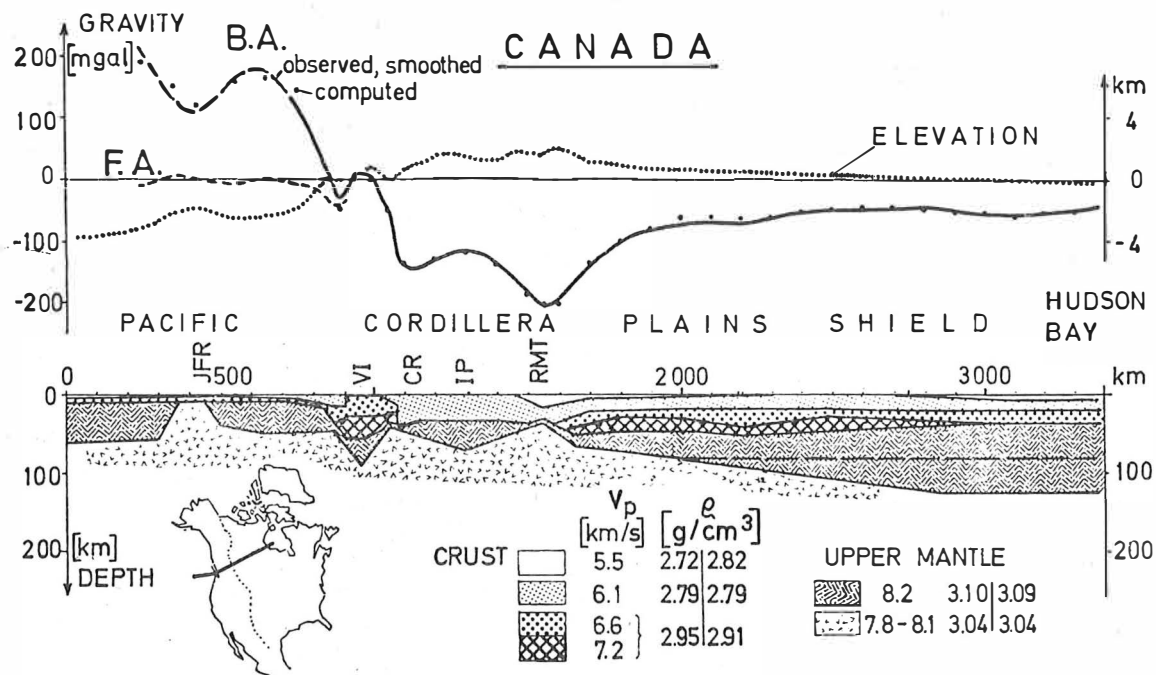


Fig. 2. A profile across Canada from the Pacific to Hudson Bay. - JFR: Juan de Fuca Rise; VI: Vancouver Island; CR: Coast Range; IP: Interior Plateau; RMT: Rocky Mountain Trench. B.A.: BOUGUER anomaly, observed and smoothed, also computed model anomaly; F.A.: free air anomaly; v_p : P wave velocities determined by refraction and by dispersion of RAYLEIGH waves; ρ : densities, left: computed by the fit of gravity, right: computed with the assumption of isostasy

In the following the examples are described in a little more detail, but the stress will be placed on densities and velocities, not on the individual structures or the geological or geodynamic implications.

Fig. 2 shows a profile across Canada from the Juan de Fuca Rise in the Pacific through the Cordillera, the Plains, and the Precambrian Shield to Hudson Bay. The section is based on TSENG (1968) [18], JACOBY (1970) [9], KANAMORI and PRESS (1970) [12], WICKENS (1971) [20], BERRY (1974) [4]. Both methods result in densities increasing with the seismic velocities of the layers. The greatest discrepancy of

0.1 g/cm³ is found for the sediments east of the Rocky Mountain Trench, which are relatively insignificant in volume compared to the whole model. The layers of 6.6 and 7.2 km/s in the crust could not be distinguished in the density calculations. The computed densities decrease from the high-velocity upper mantle to the underlying low-velocity upper mantle, but the absolute values appear to be too low or, in other words, the density increase from the crust to the mantle is probably underestimated. The reason for this must be sought in a gradual density increase with depth only, overlapping the discontinuities near the crust—mantle boundary, as discussed above. This interpretation is supported by the vertical velocity gradients found in the same depth range.

Fig. 3 shows a north—south section through North America from the Arctic archipelago to close to the Gulf of California, along the meridian of 114° W. The sources used are the BOUGUER gravity maps of Canada and the United States as well as the paper of WICKENS and PEČ (1968) [21]. The results of the density calculation by the fit of gravity are very similar to those of Fig. 2. The crustal low-velocity layer in the Arctic has also come out as a low-density layer. The density variation between high- and low-velocity upper mantle is of the same magnitude as in Fig. 2. These results are somewhat surprising because the present profile is based on relatively poor seismic data and, moreover, cuts across the geological structures partly at an acute angle.

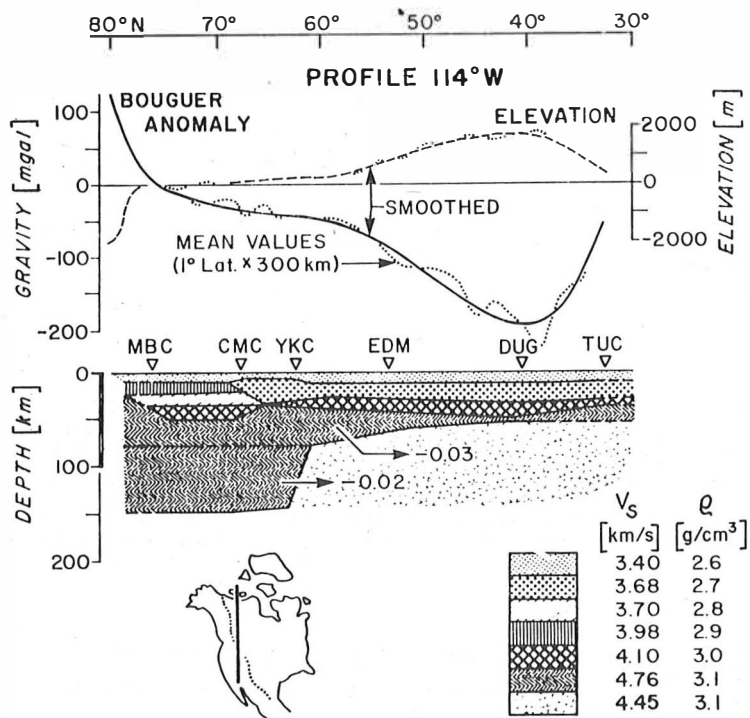


Fig. 3. A profile across North America along the meridian of 114° W; densities computed by the fit of gravity

Fig. 4 presents a section across the Andes from the Peru—Chile trench to the Amazonas basin and is mostly based on JAMES (1971) [11] and ISACKS and MOLNAR (1971) [8]. The results of the density calculation are again similar, although the mantle densities are slightly higher than in the above cases. The dipping plate has a lateral density contrast of $+0.05 \text{ g/cm}^3$ and the mantle body above it one of surprising -0.2 g/cm^3 . The seismic control of this model is only moderate, however.

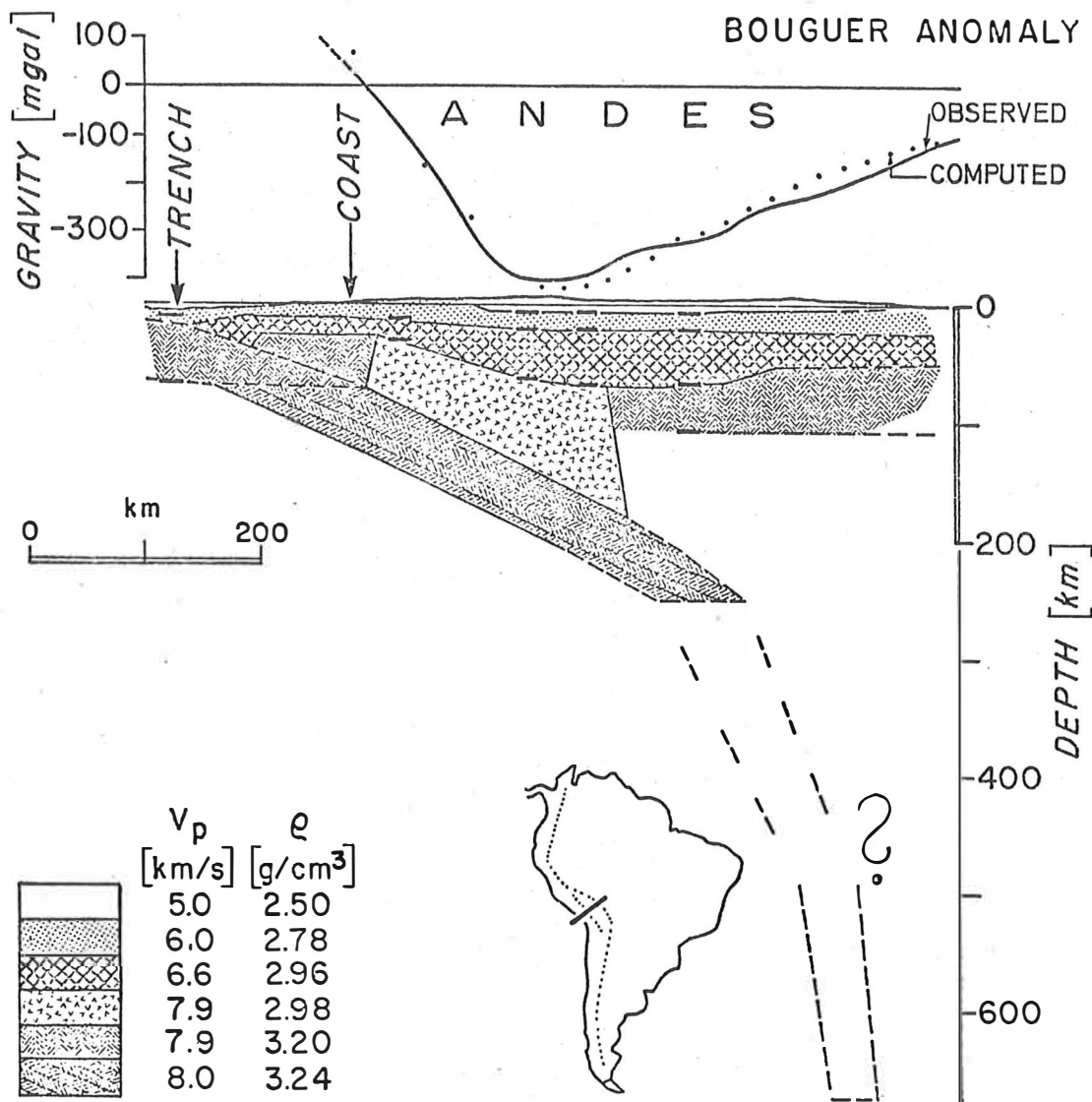


Fig. 4. A profile across the Andes near the Peru—Chile border; densities computed by the fit of gravity

Fig. 5 presents a section of the Kermadec island arc, which is much better defined by seismic data than the above case (SHOR et al. 1971 [17]; ISACKS and MOLNAR 1971 [8]; BARAZANGI and ISACKS 1971 [3]; AGGARVAL et al. 1972 [1]). Gravity and bathymetry are taken from KARIG (1971) [13]. The computed mantle densities are similar to those in the above case, except for the low-velocity, low-density body above the dipping plate; it has a lateral density contrast of -0.02 g/cm^3 , in excellent agreement with KARIG's interpretation.

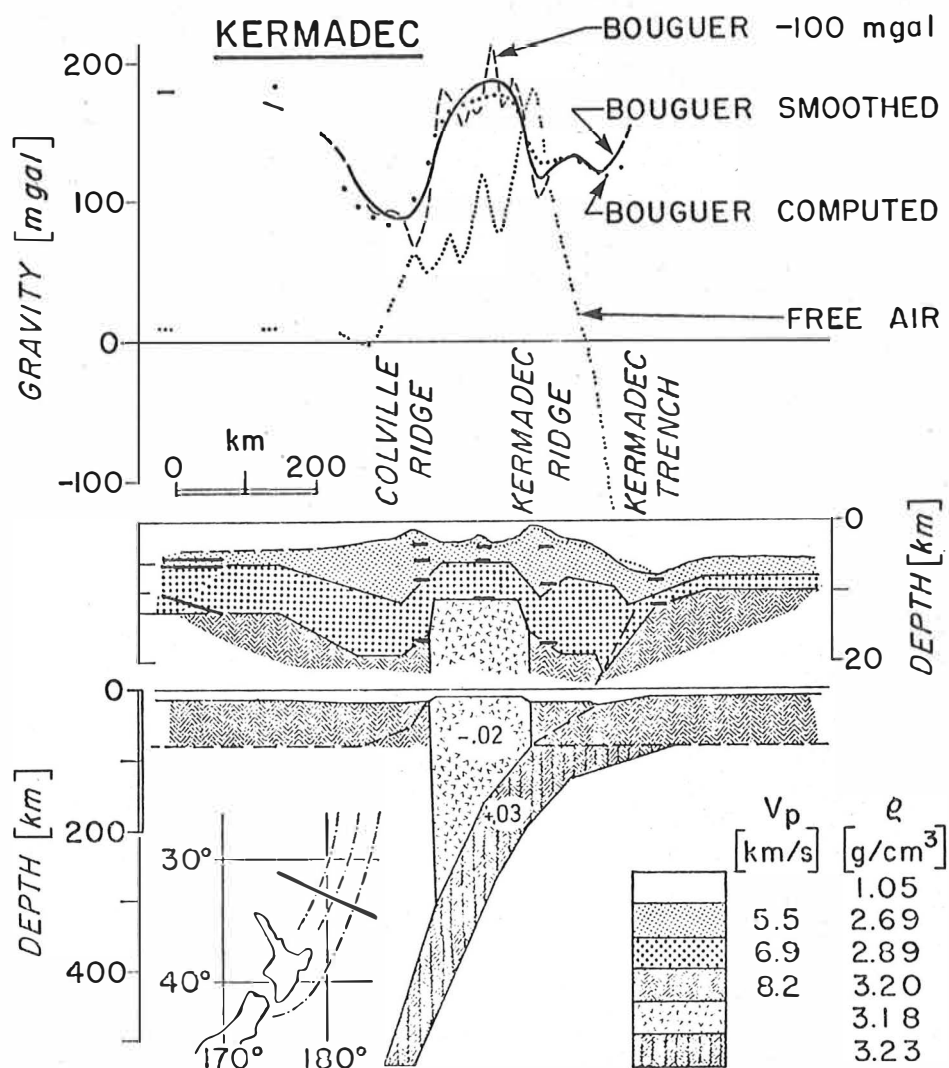


Fig. 5. A profile across the Kermadec island arc; densities computed by the fit of gravity

4. Results: The velocity-density relation

After the density computations for the above models, velocities and densities of the corresponding bodies have been combined by plotting the S or P velocities versus density. For this purpose, the P to S velocity ratio has generally been assumed to be 1.7, which may not be quite correct in all cases but is considered sufficient at the present stage. Since it cannot be expected that a single model yields a very reliable velocity-density relation significantly different from that of any other model, the results of all models (Figs. 2 - 5) have been combined in Fig. 6. Although the scatter is not small, the data points quite reasonably fall on a straight line. The data points of the individual models have been shifted in absolute density such as to minimize the scatter. Generally, the absolute densities have been adjusted such that at the lower end the P velocity corresponds to the density, e.g. for granite (6 km/s and 2.63 g/cm³).

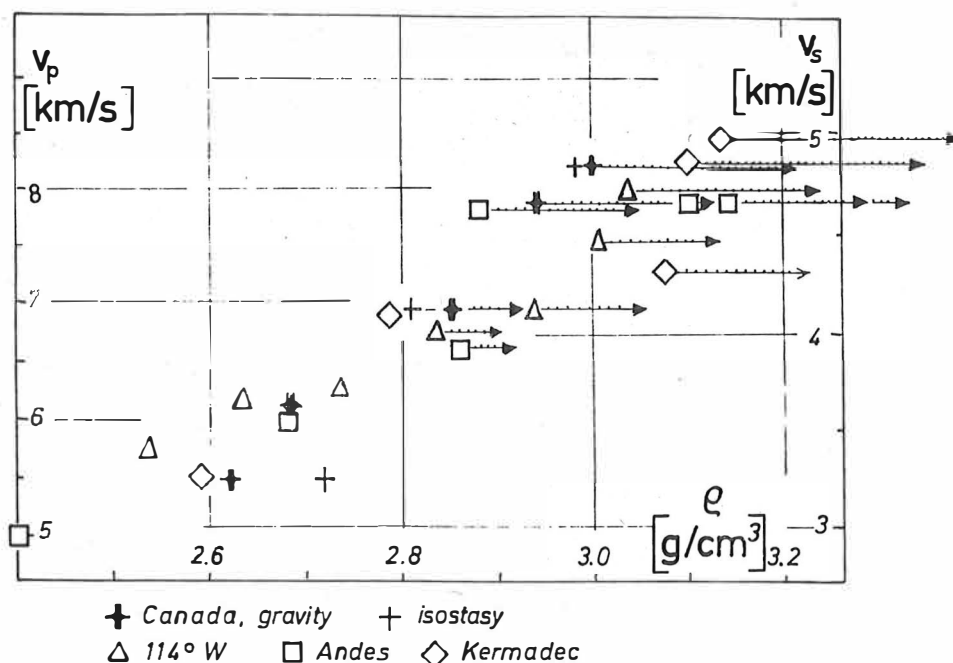


Fig. 6. Composite plot of the velocity-density relation determined for the models of Figs. 2 - 5. The arrows indicate that the lower-crust and upper-mantle densities computed by the present method are probably too low

The slope of the straight line fit to the velocity-density relation thus determined is approximately

$$(3) \quad dv_p/d\rho \approx 4.6 \pm 0.8 \text{ [km/s]/[g/cm}^3\text{]} .$$

If we consider that the densities at the upper end have been underestimated by the present method, a slope of

$$4.0 \text{ [km/s]/[g/cm}^3\text{]} \quad \text{or less}$$

is probably more correct. Note also that the result refers to the velocity range from 5 to 8 km/s and to the density range from 2.6 to 3.3 g/cm³. This result is in good

agreement with laboratory results for crystalline rocks under compression in the same range of velocities and densities.

In conclusion it can be said that the method described is promising. With more accurate data and future refinements the velocity-density systematics of crust and upper-mantle rocks can be determined in situ with more confidence.

References

- [1] AGGARVAL, Y.P.;
BARAZANGI, M.;
ISACKS, B. P and S travel times in the Tonga-Fiji region: a zone of low velocity in the uppermost mantle behind the Tonga Island arc.
J. geophys. Res. 77 (1972), p. 6427-6434
- [2] ANDERSON, O.L. Comments on the power law representation of Birch's law.
J. geophys. Res. 78 (1973), p. 4901-4914
- [3] BARAZANGI, M.;
ISACKS, B. Lateral variations of seismic wave attenuation in the upper mantle above the inclined earthquake zone of the Tonga Island arc.
J. geophys. Res. 76 (1971), p. 8493-8516
- [4] BERRY, M.J. Structure of the crust and upper mantle in Canada. Tectonophysics (1974) (in press)
- [5] BIRCH, F. The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, 1.
J. geophys. Res. 65 (1960), p. 1083-1102
- [6] BIRCH, F. The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, 2.
J. geophys. Res. 66 (1961), p. 2199-2224
- [7] BIRCH, F. Density and composition of the upper mantle: first approximation as an olivine layer, in: The Earth's crust and upper mantle, ed. by P.J. HART, Geophys. Monograph 13, p. 18-36.
Washington, D.C.: Amer. geophys. Un. 1969
- [8] ISACKS, B.;
MOLNAR, P. Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal mechanism solutions of mantle earthquakes.
Rev. Geophys. and Space Phys. 9 (1971), p. 103-174
- [9] JACOBY, W.R. A refraction profile across the southern Canadian cordillera (Abstract).
Trans. amer. geophys. Un. 51 (1970), p. 365
- [10] JACOBY, W.R. Isostasie und Dichteverteilung in Kruste und oberem Mantel.
Z. Geophysik 39 (1973), p. 79-96
- [11] JAMES, D.E. Andean crustal and upper mantle structure.
J. geophys. Res. 76 (1971), p. 3246-3271

- [12] KANAMORI, H.;
PRESS, F. How thick is the lithosphere?
Nature 226 (1970), p. 330-331
- [13] KARIG, D.E. Origin and development of marginal basins in the
western Pacific.
J. geophys. Res. 76 (1971), p. 2542-2561
- [14] LIEBERMANN, R.C.;
RINGWOOD, A.E. Birch's law and polymorphic phase transformations.
J. geophys. Res. 78 (1973), p. 6926-6932
- [15] NAPE, J.E.;
DRAKE, C.L. Variation with depth in shallow and deep water marine
sediments of porosity, and the velocities of compressional and shear waves.
Geophysics 22 (1957), p. 523-552
- [16] SHANKLAND, T.J. Velocity-density systematics: derivation from Debeye
theory and the effect of ionic size.
J. geophys. Res. 77 (1972), p. 3750-3758
- [17] SHOR Jr., G.G.;
KIRK, H.K.;
MENARD, H.W. Crustal structure in the Melanesian area.
J. geophys. Res. 76 (1971), p. 2562-2586
- [18] TSENG, K.H. A new model for the crust in the vicinity of Vancouver
Island.
M. Sc. thesis, Univ. British Columbia, 1968
- [19] USPENSKY, D.G. Geological interpretation of the gravity data for a
profile across the Pacific Ocean.
J. geophys. Res. 77 (1972), p. 6316-6326
- [20] WICKENS, A.J. Variations in lithospheric thickness in Canada.
Canad. J. Earth Sci. 8 (1971), p. 1154-1162
- [21] WICKENS, A.J.;
PEC, K. A crust mantle profile from Mould Bay, Canada, to
Tucson, Arizona.
Bull. seism. Soc. Amer. 58 (1968), p. 1821-1831
- [22] WOOLLARD, G.P. Crustal structure from gravity and seismic measurements.
J. geophys. Res. 64 (1959), p. 1521-1544

Wave Scattering Effects in Modelling Intrinsic Time and Amplitude
Anomalies Observed Across the NORSAR Array

by

K.A. BERTEUSSEN, A. DAHLE and E.S. HUSEBYE ¹⁾

Summary

Large anomalies in travel time and amplitude are observed across the NORSAR array. In order to explain these, two different crust models have been tried. The first one is a simple one-layered crust with a depth-varying MOHO discontinuity. This is found to explain as a maximum 25 % of the variance in the travel-time residuals. In the second part, a model where random wave scattering is assumed to take place in the upper mantle and crust under the array is tried. In this case one is able to explain significantly more of the variance in the anomalies. As a maximum one can explain 84 % for travel-time anomalies, and 73 % for amplitude.

Zusammenfassung

Innerhalb des NORSAR-Arrays wurden große Anomalien der Laufzeiten und der Amplituden beobachtet. Zur Erklärung dessen wurden zwei verschiedene Krustenmodelle betrachtet. Das erste besteht in einem einfachen Einschichtenmodell mit variabler Tiefe der MOHO und gestattet höchstens 25 % der Schwankungen in den Laufzeitresiduen zu erklären. Im zweiten Modell wird zufällig verteilte Streuung der seismischen Wellen im oberen Mantel und in der Kruste unter dem Array vorausgesetzt. Das gestattet, einen beträchtlich größeren Teil der beobachteten Anomalien zu erklären, und zwar maximal 84 % der Laufzeitanomalien und 73 % der Amplitudenanomalien.

1. Introduction

It is well known that the observed time delays and amplitudes for signals crossing a seismic array exhibit considerable deviations from the theoretically expected values. Especially for LASA (Large Aperture Seismic Array, Montana, USA) several studies have been made of slowness and travel-time anomalies for the purpose of determining the local structure, as well as inhomogeneities in the lower mantle (f. ex., CHINNERY and TOKSÖZ 1967 [8]; GREENFIELD and SHEPPARD 1969 [14]; GLOVER and ALEXANDER 1969 [13]; MACK 1969 [21]; ZENGENI 1970 [26]; DAVIES and SHEPPARD 1972 [10]; IYER and HEALY 1972 [17]). Also for other arrays there have been similar analyses (f.ex., NIAZI 1966 [22]; OTSUKA 1966 [24, 25]; JOHNSON 1967, 1969 [18, 19]; CORBISHLEY 1970

¹⁾ Royal Norwegian Council for Scientific and Industrial Research NORSAR, P.O. Box 51, 2007 Kjeller, Norway

[9]; HUSEBYE et al. 1971 [16]; BROWN 1973 [3, 4]). At NORSAR few studies of this type have been made (NOPONEN 1971 [23]; GJØYSTDAL et al. 1973 [12]).

Recently AKI (1973) [1] and CAPON (1974) [6] have convincingly demonstrated the importance of scattering effects in the analysis of P-wave fields as observed across the LASA. Physically, this phenomenon was explained by modelling the crust and upper mantle as a CHERNOV (1960) [7] random medium, i.e., small fluctuations of the order of a few per cent in the refractive index are permitted.

In the first part of this paper, an analysis is made of to what extent the observed P-wave travel-time anomalies can possibly be explained by depth-varying interfaces located somewhere in the crust or upper mantle beneath NORSAR. In the example used, the interface for model purposes has been located at the crust—mantle boundary, but the conclusions would be the same if another depth had been preferred.

The next step was to check the existence of wave scattering or stochastic effects in the observed P-wave travel-time and logarithmic amplitude (logamplitude). The method used here is analogue to the least-square error prediction filters used in time series analysis. From observed phase or logamplitude values at a certain set of instruments, the values at some other instruments are predicted. In order to do this, the covariance matrix has to be known. In our case, a covariance matrix derived from the CHERNOV theory is used, and by an iterative procedure the matrix with the best parameter set is found.

2. Polynomial Models for the Moho Interface

The NORSAR array consists of 22 subarrays, each with 6 SP (short period) instruments. The array configuration is shown in Fig. 1. For a more complete description of the array, see BUNGUM et al. (1971) [5]. The data used in this first study has been obtained by measuring subarray travel-time delays on a total of 149 events, all with good signal-to-noise ratio. Usually a 1.0 - 3.0 Hz bandpass (third order recursive BUTTERWORTH) filter has been applied.

The time anomalies were used in the following form (BERTEUSSEN 1974 [2]):

$$(1) \quad d_{ij} = (\tau_{O_{ij}} - \tau_{C_{ij}}) - (\tau_{O_{rj}} - \tau_{C_{rj}}),$$

where $\tau_{O_{ij}}$ and $\tau_{C_{ij}}$ are respectively the observed and the calculated delay for subarray i and seismic region j . The calculated delay is based on NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) epicentre solutions and a smoothed version of HERRIN's (1968) [15] tables. $\tau_{O_{rj}}$ ($\tau_{C_{rj}}$) is observed (calculated) delay at the reference point. In our case we use the average of the delays for this event.

The mantle—crust interface has been found to exhibit considerable variations in this area (KANESTRØM 1973 [20]). An experiment has therefore been made in order to find out how much of the deviations possibly can be explained by a depth-varying interface located somewhere in the crust or upper mantle beneath NORSAR. To be more specific, this interface will be given a reference depth of 33 km and the P-veloc-

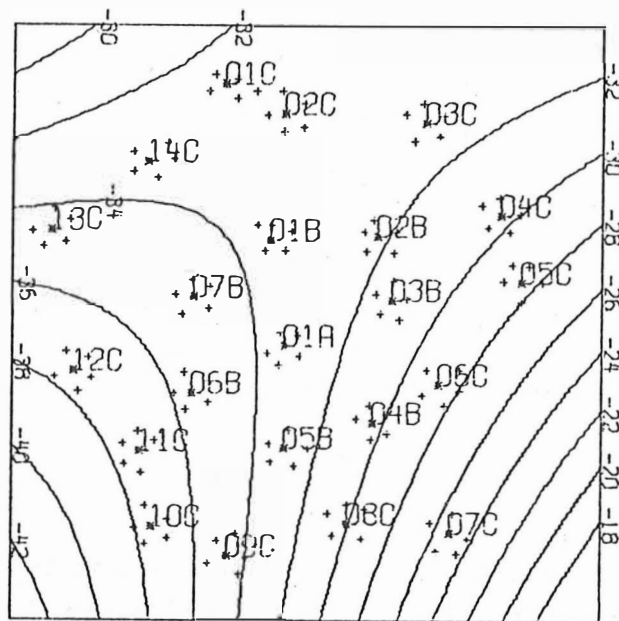


Fig. 1. Depth contours for best 2nd-degree polynomial interface; $V_C = 6.6$ km/s, $V_M = 8.2$ km/s. The NORSAR array configuration is also included.

ities below and above this interface are set to 8.2 and 6.6 km/s respectively. The aim is then to find the depth-varying interface which can explain as much as possible of the deviations which are observed.

Let the origo be the centre of the array; the X-axis points westward, the Y-axis north and the Z-axis upwards. Our assumption is that if this interface should be real, it has to be so smooth that it may be approximated with a polynomial of max third degree in X and Y. The equation for such a polynomial is

$$(2) \quad Z = A + B X + C Y + D X^2 + E X Y + F Y^2 + G X^3 + H X^2 Y + I X Y^2 + J Y^3 .$$

When the interface can be described as in (2), conventional ray tracing is especially simple on a computer.

For a certain set of the coefficients A, B, C, ..., J, we are thus able to calculate the expected time anomalies for the different subarrays and the different regions. The least-square interface is then defined as the interface where the variance parameter R has its minimum, i.e., the sum of the squared difference between predicted and observed travel-time anomalies.

The first step was to set $D = E = \dots = J = 0$, which means that we are considering a plane interface. The minimum R value was found to correspond to a plane dipping 6° and with an up-dip direction 94° clockwise from north. This plane was, however, able to reduce R with only 18 % relative to the case with only horizontal layers. The next step was to set $G = H = I = J = 0$, which means that we are con-

sidering a second-degree polynomial. In this case we were able to reduce R with 21 %. The contours for the best second-degree interface are plotted in Fig. 1. Finally, we kept all the coefficients in equation (2). After having varied them all systematically, the minimum this time was found to give 24 % reduction in R .

For the dipping plane nothing can be gained by moving it to another depth or giving it another velocity contrast (this will only change the dip of the plane). For the other interfaces there are some improvements using larger velocity contrasts. The conclusion is, however, that no more than 25 % of the variance in the observed travel-time anomalies can be explained by a depth-varying interface. Thus it seems that other models have to be introduced, models where wave scattering and possibly multipathing effects play a more important part.

3. Wave-Scattering Analysis

Since conventional models do not seem to be able to explain the travel-time anomalies satisfactorily, we have also tried a model where random wave scattering is taking place. In general, only deterministic effects are considered in modelling the travel-time variation across a seismic array, namely,

$$(3) \quad T_i = T_0 + \vec{R}_i \vec{U} + \varepsilon_i',$$

where T_i is the arrival time at the i -th sensor, \vec{R}_i is the location vector, \vec{U} the slowness of the incoming P-wave, and ε_i' is the error residue assumed to have zero mean and being uncorrelated. To account for a potential scattering effect, (3) has to be modified accordingly, namely,

$$(4) \quad T_i = T_0 + \vec{R}_i \vec{U} + S_i + \varepsilon_i,$$

where S_i is a stochastic variable, which physically means that time or logamplitude observations are dependent to some degree on their neighbours in the geometric space. In case of logamplitude the $\vec{R}_i \vec{U}$ -term would be zero, ignoring effects due to small differences in epicentral distance. We designed the following experiment for testing the importance of the S-term using NORSAR array data.

The first step was to measure travel time and logamplitude on the first or second cycle of the recorded P-wave for the 54 sensors comprising subarrays 01A, 01B-07B and 06C. A frequency band of 0.2 Hz centered at 0.7 Hz was selected by time-domain filtering of the recordings prior to the signal analysis. Half of these observations were used for least-squares prediction (DAVIS 1963 [11]) of the corresponding values at the remaining sensors, using both of our models, i.e., equations (3) and (4). The most efficient model was defined as that having smallest variance in the differences between observed and predicted parameter values.

The crucial factor in this kind of calculations is the covariance matrix associated with the S_i -term which must be known beforehand. In our case, we used a function of the type expected from the CHERNOV theory for wave scattering in a random medium. Such a medium is described mainly by the behaviour of the refractive index: $\mu(x, y, z) = C_0/C(x, y, z) - 1$. Here $C(x, y, z)$ is the wave velocity in point x, y, z , while C_0 is the mean velocity. CHERNOV assumes that the correlation

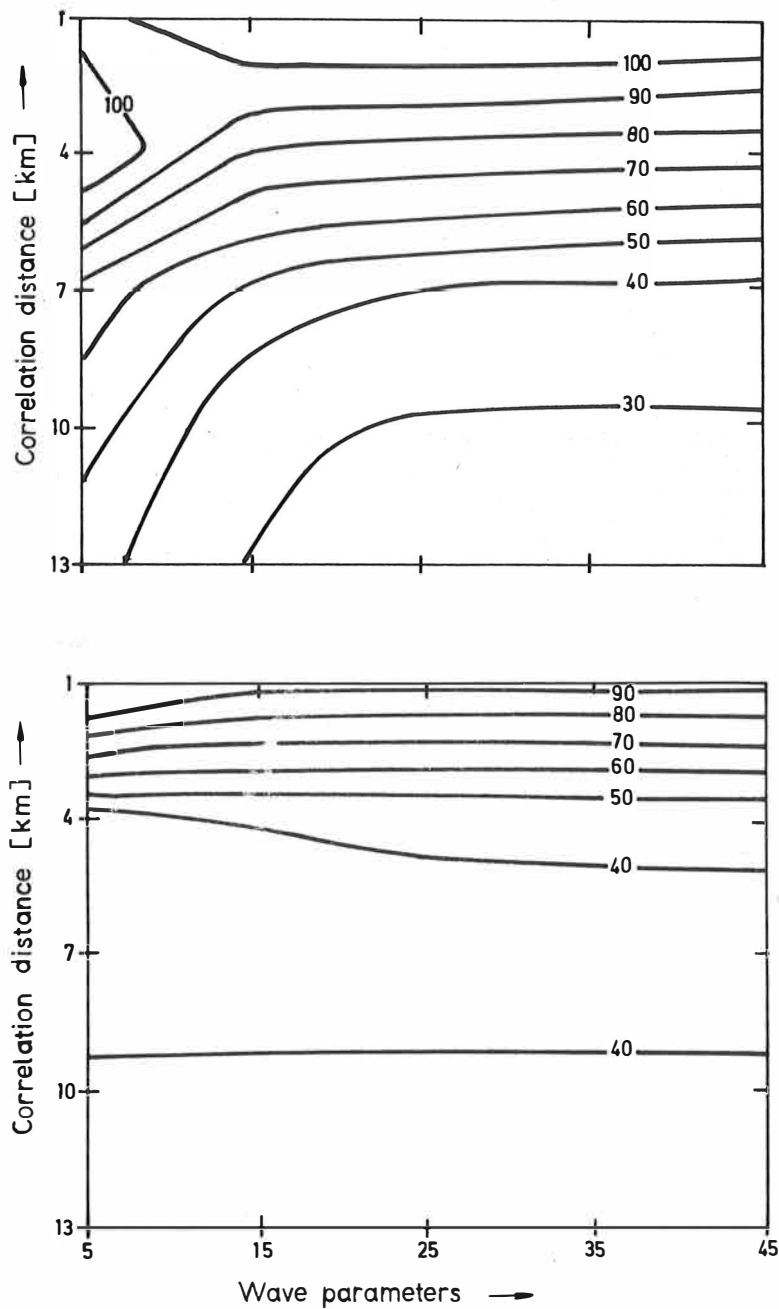


Fig. 2. Contour plot showing per cent variance not accounted for by using equation (4) for logamplitude (upper) and travel times (lower).

The wave parameter $D = 4 L/k a^2$, where L is depth of the medium, k is wave number and a is correlation distance. For this event (03/26/71 - Table 1) 28.7 % of the variance in the amplitude data cannot be explained by CHERNOV's theory, while 33.0 % of the time anomalies are left unexplained.

function for the refractive index is of a GAUSSIAN type, and the correlation distance is then the distance for which this function is down to $1/e$. As shown by CHERNOV (1960) [7], the covariance matrix for phase or logamplitude fluctuations measured on the surface will depend on parameters like mean square value of the refractive index, correlation distance, wave number, the extent of the scattering medium and station separation.

In our analysis an iterative computational procedure was used to find that particular S_1 -covariance matrix which gave the minimum variance. The results obtained in the above experiment are presented in Fig. 2 and Table 1, from which we conclude that wave-scattering effects cannot be ignored in analysis of array-observed P-wave travel-time and amplitude anomalies.

Table 1. Correlation distance and wave parameter near the point of minimum variance for the stochastic model II (equation (4)), when CHERNOV correlation functions are used. For the first event (11/21/72) it is seen that for the amplitude fluctuations there is 30.5 % of the variance which this type of model cannot account for, while for the travel-time residuals there is 40.9 % left to explain. Part of this will of course be deterministic effects, which have not been included in this type of model

NOAA epicentre information				Amplitude data			Travel-time data		
Date	Origin time	Veloc-ity	Azi-muth	Corre-lation dis-tance	Wave para-meter	Relative variance	Corre-lation dis-tance	Wave para-meter	Relative variance
[m /d /y]	[h m s]	[km/s]	[deg]	[km]		[per cent]	[km]		[per cent]
11/21/72	17 01 55.3	17.27	11.42	7	35	30.5	4	15	40.9
12/07/72	19 18 52.9	17.09	13.00	13	45	48.1	7	5	52.1
11/10/72	07 40 55.8	17.91	31.73	7	35	41.2	7	15	41.7
03/15/71	05 35 44.6	18.14	35.48	7	45	27.4	7	15	15.6
04/18/72	15 07 49.1	17.04	160.25	4	45	85.5	4	5	52.9
04/11/72	02 21 15.7	17.35	223.36	4	45	59.6	7	5	47.9
03/26/71	17 35 18.0	15.76	343.78	10	45	28.7	7	5	33.0

4. Discussion

In the first part of this paper, the travel-time residuals observed across NORSAR are explained tentatively by a simple depth varying MOHO discontinuity. It is found that even with as large depth differences as 15 km across the 110 km aperture array, such an interface as a maximum can explain 25 % of the variance in the residuals. The bulk of these anomalies are thus not caused by such a boundary, and in order to map the MOHO discontinuity under the array, other types of data therefore should be used, say seismic refraction measurements (KANESTRØM 1973 [20]).

In the second part, a model where random wave scattering is assumed to take place in the upper mantle and crust beneath NORSAR is tried. The theory used is that developed by CHERNOV; this theory is, however, not claimed to be valid on the basis

of our observations. Some of the assumptions stated in his theory are certainly too strict to be valid for the real Earth. We merely state that the CHERNOV covariance function can explain a considerable part of the anomalies in travel-time and logarithmic amplitude. For the data we used it was found to be able to explain 84 % of the variance in travel-time anomalies and 73 % for amplitude as a maximum.

References

- [1] AKI, K. Scattering of P-waves under the Montana LASA. *J. geophys. Res.* 78 (1973), p. 1334-1346
- [2] BERTEUSSEN, K.A. NORSAR location calibration and time delay corrections. NORSAR scient. Rep. No. 2, NTNF/NORSAR, Kjeller, Norway (1974)
- [3] BROWN, R.J. Slowness and azimuth at the Uppsala array, Part 1: Array calibration and event location. *Pure and appl. Geophys.* 105 (1973), p. 759-769
- [4] BROWN, R.J. Slowness and azimuth at the Uppsala array, Part 2: Structural studies. *Pure and appl. Geophys.* 109 (1973), p. 1623-1637
- [5] BUNGUM, H.; HUSEBYE, E.S.; RINGDAL, F. The NORSAR array and preliminary results of data analysis. *Geophys. J. roy. astron. Soc.* 25 (1971), p. 115-126
- [6] CAPON, J. Characterization of crust and upper mantle structure under LASA as a random medium. *Bull. seism. Soc. Amer.* 64 (1974), p. 235-266
- [7] CHERNOV, I.A. Wave propagation in a random medium, transl. by R.A. SILVERMAN. New York: McGraw-Hill Book Company 1960
- [8] CHINNERY, M.A.; TOKSÓZ, M.N. P-wave velocities in the mantle below 700 km. *Bull. seism. Soc. Amer.* 57 (1967), p. 199-226
- [9] CORBISHLEY, P.J. Multiple array measurements of the P-wave travel time derivative. *Geophys. J. roy. astron. Soc.* 19 (1970), p. 1-14
- [10] DAVIES, D.; SHEPPARD, R.M. Lateral heterogeneity in the Earth's mantle. *Nature* 239 (1972), p. 318-323
- [11] DAVIS, P.J. Interpolation and approximation, Chapter 8. New York: Blaisdell Publ. Comp. 1963
- [12] GJØYSTDAL, H.; HUSEBYE, E.S.; RIEBER-MOHN, D. One-array and two-array location capabilities. *Bull. seism. Soc. Amer.* 63 (1973), p. 549-569
- [13] GLOVER, P.; ALEXANDER, S.S. Lateral variations in crustal structure beneath the Montana LASA. *J. geophys. Res.* 74 (1969), p. 505-531

- [14] GREENFIELD, R.J.; SHEPPARD, R.M. The Moho depth variations under the LASA and their effect on $dT/d\Delta$ measurements. Bull. seism. Soc. Amer. 59 (1969), p. 409-420
- [15] HERRIN, E.; et al. Seismological table for P-phases. Bull. seism. Soc. Amer. 58 (1968), 1193-1241
- [16] HUSEBYE, E.S.; KANESTRØM, R.; RUD, R. Observations of vertical and lateral P-velocity in the Earth's mantle using the Fennoscandinavian continental array. Geophys. J. roy. astron. Soc. 25 (1971), p. 3-16
- [17] IYER, H.M.; HEALY, J.H. Teleseismic residuals at the LASA USGS extended array and their interpretation in terms of crust and upper mantle structure. J. geophys. Res. 77 (1972), p. 6309-6324
- [18] JOHNSON, L.R. Array measurements of P-velocities in the upper mantle. J. geophys. Res. 72 (1967), p. 6309-6324
- [19] JOHNSON, L.R. Array measurements of P-velocities in the lower mantle. Bull. seism. Soc. Amer. 59 (1969), p. 973-1008
- [20] KANESTRØM, R. A crust-mantle model for the NORSAR area. Pure and appl. Geophys. 105 (1973), p. 729-740
- [21] MACK, H. Nature of short-lived P-wave signal variations at LASA. J. geophys. Res. 74 (1969), p. 3161-3170
- [22] NIAZI, M. Corrections to apparent azimuths and travel time gradients for a dipping Mohorovičić discontinuity. Bull. seism. Soc. Amer. 56 (1966), p. 491-509
- [23] NOPONEN, I. Analysis of event location errors using arrays in Scandinavia. Proc. from the Seminar on Seismology and Seismic Arrays, NTN/NORSAR, Kjeller, Norway (1971)
- [24] OTSUKA, M. Azimuth and slowness anomalies of seismic waves measured on the central California seismographic array, Part 1: Observations. Bull. seism. Soc. Amer. 56 (1966), p. 223-239
- [25] OTSUKA, M. Azimuth and slowness anomalies of seismic waves measured on the central California seismographic array, Part 2: Interpretation. Bull. seism. Soc. Amer. 56 (1966), p. 655-675
- [26] ZENGENI, T.G. A note on azimuthal correction for $dT/d\Delta$ for a single dipping plane interface. Bull. seism. Soc. Amer. 60 (1970), p. 299-306

Further Investigations on Coda Waves

by

E. BISZTRICSÁNY ¹⁾Summary

In a previous paper it was set down as a fact that coda waves are the consequences of plate vibration. After further investigations this fact was confirmed. Consequently, the thickness of the layers is closely connected with the dominant periods of coda waves.

Zusammenfassung

In einer früheren Arbeit wurde die Tatsache festgestellt, daß Coda-Wellen die Folge von Plattenschwingungen sind. Mit Hilfe weiterer Untersuchungen wurde sie erneut bestätigt. Somit besteht ein enger Zusammenhang zwischen der Schichtdicke und den vorherrschenden Perioden der Coda-Wellen.

Seventeen years ago a new method was worked out [2, 3] to determine the magnitude of shallow focus earthquakes. It is the main point of this method that a connection can be found between the duration of surface waves and the earthquake magnitude. More exactly, the duration depends mainly on the magnitude of shallow focus earthquakes, but insignificantly only on the epicentral distance, which therefore is negligible for near earthquakes. At that time already the question was raised as to what was the reason of this phenomenon. K. AKI in 1969 [1] tried to give an explanation of this fact for near earthquakes. His work turned my attention again to the problem, because if the coda waves are responsible for the constancy of duration, so perhaps a uniform explanation ought to be found for the fact mentioned above that the duration depends only very slightly on epicentral distance.

As a result of this study, a few years ago a connection could be found between dominant periods of coda waves and the structure of the Earth's crust for shallow focus earthquakes originated at an interval of $5^{\circ} < \Delta^{\circ} < 50^{\circ}$ epicentral distances. The results were in very good agreement with the structure, which was determined by deep seismic sounding in Hungary; they were published in Luxemburg in 1971 [4].

The above assumption was based upon the fact that dominant periods exist at coda waves, as they do with continuous noise waves. Therefore, on the basis of the dominant period as well as of the relation

¹⁾ Geod. and Geophys. Research Institute of the Hungarian Acad. of Sci., Seismological Dept., Budapest, Meredek 18, VR Ungarn

$$(1) z_0 = \frac{T \cdot T' \ln \frac{Z'}{Z}}{(T' - T) 0.772}$$

obtained by HARDTWIG [5] for RAYLEIGH waves, the thickness z_0 of layers could be computed. T and T' are the periods in the neighbourhood of the dominant period, Z and Z' the amplitudes belonging to T and T' .

In determining the CONRAD and MOHO levels we did not have any troubles because of relatively small epicentral distance, i.e., the smaller wave periods could not disappear as a result of absorption.

But the question arose again what would be the situation at remote earthquakes, where the higher frequencies had been absorbed. It is again assumed that a dominant period must exist and this period must be connected with the average thickness of the Earth's crust. To prove this assumption, 1275 coda waves were measured. The data were provided by the ultralong-period ULLMANN-TEUPSER vertical seismograph ($T_p = 25$ sec, $T_g = 80$ sec). The result was in full agreement with the expectation (Fig. 1).

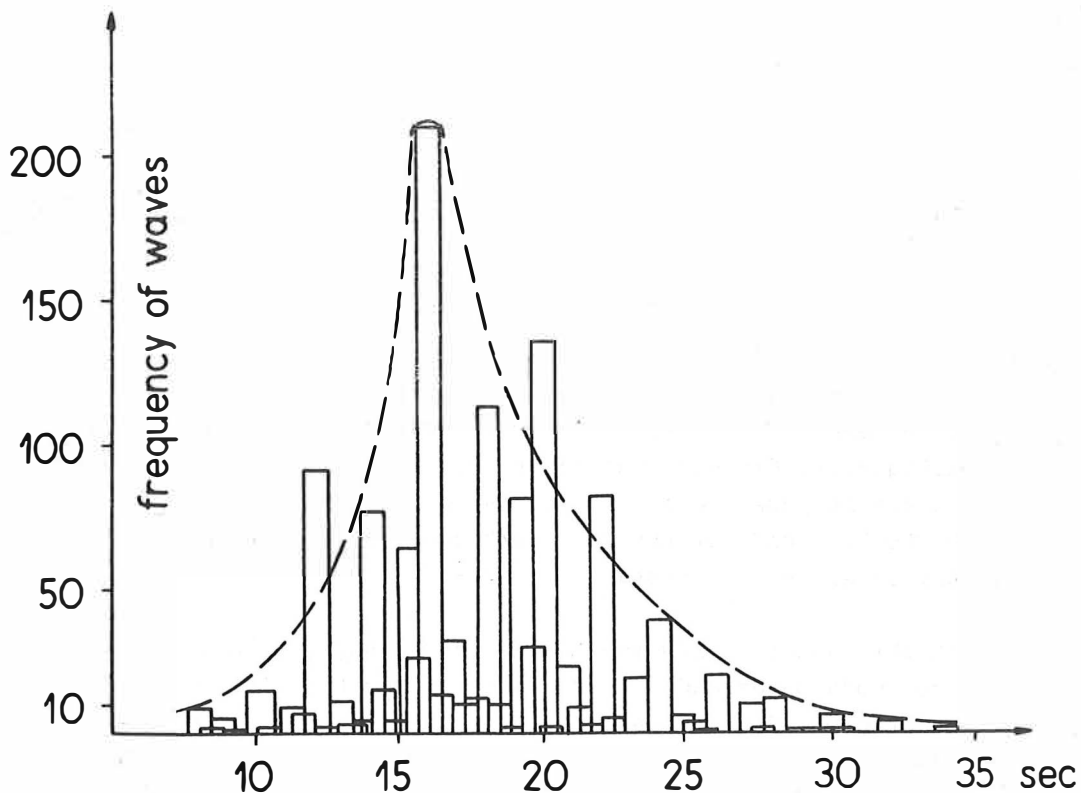


Fig. 1. Frequency distribution of coda waves plotted against wave periods

The frequencies of different periods showed roughly POISSON distribution. The maximum of the curve can be found at 15.5 sec, and on the basis of formula (1), 40 km average crust thickness belongs to this period. Since the greater part of the surface waves crossed the Asian area, this thickness is acceptable (Figs. 2 and 3). Two peaks are standing out from the POISSON curve, the first at 12 sec and the second at 20 sec. Accordingly, thicknesses of 31 and 52 km, respectively, are able to be computed from formula (1). Perhaps the first value is in connection with the West European area and the other with the mountainous zones.

From the results it can be seen that coda waves are very closely connected with the Earth's crust passed by surface waves from shallow focus earthquakes.

References

- [1] AKI, K. Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves.
J. geophys. Res. 74 (1969) 2
- [2] BISZTRICSÁNY, E. A new method for the determination of earthquake magnitudes.
Geofiz. Közlem. 7 (1958) 2, p. 69-96
- [3] BISZTRICSÁNY, E. On the problem of magnitude determination.
Z. Geophysik 24 (1958), p. 153-156
- [4] BISZTRICSÁNY, E. Computation of strata thickness on the basis of coda waves.
XII^e Assemblée Générale de la Commission Séismologique Européenne, Luxembourg, 21-29 Sept. 1970. Obs. Royal Belgique, Série geophys. No. 101, p. 60-62
- [5] HARDTWIG, E. Theorien zur mikroseismischen Bodenunruhe.
Leipzig: Akadem. Verlagsges. Geest & Portig 1962

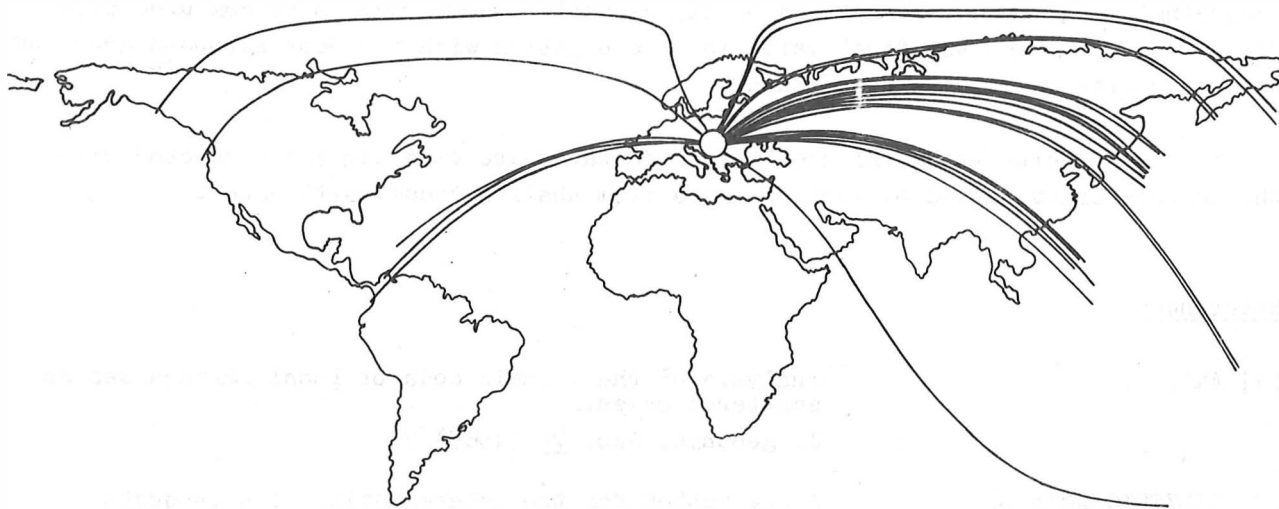


Fig. 2. Different paths of waves as observed in Budapest

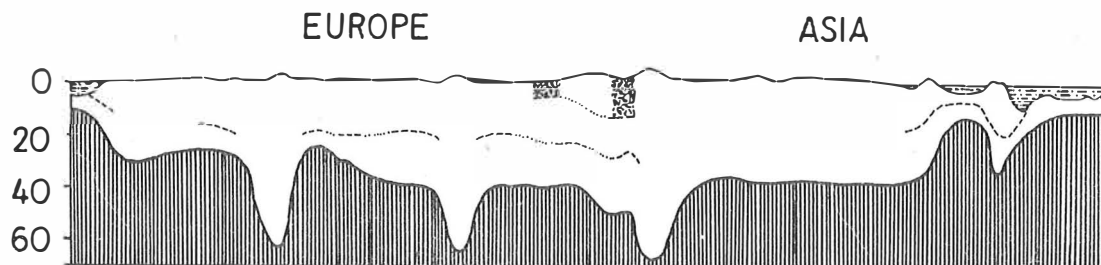


Fig. 3. Profile of the Earth's crust crossed by surface waves

Thermal Structure of the Crust in Czechoslovakia

by

VLADIMÍR ČERMÁK¹⁾Summary

The observed continental heat flow can be divided into two components; one is due to radioactive heat sources in the upper crust, the other to the heat flow contribution from the lower crust and the upper mantle. By the help of combined heat flow and heat generation measurements, performed in large portions of continental areas, the concept of the so-called heat flow provinces was developed. These results enable the extrapolation of surface heat flow observations to greater depth and the calculation of the temperature distribution in the Earth's crust and upper mantle. Using the results of the deep seismic sounding together with gravity data and determinations of the radioactive content in crustal rocks, we constructed reasonable geothermal models of the Earth's crust on the territory of Czechoslovakia. The MOHO temperature of about 500 °C beneath the Bohemian Massif is increasing to 800-1000 °C beneath the Pannonian Lowland in the Carpathian system.

Zusammenfassung

Aus kombinierten Messungen des Wärmestromes und der Wärmeerzeugung, die auf großen Gebieten durchgeführt wurden, konnten bestimmte Wärmestromprovinzen hergeleitet werden. Diese Ergebnisse erlauben es, oberflächennahe Wärmestrombeobachtungen für größere Tiefen zu extrapolieren und so die Temperaturverteilung in der Erdkruste und im oberen Mantel zu berechnen. Seismische Tiefensondierungen führten in Verbindung mit gravimetrischen, aeromagnetischen und magnetotellurischen Daten sowie Messungen der radioaktiven Wärmeproduktion von Krustengesteinen zu repräsentativen geothermischen Modellen der Erdkruste auf dem Gebiet der ČSSR. Es konnte gezeigt werden, daß die geothermische Struktur des Böhmisches Massivs grundlegend verschieden von der des Karpatenbeckens ist. Die MOHO-Temperatur im Böhmisches Massiv beträgt im Mittel etwa 500 °C und steigt im Bereich des Pannonischen Beckens im karpatischen System bis zu Werten von 800 - 1000 °C an.

¹⁾ Geophysical Institute, Czechosl. Acad. Sci., Prague, Bočni IIa, Praha 4-Spořilov Czechoslovakia

The measured values of surface heat flow, heat production by radioactive heat sources and the thermal conductivity of rocks, together with some assumptions on the structure of the Earth's crust and the corresponding vertical distribution of radioactivity and conductivity, enable the temperature distribution with depth to be calculated.

The sites for temperature-depth profiles were chosen in places (Fig. 1) where the crustal structure is known from the results of deep seismic sounding (BERÁNEK and DUDEK 1972 [1]), where reliable heat flow data are available (ČERMÁK 1968[3]) (Fig.2) and above all in places where the crustal profile may represent the characteristic tectonic section of the Earth's crust.

The *Moldanibicum* represents the oldest and most rigid part of the whole Bohemian Massif (Pre-Variscan age). The thickness of the crust reaches up to 42 km in the centre and decreases to 32 - 34 km on its rims. The characteristic heat flow of $1.2 - 1.3 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ is relatively low and uniform over this region.

The *Krušné Hory Mts.* (Erzgebirge) belong to the Sachsen-Thüringen block, an area of intensive Variscan tectogenesis, which forms the NW boundary of the Bohemian Massif. The area is characterized by a relatively shallow MOHO depth of 30 - 32 km and high heat flow of about $2 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

The *Cretaceous Basin* of northern Bohemia represents an elongated denudation relict, the axis of which is believed to be an old tectonic suture in the frontal area of the Caledonian range. The MOHO discontinuity rises here by 6 - 8 km to only 28 km in the centre of the basin, all the basin showing enhanced geothermal activity of $1.7 - 1.9 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (ČERMÁK et al. 1968[5]).

The *Vienna Basin* is situated just off the south-eastern rim of the Bohemian Massif, which is deeply submerged here under the Carpathian flysch and covered by Neogene sediments. The MOHO is abruptly rising here from 35 to 28 km and strong magnetic high suggests the elevation of mafic rocks from 20 km to 10 - 15 km. The heat flow field does not differ from that of the Bohemian Massif, $Q = 1.3 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

The *Danube Basin* belongs to the large Pannonian Lowland. Heat flow of $2.3 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ as well as temperature gradients of 50 - 70 °C/km suggest high subsurface temperatures. Typical positive gravity anomaly in the whole region confirms the weakened crust found by deep seismic sounding.

To complete the picture and to show the possible range of crustal temperatures in the western Carpathians, two other sites (both off the Czechoslovak territory) are added.

In the *outer flysch zone* of the peri-pieninian lineament (Poland), north of the ČSSR boundary, deep seismic sounding has revealed an anomalous crustal thickness of 50 km. There is only one heat flow value here, $Q = 1.3 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (PLEWA 1966[11]), which was used for calculating the temperature-depth profile.

The *Pannonian Lowland* covering most of the Hungarian territory stretches to the southernmost part of Slovakia. This area is characterized by high gravity, shallow MOHO depth of 25 - 28 km, high hydrothermal activity and anomalously high heat flow of $2.5 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

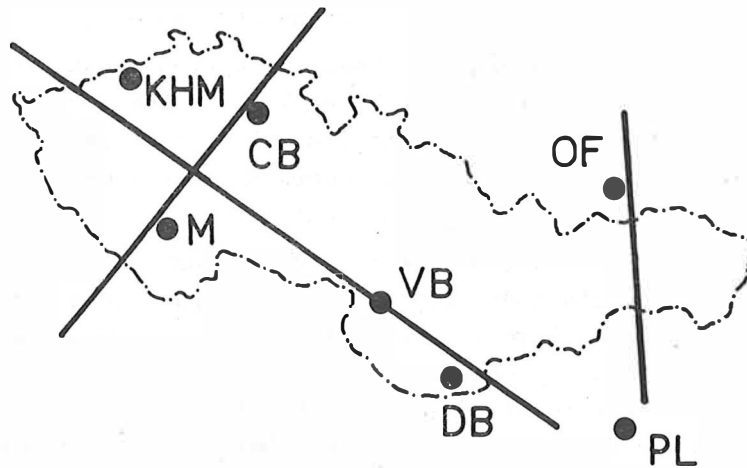


Fig. 1. Map of Czechoslovakia showing the locations where temperature-depth profiles were calculated

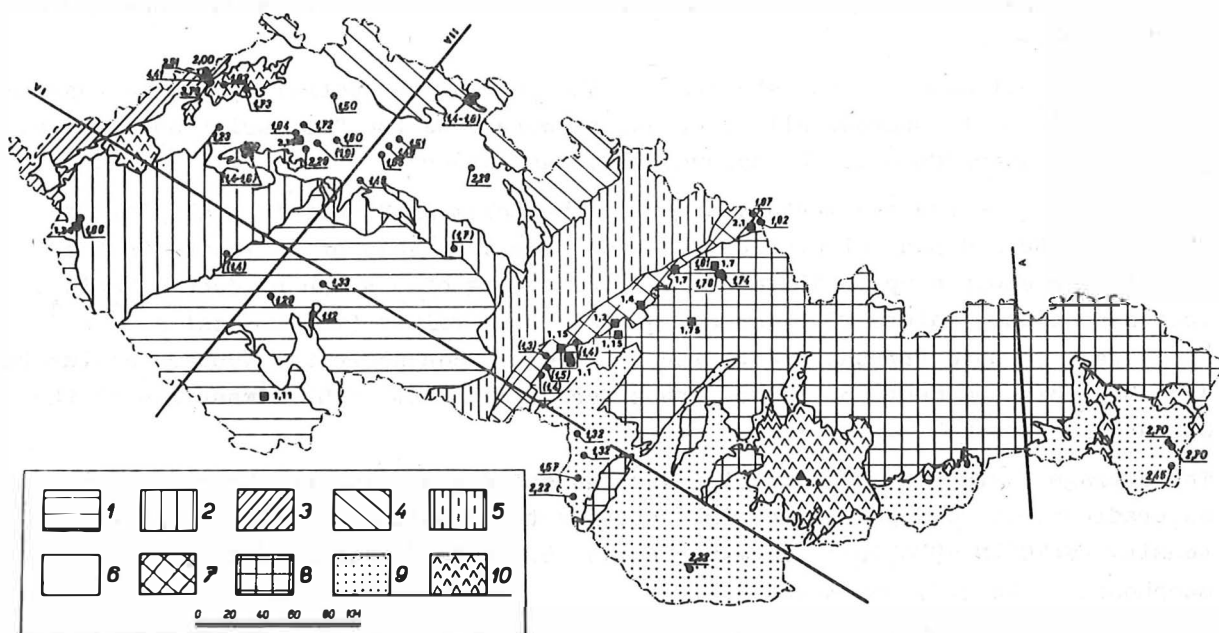


Fig. 2. Generalized tectonic map of Czechoslovakia (MÁŠKA et al. 1960[9]) showing the heat flow stations and international deep seismic sounding profiles. 1 - Moldanubian region; 2 - Teplá-Barrandian region; 3 - Sachsen-Thüringen region; 4 - West-Sudetic region; 5 - Moravian-Silesian region; 6 - Bohemian Cretaceous Basin; 7 - Carpathian frontal foredeep; 8 - Carpathian Pre-Neogene folded units; 9 - Neogene depressions; 10 - Tertiary volcanites. Heat flow data are given in $10^{-6} \text{ cal cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Calculated temperature-depth profiles for all these sites are summarized in Table 1. To calculate these data several assumptions were made.

1. The solution of the general equation of heat conduction can be greatly simplified by assuming steady-state conditions and by neglecting the curvature of the Earth's surface. The problem can be solved in one dimension, i.e. temperature depending only on depth. Many models may be given, according to the chosen function of the vertical distribution of radioactive heat sources.
2. To calculate the temperature-depth profiles, the so-called "step-model" (ROY et al. 1968[12]) was used. This model represents the upper crust composed of a number of blocks forming a surface layer, which extends to a certain depth. The heat sources strength is vertically uniform to that depth, but shows horizontal variation. The heat flow from below this layer, i.e. from the lower crust and the upper mantle, does not change appreciably within the particular tectonic unit.
3. Thermal conductivity of granites and gneisses decreases with increasing temperature, i.e. with depth. This dependence roughly follows the law $k_T/k_0 = (1 + C T)^{-1}$ where k_T , k_0 are conductivities at temperature T , resp. at 0°C , the values of C determined for data given by BIRCH and CLARK (1940) [2] are in the interval of $0.0006 - 0.0014^\circ\text{C}^{-1}$, the mean of $0.0011^\circ\text{C}^{-1}$ was used in this paper. - The conductivity of mafic rocks depends only little on temperature; the conductivity in the lower crust was taken $0.005 \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ and was regarded independent of position.
4. As experimental data on the behaviour of the thermal conductivity with increasing pressure are still scarce, all calculations were done for "isobaric" model, i.e. no pressure dependence of the conductivity was supposed.
5. The thickness of the sedimentary cover in the Bohemian Massif is negligible for the temperature-depth calculation. However, the thickness of sediments in the Carpathians amounts up to 10 km and its insulating effect can produce a rapid increase of temperature with depth. The following values (in $10^{-3} \text{ cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) were adopted for the coefficient of thermal conductivity: Neogene sediments 4.5, Mesozoic sediments 5, Permo-Carboniferous sediments 5.5, limestones of the Carpathian flysch 7.5.
6. The average surface heat production was estimated according to the extensive aeroradiometric survey and many laboratory determinations of total gamma-ray intensity (MATOLÍN 1970[10]): magmatic rocks $5.9 \times 10^{-13} \text{ cal cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, metamorphosed rocks 3.1, sediments 3.4.
7. Owing to our poor knowledge of deep radioactivity all calculations were made for the model of uniform granite radioactivity, the value of which should represent the average value over the whole particular granite section. To show the possible variations, several models are introduced, and the value of granite heat production used is given.
8. Heat production of $1 \times 10^{-13} \text{ cal cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ was used for the lower crust. This value corresponds to average basalts (HEIER and ROGERS 1963[7]).
9. One of the limiting factors which can be utilized in calculating temperature profiles may be the heat flow from the upper mantle. Its value is marked on each model in Table 1. While the heat flow contribution from below the MOHO in the Bohemian Massif of $0.5 - 0.6 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ does not differ substantially from data

Table 1. Temperature-depth profiles

Area	Moldanubicum		Krušné Hory Mts.		Cretaceous Basin			Vienna Basin		Danube Basin			Outer flysch		Pannonian Lowland			
	M ₁	M ₂	KHM ₁	KHM ₂	CB ₁	CB ₂	CB ₃	VB ₁	VB ₂	DB ₁	DB ₂	DB ₃	OF ₁	OF ₂	PL ₁	PL ₂	PL ₃	
Surface heat flow [HFU]	1.2		2.0		1.7			1.3		2.2			1.3		2.5			
Thickness of sediments or crystalline schists [km]	5		0		10			9		3			4		6			
Depth of CONRAD discontinuity [km]	22		20		20			21		18			30		18			
Depth of MOHORoviČIĆ discontinuity [km]	40		32		28			33		27			50		25			
MOHO heat flow [HFU]	0.53	0.36	0.88	0.48	0.82	0.62	0.42	0.50	0.31	1.57	1.27	0.97	0.46	0.20	1.89	1.65	1.41	
Granite heat production [HGU]	2	3	5	7	5	7	9	3	5	3	5	7	2	3	3	5	7	
Depth [km]	5	80	80	144	140	124	124	124	117	117	200	200	200	91	90	230	230	230
	10	161	159	288	269	250	250	250	194	190	391	380	370	180	178	441	438	435
	15	241	233	424	378	374	368	364	280	274	601	565	530	271	260	728	679	656
	20	317	295	548	459	485	462	441	372	342	800	728	658	360	334	1017	898	847
	25	389	349	646	517	573	530	489	424	375	962	860	760	445	398	1209	1066	990
	30	454	397	738	569	(623	568	531) ²⁾	485	411	(1025	911	799) ⁴⁾	525	449	-	-	-
	35	515	441	(774	589) ¹⁾	-	-	-	(518	431) ³⁾	-	-	-	589	487	-	-	-
	40	570	479	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	647	519	-	-	-
	45	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	701	547	-	-	-
	50	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	749	569	-	-	-

1) at 32 km 2) at 28 km 3) at 33 km 4) at 27 km

1 HFU = 10⁻⁶ cal cm⁻² s⁻¹; 1 HGU = 10⁻¹³ cal cm⁻³ s⁻¹

published for Australia (CLARK and RINGWOOD 1964[6]) or for the Canadian shield (ČERMÁK and JESSOP 1971[4]), quite different conditions may exist in the Carpathians. Especially in Neogene depressions considerably higher energy inflow from the upper mantle seems to be reasonable. The thin granitic layer, even if it has relatively rich radioactive content, cannot account for the very high surface geothermal activity observed here. The heat flow from below the MOHO cannot be less than $1.0 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in the Danube Basin and up to $1.4 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in the Pannonian Lowland.

The complicated geological structure and the position of the Czechoslovak territory on the contact between the eastern sector of the West-European Variscan platform of "Meso-Europe" and the young orogenetic Alpine-Carpathian belt of "Neo-Europe" provide a unique opportunity to study the distribution of the temperature field within the Earth's crust and its behaviour on the contact of these two principal tectonic units.

All temperature-depth calculations are based on assumed steady-state conditions. For the Bohemian Massif these conditions seem to be quite probable; for the Carpathians, however, the assumption of steady state may not be valid, the calculated temperatures demonstrate there a lower limit of the existing crustal temperature profile.

The most important result from the study performed are the existing regional temperature differences between the Bohemian Massif and the Carpathians. When the local temperature differences for a heat flow variation in the range $1.2 - 2.0 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in the Bohemian Massif at the base of the crust are of the order of $100 - 200 \text{ }^\circ\text{C}$, the corresponding temperature differences between both tectonic units for a similar range in heat flow may be $500 \text{ }^\circ\text{C}$ or more (Fig. 3).

The existence of high crustal temperatures under the Pannonian Lowland, compared to the Bohemian Massif, is not so surprising; from the geophysical point of view, the existence of an amazing regional difference in upper mantle heat flow contribution of up to $1.0 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ may be more important. Such a variation, especially when concentrated on a relatively shorter horizontal distance, may be the driving force for the geological evolution and/or a critical parameter for the geophysical interpretation. This may be the case of the Vienna Basin. The peri-pieninian lineament bordering the Carpathian block, where horizontal temperature gradients on the base of the crust of $200 - 400 \text{ }^\circ\text{C}/100 \text{ km}$ are not to be excluded, belongs to the most active seismic zones in Slovakia (KÁRNÍK and RUPRECHTOVÁ 1964[8]). This furnishes evidence that the lineament is tectonically still "alive" even though only slightly. The uneven temperature distribution with depth may be the main reason for the accumulated tension in the lower crust and the upper mantle under this zone, being released there in shallow earthquakes.

The temperature at the base of the crust at $35 - 40 \text{ km}$ under the Bohemian Massif is $500 - 550 \text{ }^\circ\text{C}$ with local excesses giving temperatures of $600 - 700 \text{ }^\circ\text{C}$ in regions of enhanced surface heat flow (such as the Krušné Hory Mts. (Erzgebirge) or in the Cretaceous Basin). The Cretaceous Basin may display higher heat flow from the upper mantle ($0.6 - 0.7 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) compared with most of the Bohemian Massif ($0.5 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

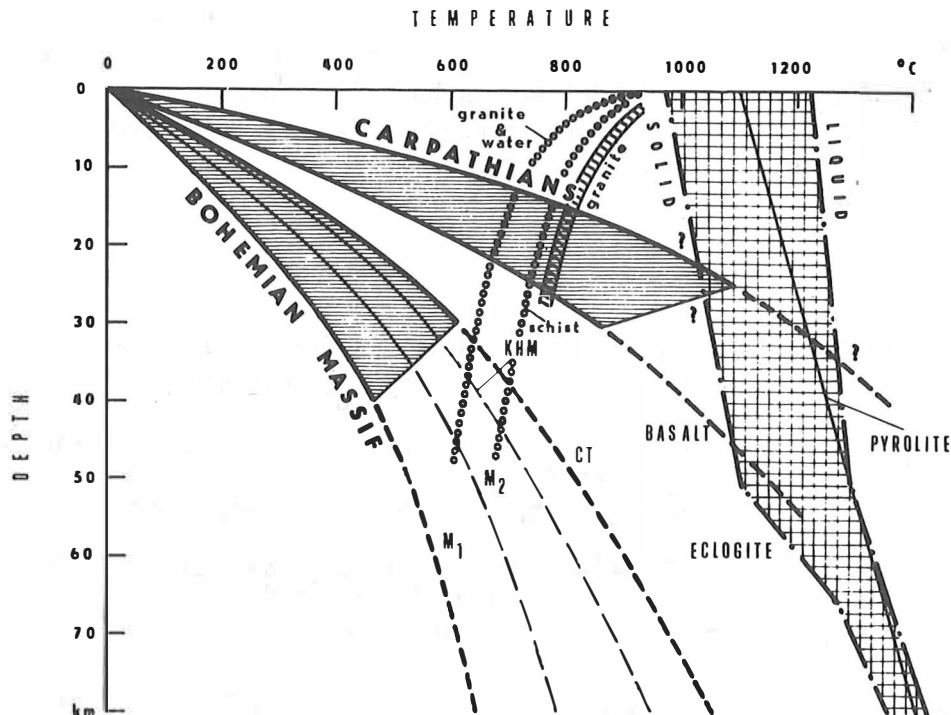


Fig. 3. The range of temperatures and crustal thickness below the Bohemian Massif and Neogene depressions of the Carpathians. M_1 and M_2 are minimum and maximum curves, respectively, for Moldanubicum, CT - average temperature for the Cretaceous Table, KHM - average temperature for the Krušné Hory Mts. Crosshatched area shows the melting relations for basalt and eclogite (YODER and TILLEY 1962[13]), pyrolite solidus curve is taken from CLARK and RINGWOOD (1964) [6]

The maximum crustal thickness in the outer flysch zone amounts to 50 km. For the model calculated we obtain an upper mantle heat flow contribution of $0.20 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ for heat production of granites $3 \cdot 10^{-13} \text{ cal cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, and 0.46 for lower production of $2 \cdot 10^{-13} \text{ cal cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. The latter model requires negligible radioactivity in the lower crust if the heat flow from the mantle is to be comparable with previous models. Some process in crustal evolution which has efficiently impoverished the lower part of most of radioactive heat sources in a large region has to be looked for. If the conditions of this case are not steady state, the idea of the existence of a transient heat sink, such as a layer undergoing an endothermic reaction in the lower crust or in the upper mantle, may be introduced (ROY et al. 1968[12]). This might absorb considerable heat and reduce the outgoing mantle heat flow for a limited time.

The hyperthermal region of the Pannonian Lowland is typical by extreme subsurface temperatures. Even if the radioactive heat production in granite layer is relatively high, $5-7 \cdot 10^{-13} \text{ cal cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, the heat flow from the upper mantle will not be less than $1.4 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in the centre of the Pannonian Lowland. The corresponding temperatures at the MOHO discontinuity are in the interval 800 - 1000 °C. Because of

such high temperatures the melting point may be probably reached at shallow depth in the upper mantle. For data given by YODER and TILLEY (1962) [13] for melting temperatures of basalt and eclogite this would be at the depth of 30 - 35 km. This is a very important result, and only more detailed geophysical investigation can bring about further progress and probably prove or disprove the concept of the existence of local convective cells in the upper mantle.

References

- [1] BERÁNEK, B.; DUDEK, A. The results of deep seismic sounding in Czechoslovakia. *Z. Geophysik* 38 (1972), p. 415-427
- [2] BIRCH, F.; CLARK, H. The thermal conductivity of rocks and its dependence on temperature and composition. *Amer. J. Sci.* 238 (1940), p. 529 - 558
- [3] ČERMÁK, V. Terrestrial heat flow in Czechoslovakia and its relation to some geological features. *23. Internat. geol. Congr., Prague* 5 (1968), p. 75-85
- [4] ČERMÁK, V.; JESSOP, A.M. Heat flow, heat generation and crustal temperature in the Kapuskasing area of the Canadian shield. *Tectonophysics* 11 (1971), p. 287-303
- [5] ČERMÁK, V.; JETEL, J.; KRČMAR, B. Terrestrial heat flow in the Bohemian Massif and its relation to the deep structure. *Sb. geol. věd, UG* 7 (1968), p. 25-38
- [6] CLARK, S.P.; RINGWOOD, A.E. Density distribution and constitution of the mantle. *Rev. Geophys.* 2 (1964), p. 35-88
- [7] HEIER, K.S.; ROGERS, J.J.W. Radiometric determination of thorium, uranium and potassium in basalts and in two magmatic differentiation series. *Geochim. et cosmochim. Acta* 27 (1963), p. 137
- [8] KÁRNÍK, V.; RUPRECHTOVA, L. Seismicity of the Carpathian region. *Trav. Inst. Géophys. Acad. Tchécosl. Sci. No. 182, Geofysikální sborník 1963, NČSAV, Praha* (1964), p. 143-187
- [9] MÁŠKA, M.; MATEJKA, A.; ZOUBEK, V. Tectonic development of Czechoslovakia (collected papers and tectonic map 1 : 1 000 000). *Praha: NČSAV 1960, 224 p.*
- [10] MATOLÍN, M. Radioactivity of the rocks of the Bohemian Massif (in Czech). *Praha: Academia 1970, 97 p.*
- [11] PLEWA, S. Regionalny obraz parametrów geotermicznych obszaru Polski. *Prace geofiz. i geol., Kraków* (1966) 1, 88 p.
- [12] ROY, R.F.; BLACKWELL, D.D.; BIRCH, F. Heat generation of plutonic rocks and continental heat flow provinces. *Earth and planet. Sci. Lett.* 5 (1968), p. 1-12

[13] YODER, H.S.;
TILLEY, C.

Origin of basalt magmas - An experimental study of
natural and synthetic rock systems.

J. Petrol. 3 (1962), p. 342-532

Untersuchungen zum Absorptions-Dispersions-Verhalten
seismischer Wellen

von

S. GRÄSSL, K. DEUBEL und W.-D. HERMICHEN ¹⁾

Zusammenfassung

Eine Untersuchung der Übertragungseigenschaften realer geologischer Medien führte zu folgenden wesentlichen Ergebnissen: 1. Der Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega)$ hängt für Gesteine der oberen Erdkruste in guter Näherung im Bereich von 20 bis 250 Hz linear von der Frequenz ab. 2. Wegen der Gültigkeit des Kausalitätsprinzips ist jede Absorption mit einer Dispersion der Phasengeschwindigkeit verbunden. Mit Hilfe der diskreten HILBERT-Transformation konnte nachgewiesen werden, daß der seismische Wellenausbreitungsprozeß minimalphasig verläuft; zwischen Absorption und Dispersion besteht ein analytischer Zusammenhang. - Anhand synthetischer Beispiele wird der Absorptions-Dispersions-Einfluß auf die Form von Zeitsignalen demonstriert. Darüber hinaus wird kurz auf die Möglichkeit eingegangen, mit Hilfe einer speziellen Dekonvolutionsvariante den seismischen Impuls in der Nähe der Anregungsquelle zu rekonstruieren.

Summary

An investigation of the transfer characteristics of geological media led to the following essential results: 1. In rocks of the upper Earth's crust, the coefficient of attenuation shows a nearly linear dependence on frequency in the range from 20 to 250 cps. 2. Due to the principle of causality, every kind of attenuation is associated with a dispersion of phase velocity. By application of the discrete HILBERT transform the minimum-phase character of the seismic wave propagation process could be evidenced. Between attenuation and dispersion there exists an analytical relation. - Thus, the change of the shape of a seismic pulse, which takes place when the wave is passing any real medium, can be modelled by synthetic computation, requiring only information about the attenuation parameter. Some examples demonstrate this fact. Moreover, there is the possibility to reconstruct, from records obtained in great distances, approximately the near-source shape of seismic pulses by applying inverse filters, which remove the nonelastic influence of the medium between the source and the station.

¹⁾ Karl-Marx-Universität, Sektion Physik, 701 Leipzig, Talstr. 35

1. Einleitung

Die Untersuchung der Übertragungseigenschaften realer geologischer Medien, die die beobachtete Amplitudenabnahme und die damit verbundene zeitliche Dehnung eines seismischen Impulses beim Durchlaufen der Erde bestimmen, nimmt in der Seismik und in der Seismologie immer breiteren Raum ein. Dabei sind jedoch bis heute nur sehr wenige gezielte Feldexperimente in den vor allem für seismische und seismologische Aufgabenstellungen interessanten Frequenzbereichen über die Deformation eines elastischen Impulses beim Durchlaufen des Untergrundes durchgeführt worden. Laborexperimente mit Ultraschall besitzen wegen der unsicheren Übertragbarkeit der Ergebnisse auf den Frequenzbereich der Seismologie bzw. der Seismik für diese speziellen Probleme nur einen relativen Wert.

Im folgenden soll über einige wichtige Ergebnisse berichtet werden, die mit einem speziellen Meßprogramm zur Untersuchung der Übertragungseigenschaften der obersten Kilometer der Erdkruste erhalten wurden. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse beziehen sich auf einen Frequenzbereich seismischer Wellen von ca. 20 Hz bis etwa 250 Hz.

2. Meßmethodik

Mit Hilfe von Sprengstoffdetonationen in flachen Bohrungen wurde in der Nähe der Erdoberfläche eine elastische Welle angeregt, die von zwei Empfängern in ca. 40 m und in mehreren Kilometern Tiefe aufgenommen und digital registriert wurde. Es erfolgte eine mehrfache Wiederholung der Messung bei allmählicher Vergrößerung der Tiefenlage der unteren Sonde (vgl. Abb. 1).

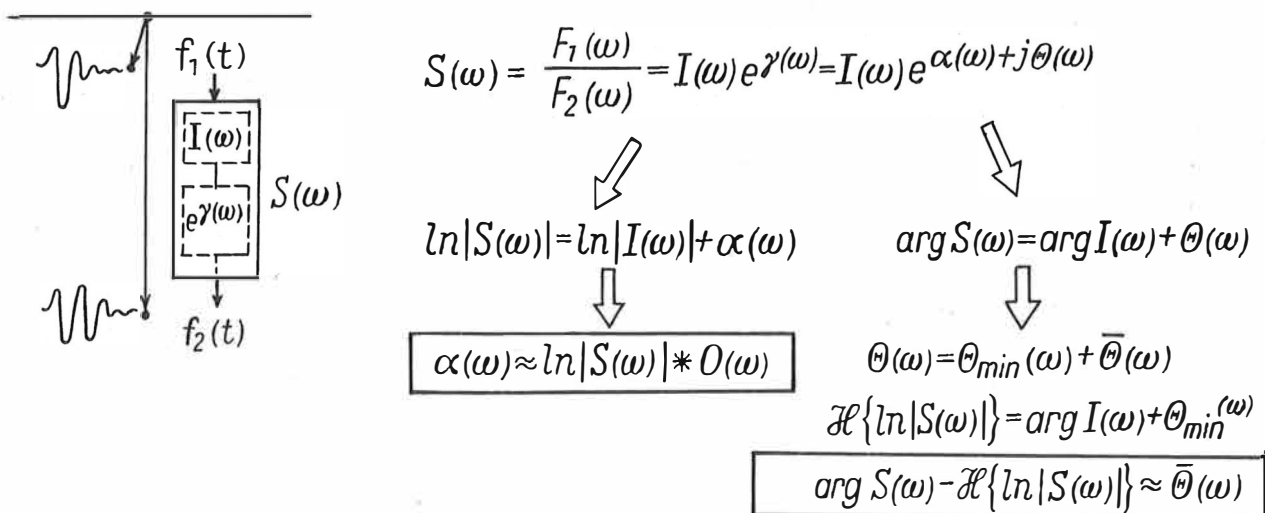


Abb. 1. Schematische Darstellung der Meß- und Interpretationsmethodik

Für die Beschreibung der Übertragungseigenschaften eines geologischen Komplexes eignet sich in besonderem Maße die Betrachtungsweise der Systemtheorie, da eine exakte physikalische Deutung beispielsweise der Verlustmechanismen elastischer Energie während der Wellenausbreitung heute noch nicht möglich ist: Der zu untersuchende Körper wird als linearer Filter angesehen, der ein definiertes Eingangssignal $f_1(t)$ so verformt, daß am Filterausgang das Signal $f_2(t)$ erscheint. Aus den FOURIER-Transformierten beider Signale lassen sich die Amplituden- und die Phasenübertragungsfunktion $|S(\omega)|$ bzw. $\arg S(\omega)$ des Filters bestimmen. Die Übertragungscharakteristik $S(\omega)$ des zwischen den Empfängern befindlichen geologischen Mediums wird durch zwei in Reihe geschaltete Teilsysteme bestimmt:

- durch das System mit der Übertragungsfunktion $I(\omega)$, das im wesentlichen die Inhomogenität des Untergrundes (d.h. Schichtung) charakterisiert,
- durch das System mit der Charakteristik $e^{\gamma(\omega)}$, das das nichtelastische Verhalten der Gesteine beschreibt. Die komplexe Ausbreitungsfunktion $\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + j\theta(\omega)$ setzt sich additiv aus dem frequenzabhängigen Absorptionskoeffizienten $\alpha(\omega)$ und der Dispersion der Phasengeschwindigkeit $\theta(\omega)$ zusammen. Für eine ebene Welle errechnet sich daraus der räumliche Q-Wert zu

$$Q_R = \left| \frac{\theta(f)}{2\alpha(f)} \right| .$$

3. Interpretationsmethodik

Die Übertragungscharakteristik des geologischen Mediums wird durch Vergleich der an den beiden Empfängern registrierten Zeitsignale bzw. deren komplexer Spektren ermittelt (vgl. Abb. 1). Dabei erfolgt die Trennung der sich multiplikativ überlagernden Übertragungscharakteristiken der einzelnen Teilsysteme in folgender Weise: Der logarithmische Quotient der gemessenen Amplitudenspektren setzt sich additiv aus dem periodischen bzw. quasiperiodischen Teil $\ln I(\omega)$ und der gleichmäßig in Abhängigkeit von der Frequenz sich verändernden Absorptionsfunktion $\alpha(\omega)$ zusammen. Die Eliminierung des störenden Interferenzanteils erfolgt durch eine Tiefpaßfilterung des Spektrenquotienten mit einem geeigneten Filteroperator $O(\omega)$ und anschließende lineare Regression.

Die Gültigkeit des Kausalitätsprinzips erfordert bei Vorhandensein von Absorption das gleichzeitige Auftreten einer Dispersion der Phasengeschwindigkeit. Die Ermittlung der Dispersionsfunktion wäre prinzipiell aus der Differenz der Phasenspektren von Eingangs- und Ausgangssignal möglich, jedoch überlagern sich auch hier die Einflüsse der eigentlich gesuchten absorptionsbedingten Dispersion und von interferenzbedingter Pseudodispersion. Eine lineare Filterung ist nicht möglich, da die gesuchte Phasenfunktion $\theta(\omega)$ deutlich nichtlinear ist und somit durch den Filterprozeß verzerrt werden würde.

Es wurde folgender Weg eingeschlagen: Bekanntlich existiert bei linearen minimalphasigen Systemen ein analytischer Zusammenhang zwischen der logarithmischen Amplituden- und der Phasenübertragungsfunktion, der durch die HILBERT-Transformation geliefert wird. Da infolge der speziellen Meßgeometrie das Interferenzsystem garantiert minimalphasig ist, lassen sich durch eine HILBERT-Transformation der gemesse-

nen Amplitudenspektrenquotienten aus der Gesamtphasenübertragungsfunktion der Interferenzanteil $\arg I(\omega)$ sowie der minimalphasige Anteil $\theta_{\min}(\omega)$ der absorptionsbedingten Dispersion eliminieren. Der verbleibende Restanteil $\bar{\theta}(\omega)$ läßt Rückschlüsse darüber zu, ob neben der absorptionsbedingten eine weitere Dispersion besteht.

4. Ergebnisse

Alle untersuchten gefilterten Spektrenquotienten (vgl. Abb. 2) zeigen, daß für Gesteine der oberen Erdkruste im Frequenzbereich von 20 bis ca. 200 Hz der Absorptionskoeffizient in guter Näherung linear von der Frequenz abhängt (Korrelationskoeffizienten größer als 0,95). Dieser lineare Zusammenhang gilt auch für trockene Lockersedimente, also für Gesteine mit extremen elastischen Eigenschaften. Die Genauigkeit der vorliegenden Daten reicht jedoch nicht aus, um geringfügige Krümmungseffekte in den Quotientenkurven (Exponent in der Potenzabhängigkeit der Absorption von der Frequenz etwas kleiner als 1) nachweisen zu können.

Die Differenz der HILBERT-Transformierten des logarithmischen Spektrenquotienten und der gemessenen Phasendifferenzkurve (vgl. Abb. 3) erwies sich in allen Fällen als lineare Frequenzfunktion, was lediglich einer reinen Zeitverschiebung entspricht. Das bedeutet, daß entsprechend den Voraussagen der linearen Wellentheorie die Dispersion der Phasengeschwindigkeit eindeutig aus der Absorption bestimmbar ist; der Prozeß der Ausbreitung seismischer Wellen in Gesteinen der oberen Erdkruste kann in guter Näherung als minimalphasig angesehen werden. Die bei den Zeitsignalen festgestellten Abweichungen von der Minimalphasigkeit sind auf Prozesse in unmittelbarer Nähe der Quelle zurückzuführen.

Die Eigenschaft der Minimalphasigkeit ermöglicht die Beschreibung der mit der Inelastizität verknüpften Übertragungseigenschaften durch alleinige Vorgabe des Absorptionseinflusses. In Abb. 4 ist der Einfluß eines physikalisch nicht realisierbaren nullphasigen geologischen Übertragungssystems (alleinige Wirkung der Absorption) dem eines den reellen Verhältnissen entsprechenden minimalphasigen Systems (Absorption mit Dispersion) an einem synthetischen Beispiel gegenübergestellt. (Der Zeitmaßstab wurde dabei so gewählt, daß der theoretische Signaleinsatz bei 5 ms liegt.) Es ist zu erkennen, daß die Vernachlässigung der Dispersion zu einer Verletzung des Kausalitätsprinzips führt. Das den realen Verhältnissen entsprechende minimalphasige Übertragungssystem bewirkt bedeutende Verzerrungen der Form des Zeitsignals.

Die Untersuchung des Systemeinflusses an synthetischen Interferenzsignalen (Abb. 5) zeigt, daß die exakte Festlegung des zweiten Einsatzes mit zunehmendem Laufweg immer komplizierter und schließlich sogar ohne Zuhilfenahme objektiver mathematischer Signalerkennungsverfahren unmöglich wird. Diese Tatsache läßt für seismische Registrierungen die Anwendung einer physikalisch orientierten Dekonvolution geeignet erscheinen, bei der über einen inversen Filterprozeß der absorptionsdispersionsbedingte Verzerrungseinfluß des durchlaufenen Mediums rückgängig gemacht wird. Über einige mit diesem Filterverfahren erhaltene Ergebnisse soll später an geeigneter Stelle berichtet werden.

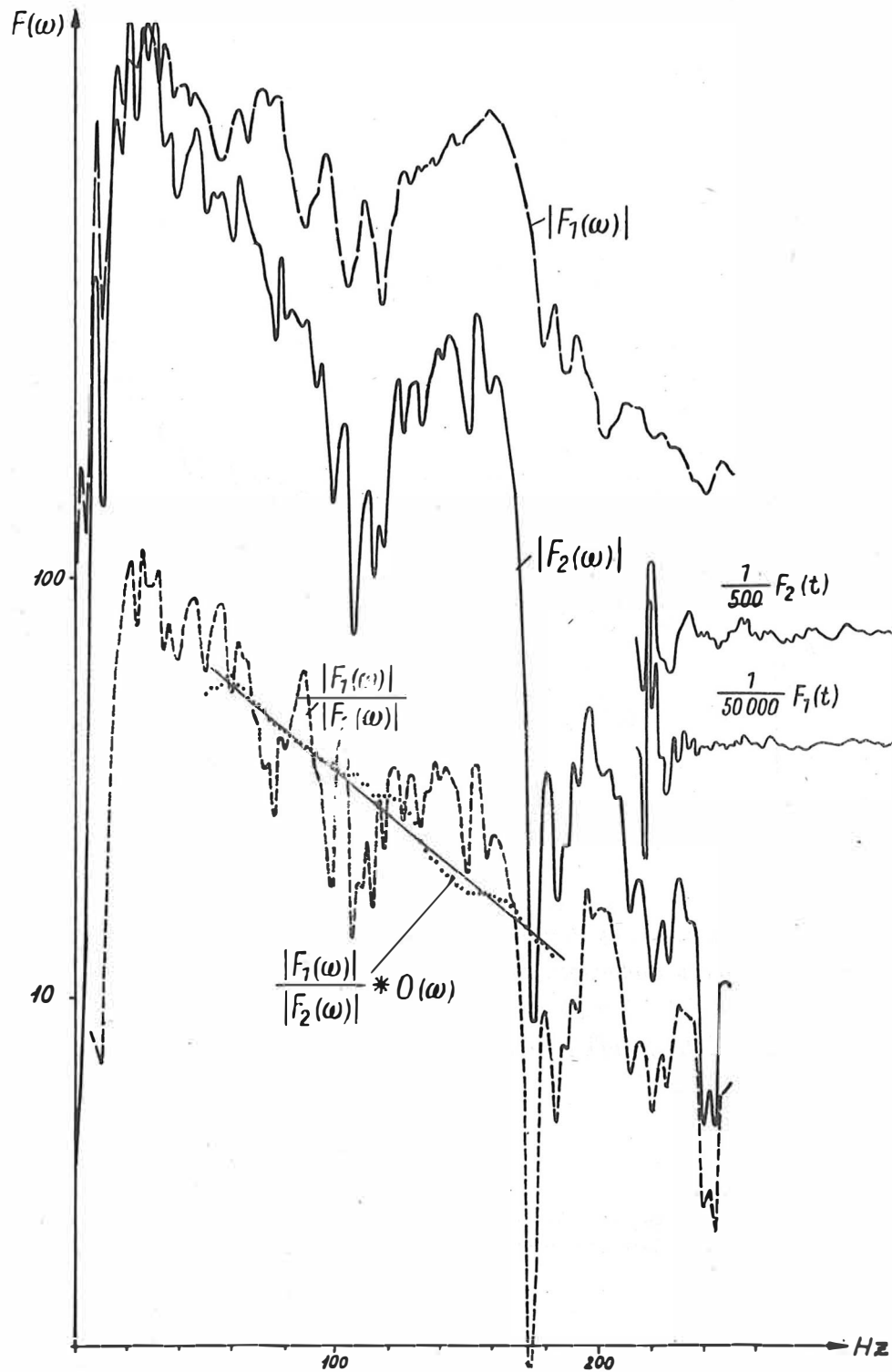


Abb. 2. Praktisches Beispiel zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten

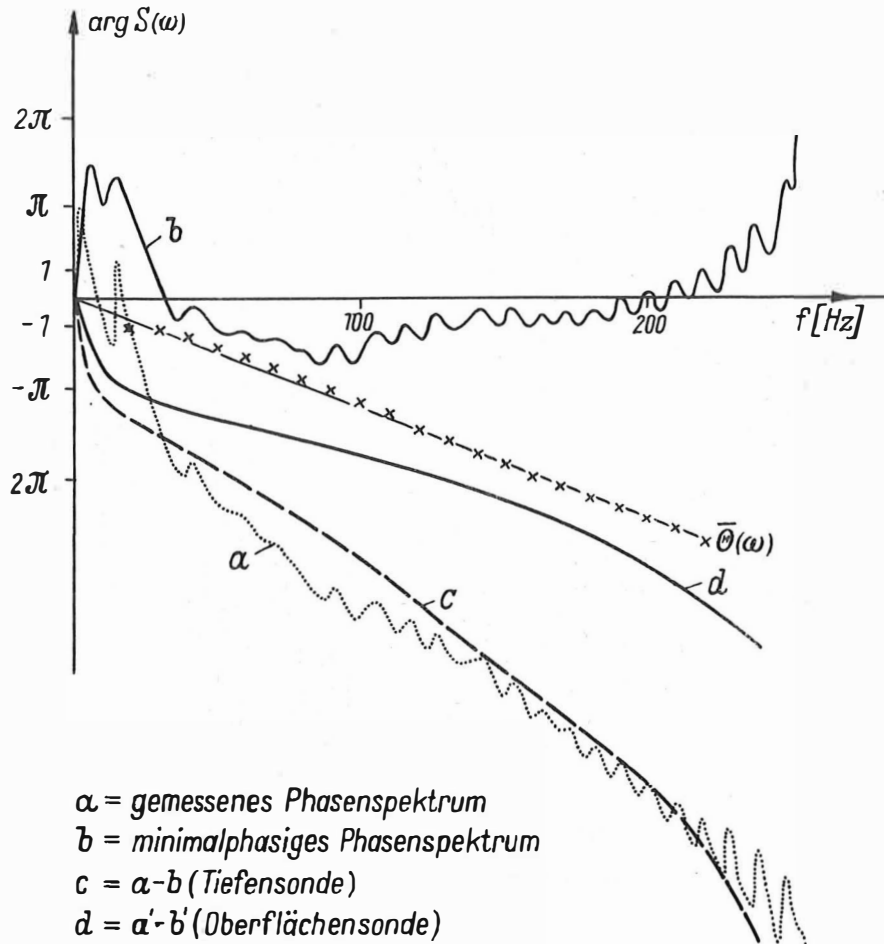


Abb. 3. Praktisches Beispiel zur Bestimmung des Dispersionsverhaltens

Waveletveränderung unter Einfluß
von frequenzselektiver Absorption

Waveletveränderung unter Einfluß von
frequenzselektiver Absorption und Dispersion

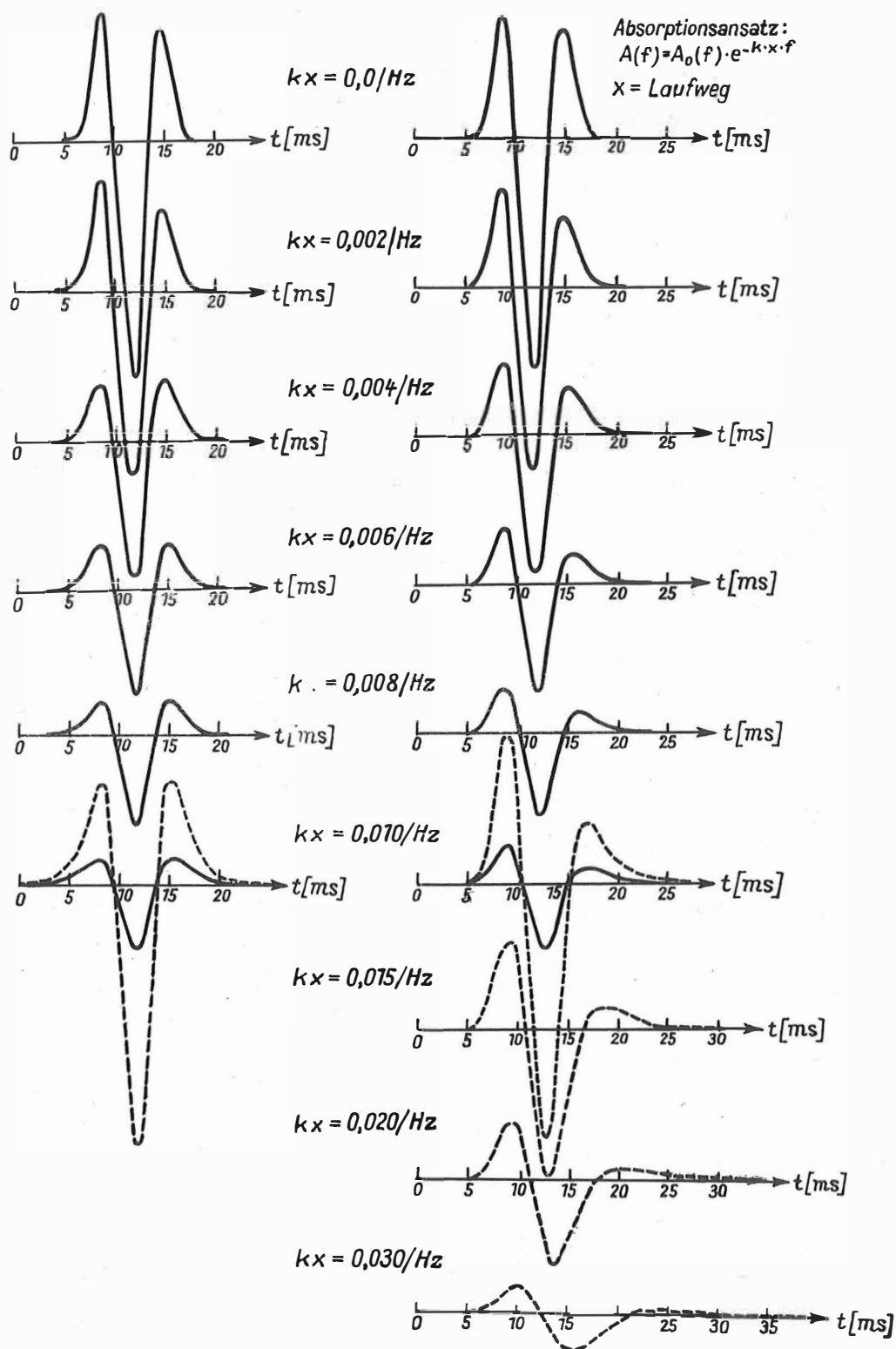


Abb. 4. Einfluß von Absorption und Dispersion auf die
Form eines seismischen Wavelets

Veränderung des Schwingungsbildes spezieller Interferenzsignale durch zunehmenden Absorptions-Dispersions-Einfluß

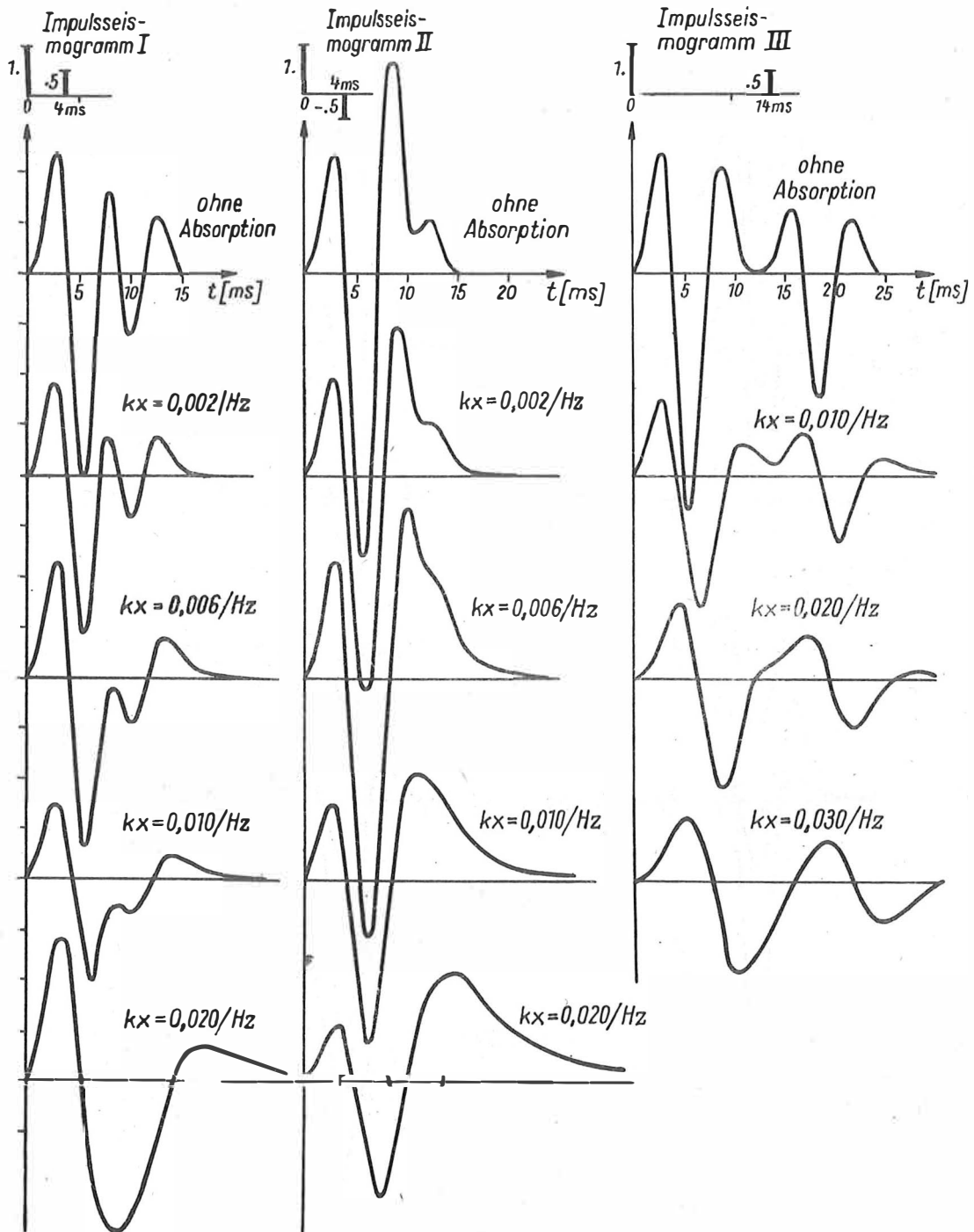


Abb. 5. Einfluß von Absorption und Dispersion auf die Form von einfachen Interferenzsignalen

Temperatur-Tiefenprofil, abgeleitet aus tiefenseismischen Daten

von

CHRISTIAN OELSNER und CHRISTIAN KNOTHE ¹⁾

Zusammenfassung

Aus den Ergebnissen des internationalen tiefenseismischen Profils VI im Süden der DDR wurden Linien gleicher Erdwärme mittels einer Methode der sukzessiven Überrelaxation abgeleitet. In die Untersuchungen wurden Wärmequellen einbezogen. Das Resultat der Untersuchung wird mit dem vertikalen Profil der seismischen Geschwindigkeit unter besonderer Beachtung von Zonen niedriger Geschwindigkeit verglichen.

Summary

From results of deep seismic soundings in the southern part of GDR (part of the international DSS-profile VI) the isothermal lines were computed by means of a relaxation method. Heat sources were taken into consideration. The result is compared with vertical profiles of seismic velocity, whereat special attention is paid to low-velocity layers.

Im Rahmen der multilateralen Zusammenarbeit der Akademien der Wissenschaften der sozialistischen Länder (KAPG) wird für die Arbeitsgruppe Geothermie eine komplexe Bearbeitung der auf den internationalen Profilen gewonnenen seismischen, geothermischen und anderen Daten genannt. Mit den darzulegenden Resultaten soll dazu ein Beitrag durch Verknüpfung seismischer und geothermischer Ergebnisse geleistet werden.

Auf dem DDR-Teil des ITS VI (internationales tiefenseismisches Profil) wurden nach der reflexionsseismischen Auswertung 4 Grenzflächen festgestellt, die der Oberkante einer "Granitschicht", der Unterkante dieser Schicht (die als C-Diskontinuität bezeichnet werden kann), einer Zwischengrenze in einer Schicht basischen Materials (CM-Diskontinuität) sowie der MOHO-Grenzfläche zugeordnet werden konnten [2], wobei die Problematik "Grenzfläche" oder "Zone eines starken Geschwindigkeitsgradienten" für die zu lösende geothermische Aufgabe zunächst ohne Bedeutung ist. Der DDR-Teil des Profils reicht von Johannegeorgenstadt (km Null) über Jena nach NW-Thüringen. Die erhaltenen seismischen Grenzflächen sind in Abb. 1 eingetragen. Sie lieferten das Gerüst für das dargestellte 4-Schichten-Krustenmodell: 1. Mesozoikum und Kristallin, 2. granitisches, 3. basaltisches und 4. peridotitisches Material. Das Modell ist mit geologischen und anderen geophysikalischen Daten verträglich.

¹⁾ Bergakademie Freiberg, Sektion Geowissenschaften, Wissenschaftsbereich Angewandte Geophysik, 92 Freiberg/Sa., Schließfach 47

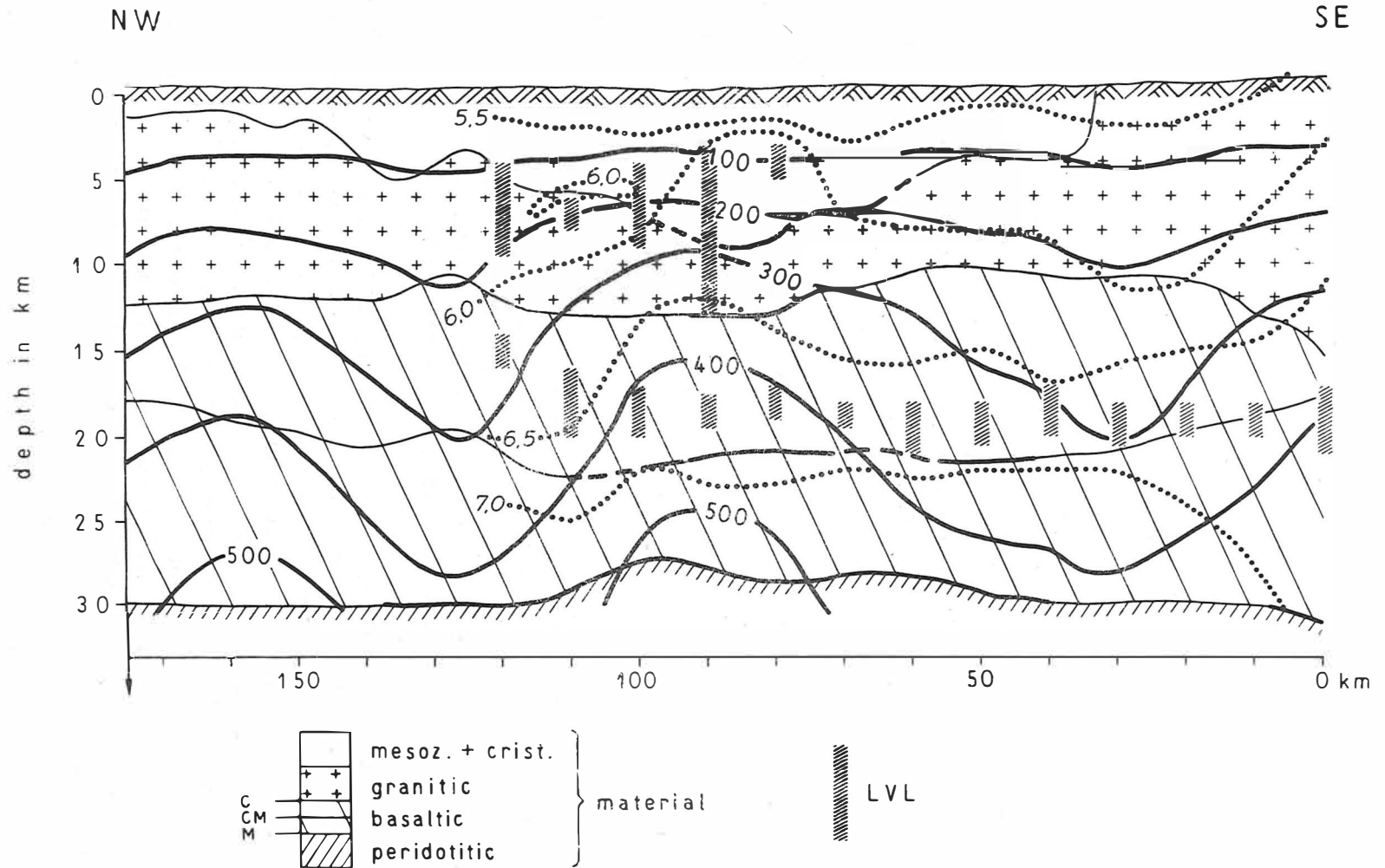


Abb. 1. Seismogeologischer und Temperaturschnitt mit Linien gleicher seismischer Geschwindigkeit (punktiert, in km s^{-1}) und Zonen erniedrigter Geschwindigkeit

Die geothermische Aufgabe lag in der Berechnung der Temperatur-Tiefenverteilung für dieses zweidimensionale Modell. In der Literatur sind verschiedene Beispiele für die numerische Lösung dieses Problems, der sog. "direkten Aufgabe der Geothermie", bekannt, wobei im allgemeinen die LAPLACE-Gleichung gelöst wird. Für unseren Fall wurde ein ALGOL-Programm zur Lösung der POISSON-Gleichung mit den geltenden Randbedingungen mit Hilfe der Methode der sukzessiven Überrelaxation (SOR) entwickelt und angewandt. Dazu wurde das seismogeologische Profil mit einem gleichmäßigen Rechteckgitter überzogen. Der horizontale Abstand der Gitterpunkte betrug 5 km, der vertikale 1 km. Als oberer Rand wurde die Tiefe 1 km gewählt. Für diese Tiefe liegen Temperatur- und Wärmestromdaten von MEINCKE, HURTIG u. WEINER [4] vor. Daraus wurden für jeden der 1080 Gitterpunkte eine Temperatur "nullter Näherung" sowie die Temperatur des unteren Randes, der in 30 km Tiefe angenommen wurde, berechnet.

Auf Grund der gewählten Gitterabstände entstanden $5 \times 1 \text{ km}^2$ große Rechteckflächen, denen jeweils ein bestimmter Wert der Wärmeleitfähigkeit und der radioaktiven Wärmeproduktion entsprechend dem vorherrschenden Gestein zugeordnet wurde. Die für die einzelnen Schichten angenommenen Wärmeleitfähigkeiten bzw. radioaktiven Wärmeproduktionen sind als Vertikalprofile in Abb. 2 dargestellt (Kurve 1 bzw. 2). Da bei der Berechnung Schicht 1 noch differenziert wurde, sind jeweils untere und obere Grenzen der Wertebereiche angegeben. Die Daten wurden anhand von Werten, die in der Literatur vorliegen, zusammengestellt, wobei die geologische Situation besonders berücksichtigt wurde. Die in Abb. 2 angegebenen Mächtigkeiten entsprechen den Verhältnissen am Profil-km 100.

Aus dem seismischen Material lassen sich mittels Näherungsverfahren die mittleren Geschwindigkeiten für genügend viele Punkte des Vertikalschnittes bestimmen. Mittelt man diese Werte für entsprechende Entfernungs- und Tiefenintervalle, so enthalten die so entstandenen vertikalen Geschwindigkeitsprofile auch Zonen erniedrigter Intervallgeschwindigkeit.

In Abb. 1 sind Linien gleicher seismischer Geschwindigkeit, die erhaltenen Zonen erniedrigter Geschwindigkeit und die Isothermen eingetragen.

Der Geschwindigkeitsverlauf wird durch eine relative Hochlage der Isolinien im Zentralbereich des Profils charakterisiert. Sehr markant ist das Auftauchen der Linien gleicher Geschwindigkeit im Bereich des Erzgebirges, nachdem am nordwestlichen Erzgebirgsrand eine relative Tieflage durchlaufen wurde. Im Abschnitt zwischen km Null und 120 können deutlich zwei Bereiche niedriger Geschwindigkeit ausgehalten werden. Einer liegt in etwa 17 - 20 km Tiefe, er ist in allen untersuchten vertikalen Geschwindigkeitsprofilen nachzuweisen. Ein zweiter, bedeutend flacherer, d.h. in Tiefen von 5 - 10 km auftretender, ließ sich nur zwischen km 100 und 120 nachweisen.

Der Temperaturverlauf wird durch drei Zonen relativ erhöhter Temperaturen gekennzeichnet. Ein Bereich liegt im Mittelteil des Profils im Gebiet der MOHO-Hochlage, ein weiterer nordwestlich davon in einem Gebiet mit relativ großer Mächtigkeit der Granitschicht. Der dritte Bereich deutet sich im Südosten an. Seine Höchstwerte liegen auf dem Gebiet der ČSSR.

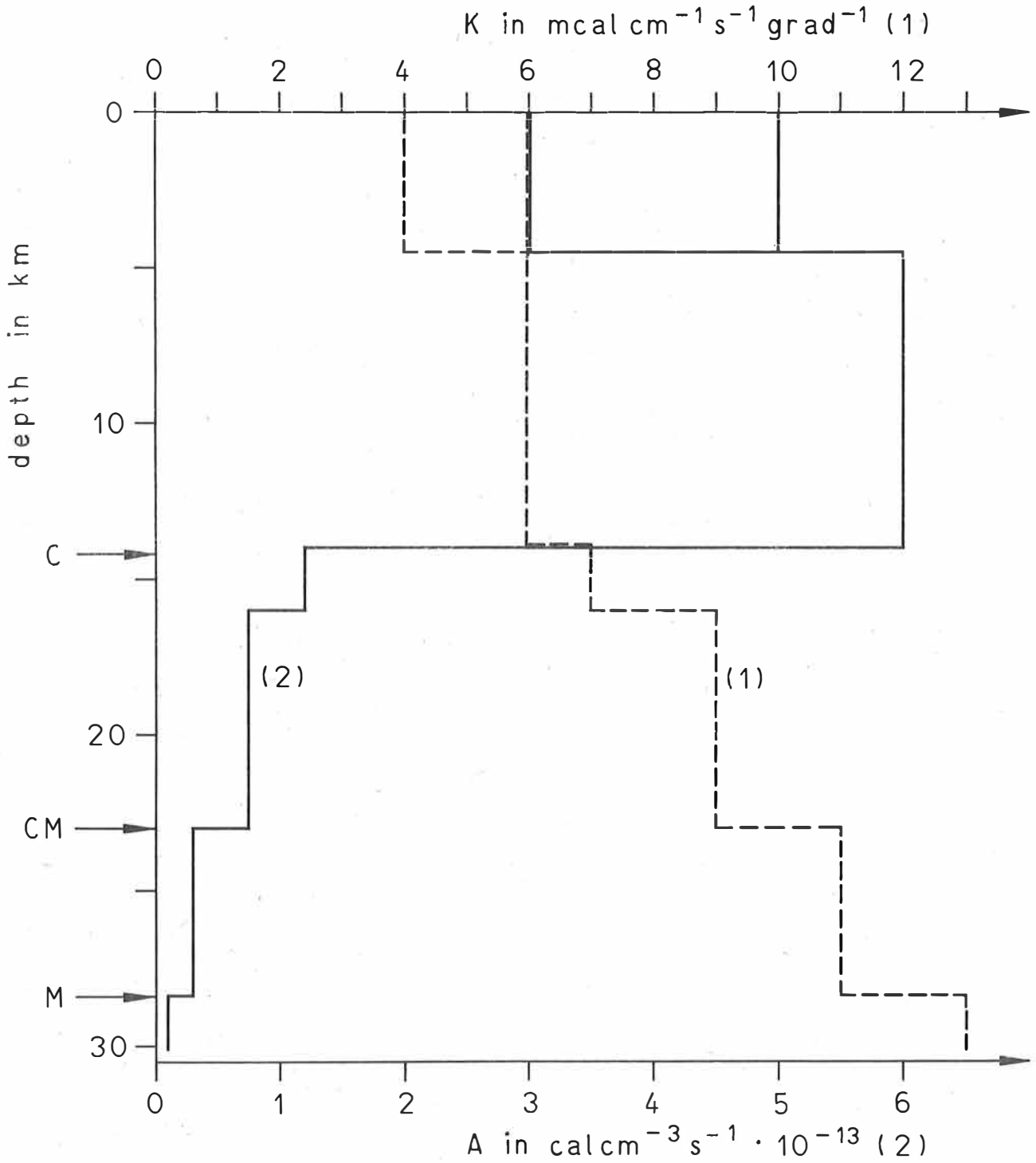


Abb. 2. Vertikale Verteilung der Wärmeleitfähigkeit und der Wärmeproduktion am km 100

Berichte über Laboruntersuchungen zur Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen von der Temperatur liegen in der sowjetischen und amerikanischen Literatur vor [1, 6]. MUELLER und LANDISMAN [5] weisen in ihrer Arbeit über Zonen niedriger Geschwindigkeit im oberen Teil der Lithosphäre auf die Laboruntersuchungen von HUGHES und MAURETTE [1] hin, die zeigten, daß die Geschwindigkeit in Graniten in relativ geringen Tiefen ein Maximum durchlaufen, entsprechend dem zunehmenden Einfluß der Temperatur gegenüber dem Druck. Die gute Korrelation zwischen dem Isothermenverlauf und dem der Linien gleicher Geschwindigkeit bis in Tiefen von 22 km ist auffällig. Ihre Ursache ist die Temperaturabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen, die nach den vorliegenden Resultaten bereits im Bereich relativ niedriger Temperaturen sehr ausgeprägt ist. Auf die Beziehungen zwischen dem vertikalen Geschwindigkeits- und dem Temperaturgradienten wurde u.a. insbesondere von LJUBIMOVA [3] hingewiesen.

Der vertikale Gradient einer temperatur- und druckabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen ergibt sich bekanntlich zu

$$(1) \quad \frac{dv}{dz} = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \cdot \frac{dp}{dz} + \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \cdot \frac{dT}{dz}.$$

Mit $\alpha = (\partial v / \partial p)_T$ und $\beta = (\partial v / \partial T)_p$, wobei $\alpha > 0$ und $\beta < 0$, erhält man

$$(2) \quad \frac{dT}{dz} = \frac{1}{\beta} \left(\frac{dv}{dz} - \alpha \frac{dp}{dz} \right).$$

Der Druckgradient ist bis zu Tiefen von 1000 km relativ konstant, weshalb sich auch der isotherme Druckgradient der Geschwindigkeit wenig ändert. Da andererseits der Temperaturgradient in der Kruste stark schwankt, wird sich auch der isobare Temperaturgradient der Geschwindigkeit stärker ändern und damit auch der Geschwindigkeitsgradient. In Abb. 3 wurden die ermittelten maximalen negativen Geschwindigkeitsgradienten und die entsprechenden, durch numerische Berechnung gewonnenen Temperaturgradienten eingetragen und die jeweiligen Materialien markiert. Nimmt man nun für den Geschwindigkeitsgradienten $0,01 \text{ s}^{-1}$ bei einem Temperaturgradienten Null an, so ergibt sich bei Material der Dichte 3 für den isothermen Druckgradienten der Geschwindigkeit der Wert $3 \cdot 10^{-3}$. Mit Gleichung (2) läßt sich jetzt β berechnen. Die in Abb. 3 eingetragenen Werte schwanken beachtlich. Unter Voraussetzung richtig bestimmter Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten kann man solche Schwankungen mit Materialunterschieden erklären.

Aus unseren Daten ließen sich verschiedene isobare Temperaturgradienten der Geschwindigkeit ableiten. Markiert sind ein oberer (Gerade 1) und ein unterer Extremwert (Gerade 3) sowie eine mittlere Gerade 2. Die β -Werte von 1 und 3 schwanken um eine Größenordnung ($-2,1 \cdot 10^3$ bzw. $-2 \cdot 10^2$). Die im Bereich peridotitischen Materials erhaltenen Werte liegen auf Gerade 1. Gerade 3 könnte granitischem Material entsprechen. Prinzipiell sollten sich die für ein bestimmtes Material erhaltenen Temperatur- und Geschwindigkeitsgradienten um eine Gerade scharen, die den β -Wert dieses Materials repräsentiert. Bei stärkeren Streuungen könnte auf falsche Materialannahmen geschlossen werden. Damit besteht die Möglichkeit, das Ausgangsmodell zu verbessern.

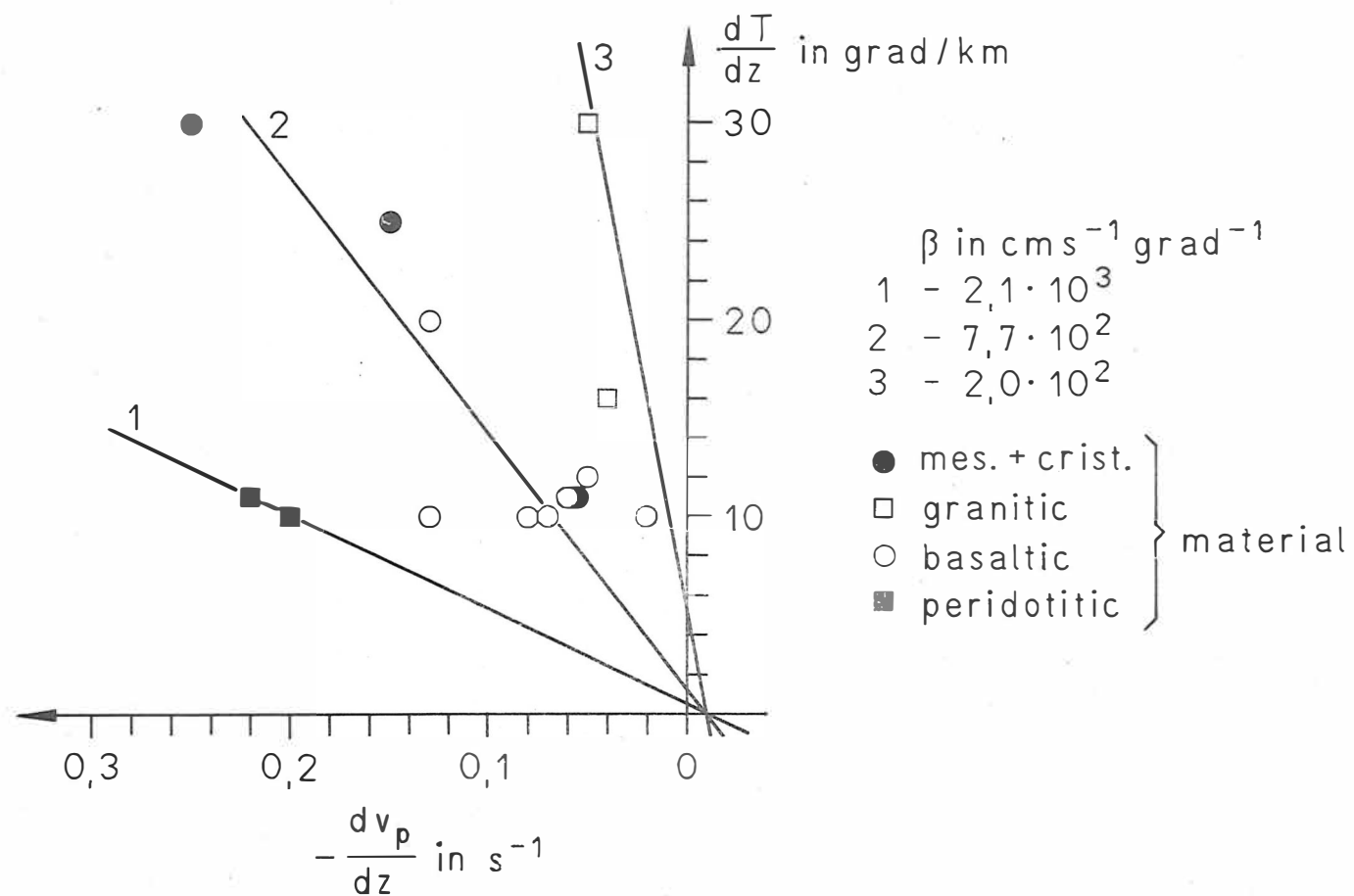


Abb. 3. Diagramm des Zusammenhanges zwischen vertikalen Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten; β - isobarer Temperaturgradient der Geschwindigkeit

Literatur

- [1] HUGHES, D.S.;
MAURETTE, C. Variation of elastic wave velocities in granites with pressure and temperature. Geophysics 21 (1956), S. 277
- [2] KNOTHE, CH. Die Struktur der Erdkruste Mittel- und Südosteuropas nach Angaben der Tiefenseismik. Geod. u. geophys. Veröff. R. III, H. 27 (1972), S. 59-68
- [3] LJUBIMOVA, G.A. Termika Luni i Zemli (russ.). Moskva: "Nauka" 1968
- [4] MEINCKE, W.;
HURTIG, E.;
WEINER, J. Temperaturverteilung, Wärmeleitfähigkeit und Wärme-
fluß im Thüringer Becken. Geophys. u. Geol. 11 (1967), S. 40-71
- [5] MUELLER, S.;
LANDISMAN, M. Seismic studies of the Earth's crust in continents, Part I. Geophys. J. roy. astron. Soc. 10 (1966), S. 325-538
- [6] VOLAROVIČ, M.P.;
BAJUK, E.I. Vlijanie vsestoronnego davlenija do 4000 kg/cm² na uprugie svojstva obrazcov gornych porod. Dokl. Akad. Nauk SSSR 135 (1960) 1, S. 65-68

Ergebnisse explosionsseismologischer Untersuchungen in der DDR

von

R.-P. OESBERG ¹⁾, Chr. KNOTHE ²⁾ und E. HURTIG ¹⁾

Es werden erste Versuche der Auswertung explosionsseismologischer und seismologischer Drei-Komponenten-Registrierungen an Einzelpunkten in der DDR hinsichtlich der Trennung und Identifizierung von P- und SV-Phasen dargestellt. Als seismische Anregungsquelle für unsere Untersuchungen dienten neben Erdbeben zahlreiche Steinbruchsprengungen, die auf den Territorien der DDR, der ČSSR und der BRD stattfanden. Die Registrierung von Steinbruchsprengungen gewinnen - entsprechend den Empfehlungen der KAPG - zunehmende Bedeutung für die Erkundung der Kruste und des oberen Mantels, insbesondere für die Verdichtung des Beobachtungsnetzes zwischen den Internationalen Tiefenseismischen Profilen.

Die Registrierung der Sprengungen erfolgte innerhalb des Zentralinstituts für Physik der Erde an der Seismologischen Station Moxa und am Geophysikalischen Observatorium Berggießhübel, ferner am Geophysikalischen Observatorium Collm der Karl-Marx-Universität Leipzig. Moxa und Collm sind seit 1972 bzw. 1973 mit jeweils nahezu homogenen Drei-Komponenten-Sätzen für den Empfang kurzperiodischer Ereignisse ausgestattet. In Berggießhübel arbeitet gegenwärtig eine Drei-Komponenten-Aufnahmeapparatur der Bergakademie Freiberg mit Magnetbandregistrierung.

Die an den seismischen Stationen erhaltenen Analogregistrierungen wurden digitalisiert und rechenstechnisch bearbeitet. Zur Trennung und Identifizierung von P- und SV-Phasen verwendeten wir in der Literatur beschriebene Verfahren (SHIMSHONI u. SMITH [3]; SUTTON u. POMEROY [4]), die auf der Ausnutzung des Unterschiedes in der Wellenpolarisation zwischen Bodenunruhe und Nutzsignal beruhen. Beide Polarisationsfilter-Verfahren wurden an mehreren Registrierungen von Steinbruchsprengungen und Erdbeben getestet.

Die Analyse der Steinbruchsprengung Pulsitz (DDR), registriert am Observatorium Collm ($\Delta = 17,2$ km), zeigt im Zeitbereich bis ca. 5 s nach dem ersten Einsatz mehrere deutliche P-Wellen-Einsätze. Der erste Einsatz kann als P_g gedeutet werden. Nach 5 s beginnen die ersten SV-Wellen-Einsätze. Eine Zuordnung zu bestimmten Grenzflächen kann nicht vorgenommen werden.

Bei der Auswertung der Sprengung Dorheim (BRD), registriert an der Station Moxa ($\Delta = 173,7$ km), ist versucht worden, mehrere P- und SV-Einsätze bestimmten Krusten-

1) Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR, 15 Potsdam (DDR), Telegrafenberg

2) Sektion Geowissenschaften der Bergakademie Freiberg, DDR-92 Freiberg/Sa.

und Mantelphasen zuzuordnen. Die Grundlage dazu bilden die Laufzeitkurven von JUNGE [2]. Der erste Einsatz kann als P_n gedeutet werden. Etwa 2 s später ist ein stärkerer P-Wellen-Einsatz sichtbar, der der Welle $P_M P$ entspricht. An späteren Einsätzen lassen sich die Phasen S_n und $S_M S$ erkennen.

Die Analyse eines Japan-Erdbebens, registriert im Gebäude der Sektion Geowissenschaften der Bergakademie Freiberg ($\Delta = 78^\circ$), gibt Hinweise auf Manteldiskontinuitäten. Der erste Einsatz auf dem Seismogramm entspricht der direkt gelaufenen P-Welle. Deutliche P-Impulse treten bei 10,0 und 13,8 s nach dem ersten Einsatz auf. Nach den Laufzeitkurven von JEFFREYS u. BULLEN [1] können diese Einsätze gut mit den tiefen Phasen pP und sP korreliert werden. Die bei 20 und 26 s nach dem ersten Einsatz auftretenden SV-Einsätze könnten als Wechselwellen PS gedeutet werden und von Grenzflächen im oberen Mantel herrühren.

Literatur

- [1] JEFFREYS, H.;
BULLEN, K.E. Seismological tables.
London: Brit. Assoc. Adv. Sci. 1940 u. 1948
- [2] JUNGE, CHR. Ergebnisse der am Geophysikalischen Observatorium
Collm in den Jahren 1961 bis 1964 durchgeführten
sprengseismischen Untersuchungen.
Veröff. geophys. Inst. Karl-Marx-Univ. Leipzig
(2. Serie) XIX (1969), 3, 338 S.
- [3] SHIMSHONI, M.;
SMITH, S.W. Seismic signal enhancement with three component
detectors.
Geophysics 29 (1964) S. 664-671
- [4] SUTTON, H.G.;
POMEROY, P.W. Analog analysis of seismograms recorded on magnetic
tape.
J. geophys. Res. 68 (1963) 9, S. 2791-2815

Die vollständige Arbeit erscheint in der Zeitschrift Gerlands Beiträge zur Geophysik.

Zum Krustenbau im nördlichen Mitteleuropa

von

E. HURTIG, R.-P. OESBERG, E. RITTER ¹⁾, G. GRÜNTAL und F. JACOBS ²⁾

Die Großgliederung der Erde in einzelne Lithosphärenplatten wird durch die geographische Verteilung der Gebiete mit hoher seismischer Aktivität bestimmt.

Das Kriterium der Seismizität gestattet es, zwischen "dynamisch aktiven" Zonen und weitgehend "dynamisch passiven" Krustenfeldern zu unterscheiden. Es reicht aber nicht aus, eine weitere Untergliederung kontinentaler aseismischer Platten vorzunehmen.

Auf der Grundlage einer komplexen Analyse tiefenseismischer, geothermischer und geoelektromagnetischer Untersuchungsergebnisse im nördlichen Mitteleuropa gelingt es, weitere Kriterien für eine Gliederung der Erdkruste nach dynamischen Gesichtspunkten auszusondern.

Dynamisch aktive Zonen können charakterisiert sein durch

1. erhöhte seismische Aktivität bei gleichzeitig erhöhtem Wärmefluß und vergrößerter elektrischer Leitfähigkeit (dynamische Zonen 1. Ordnung);
2. positive Wärmeflußanomalien und gleichzeitig auftretende Maxima der normierten Z-Komponente geoelektromagnetischer Tiefensondierungen (dynamische Zonen 2. Ordnung).

Aus den vorliegenden tiefenseismischen Messungen ergeben sich bisher keine Hinweise auf Geschwindigkeitsinversionszonen in der Erdkruste; die zwischen den Zonen höherer Aktivität liegenden Krustenfelder sind sehr homogen aufgebaut, Hinweise auf eine dynamische Aktivität lassen sich nicht erkennen.

1) Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR, 15 Potsdam (DDR), Telegrafenberg

2) Sektion Physik der Karl-Marx-Universität Leipzig, Fachbereich Geophysik, 701 Leipzig (DDR), Talstr. 35

The Study of the Earth's Crust Structure in the West Caucasus
by Phase Velocities of Surface Waves

(Short Communication)

by

D.I. SIKHARULIDZE and A.Kh. BAGRAMYAN ¹⁾

The method of phase velocities of seismic surface waves has been used for studying the crustal structure of the eastern part of the Caucasus within one quadrangle and some triangles formed by seismic stations. The experimental data of the phase velocity dispersions have been compared with theoretical dispersion curves plotted for a two-layered model of the crust, where the granitic and basaltic layers were taken to be the main layers. Since our task is to determine the crustal thickness inside the triangles on their tops, where the seismic stations are located, it is reasonable to use the surface waves. Such waves may occur when the magnitude M of earthquakes is equal to, or greater than, 4 and at a larger distance from the region under study, i.e., when $\Delta > 3000$ km. The crustal structure of the uppermost layer for the different regions of the Caucasus is being studied by short-period surface waves. The comparison of experimental and theoretical phase velocity dispersions is given in Figs. 1 - 8.

In Figs. 1 and 2 the experimental and theoretical data of LOVE and RAYLEIGH wave phase velocities have been compared, determined for the Dzhavakheti upland, i.e., within a quadrangle delimited by the seismic stations Leninakan, Stepanavan, Tbilisi, and Bakuriani. The values of the phase velocities are similar for all earthquakes discussed, thus the comparison for LOVE and RAYLEIGH waves is not given in the same figure. On the basis of the interpretation of the observed dispersions the thickness of the Earth's crust in the Dzhavakheti upland region is $H = 48$ km. It should be noted that the same thickness was found for the eastern part of the Minor Caucasus. So it may be concluded that the structures of these regions exhibit a certain similarity.

The second domain studied is contoured by the seismic stations Tbilisi, Gori, and Dusheti. According to the results of geological and geophysical investigations performed in this area the crustal structure is not considerably changed. Figs. 3 and 4 give a comparison of the experimental and theoretical dispersions. On the basis of the experimental interpretation the crustal thickness of this region is equal to 45 km.

¹⁾ Institute of Geophysics of the Acad. of Sciences of the Georgian SSR, Tbilisi (USSR), Zoya Rykhadze ¹

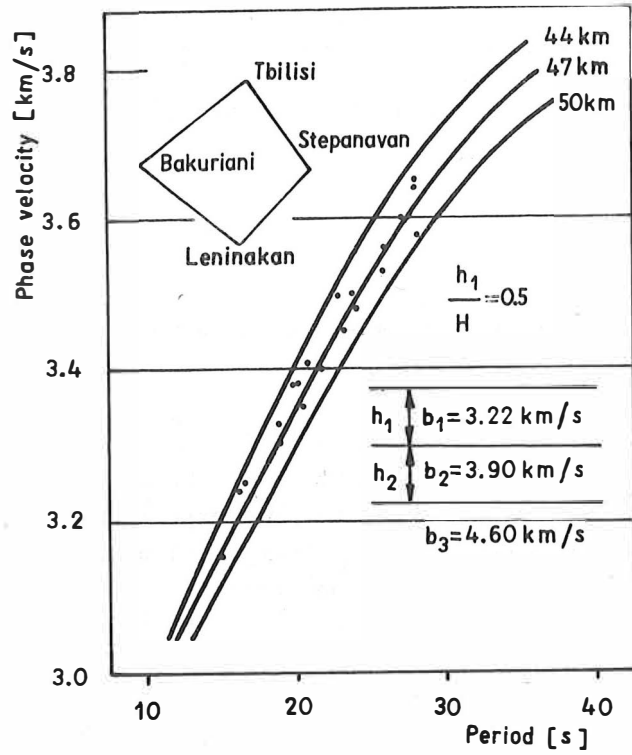


Fig. 1. Dispersion of phase velocities of RAYLEIGH waves

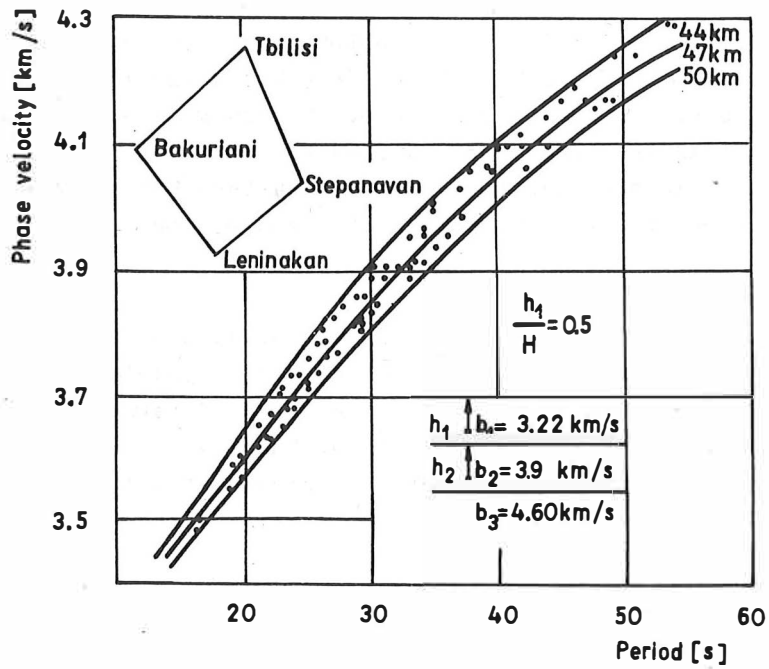


Fig. 2. Dispersion of phase velocities of LOVE waves

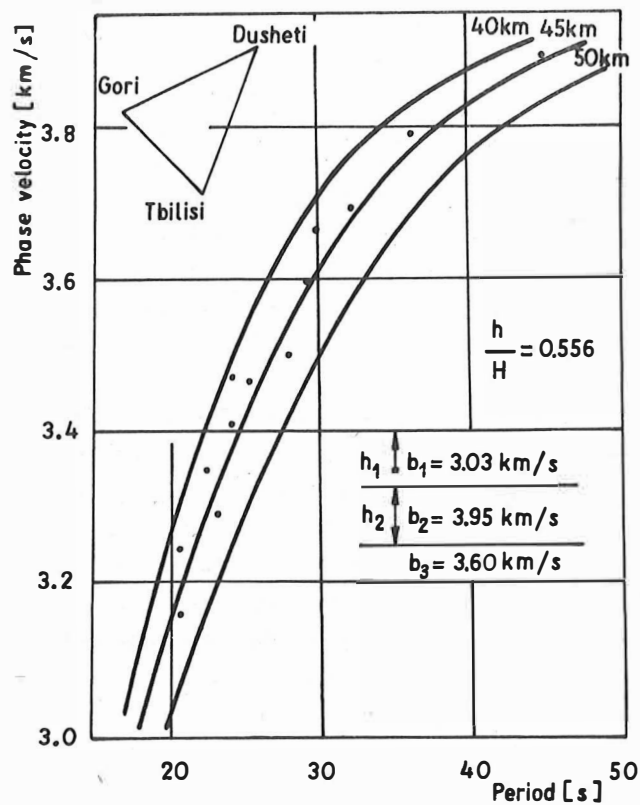


Fig. 3. Dispersion of phase velocities of RAYLEIGH waves

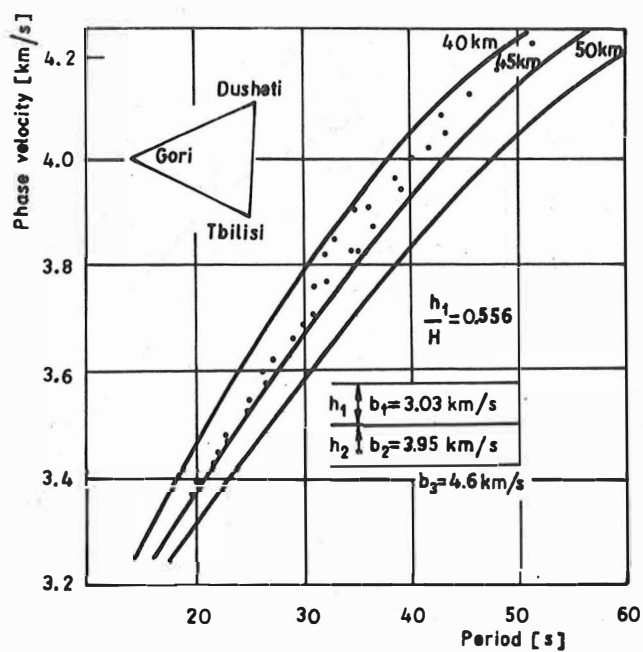


Fig. 4. Dispersion of phase velocities of LOVE waves

Furthermore, the crustal structure inside the triangle formed by the seismic stations Oni, Abastumani, and Bakuriani has been studied (Figs. 5 and 6). This area includes mainly the northern part of the Adzharo-Trialetic fold system, the Dzirulian crystalline massif and a part of the southern slope of the Big Caucasus. The records gave the opportunity to calculate the phase velocities. Though, it must be noted that probably some different structures have been crossed by the seismic waves propagating inside this domain. The thickness of the crust for this region according to LOVE and RAYLEIGH wave dispersion is about 49 km.

The following region for which the crustal structure has been studied is the quadrangle between the seismic stations Oni, Saberio, Abastumani and Bakuriani. This area includes the northern part of the Kolheti lowland, the southern part of the Big Caucasus and the northern part of the Adzharian-Trialetian fold system. The definite phase velocities following from different earthquakes are scattering, but the experimental dispersions are arranged between the theoretical dispersion curves for $H = 45$ and 50 km. The dispersion curve with the minimum deviation to experimental data is the curve for $H = 47$ km (Figs. 7 and 8).

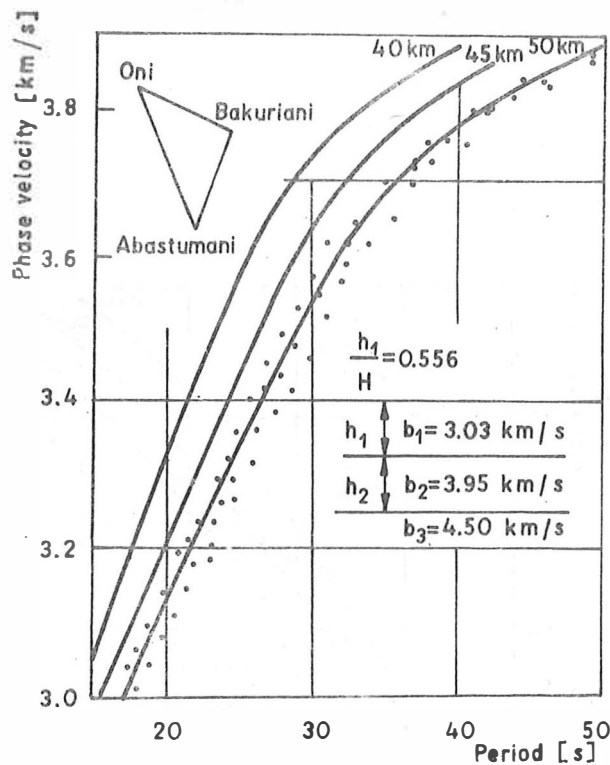


Fig. 5. Dispersion of phase velocities of RAYLEIGH waves

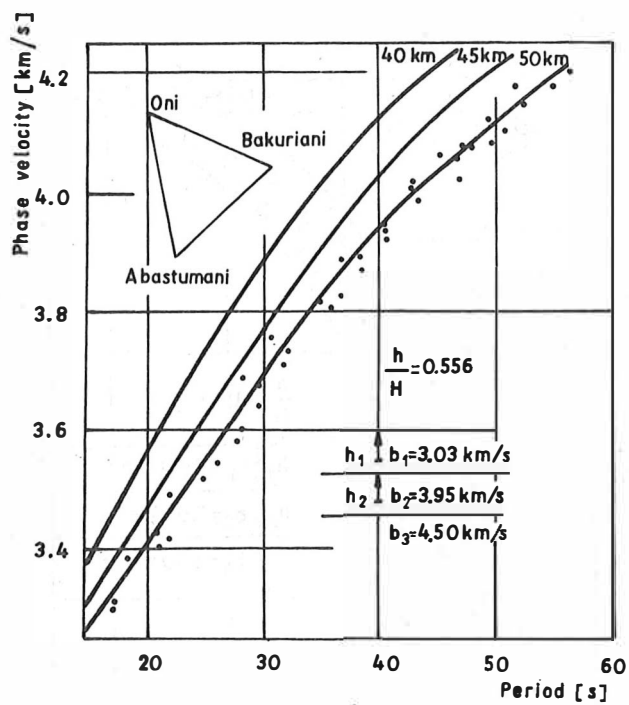


Fig. 6. Dispersion of phase velocities of LOVE waves

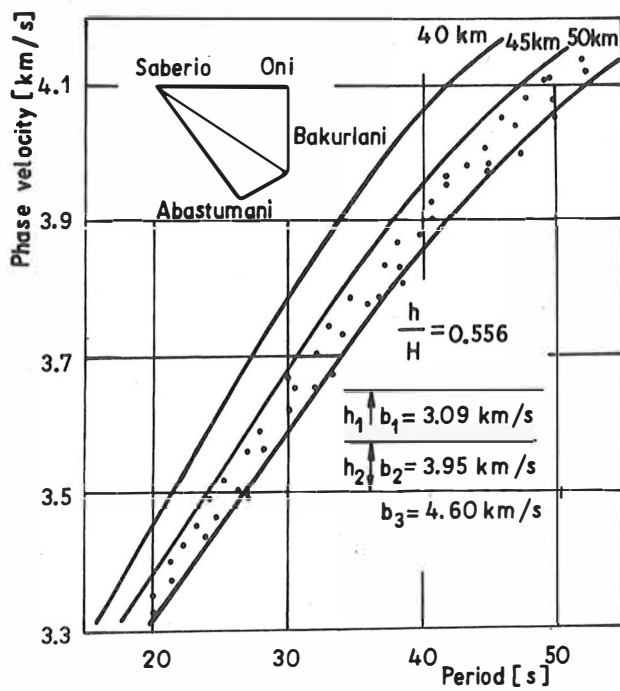


Fig. 7. Dispersion of phase velocities of LOVE waves

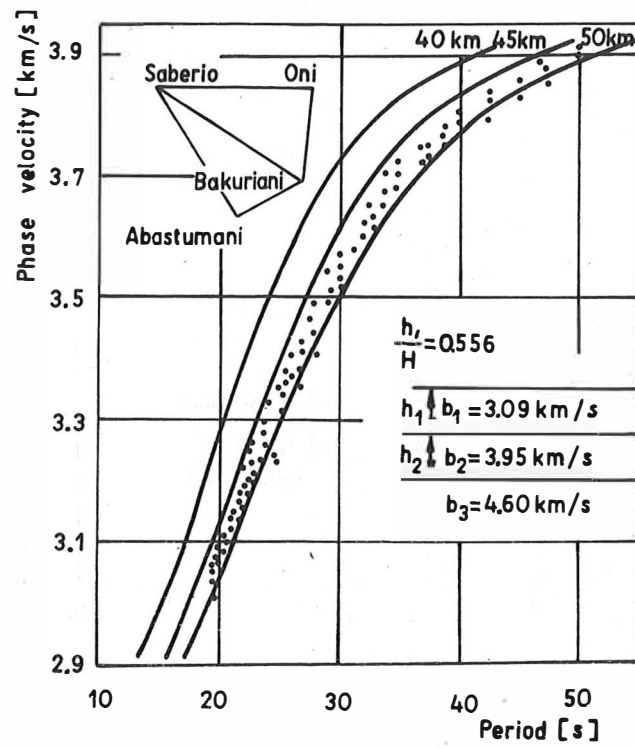


Fig. 8. Dispersion of phase velocities of RAYLEIGH waves

Group Velocity Dispersion and the Black Sea Crust Structure

by

S. RIZHIKOVA ¹⁾ and I. PETKOV ²⁾

Summary

Twenty six Caucasian and Asian minor earthquakes recorded in Sofia with mean period seismographs are taken into account. Using the data of the Black Sea deep seismic sounding, a three-layer model including sediments, granite, basalt and the halfspace is chosen. The theoretical group velocity tables of SAVARENSKIY et al. (1965) [3] are used for comparison. The empirical dispersion curves for LOVE and RAYLEIGH waves are plotted together with the modified theoretical ones. The satisfactory agreement corroborates the crust structures suggested.

Zusammenfassung

Es werden 26 kaukasische und kleinasiatische Erdbeben, aufgezeichnet von mittel-periodischen Seismographen in Sofia, berücksichtigt. Indem die Daten der seismischen Tiefensondierung des Schwarzen Meeres benutzt werden, wird ein Dreischichtmodell, das eine Sediment-, Granit- und Basaltschicht und den Halbraum enthält, gewählt. Die theoretischen Gruppengeschwindigkeitstabellen von SAVARENSKIY et al. (1965) [3] werden zum Vergleich benutzt. Die empirischen Dispersionskurven für LOVE- und RAYLEIGH-Wellen werden an die modifizierten theoretischen Kurven angepaßt. Eine befriedigende Übereinstimmung begründet dabei die angenommenen Krustenstrukturen.

The purpose of this article is to investigate the Earth's crust in the environs of the Black Sea by means of the group velocity dispersion of LOVE and RAYLEIGH waves as recorded in Sofia. The earthquakes used here occurred east and south-east of Sofia - in the Caucasus and in Asia Minor (Fig. 1). Thus, the dispersion curves obtained pertain to the trajectories through the central part of the Black Sea, the northern and eastern shelf zones and across Asia Minor. This situation of the foci permits to get the group velocity of quite different trajectories with respect to the sediments, granites, and whole-crust thickness. The group velocities obtained are between 2.70 and 3.90 km/s and 2.20 and 3.40 km/s for LOVE and RAYLEIGH waves, respectively. All velocities concern the period range from 5 to 35 s, i.e. the surface waves are travelling in the Earth's crust. The experimental dispersion curves are compared with the theoretical ones of SAVARENSKIY et al. [3], computed by the model given in Table 1.

1) Geophysical Institute, Bulg. Acad. Sciences, Sofia

2) Department of Physics, University of Sofia

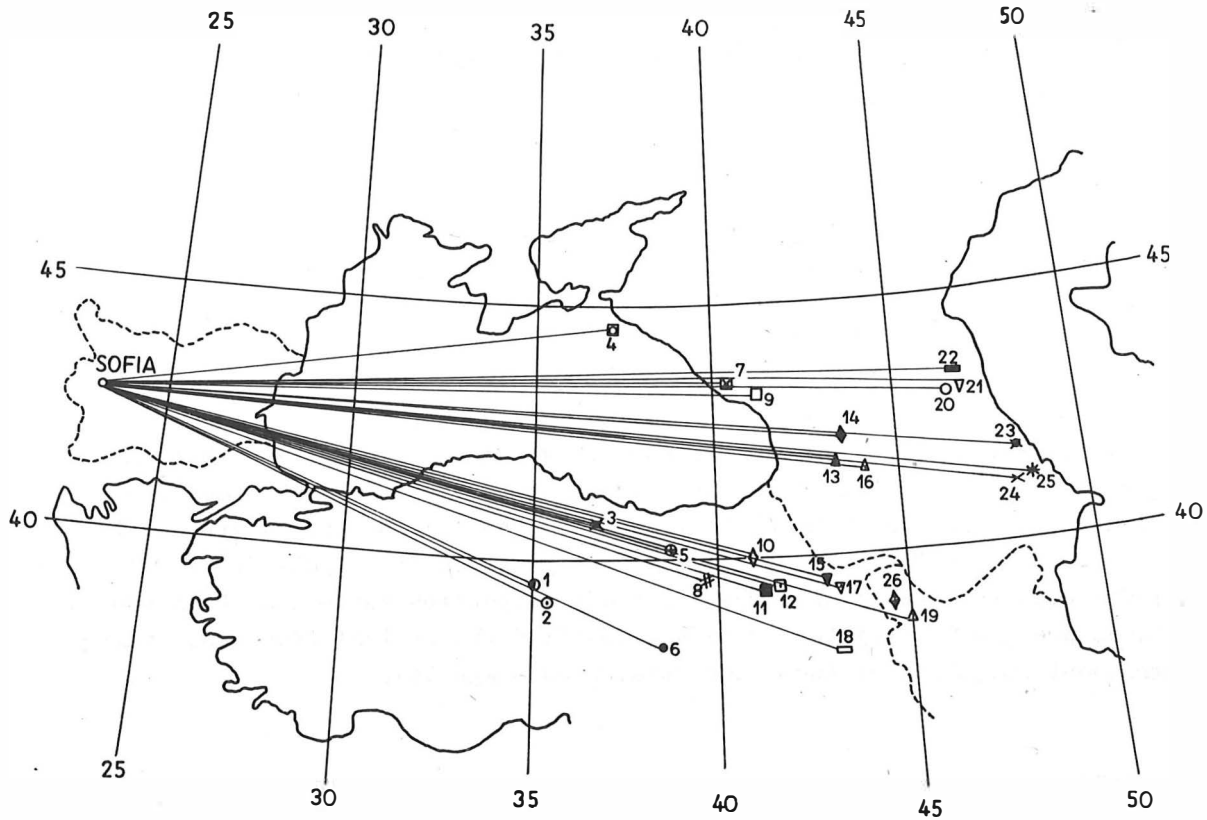


Fig. 1

Table 1

Layer	Longitudinal vel. [km/s]	Transverse vel. [km/s]	Density [g/cm ³]	POISSON ratio
Sediments	$a_0 = 4.0$	$b_0 = 2.0$	$e_0 = 2.2$	$\sigma = 0.25$
Granite	$a_1 = 6.0$	$b_1 = 3.43$	$e_1 = 2.7$	
Basalt	$a_2 = 6.8$	$b_2 = 3.93$	$e_2 = 2.9$	
Halfspace	$a_3 = 8.1$	$b_3 = 4.74$	$e_3 = 3.3$	

We consider this three-layer crust model as closest to the real situation because of the earlier data from the deep seismic sounding in the Black Sea area [1, 2]. The epicentres are grouped according to the different trajectories, and suitable theoretical curves are selected for each group.

Fig. 2 shows the LOVE wave dispersion curve obtained from earthquake No. 4, the trajectory being through the northern part of the basin. These data are in good agreement with the theoretical curve for a crust thickness of 30 km and a ratio between sediment and crust thickness $h_0/H = 0.25$, i.e. an approximately 7.5 km thick sedimental layer.

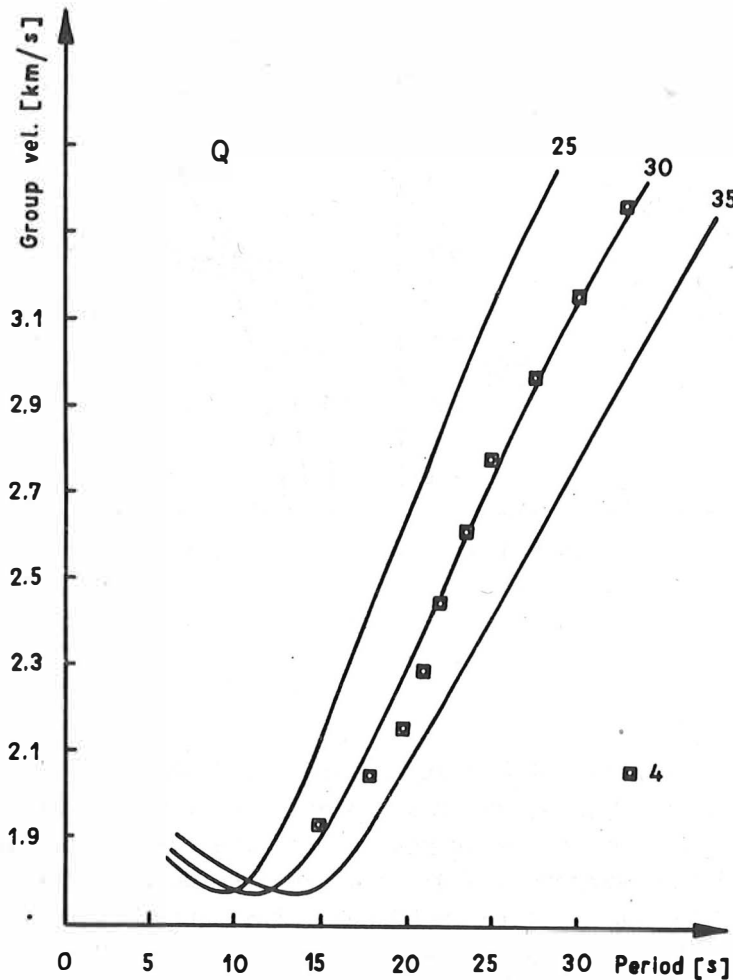


Fig. 2

Fig. 3 shows LOVE and RAYLEIGH wave dispersion curves for earthquakes No. 7, 9, 20, 21, 22 - for trajectories across the central part of the Black Sea (Fig. 1). These experimental curves agree with the theoretical ones with sediment-to-crust thickness ratio $h_0/H = 0.1$. The coincidence for the trajectory Bulgaria-Sea depression corresponds to a 25 km thick crust. But if the same trajectory is longer, with a part travelling across the Caucasus, the experimental points cover a theoretical curve for a 35 km thick crust. It is evident that the rapid increase of the crust thickness to the east of the Black Sea influences the dispersion.

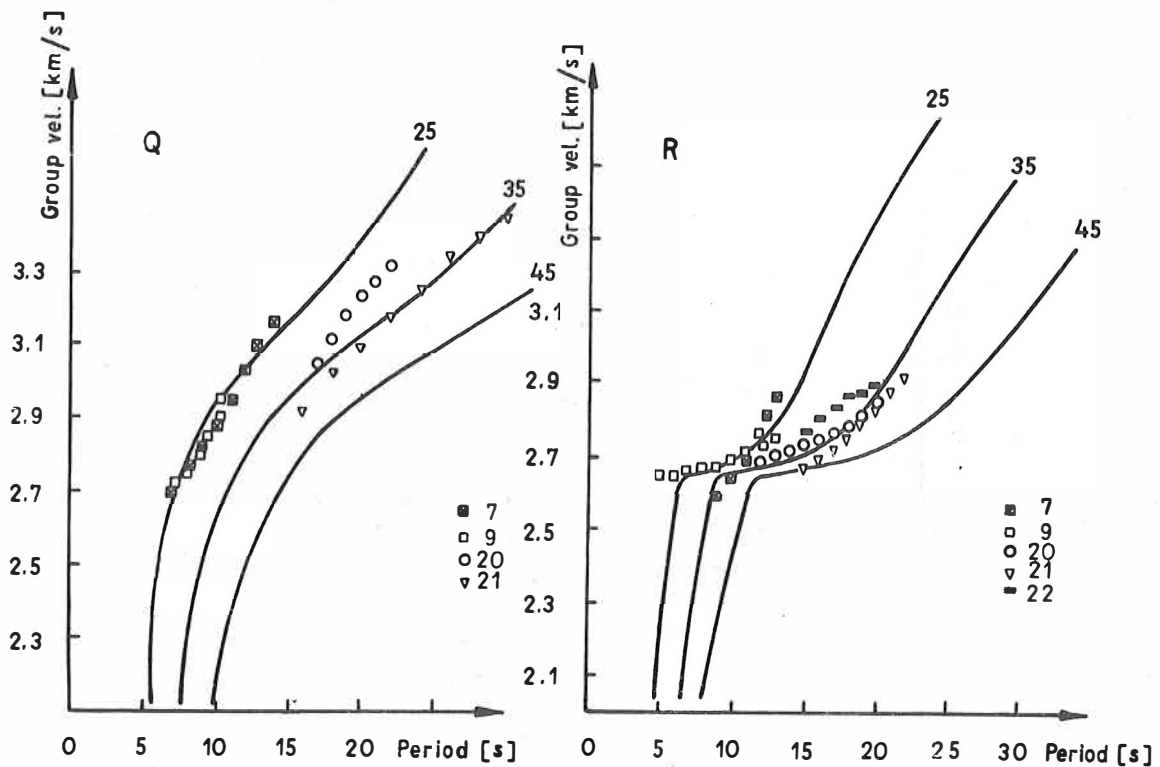


Fig. 3

Fig. 4 shows the agreement between experimental and theoretical curves for earthquakes No. 13, 14, 16 and 23, 24, 25. The trajectories for both group epicentres are equal, but the second one has a longer path across the continent (Fig. 1). The agreement for the first group relates to a 35 to 45 km deep MOHO, but for the second one - to 50 km. Here the great depth of the MOHO under the Caucasus changes the group velocity. The theoretical curves used here are computed by the ratio 0.1 for sediment-to-crust thickness.

In Fig. 5 the trajectories across the southern shelf zone and Asia Minor, i.e. through a purely continental area, are given. They are related to earthquakes No. 3, 5, 8, 10, 11, 12 (Fig. 1). These data are in best agreement with the theoretical curves for 30 - 35 km deep crust and $h/H = 0.1$.

Fig. 6 offers the earthquakes No. 15, 17, 18, 19 and 26 (Fig. 1) by the same trajectories as the above shocks, but for a larger epicentre distance - closer to the Caucasus - the best agreement with the theoretical curve is found for a 35 km crust but computed for another model as follows: The thickness of the sediment is equal to zero, and the ratio between the granite and the whole crust is 0.5; this means that the sediments tend to vanish in the direction of the Caucasus and south-east of the Black Sea.

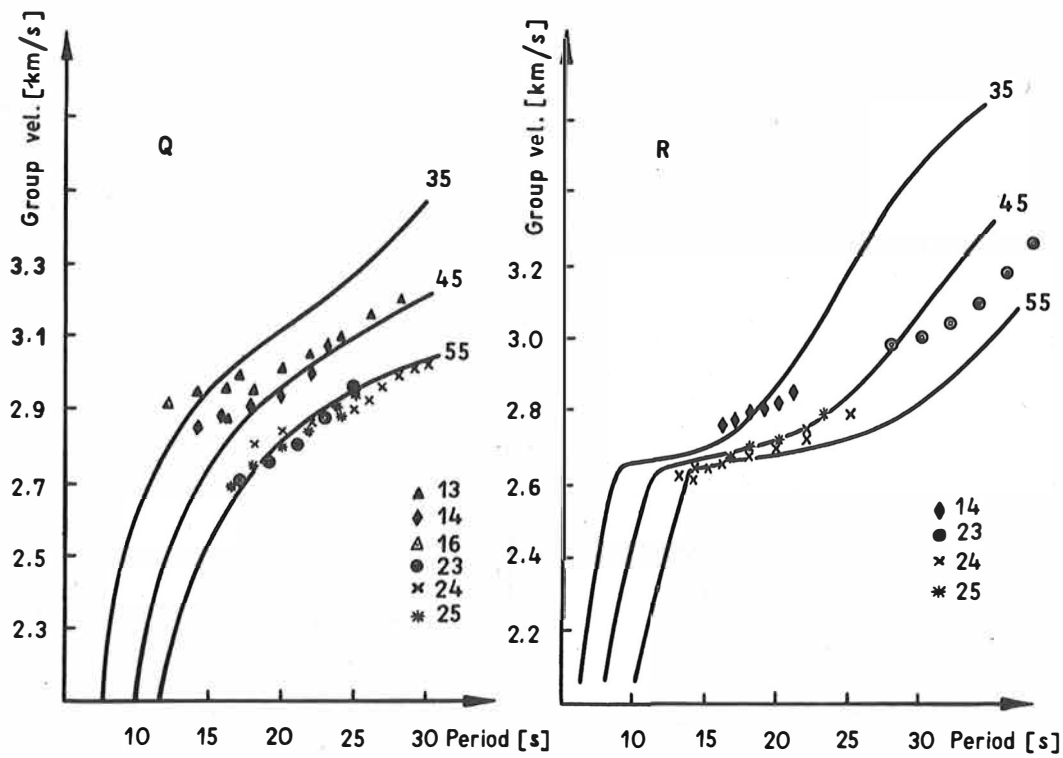


Fig. 4

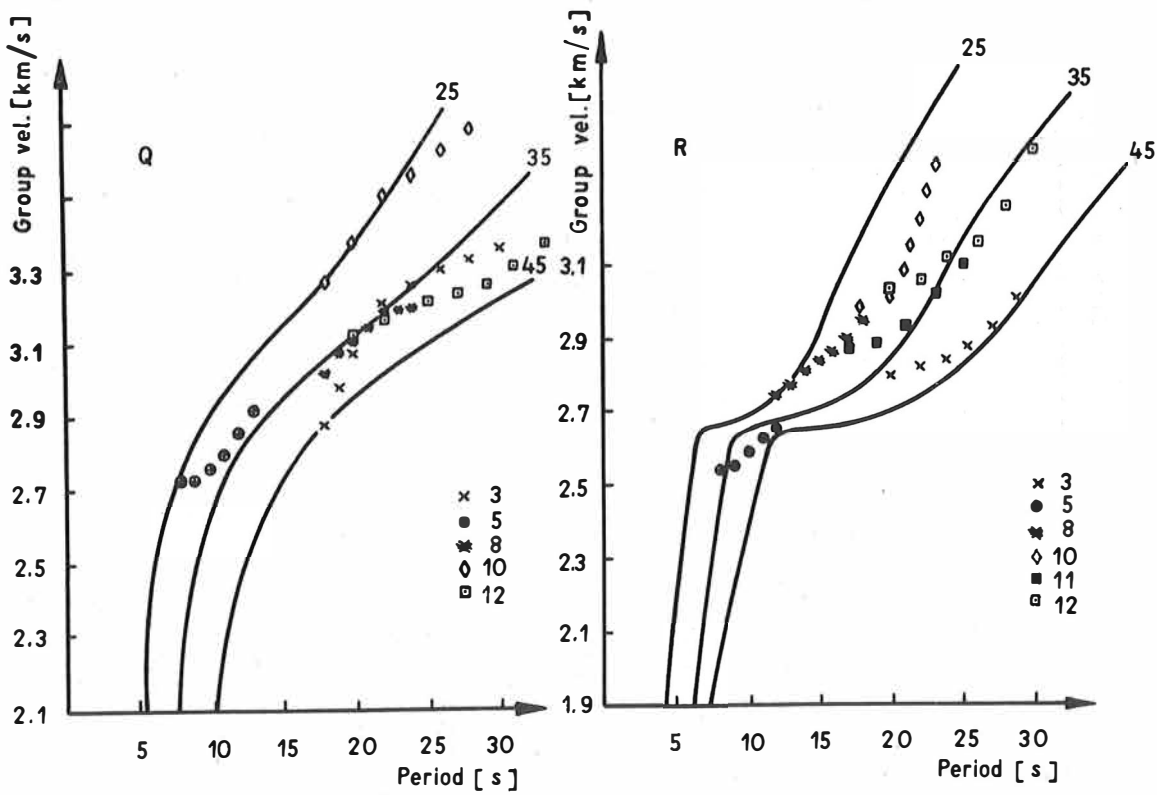


Fig. 5

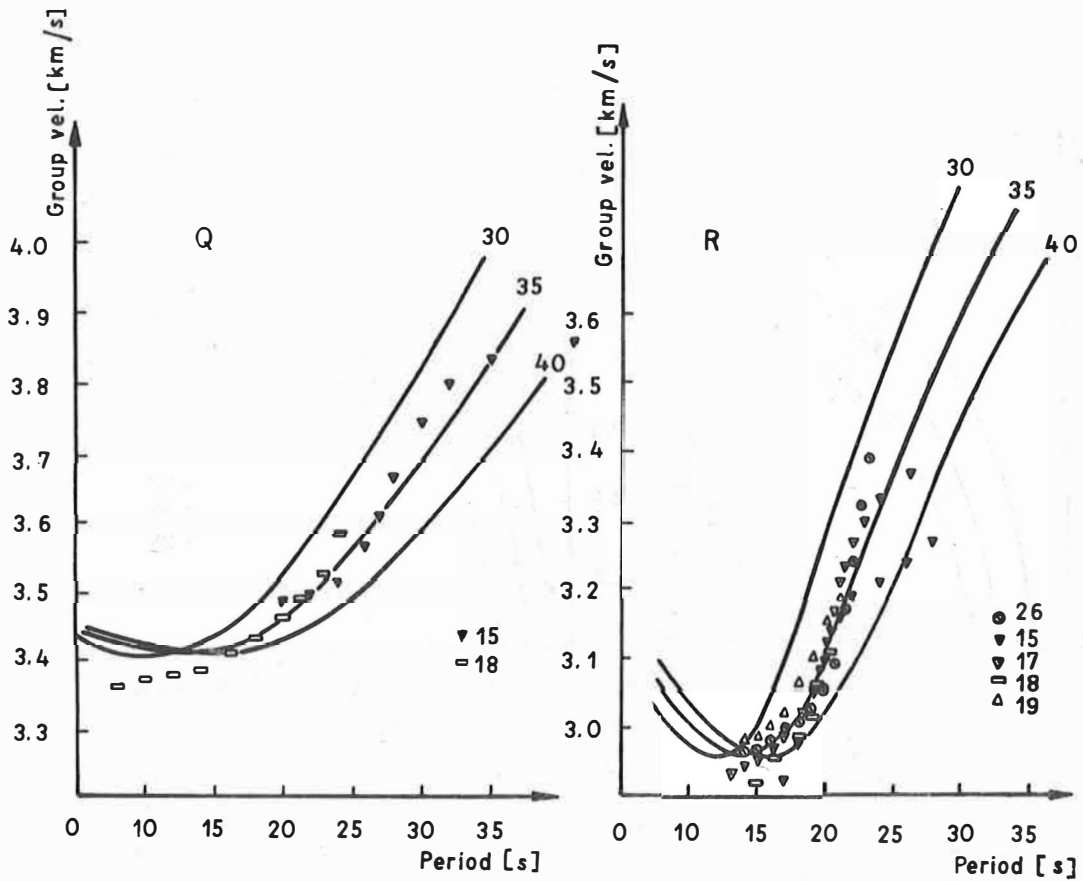


Fig. 6

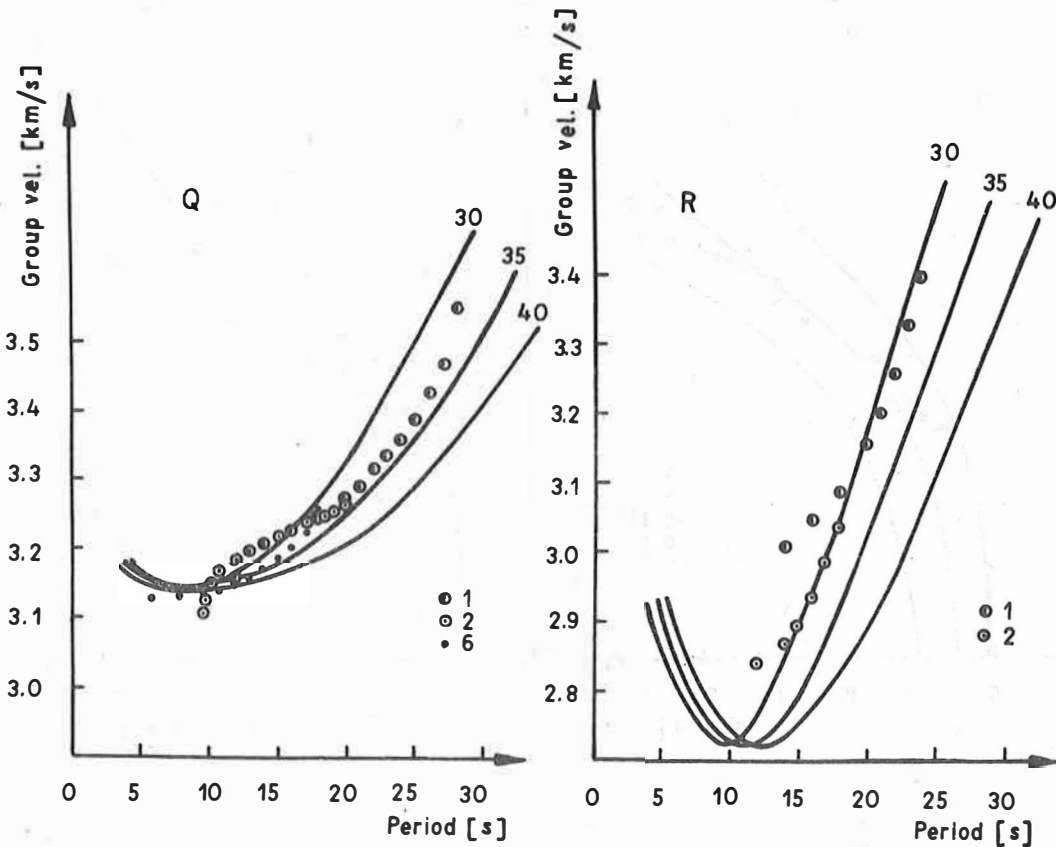


Fig. 7

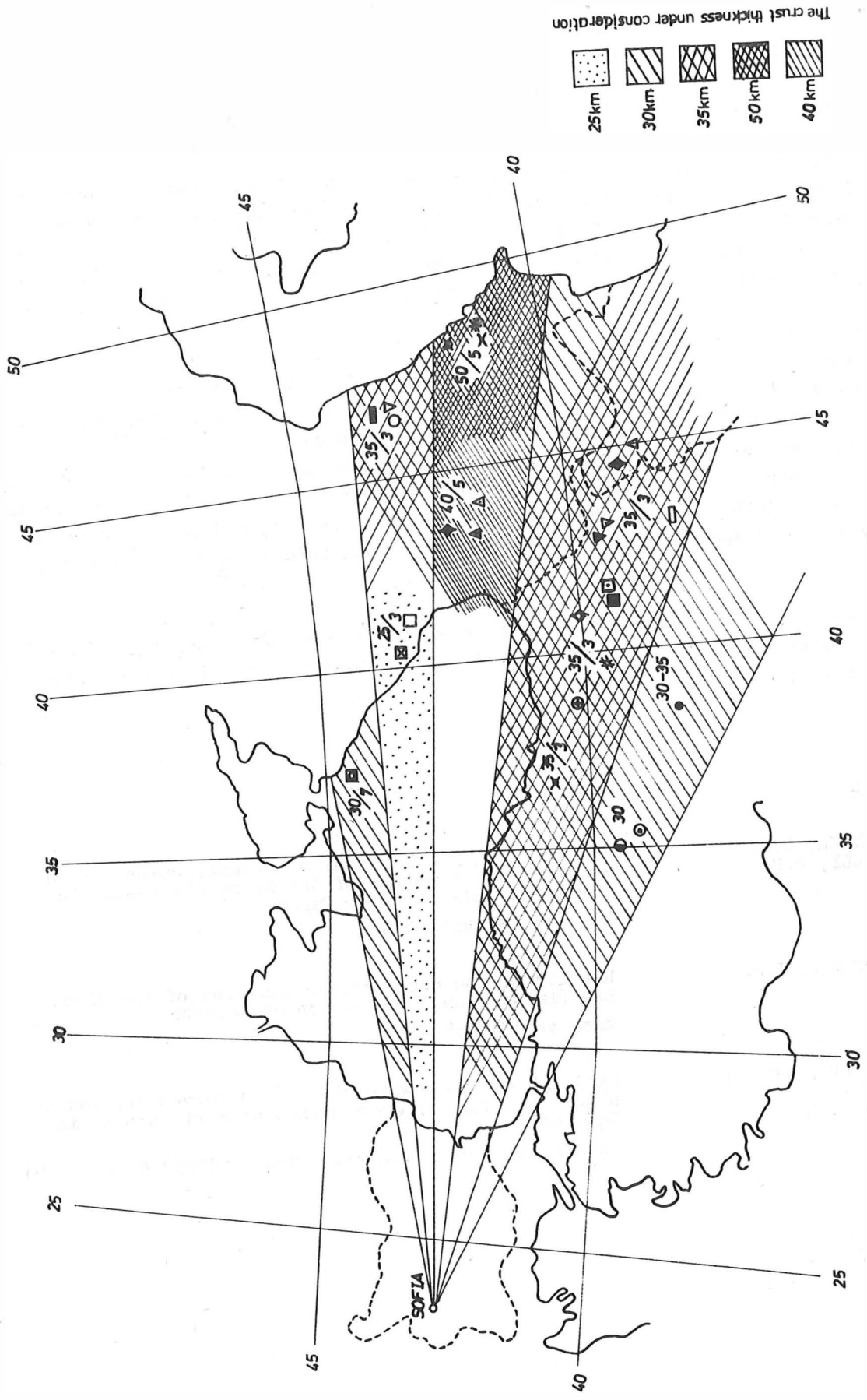


Fig. 8

The trajectories to epicentres 1, 2, 6 (Fig. 1) are crossing Central Asia Minor. The LOVE and RAYLEIGH wave dispersion curves obtained from these earthquakes are in coincidence with the theoretical curves computed by a model with missing sediments and a crust thickness of 30 - 35 km (Fig. 7). This means vanishing of the sediments south of the basin.

All these results of the differential establishment of the total thickness of the crust in the Black Sea area are given in Fig. 8. The earthquake foci are marked on the map with their signs as in the previous figures and with the crust and probable sediment thicknesses found for each trajectory. The areas of trajectories with equal thicknesses, as it has been found above, are hatched differently for better clearness.

The MOHO is 30 km deep in the northern shelf zone, but minor to 25 km across the central basin as well as for the same trajectory enlarged across the continent; the mean depth is 45 km. For the trajectory across the Black Sea the average thickness of the crust is 40 - 42 km. More inland it reaches an average thickness up to 50 km. This means that the MOHO falls down very quickly from the Black Sea towards the Caucasus and that the great thickness of the Caucasus influences the dispersion more than the thin crust in the middle of the basin. For the trajectories south of the sea we obtained dispersion curves leading to an equal thickness of approximately 35 km.

All these conclusions are based on the average value of the group velocity for average trajectories which consist of different parts with respect to the thickness of the layers and the whole crust.

References

- [1] BALAVADZE, B.K.;
MINDELLI, P.S. Basic results of geophysical investigations of the Earth crust structure of the Black Sea basin (in Russian). Collection of Papers.
Moscow: "Nauka" 1966
- [2] NEPROCHNOV, J.P. Results of the deep seismic sounding of the Black Sea (in Russian). Collection of Reports.
Moscow: "Nauka" 1962
- [3] SAVARENSKIY, E.F.;
GLASKO, V.B.;
GRANIT, J.S. Rayleigh and Love wave dispersion curves applied to a two- and three-layer continental Earth crust (in Russian).
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1965) 4, p. 38-51

Einige Angaben über die örtlichen Unterschiede des Tiefenbaus
aus seismischen Oberflächenwellen im Süden der UdSSR

von

S.A. KAPITANOVA und I.I. POPOV ¹⁾

Zusammenfassung

Der Stand langperiodischer Beobachtungen im Süden des europäischen Teils der UdSSR und Mittel und Methoden der Beobachtung entlang von langen Wellenwegen werden behandelt. Es wurden Phasengeschwindigkeiten langperiodischer Oberflächenwellen bis 120 s entlang des Profils Kišinjov—Simferopol'—Soči—Tbilisi bestimmt. Weiterhin wurden Wellenzüge von Erdbeben mit Herden in Peru, Indonesien und im Pazifik, die sich auf demselben Großkreis wie die Beobachtungsstation befinden, beobachtet. Die Wellen breiteten sich in diesem Fall entlang des Profils in beiden Richtungen aus. Die experimentellen Dispersionskurven wurden zwecks Annäherung mit den theoretischen verglichen. Zur Bestimmung der Inhomogenität ist die Dispersion von Gruppengeschwindigkeiten der Oberflächenwellen entlang von Wellenwegen, die das Schwarze Meer kreuzen, mit verschiedenen Azimuten untersucht worden.

Summary

The state of long-period observations in the south of the European part of the USSR as well as means and methods of observation along one of the long-wave paths are dealt with. Phase velocities of long-period surface waves (up to 120s) along the profile Kishinyov—Simferopol'—Sochi—Tbilisi have been determined. Wave pictures have been observed for earthquakes with foci in Peru, Indonesia and the Pacific Ocean, which are on the same great circle as the recording station. The waves in this case propagated along the profile in both directions. Experimental dispersion curves have been compared with theoretical ones for the purpose of approximation. In order to reveal the inhomogeneity, the dispersion of the group velocities of surface waves along paths crossing the Black Sea in different azimuths has been investigated.

Bekanntlich wird die Abhängigkeit der Geschwindigkeit c seismischer Oberflächenwellen von der Periode T durch den Schichtenbau der Erdkruste und des Erdmantels bestimmt. Die Unterschiede zwischen verschiedenen erhaltenen Dispersionskurven $c = c(T)$ werden durch die örtlichen Besonderheiten der Tiefengliederung hervorgerufen. Das berechtigt dazu, an das Problem von der umgekehrten Ausgangsposition heranzugehen und es experimentell zu lösen, d.h. den Tiefenbau aus der Dispersion der Oberflächenwellen-Geschwindigkeit zu deuten. Dabei bieten die Wellenlängen von eini-

¹⁾ Institut Physik der Erde der Akademie der Wiss. der UdSSR, Moskau G-242, B. Gruzinskaja 10

gen hundert km die Möglichkeit, die Unterschiede im Erdmantel zu bestimmen und, was besonders interessant ist, zu differenzieren.

In der vorliegenden Arbeit werden Beobachtungen zu RAYLEIGH-Wellen im Periodenintervall von 30 bis 100 s benutzt und deren Phasengeschwindigkeitsdispersion auf der Trasse Soči—Simferopol'—Kišinjov untersucht. Diese Trasse liegt auf einem Großkreisbogen mit den Epizentren einer Reihe der untersuchten Fernbeben aus den Regionen des Pazifik, Indonesiens, Perus und Ekuadors. Die Parameter der verwendeten Erdbeben sind in Tab. 1 angegeben.

Tab. 1. Parameter der untersuchten Erdbeben

Nr.	Datum	Herdzeit	Region	Epizentralkoordinaten	Magnitudo	Herd-tiefe
1.	21.1.1970	17 ^h 51 ^{min} 39 ^s	Pazifik, Plateau Albatros	7,0°N 104,3°W	6,1	23 km
2.	27.7.1971	02 ^h 02 ^{min} 48 ^s	Peru— Ekuador	2,7°S 77,5°W	6,4	88 km
3.	4.5.1971	02 ^h 04 ^{min} 33 ^s	Indone- sien	6,6°S 105,4°O	6,3	69 km
4.	28.5.1972	01 ^h 55 ^{min} 28 ^s	Indone- sien	9,9°S 116,8°W	6,4	40 km
5.	24.9.1972	20 ^h 09 ^{min} 36 ^s	Indone- sien	6,0°S 131,4°W	6,6	
6.	16.3.1973	00 ^h 51 ^{min} 45 ^s	Indone- sien	2,3°N 126,4°W	6,6	

Obwohl die Beobachtungen einer seismischen Station auf der Krim (Simferopol') für die Untersuchungen seismischer Oberflächenwellen schon seit langem ausgenutzt werden [1, 3, 6, 7, 8, 10], hat man erst in der letzten Zeit begonnen, die Registrierungen einiger mit langperiodischen Seismographen vom Typ SD-1 [4] ausgerüsteter seismischer Stationen zu benutzen. Diese Apparatur ist u.a. an den Stationen Simferopol', Soči, Tbilisi, Kišinjov, die auf einem Großkreis liegen, vorhanden. Diese Stationen gehören einem vereinbarten europäischen Profil im Beobachtungssystem der langperiodischen seismischen Wellen an. Ihre Anordnung und der Großkreis sind in Abb. 1 dargestellt.

Betrachten wir nun die ersten Ergebnisse der gemeinsamen Interpretation von korrelierbaren Oberflächenwellenzügen, die an drei der genannten Stationen registriert worden sind. Als Ausgangsdaten dienen die Seismogramme der Vertikalseismographen SD-1 (Simferopol', Kišinjov) und SKD (Soči), deren Frequenzcharakteristik in Abb. 2 dargestellt ist. Seismogrammausschnitte sind in Abb. 3 und 4 wiedergegeben.

layered horizontal system for plane harmonic waves was used [3, 5, 6, 8, 13]. The matrix method is convenient for computer programming; it allows to determine the vertical and horizontal amplitudes of oscillations at the surface of the layered crust if the incident wave at the bottom of the crust is known. In this case the vertical and horizontal components at the surface of the layered crust depend on the medium parameters: velocities of longitudinal and shear waves in each layer, a_1, a_2, \dots, a_{n+1} ; b_1, b_2, \dots, b_{n+1} ; densities $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$; layer thicknesses h_1, h_2, \dots, h_n , angle e_{n+1} of wave emergence from the half-space (Earth's mantle) and oscillation frequencies.

When a monochromatic longitudinal wave with frequency ω , vertical and horizontal components $W_{n+1}(\omega)$ and $U_{n+1}(\omega)$ respectively (index $n+1$ corresponds to the half-space) approaches the crust bottom, then the oscillations $W_0(\omega)$ and $U_0(\omega)$ at the surface of the layered crust may be written as

$$(6) \quad \begin{cases} W_0(\omega) = W(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega) \frac{W_{n+1}(\omega)}{\sin e_{n+1}}, \\ U_0(\omega) = U(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega) \frac{U_{n+1}(\omega)}{\cos e_{n+1}}. \end{cases}$$

Here $\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}$ and \bar{h} denote the set of these values for all n layers and the half-space.

In the formulae (6) as well as in (2) W and U are operators of transformation, which now take into account the influence of all reflected and refracted P and SV waves. In (4) the expressions $s(t)$ should be written for the monochromatic wave as $s(t) = s(\omega) e^{i\omega t}$ and then

$$(7) \quad W_0(\omega) = W(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega) S(\omega), \quad U_0(\omega) = U(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega) S(\omega).$$

It is seen that the apparent angle of emergence, except for e_{n+1} , will depend on the structure of the layered crust and the frequency:

$$(8) \quad \tan \bar{e}(\omega) = \frac{W_0(\omega)}{U_0(\omega)} = \frac{W(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega)}{U(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega)}.$$

The scattering of the observed values of the apparent angles of emergence can be explained by their dependence on frequency ω . It follows from (8) that the apparent angle of emergence is determined by the operators W and U , the frequency responses of the layered medium. Taking this into account, the authors investigated the Earth's crustal structure under the seismic station [7, 12].

In the expression (7) $S(\omega)$ may be considered as a complex spectral density of the oscillation on the initial impulse. On the lefthand side of (7) one may then consider $W_0(\omega)$ and $U_0(\omega)$ to be the complex spectral densities of the oscillation components at the surface of the layered crust. We shall obtain the expression for the oscillations as functions of time using the FOURIER transform:

$$(9) \quad \begin{cases} w(t) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega) S(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \\ u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega) S(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \end{cases}$$

One finally gets the formulae for the oscillations recorded by seismographs. For this purpose, the complex frequency of the vertical and horizontal seismographs are denoted by $V_Z(\omega)$ and $V_H(\omega)$ respectively and the seismogram records by $Y_Z(t)$ and $Y_H(t)$:

$$(10) \begin{cases} Y_Z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} V_Z(\omega) W(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega) S(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \\ Y_H(t) = \int_{-\infty}^{\infty} V_H(\omega) U(\bar{a}, \bar{b}, \bar{\rho}, \bar{h}, e_{n+1}; \omega) S(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \end{cases}$$

The computations according to formulae (10) were made by G.L. KOSAREV with the help of a BESM-6 computer. The initial data are the values $s(t)$, \bar{a} , \bar{b} , $\bar{\rho}$, \bar{h} , e_{n+1} and the seismograph parameters. First of all the question arose as to the choice of the true $s(t)$ form of the oscillations in the initial impulse propagating from the focus. Some data of SAVARENSKIY [10] give evidence that the source function is close to a suddenly starting and then damping sinusoid. These impulses were used in the further computations. The power of this damping was equal to 100 for a period in accordance with [10].

Fig. 1 a,b,c show the computed seismograms at the surface of a one-layered crust, taking into account the influence of the long-period seismograph ($T_g = 30$ s, $T_g = 100$ s, $D_g = 1$, $D_g = 0.5$), when the periods of the initial sinusoids are equal to 8, 20 and 40 s respectively. The velocities of longitudinal waves in the model and the crustal thickness are given on top of Fig. 1. The velocities of shear waves are taken in accordance with the POISSON hypothesis, $b_k = a_k \sqrt{3}$. The densities are proportional to the velocities that may correspond to the BIRCH hypothesis [2] about the linear relation between these values. The solid and dashed lines show respectively the vertical and horizontal components of the record. The crustal structure is the same as in the previous case. On the seismograms, especially in Fig. 1 a, the arrivals of various secondary waves are observed. For example, the group of 2PS and P2S waves produces an appreciable oscillation. At the period $T = 40$ s the arrival time of the first peak on the vertical component of the record is observed earlier than that on the horizontal part. This is caused by the influence of the first converted S wave and was noted by SAVARENSKIY in 1952 [9].

Fig. 2 gives a comparison of the theoretical seismograms computed for the assumed three-layered model of the crust under Obninsk seismic station with the observed records of the longitudinal waves from an earthquake. The parameters of the recording seismographs were used in the computation. The period of the initial damping sinusoid was chosen by the best fitting of the computed and observed seismograms and was equal to 12 s. It is seen that there is a good agreement of the theoretical and observed seismograms. The trifling discrepancy at the end of the curves may be due to some details of the structure of the Earth's crust and upper mantle not taken into account.

All previous computations were made on the assumption that the Earth's mantle is a homogeneous half-space. An attempt has been made to estimate the influence of wave velocity variations in the mantle down to a depth of 1000 km. The velocity distribution for shear waves typical for a continental platform [1] was taken as the basis

Für das Profil Simferopol'—Soči sind Wellen untersucht worden, die sich in entgegengesetzter Richtung ausbreiten; so von Nordwest kommend bei den Erdbeben 1 und 3 und von Südost bei den Erdbeben 5 und 6. Im Falle des Profils Simferopol'—Kišinjov konnten nur aus südöstlicher Richtung kommende Wellen (Erdbeben 2, 4 und 6) benutzt werden.

Die Phasengeschwindigkeiten von RAYLEIGH-Wellen wurden sowohl visuell nach der Phasenkorrelationsmethode als auch nach der Parabelinterpolationsmethode mit der EDVA "Minsk-32" [9] bestimmt. Letztere Methode benutzt zur Berechnung der Phasenspektren die FOURIER-Transformation unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung der Apparatur. Um die Streuung der experimentell bestimmten Geschwindigkeitswerte zu mindern, wurde die Methode des gleitenden Mittels über 5 Werte für die Glättung der Dispersionskurven verwendet. Das Vertrauensintervall für die Geschwindigkeiten betrug bei einem Zuverlässigkeitsniveau von 0,9 0,08 km/s.

In Abb. 5 sind die Untersuchungsergebnisse hinsichtlich der Phasengeschwindigkeitsdispersion von RAYLEIGH-Wellen für das Profil Simferopol'—Kišinjov und in Abb.6 die im Profilabschnitt Simferopol'—Soči angegeben. Offene Kreise der experimentellen Dispersionskurve entsprechen der visuellen Phasenkorrelation, während schwarze EDV-Daten darstellen.

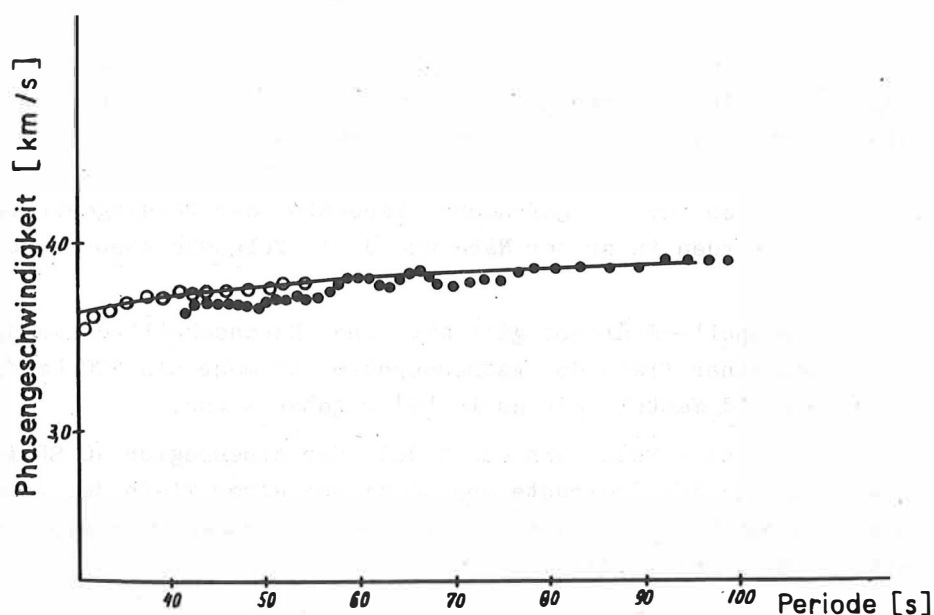


Abb. 5. Phasengeschwindigkeitsdispersion von RAYLEIGH-Wellen im Abschnitt Simferopol'—Kišinjov

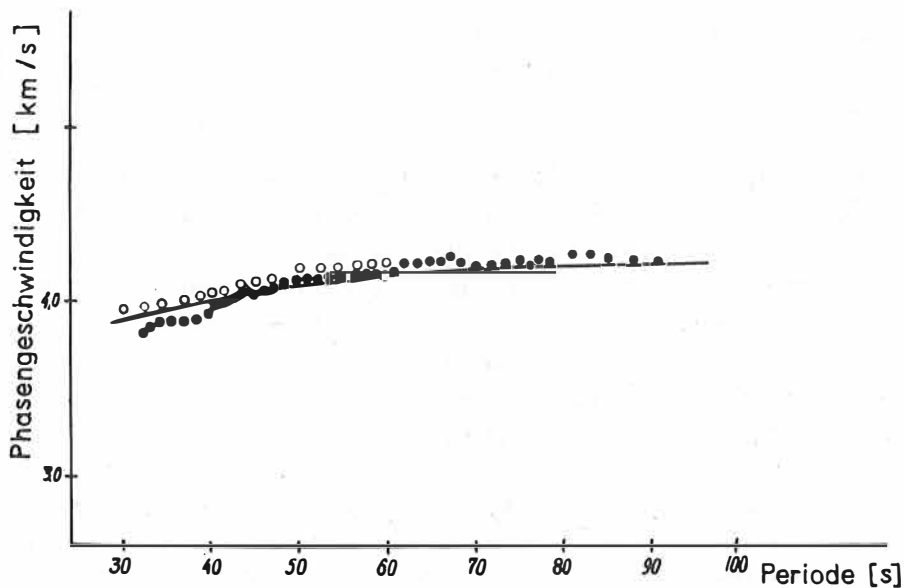


Abb. 6. Phasengeschwindigkeitsdispersion der RAYLEIGH-Wellen im Abschnitt Simferopol'—Soči

Die Unterschiede der Geschwindigkeitsdispersion auf zwei ziemlich langen, sich aneinander anschließenden Abschnitten des Wellenweges weisen auf Differenzen der Profile Soči—Simferopol' (470 km) und Simferopol'—Kišinjov (460 km) hin.

Die experimentellen Daten für die gefundene Dispersion der Phasengeschwindigkeiten von RAYLEIGH-Wellen werden in erster Näherung durch folgende theoretische Kurven erklärt:

- a) Für das Profil Simferopol'—Kišinjov gilt mit einer Durchschnittsdicke der Erdkruste von 40 km und einer Tiefe der Asthenosphäre von mehr als 100 km das Tiefenmodell für Erdkruste und Mantel, wie es in [2] gegeben wurde.
- b) Für das Profil Simferopol'—Soči kann das Modell der Alpenregion 10 SPLA-N50 mit einer Durchschnittsdicke der Erdkruste von 50 km und einer Tiefe der Asthenosphäre von 80 km angenommen werden. Die theoretischen Näherungskurven sind in Abb. 5 und 6 mit fetten Linien dargestellt.

Eine weitere Sammlung von Beobachtungsergebnissen auf allen Stationen des Profils, insbesondere im Bereich langer Wellen, bietet Gelegenheit, die Approximation zu verbessern und genauere Daten für den Tiefenbau und für eine Bestimmung von elastischen und dissipativen Eigenschaften sowie von lokalen Besonderheiten im Aufbau von Erdkruste und Mantel zu erhalten.

Literatur

- [1] ARCHANGEL'SKIJ, V.T.;
et al. Opyt nabljudenija dlinnoperiodnych sejsmičeskich voln na stancii Simferopol'.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz. (1961) 5
- [2] BRUNE, J.;
DORMAN, J. Seismic waves and Earth structure in the Canadian Shield.
Bull. seism. Soc. Amer. 53 (1963) 1
- [3] KAPITANOVA, S.A. Stroenie kory Černogo Morja po dannym poverchnostnych sejsmičeskich voln.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1973) 8
- [4] KIRNOS, D.P.;
STAROVOJT, O.E. Opyt ispol'zovanija dlinnoperiodnogo sejsmografa SD-1, in: Sejsmičeskie pribory 5.
Moskva: Inst. Fiz. Zemli Akad. Nauk SSSR 1969
- [5] KNOPOFF, L.;
MULLER, S.;
PILANT, W.L. Structure of the crust and upper mantle in the Alps from the phase velocity of Rayleigh waves.
Bull. seism. Soc. Amer. 56 (1966) 5
- [6] POPOV, I.I. O dispersii dlinnoperiodnych voln Ljava v kontinental'noj i okeaničeskoj kore na trasse Indonezija—Krym.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz. (1960) 10
- [7] POPOV, I.I. O differencial'nom prijome ocenki grupnovych skorostej poverchnostnych sejsmičeskich voln v oblasti peresečeniya dlennyh volnovyh trass.
Geofiz. sb. Akad. Nauk SSSR (1968) 23
- [8] POPOV, I.I.;
KAPITANOVA, S.A. Azimutal'naja zavisimost' grupnovych skorostej poverchnostnych sejsmičeskich voln Releja po nabljudenijam v Simferopole.
Geofiz. sb. Akad. Nauk SSSR (1966) 18
- [9] SAVARENSKIJ, E.F. (Red.) Ob opredelenii stroenija Zemli po dispersii skorosti rasprostraneniya poverchnostnych sejsmičeskich voln (rukovodstvo).
Moskva: VINITI 1966
- [10] SAVARENSKIJ, E.F.;
POPOV, I.I.;
LAZAREVA, A.P. Nabljudenija dlinnoperiodnych voln Čilijskogo zemletrjasenija 1960 g.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz. (1961) 8

Dispersion of Seismic Surface Waves in Middle and Northern Europe

by

H. NEUNHÖFER and D. GÜTH ¹⁾Summary

The phase velocity dispersion of relatively short period RAYLEIGH waves for two regions in Central Europe and for two profiles across the Baltic Sea is investigated. The resulting models for the shear wave velocity in the Earth's crust and upper mantle are given. A model which follows from adequate investigations in Finland made by NOPONEN is also considered.

Zusammenfassung

Für zwei Gebiete in Mitteleuropa und zwei Profile über die Ostsee hinweg wird die Phasengeschwindigkeitsdispersion von relativ kurzperiodischen RAYLEIGH-Wellen untersucht. Hieraus abgeleitete Modelle für die Scherwellengeschwindigkeit in der Erdkruste und im oberen Mantel werden vorgelegt. Im Zusammenhang hiermit werden entsprechende Untersuchungen von NOPONEN in Finnland betrachtet.

Studies of seismic surface waves for parts of Middle and Northeast Europe have been made in the past already by some authors (e.g. TRYGGVASON (1961) [4]; NOPONEN (1966) [2]; NEUNHÖFER and GÜTH [1]). Basing on these investigations, models of the Earth's crust and mantle have been developed. These results are the basis of the present paper. Together with supplements, the resulting crust and mantle models are to be related to the macrotectonic units which characterize this region and discover distinctly their different depth structures.

A general review of the geotectonic structure of this area is shown in Fig. 1, which is founded on a compilation by THIERBACH (1971) [3]. Essentially, two geotectonic lines or regions are prevailing: firstly, the so-called Mitteldeutscher Hauptabbruch, which is the northern margin of the region, folded during Variscan orogeny, and secondly TORNQUISTsche Linie, which, as the southern margin of the East European platform, divides the geologically very old region from a much younger one. Between both margins a zone exists which is cratonized during Prevariscan orogeny.

We want to give up a more detailed geotectonic subdivision, since it is not essential for the presented observations. The latter are obtained from a station net furnished with mean period seismographs, which has been established especially for

¹⁾ Central Earth Physics Institute of the Acad. of Sciences of the GDR, part Jena, 69 Jena (GDR), Burgweg 11

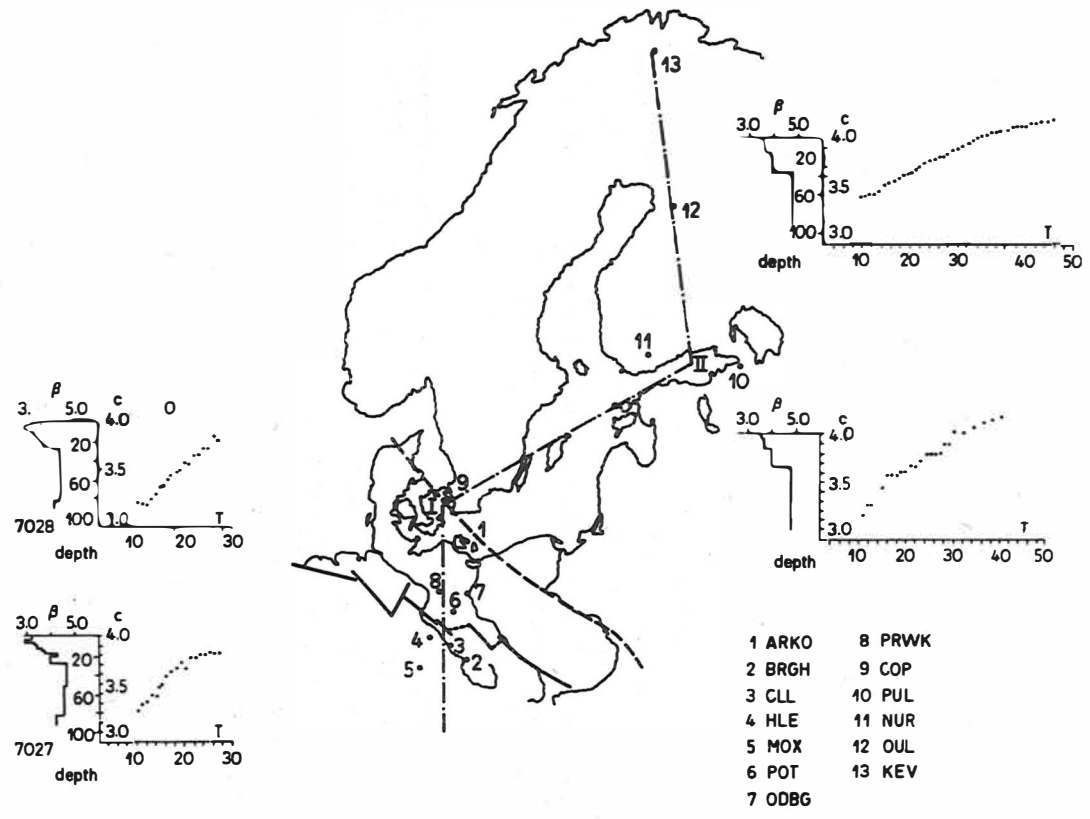


Fig. 1. General review of the geotectonic structure after THIERBACH (1971) [3]
 — Mitteldeutscher Hauptabbruch, --- TORNQUISTische Linie,
 -.-. investigated profile, 1 - 13 seismic station network. Observed
 phase velocities of the RAYLEIGH waves and models of the depth distri-
 bution of the shear velocity

investigations of seismic surface waves in the GDR (stations 1 to 8 in Fig. 1). Further, the results of NOPONEN (1966) [2] are valid between the stations Nurmijärvi, Oulu and Kevo (stations 11 to 13). The observation gap between the GDR and Finland across the Baltic Sea region has been filled up by investigating ray paths between Copenhagen (9) in the west and Nurmijärvi and Pulkovo (10) in the east, respectively.

All dispersion curves of the phase velocities of the fundamental RAYLEIGH mode are summarized in Fig. 2. First of all there are the results for the south of the GDR (triangles), valid for the area folded during Variscan orogeny; they can be explained by the model J 027. Secondly, results are presented for the northern part of the GDR, marked by crosses; they are representative for the intermediate region which is cratonized during Prevariscan orogeny and can be explained by the model J 028. Further, the observed dispersion curves are shown as points for Finland and as squares for the Baltic Sea; they differ somewhat from each other. Their velocity-depth-functions are modifications of the well-known CANSD model for the Canadian Shield.

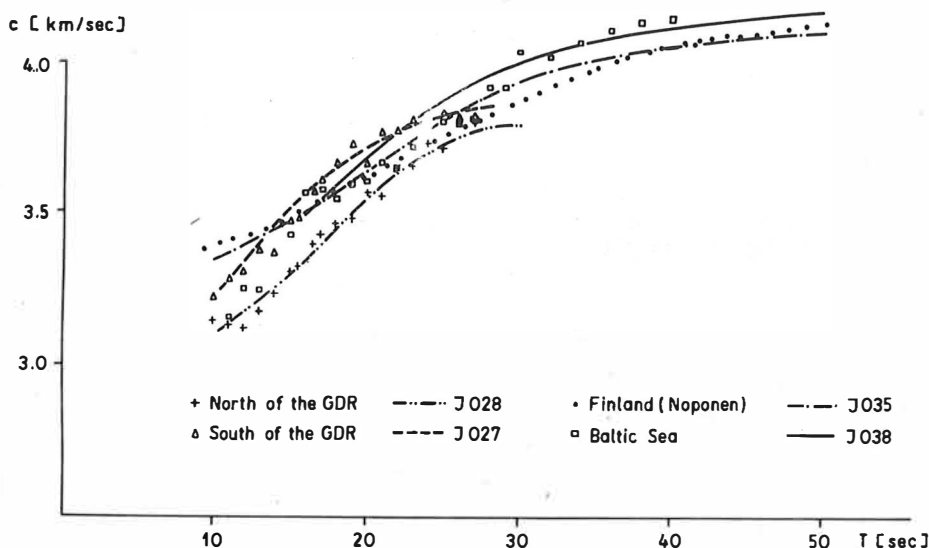


Fig. 2. Observed phase velocities of different areas and theoretical dispersion curves

Fig. 3 gives a comparison of the four models, explaining the observed curves. In direction from southwest to northeast there are shown from left to right at first the model for the southern part of the GDR, which is characterized by depths of the MOHO discontinuity of 30 km and of the CONRAD discontinuity of 20 km and by two low-velocity zones for shear waves in the Earth's crust, one of them being situated only a little above the MOHO and the other in a depth of about 8 km. In the next model, which is valid for the northern part of the GDR, the depths of the MOHO and CONRAD discontinuities are the same, but only one low-velocity zone exists, namely in the upper Earth's crust. The third model, for the Baltic Sea, and the fourth, for

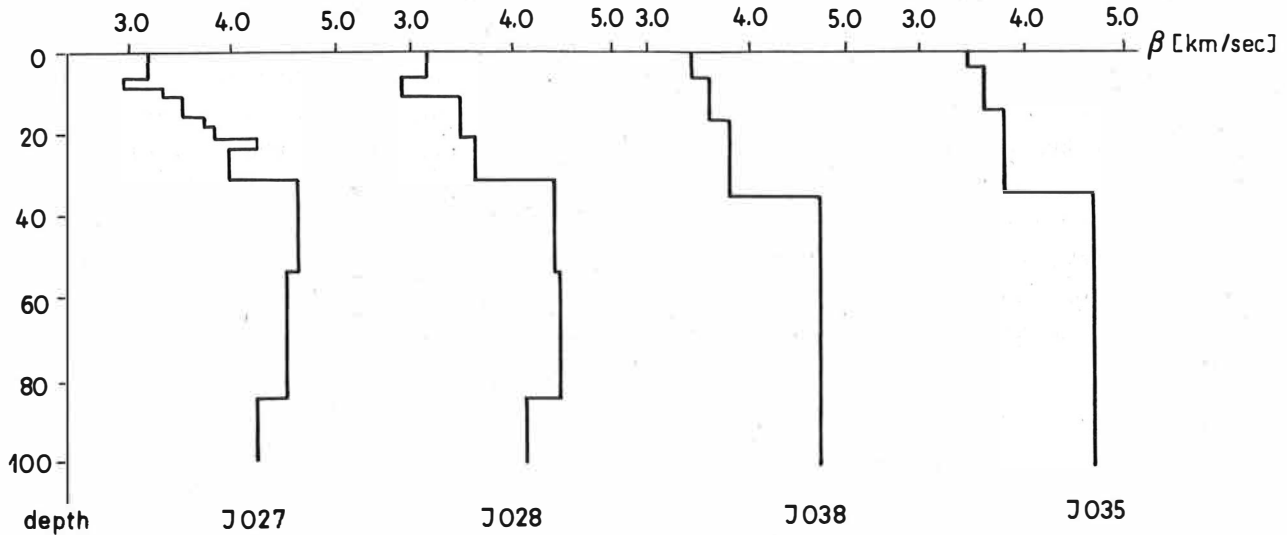


Fig. 3. Comparison of the models found for the investigated regions

Finland, differ from the GDR models by a deeper MOHO and a higher CONRAD discontinuity. Evidences on low-velocity channels for the shear wave velocities in the Earth's crust still cannot be derived from the present material.

These facts are summarized clearly in the lower part of Fig. 4. It corresponds to a vertical profile along a line which is broken at the points I and II. Additionally, in the upper part there is drawn the shear wave velocity immediately beneath the MOHO, which shows considerable variations.

References

- [1] NEUNHÖFER, H.;
GÜTH, D. Dispersion of Rayleigh waves in Middle Europe and phase velocity splitting.
(In print)
- [2] NOPONEN, I. Surface wave phase velocities in Finland.
Bull. seism. Soc. Amer. 56 (1966), p. 1093-1104
- [3] THIERBACH, H. Zur Tektonik des Raums zwischen Ostsee und Schwarzem Meer.
Geologie 20 (1971), p. 99-132

[4] TRYGGVASON, E.

Crustal thickness in Fennoscandia from phase velocities of Rayleigh waves.

Ann. Geofis. 14 (1961), p. 267-293

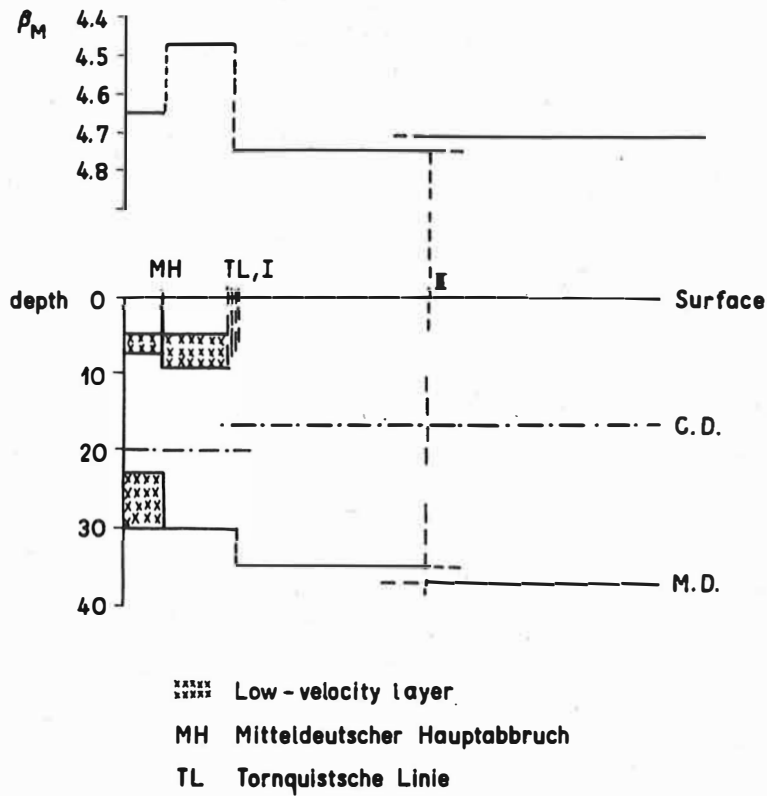


Fig. 4. Shear velocity β [km/sec] immediately beneath the MOHO discontinuity and depth [km] of some elements of crustal structure

Über die Anwendung der Matrizenmethode für die Erforschung
und Berechnung von Oberflächenwellen und gedämpften Wellen

von

L.A. MOLOTKOV ¹⁾

Zusammenfassung

Die Matrizenmethode, die in Arbeiten von THOMSON (1950) [11], MOLOTKOV (1961) [4], DUNKIN (1965) [1] und THROWER (1965) [12] vorgeschlagen wurde, wird für vertikale heterogene elastische Medien verallgemeinert. Für die Ableitung der Dispersionsgleichungen sind die Matrizen 5. Ordnung am bequemsten. Die erhaltenen Dispersionsgleichungen gestatten es, die Interferenzwellen bei hohen und niedrigen Frequenzen zu untersuchen und sie auch im Falle hoher Frequenzen zu berechnen.

Резюме

Матричный метод, предложенный ТОМСОНОМ (1950) [11], МОЛОТКОВЫМ (1961) [4], ДУНКИНОМ (1965) [1] и ТРАУЭРОМ (1965) [4], обобщается на вертикально неоднородные упругие среды. Для вывода дисперсионных уравнений наиболее удобными являются матрицы 5-го порядка. Полученные дисперсионные уравнения позволяют исследовать интерференционные волны при малых и больших частотах, а также рассчитывать их в случае больших частот.

Bei der Untersuchung der Ausbreitung von Wellen in geschichteten Medien kann man sich das Verschiebungsfeld als Summe von Interferenzwellen denken. Jede dieser Wellen ist das Ergebnis der Interferenz einer großen Anzahl vielfach reflektierter und an Schichtgrenzen gebrochener Wellen. Die Interferenzwellen gliedern sich in gedämpfte und ungedämpfte Wellen.

Die ungedämpften Wellen werden in der Seismik und Seismologie RAYLEIGH- und LOVE-Wellen genannt. Es sind Oberflächenwellen, die sich entlang den Schichten mit geringerer Geschwindigkeit ausbreiten. RAYLEIGH- und LOVE-Wellen entstehen, wenn unter großen Winkeln reflektierte Wellen interferieren. Bei solchen Reflexionen entstehen keine gebrochenen Wellen, woraus folgt, daß sich die Energie aus den Schichten nicht in das sie umgebende Medium zerstreut.

Dagegen sind die gedämpften Wellen das Resultat der Überlagerung der Wellen, die sich aus den Schichten mit größerer Geschwindigkeit oder unter kleineren Winkeln ausbreiten. Bei einer solchen Ausbreitung entstehen auch gebrochene Anteile. Die Folge

¹⁾ Mathematisches Institut der Akademie der Wiss. der UdSSR, Leningrad

davon ist, daß sich die Interferenzwellen nach dem Exponentengesetz abschwächen. Im Unterschied zu den RAYLEIGH- und LOVE-Wellen sind die gedämpften Wellen Raumwellen.

Für die Untersuchung der beiden Typen von Interferenzwellen müssen Dispersionsgleichungen abgeleitet und gelöst werden. Die Dispersionsgleichung läßt sich wie folgt darstellen:

$$(1) \Delta(k, \eta) = 0.$$

Dabei bedeuten $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl, λ die Wellenlänge, $|\operatorname{Im} \eta|$ die Phasengeschwindigkeit und $|\operatorname{Re} \eta|$ den Koeffizienten der Dämpfung.

Die Ableitung der Dispersionsgleichung - das System (Abb. 1) besteht aus n homogenen elastischen Schichten 1, 2, ..., n und homogenen, elastischen Halbräumen 0 und $n+1$ - wird mit der Matrizenmethode durchgeführt, die schon von THOMSON (1950) [11], MOLOTKOV (1961) [4], DUNKIN (1965) [1], THROWER (1965) [12] und WATSON (1972) [13] vorgeschlagen wurde. Danach wird die elastische Schicht i durch die Matrix C_i

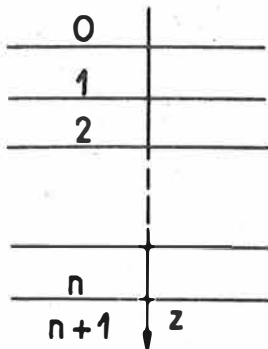


Abb. 1

($i = 1, 2, \dots, n$) und die Halbräume 0 sowie $n+1$ - A_0 und A_{n+1}^{-1} beschrieben. Multipliziert man die Matrizen in einer bestimmten Reihenfolge, so erhält man eine neue:

$$(2) D = A_{n+1}^{-1} C_n C_{n-1} \dots C_1 A_0.$$

Die linke Seite $\Delta(k, \eta)$ der Dispersionsgleichung (1) wird durch die Elemente von D ausgedrückt.

Unter den verschiedenen Matrizenmethoden ist das Verfahren, das in [5] vorgeschlagen wurde, das bequemste. Dabei benutzt man 5×5 Matrizen und die Gleichung

$$(3) \Delta(k, \eta) = d_{11},$$

in der d_{11} ein Element der Matrix D ist.

Die in der Gleichung (3) benutzten Matrizen A_0 , A_{n+1}^{-1} und C_i werden durch folgende Formeln bestimmt:

$$(4) A_0 = \begin{pmatrix} -\mu^2 R, & -\mu^2 R, & -\mu^2 T, & -\mu^2 T, & 4\mu^2 g \\ e^-, & e^-, & e^+, & e^+, & -2 \\ e\alpha\eta^2, & -e\alpha\eta^2, & e\alpha\eta^2, & -e\alpha\eta^2, & 0 \\ -e\beta\eta^2, & e\beta\eta^2, & e\beta\eta^2, & -e\beta\eta^2, & 0 \\ -2\mu g^-, & -2\mu g^-, & -2\mu g^+, & -2\mu g^+, & 2\mu f^+ \end{pmatrix},$$

$$(5) A^{-1} \cdot 4 e^2 \alpha \beta \eta^4 = \begin{vmatrix} e^-, & -\mu^2 R, & e \beta \eta^2, & -e \alpha \eta^2, & -\mu \mathcal{E}^- \\ e^-, & -\mu^2 R, & -e \beta \eta^2, & e \alpha \eta^2, & -\mu \mathcal{E}^- \\ -e^+, & \mu^2 T, & e \beta \eta^2, & e \alpha \eta^2, & \mu \mathcal{E}^+ \\ -e^+, & \mu^2 T, & -e \beta \eta^2, & -e \alpha \eta^2, & \mu \mathcal{E}^+ \\ -4 \alpha \beta, & 8 \mu^2 \alpha \beta \mathcal{E}, & 0, & 0, & 2 \mu \alpha \beta \mathcal{F}^+ \end{vmatrix}.$$

$$C = \frac{1}{e^2 \alpha \beta \eta^4} \begin{vmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} \end{vmatrix},$$

$$(6) \begin{cases} c_{11} = -\mu^2 [(\mathcal{E}^2 + 4 \alpha^2 \beta^2) S_\alpha S_\beta - \alpha \beta (\mathcal{E}^2 + 4) C_\alpha C_\beta + 4 \alpha \beta \mathcal{E}], \\ c_{12} = \mu^4 [(\mathcal{E}^4 + 16 \alpha^2 \beta^2) S_\alpha S_\beta - 8 \alpha \beta \mathcal{E}^2 (C_\alpha C_\beta - 1)], \\ c_{13} = -\mu^2 e \beta \eta^2 [\mathcal{E}^2 S_\alpha S_\beta - 4 \alpha \beta S_\beta C_\alpha], \\ c_{14} = \mu^2 e \alpha \eta^2 [\mathcal{E}^2 S_\beta C_\alpha - 4 \alpha \beta S_\alpha C_\beta], \\ c_{15} = \mu^3 [(\mathcal{E}^3 + 8 \alpha^2 \beta^2) S_\alpha S_\beta - 2 \alpha \beta \mathcal{E} \mathcal{F}^+ (C_\alpha C_\beta - 1)], \\ c_{21} = (1 + \alpha^2 \beta^2) S_\alpha S_\beta + 2 \alpha \beta (1 - C_\alpha C_\beta), \quad c_{22} = c_{11}, \\ c_{23} = e \beta \eta^2 [S_\alpha C_\beta - \alpha \beta S_\beta C_\alpha], \\ c_{24} = -e \alpha \eta^2 [S_\alpha C_\alpha - \alpha \beta S_\alpha C_\beta], \\ c_{25} = -\mu [(\mathcal{E}^2 + 2 \alpha^2 \beta^2) S_\alpha S_\beta - \alpha \beta \mathcal{F}^+ (C_\alpha C_\beta - 1)], \quad c_{31} = -c_{24}, \\ c_{32} = -c_{14}, \quad c_{33} = e^2 \alpha \beta \eta^4 C_\alpha C_\beta, \quad c_{34} = -e^2 \alpha^2 \eta^2 S_\alpha S_\beta, \\ c_{35} = -e \mu \alpha \eta^2 [\mathcal{E} S_\beta C_\alpha - 2 \alpha \beta S_\alpha C_\beta], \quad c_{41} = -c_{23}, \quad c_{42} = -c_{13}, \\ c_{43} = -e^2 \beta^2 \eta^4 S_\alpha S_\beta, \quad c_{44} = c_{33}, \\ c_{45} = e \mu \beta \eta^2 [\mathcal{E} S_\alpha C_\beta - 2 \alpha \beta S_\beta C_\alpha], \\ c_{51} = 2 c_{25}, \quad c_{52} = 2 c_{15}, \quad c_{53} = -2 c_{45}, \quad c_{54} = -2 c_{35}, \\ c_{55} = \mu^2 [2 (\mathcal{E}^2 + 4 \alpha^2 \beta^2) S_\alpha S_\beta - 8 \alpha \beta \mathcal{E} C_\alpha C_\beta + \alpha \beta \mathcal{F}^+]. \end{cases}$$

In ihnen sind der Einfachheit halber die Indizes der Medien weggelassen, und es ist folgendes vereinbart worden:

$$(7) \begin{cases} R = g^2 - 4 \alpha \beta, & T = g^2 + 4 \alpha \beta, & e^- = 1 - \alpha \beta, & e^+ = 1 + \alpha \beta, \\ g^- = g - 2 \alpha \beta, & g^+ = g + 2 \alpha \beta, & g = 2 + b^{-2} \eta^2, & f^+ = g + 2, \\ \alpha = \sqrt{1 + a^{-2} \eta^2}, & \beta = \sqrt{1 + b^{-2} \eta^2}, & S_\alpha = \sinh k h \alpha, \\ C_\alpha = \cosh k h \alpha, & S_\beta = \sinh k h \beta, & C_\beta = \cosh k h \beta. \end{cases}$$

Die Parameter $h_i, \rho_i, \lambda_i, \mu_i, a_i$ und b_i bestimmen die Mächtigkeit und Dichte, die LAMÉ-Koeffizienten und Ausbreitungsgeschwindigkeiten von longitudinalen und transversalen Wellen in der i -ten Schicht.

Um die Dispersionsgleichung für eine heterogene Schicht entlang der Koordinate z zu finden, muß man die Matrizenmethode für heterogene Medien verallgemeinern. Zuerst betrachtet man das Matrizenprodukt

$$(8) C = C_n C_{n-1} \dots C_1,$$

das ein System der n elastischen Schichten charakterisiert. In diesem Produkt wird der Grenzübergang $n \rightarrow \infty$ und $h_i \rightarrow 0$ durchgeführt. Zu diesem Zweck schreiben wir für C_i der Schicht i zwei leicht überprüfbare Gleichungen

$$(9) d C_i / d k h_i = \kappa_i C_i,$$

$$(10) C_i \Big|_{h_i=0} = E;$$

E ist eine Einheitsmatrix, und κ_i wird durch die Gleichung

$$(11) \kappa = \begin{vmatrix} 0, & 0, & -\rho \eta^2, & \bar{a} + \rho \eta^2, & 0 \\ 0, & 0, & -d, & c, & 0 \\ -c, & -\bar{a} - \rho \eta^2, & 0, & 0, & -\bar{b} \\ d, & \rho \eta^2, & 0, & 0, & -1 \\ 0, & 0, & 2, & 2 b, & 0 \end{vmatrix}$$

dargestellt, in der die Bezeichnungen

$$(12) \bar{a} = \frac{4 \mu (\lambda + \mu)}{\lambda + 2 \mu}, \quad \bar{b} = \frac{\lambda}{\lambda + 2 \mu}, \quad c = \frac{1}{\lambda + 2 \mu}, \quad d = \frac{1}{\mu}$$

verwendet werden und i der Kürze wegen weggelassen ist. Nach Integration der Matrixdifferentialgleichung (9) mit den Anfangsbedingungen (10) erhält man die Formel

$$(13) C_i = e^{k h_i \kappa_i}.$$

Setzt man (13) in (8) ein, entwickelt $\exp(k h_i \kappa_i)$ in eine Reihe und faßt die Glieder mit gleichen Potenzen von k zusammen, so erhält man die Matrixreihe der Potenzen von k . Die Koeffizienten in dieser Reihe sind Vielfache der Summen, die in der Matrix enthalten sind. Bei $n \rightarrow \infty$ und $h_i \rightarrow 0$ gehen die Summen in bestimmte Integrale über. Dabei wird die heterogene elastische Schicht durch die Matrix

$$(14) \quad C = E + k \int_0^h \kappa(z) dz + k^2 \int_0^h \kappa(z_1) dz_1 \int_0^{z_1} \kappa(z_2) dz_2 + \dots$$

charakterisiert. Die in (14) eingehende Matrix κ wird durch die Formel (11) bestimmt, in der die LAMÉ-Parameter λ , μ und die Dichte ρ von der Koordinate z willkürlich abhängen. Zieht man in Betracht, daß die Parameter $\lambda(z)$, $\mu(z)$ und $\rho(z)$ in realen Medien nach oben und unten beschränkt sind, so läßt sich die reguläre Konvergenz der Reihe (14) bei allen endlichen Wellenzahlen k und Frequenzen $\omega = k |\text{Im } \eta|$ beweisen.

Auf diese Weise kann man die Dispersionsgleichung einer elastischen Schicht, die von homogenen, elastischen Halbräumen 0 und 2 umgeben ist, durch die Gleichungen (1) und (3) bestimmen, in denen d_{11} ein Element der Matrix

$$(15) \quad D = A_2^{-1} C A_0$$

ist. Eine eingehende Diskussion der Dispersionsgleichungen für geschichtete heterogene Medien hat der Verfasser in [8] gegeben. In dieser Abhandlung werden die Dispersionsgleichungen entweder anhand des angegebenen Grenzübergangs oder durch Anwendung der LAMÉ-Gleichungen und des HOOKEschen Gesetzes für ein heterogenes Medium erhalten.

Eine andere Verallgemeinerung der Ableitung der Dispersionsgleichungen mit der Matrixmethode wurde für Medien mit zylindrischen und sphärischen Grenzen und einer radialen Schichtung gegeben. Es wurden untersucht: 1. Wellen, die sich entlang der Achse einer zylindrischen Oberfläche ausbreiten (Abb. 2), 2. azimutale zylindrische Wellen (Abb. 3) und 3. meridionale Wellen in sphärischen Schichten (Abb. 4).

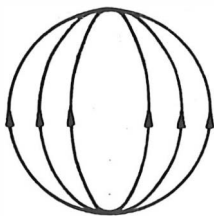


Abb. 2

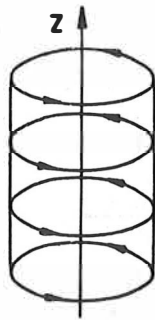


Abb. 3

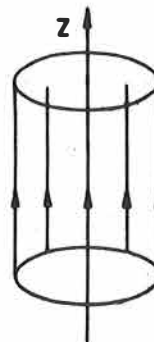


Abb. 4

In allen drei Fällen hängt das Verschiebungsfeld von einer Koordinate nicht ab und enthält keine Komponenten entlang dieser Koordinate.

Mit Hilfe der LAMÉ-Gleichungen und des HOOKEschen Gesetzes wurden in [7] Matrixausdrücke bestimmt, die heterogene zylindrische Schichten beschreiben. Diese Ausdrücke werden in den drei betrachteten Fällen durch

$$(16) \quad C^{(i)} = E + k \int_{R_0}^{R_1} \kappa^{(i)}(r) dr + k^2 \int_{R_0}^{R_1} \kappa^{(i)}(r_1) dr_1 \int_{R_0}^{r_1} \kappa^{(i)}(r_2) dr_2 + \dots$$

dargestellt, in denen R_0 und R_1 der innere bzw. äußere Radius der Schicht sind. Die Matrizen $\kappa^{(i)}$ werden durch folgende Formeln beschrieben:

$$(17) \kappa^{(1)} = \begin{vmatrix} \frac{\bar{b}-2}{k r}, & 0, & -(e \eta^2 + \frac{\bar{a}}{k^2 r^2}), & e \eta^2 + \bar{a}, & -\frac{g}{k r} \\ 0, & -\frac{\bar{b}}{k r}, & -d, & c, & 0 \\ -c, & -(e \eta^2 + \bar{a}), & -\frac{\bar{b}+1}{k r}, & 0, & -\bar{b} \\ d, & e \eta^2 + \frac{\bar{a}}{k^2 r^2}, & 0, & \frac{\bar{b}-1}{k r}, & -1 \\ 0, & \frac{2g}{k r}, & 2, & 2\bar{b}, & 0 \end{vmatrix},$$

$$(18) \kappa^{(2)} = \begin{vmatrix} \frac{\bar{b}-3}{k r}, & 0, & -(e \eta^2 + \frac{\bar{a}}{k^2 r^2}), & e \eta^2 + \frac{n^2 \bar{a}}{k^2 r^2}, & -\frac{n \bar{a}}{k^2 r^2} \\ 0, & \frac{1-\bar{b}}{k r}, & -d, & c, & 0 \\ -c, & -(e \eta^2 + \frac{n^2 \bar{a}}{k^2 r^2}), & -\frac{\bar{b}-2}{k r}, & 0, & -\frac{n \bar{b}}{k r} \\ d, & e \eta^2 + \frac{\bar{a}}{k^2 r^2}, & 0, & \frac{\bar{b}}{k r}, & -\frac{n}{k r} \\ 0, & \frac{2 n \bar{a}}{k^2 r^2}, & \frac{2 n}{k r}, & \frac{2 n \bar{b}}{k r}, & 0 \end{vmatrix},$$

$$(19) \kappa^{(3)} =$$

$$\begin{vmatrix} \frac{2\bar{b}-5}{k r}, & 0, & -(e \eta^2 + \frac{2f}{k^2 r^2}), & e \eta^2 + \frac{N\bar{a}-2\mu}{k^2 r^2}, & -\frac{f\sqrt{N}}{k^2 r^2} \\ 0, & \frac{1-2\bar{b}}{k r}, & -d, & c, & 0 \\ -c, & -(e \eta^2 + \frac{N\bar{a}-2\mu}{k^2 r^2}), & -\frac{2\bar{b}+3}{k r}, & 0, & -\frac{b\sqrt{N}}{k r} \\ d, & e \eta^2 + \frac{2f}{k^2 r^2}, & 0, & \frac{2\bar{b}}{k r}, & -\frac{\sqrt{N}}{k r} \\ 0, & \frac{2f\sqrt{N}}{k^2 r^2}, & \frac{2\sqrt{N}}{k r}, & \frac{2b\sqrt{N}}{k r}, & 0 \end{vmatrix},$$

Darin sind f , g und N durch

$$(20) f = \frac{2\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+2\mu}, \quad g = \frac{2\lambda\mu}{\lambda+2\mu}, \quad N = n(n+1)$$

bestimmt, und n ist die Winkelwellenzahl. Die Reihen (16) bis (19), die die Matrizen $C^{(i)}$ ausdrücken, konvergieren gleichmäßig, wenn Wellenzahl k , Schichtmächtigkeit und Radien beidseitig beschränkt sind. Eine schnelle Konvergenz der Reihe (16) erfolgt für

$$(21) k(R_1 - R_0) \ll 1, \quad k R_0 \gg 1.$$

Die Matrizen (17) bis (19) gehen in (11) über, die der Schicht mit ebenen Grenzen entspricht, wenn man n durch $k r$ ersetzt und $r \rightarrow \infty$ wird.

Die Formeln (16) bis (19) erlauben es, die Dispersionsgleichung für den Fall heterogener zylindrischer und sphärischer Schichten mit freien Grenzen abzuleiten. Sind diese Schichten von homogenen Medien umgeben, so muß man für die Ableitung der Dispersionsgleichungen die Matrizen $A^{(i)}$ finden, die diese Medien charakterisieren. Die Formeln dieser Matrizen sind in [7] angegeben.

Die dritte Verallgemeinerung der Matrizenmethode betrifft flüssige und elastische Schichten. Die Dispersionsgleichung dafür (Abb. 1) ist auch durch die Formeln (1) bis (3) dargestellt. Die Matrizen C_i , A_0 und A_{n+1}^{-1} , die die i -te Schicht und die Halbräume 0 und $n + 1$ charakterisieren, werden durch folgende Gleichungen ausgedrückt:

$$(22) \quad C_i = \frac{1}{e_i \alpha_i \eta^2} \begin{vmatrix} e_i \alpha_i \eta^2 \cosh k h_i \alpha_i & \alpha_i^2 \sinh k h_i \alpha_i \\ e_i^2 \eta^4 \sinh k h_i \alpha_i & e_i \alpha_i \eta^2 \cosh k h_i \alpha_i \end{vmatrix},$$

$$(23) \quad A_0 = \begin{vmatrix} \alpha_0 & -\alpha_0 \\ e_0 \eta^2 & e_0 \eta^2 \end{vmatrix}, \quad A_{n+1}^{-1} = \frac{1}{2 e_{n+1} \alpha_{n+1} \eta} \begin{vmatrix} e_{n+1} \eta^2 & \alpha_{n+1} \\ -e_{n+1} \eta^2 & \alpha_{n+1} \end{vmatrix}.$$

Die vertikale heterogene Schicht wird durch die regelmäßig konvergierende Reihe (14) bestimmt, in die die Matrix

$$(24) \quad \kappa(z) = \frac{1}{e(z) \eta^2} \begin{vmatrix} 0 & \alpha^2(z) \\ e^2(z) \eta^4 & 0 \end{vmatrix}$$

eingeht. Die Dispersionsgleichung für eine heterogene flüssige Schicht, die von flüssigen homogenen Halbräumen umgeben ist, wird durch die Formeln (1), (3), (5), (23) und (24) bestimmt.

Die Matrizenmethode gestattet es, elastisch-flüssige geschichtete Systeme zu betrachten. Die Grenzen zwischen elastischen und flüssigen Medien werden durch die Matrizen

$$(25) \quad k_{SL} = \begin{vmatrix} 0, & 0 \\ 1, & 0 \\ 0, & 0 \\ 0, & 1 \\ 0, & 0 \end{vmatrix}, \quad k_{LS} = \begin{vmatrix} 0, & 0, & -1, & 0, & 0 \\ 1, & 0, & 0, & 0, & 0 \end{vmatrix}$$

beschrieben. Diese Matrizen müssen an die betreffende Stelle im Produkt (2) gesetzt werden. Die Dispersionsgleichung ist nach wie vor durch die Formeln (1) und (3) bestimmt.

Mit der Matrizenmethode läßt sich auch der Fall betrachten, daß zwischen elastischen Medien ein gleitender Kontakt besteht. (Bei diesem sind Normalverschiebung und -spannung kontinuierlich, aber die Tangentialspannung ist gleich 0.) Dieser Kontakt wird nach (6) durch

$$(26) \quad K = \begin{vmatrix} 0, & 0, & 0, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & -1, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 0 \\ 1, & 0, & 0, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & 0, & 0 \end{vmatrix}$$

beschrieben. Die Matrix (26) wird in das Produkt der Matrizen (2) eingeschlossen, und für die Dispersionsgleichung gilt dieselbe Regel.

Auf diese Weise lassen sich anhand der verallgemeinerten Matrizenmethode die Dispersionsgleichungen in allen angeführten Fällen aufstellen. Für ihre Ableitung und Untersuchung könnte man die Matrizen 4. und 6. Ordnung benutzen; am bequemsten sind jedoch die Gleichungen mit Matrizen 5. Ordnung, während die Verwendung von Matrizen 6. Ordnung irrational ist. Was diejenigen 4. Ordnung betrifft, so eignen sie sich nicht für die Beschreibung der Grenzen zwischen elastischen und flüssigen Medien und dem gleitenden Kontakt. Die Matrizen 5. Ordnung sind vorzuziehen, denn man kann mit ihrer Hilfe die linke Seite der Dispersionsgleichung als Reihe der Potenzen von k darstellen.

Es ist möglich, die imaginären und komplexen Wurzeln der erhaltenen Dispersionsgleichungen zu errechnen. Dabei können dieselben Methoden, wie sie von MOLOTKOV und SMIRNOVA [10] angegeben wurden, benutzt werden. Das ist gegenwärtig die einzige Methode für die Berechnung der komplexen Wurzeln für heterogene elastische Medien. Diese Berechnung ergibt die Phasengeschwindigkeit und den Dämpfungskoeffizienten als Funktionen der Frequenz oder des Verhältnisses von Mächtigkeit und Wellenlänge, h/λ .

Aus den Dispersionsgleichungen lassen sich bei kleiner Wellenzahl auch ohne Rechenmaschinen die Phasengeschwindigkeit und der Dämpfungskoeffizient bestimmen. Solche Untersuchungen wurden z.B. für heterogene elastische Schichten mit freier Grenze durchgeführt. In einer solchen Schicht breiten sich bei niedriger Frequenz die Biegungswelle und die longitudinale Plastwelle aus.

Für diese Wellen wurden in [8] die Phasengeschwindigkeiten bestimmt. In der elastischen Schicht breiten sich unendlich viele Interferenzwellen aus. Für jede dieser Wellen gibt es eine Grenzfrequenz, d.h. eine kritische Frequenz, oberhalb deren sich die Interferenzwelle erst fortpflanzen kann. Auf Grund der Dispersionsgleichung wurden in [8] zwei Gleichungen für Grenzfrequenzen erhalten:

$$(27) \quad \left\{ \begin{array}{l} \int_0^h \varrho(z) dz - \omega^2 \int_0^{z_1} \varrho(z_1) dz_1 \int_0^{z_2} c(z_2) dz_2 \int_0^{z_3} \varrho(z_3) dz_3 + \\ + \omega^4 \int_0^{z_1} \varrho(z_1) dz_1 \int_0^{z_2} c(z_2) dz_2 \int_0^{z_3} \varrho(z_3) dz_3 \int_0^{z_4} c(z_4) dz_4 \int_0^{z_5} \varrho(z_5) dz_5 - \dots = 0, \\ \int_0^h \varrho(z) dz - \omega^2 \int_0^{z_1} \varrho(z_1) dz_1 \int_0^{z_2} d(z_2) dz_2 \int_0^{z_3} \varrho(z_3) dz_3 + \\ + \omega^4 \int_0^{z_1} \varrho(z_1) dz_1 \int_0^{z_2} d(z_2) dz_2 \int_0^{z_3} \varrho(z_3) dz_3 \int_0^{z_4} d(z_4) dz_4 \int_0^{z_5} \varrho(z_5) dz_5 - \dots = 0. \end{array} \right.$$

Die Teilung der Grenzfrequenz in zwei Gruppen ergibt sich daraus, daß die Longitudinal- und Transversalwellen unabhängig voneinander unter kleinen Winkeln reflektiert werden.

Die Gleichungen (27) sind lediglich für die Berechnung kleiner Grenzfrequenzen bequem zu handhaben. Für große Grenzfrequenzen ist es ratsam, andere, adäquate Gleichungen zu benutzen:

$$(28) \left\{ \begin{aligned} & \sin\left[\omega \int_0^h \frac{dz}{a(z)}\right] + \frac{1}{2} \int_0^h \frac{\sigma'_P(z_1)}{\sigma_P(z_1)} dz_1 \sin\left[\omega \left(\int_{z_1}^h - \int_0^{z_1}\right) \frac{dz_2}{a(z_2)}\right] + \\ & + \frac{1}{4} \int_0^h \frac{\sigma'_P(z_1)}{\sigma_P(z_1)} dz_1 \int_0^{z_1} \frac{\sigma'_P(z_2)}{\sigma_P(z_2)} dz_2 \sin\left[\omega \left(\int_{z_1}^h - \int_{z_2}^{z_1} - \int_0^{z_2}\right) \frac{dz_3}{a(z_3)}\right] - \dots = 0, \\ & \sin\left[\omega \int_0^h \frac{dz}{b(z)}\right] + \frac{1}{2} \int_0^h \frac{\sigma'_S(z_1)}{\sigma_S(z_1)} dz_1 \sin\left[\omega \left(\int_{z_1}^h - \int_0^{z_1}\right) \frac{dz_2}{b(z_2)}\right] + \\ & + \frac{1}{4} \int_0^h \frac{\sigma'_S(z_1)}{\sigma_S(z_1)} dz_1 \int_0^{z_1} \frac{\sigma'_S(z_2)}{\sigma_S(z_2)} dz_2 \sin\left[\omega \left(\int_{z_1}^h - \int_{z_2}^{z_1} + \int_0^{z_2}\right) \frac{dz_3}{b(z_3)}\right] + \dots = 0. \end{aligned} \right.$$

Dabei ist

$$(29) \quad \sigma_P(z) = \varrho(z) a(z), \quad \sigma_S(z) = \varrho(z) b(z).$$

Eine eingehende Analyse von (27) und (28) wird in [8] gegeben. Daraus folgt, daß bei ausreichend großen ω auf den linken Seiten der Gleichungen (28) nur die ersten Glieder erhalten bleiben müssen. Die daraus folgenden Bedingungen liefern die angenäherten Formeln für die Grenzfrequenzen

$$(30) \quad \omega_1 = 1 \pi \left(\int_0^h \frac{dz}{a(z)}\right)^{-1}, \quad \omega_1 = 1 \pi \left(\int_0^h \frac{dz}{b(z)}\right)^{-1} \quad (1 = 1, 2, \dots).$$

Analoge Formeln erhält man für ein aus einer heterogenen elastischen Schicht und homogenen Halbräumen bestehendes System. Diese Grenzfrequenzen charakterisieren die Ausbreitung von "Orgelpfeifenwellen" (organ pipe modes).

Auf Grund der Dispersionsgleichungen für heterogene elastische Medien wurde somit untersucht: 1. die heterogene elastische Schicht auf einem homogenen Halbraum [6]; 2. eine heterogene zylindrische elastische Schicht, die sich in starrem oder nichtstarrem Kontakt mit dem homogenen elastischen Medium befindet [7]. Diese Systeme mit homogenen Schichten sind schon früher in Arbeiten von KRAUKLIS und MOLOTKOV [2, 3] untersucht worden. Als Ergebnis wurden eine niederfrequente Kopfwelle von einer dünnen elastischen Schicht und Störungswellen untersucht, die sich in Bohrlöchern bilden. Dem Verfasser ist es gelungen, die früher erhaltenen Ergebnisse für diese Wellen auch auf heterogene Schichten zu verallgemeinern. Er hat außerdem Dispersionsgleichungen für heterogene Schichten in anderer Form [9] ableiten können. Diese Gleichungen gestatten es, auch Interferenzwellen hoher Frequenz zu untersuchen.

Literatur

- [1] DUNKIN, J.W. Computation of model solutions in layered, elastic media at high frequencies.
Bull. seism. Soc. Amer. 55 (1965), S. 335-358
- [2] KRAUKLIS, P.V.; MOLOTKOV, L.A. O nizkočastotnych kolebanijach plastiny na uprugom poluprostranstve.
PMM 27 (1963) 5, S. 947-951
- [3] KRAUKLIS, P.V.; MOLOTKOV, L.A. Nizkočastotnye volny Lamba v cilindričeskich i sferičeskich slojach, raspoložennych v uprugoj srede.
Zap. naučn. Sem. Leningr. Otdel. mat. Inst. 25 (1972), S. 101-110
- [4] MOLOTKOV, L.A. O rasprostraneniі uprugich voln v sredach, soderžaščich tonkie plosko-parallel'nye sloi.
Vopr. dinam. Teor. Raspr. sejsm. Voln 5 (1961), S. 240-280
- [5] MOLOTKOV, L.A. O matričnych predstavlenijach dispersionnogo uravnenija dlja sloistych uprugich sred.
Zap. naučn. Sem. Leningr. Otdel. mat. Inst. 25 (1972), S. 116-131
- [6] MOLOTKOV, L.A. O dispersionnyh uravnenijach dlja sloistych sred s nežeštkim kontaktom na nekotoryh granicah razdela.
Zap. naučn. Sem. Leningr. Otdel. mat. Inst. 34 (1973), S. 103-116
- [7] MOLOTKOV, L.A. ● nizkočastotnych volnach v neodnorodnyh uprugich cilindričeskich i sferičeskich slojach, okružennyh uprugoj sredoj.
Vopr. dinam. Teor. Raspr. sejsm. Voln 13 (1973), S. 15-39
- [8] MOLOTKOV, L.A. Ob interferencionnyh volnach v svobodnom neodnorodnom uprugom sloe.
Zap. naučn. Sem. Leningr. Otdel. mat. Inst. 34 (1973), S. 117-141
- [9] MOLOTKOV, L.A. O dispersionnyh uravnenijach sloisto-neodnorodnyh uprugich i židkych sistem.
Zap. naučn. Sem. Leningr. Otdel. mat. Inst. 42 (1974), S. 189-211
- [10] MOLOTKOV, L.A.; SMIRNOVA, N.S. K voprosu o kolebanijach točki tonkich sloev meždu uprugimi poluprostranstvami.
Vopr. dinam. Teor. Raspr. sejsm. Voln 11 (1971), S. 4-26
- [11] THOMSON, W.T. Transmission of elastic waves through a stratified solid material.
J. appl. Phys. 21 (1950), S. 89-93
- [12] THROWER, E.N. The computation of the dispersion of elastic waves in layered media.
J. Sound Vibr. 2 (1965), S. 210-226
- [13] WATSON, T.H. A real frequency, complex wave number analysis of modes.
Bull. seism. Soc. Amer. 62 (1972), S. 369-384

Influence of the Earth Structure under a Recording Station
on the Oscillations in a Longitudinal Wave

by

E.F. SAVARENSKIY, G.L. KOSAREV, N.I. FROLOVA ¹⁾

Summary

This paper presents the results of an investigation of the relation between the angle of emergence of seismic radiation and frequency. The horizontal and vertical components of the oscillations of the layered crust surface have been computed for a given oscillation generated by a longitudinal wave emerging to the bottom of the crust. Computations have been made for the impulses of different durations, taking into account the influence of the seismograph's frequency responses. Satisfactory results have been achieved for both computed and observed oscillations.

Zusammenfassung

Es wird über eine Untersuchung des Zusammenhanges zwischen Frequenz und Emergenzwinkel seismischer Raumwellen berichtet. Horizontal- und Vertikalkomponente der Schwingungen der Oberfläche einer geschichteten Kruste werden für beliebig einfallende P-Wellen bestimmt. Die Berechnungen wurden für verschieden lange Wellenpakete durchgeführt, wobei auch die Seismographencharakteristik berücksichtigt wurde. Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Experiment ist gut.

The present paper is a study on the angles of emergence of seismic radiation and their dependence on wave length and thicknesses of the layers as found out by E.F. SAVARENSKIY [9] more than 25 years ago.

B.B. GALITSYN [4] was the first to determine the wave velocity distribution in the Earth in terms of angles of emergence of longitudinal waves for the observations of 1912 - 1913 at Pulkovo seismic station. In this case GALITSYN used the ratio of the vertical $w_0(t)$ and horizontal $u_0(t)$ components of the Earth surface oscillations. This ratio is equal to the tangent of the apparent angle of emergence e for the longitudinal seismic wave:

$$(1) \quad \tan e = \frac{w(t)}{u(t)} .$$

GALITSYN assumed that the Earth's surface is the boundary of a homogeneous isotropic elastic half-space. In this case the movement of the Earth's surface will be due to

¹⁾ Institute of Physics of the Earth, Acad. of Sciences of the USSR, Moscow D-242, B. Gruzinskaya 10

the superposition of three oscillations generated by the incident longitudinal wave, the reflected longitudinal P wave, and the shear SV wave. The components $w_0(t)$ and $u_0(t)$ at the surface are determined by the components $w(t)$ and $u(t)$ in the longitudinal wave emerging to the surface and by the reflection coefficient, which in this case depends on the true angle of approach, e , and the ratio of the velocities a and b . Making up the transformations, we write the relations between the components of the Earth's surface oscillations and those in an incident wave as

$$(2) \quad w_0(t) = W(e, a, b) \frac{w(t)}{\sin e}, \quad u_0(t) = U(e, a, b) \frac{u(t)}{\cos e}.$$

Here W and U are the operators of transformation, for the half-space they result as

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} W(e, a, b) = \frac{2 \cos^2 e - \frac{a^2}{b^2}}{D}, \quad U(e, a, b) = \frac{2 \cos e \sqrt{\frac{a^2}{b^2} - \cos^2 e}}{D}; \\ D = \frac{a^2}{2 b^2 \sin e} (\cos^2 2e' + 4 \cos^4 e' \tan e \tan e'), \quad \cos e' = \frac{b}{a} \cos e. \end{array} \right.$$

If $s(t)$ is an oscillation produced by an incident longitudinal wave, then the vertical $w(t)$ and horizontal $u(t)$ components will be

$$(4) \quad w(t) = s(t) \sin e; \quad u(t) = s(t) \cos e;$$

the relation between the apparent and true angles of emergence is determined by

$$(5) \quad \tan \bar{e} = \frac{2 \cos^2 e - \frac{a^2}{b^2}}{2 \cos e \sqrt{\frac{a^2}{b^2} - \cos^2 e}}.$$

It is seen from formula (5) that the relation between \bar{e} and e does not depend on $s(t)$. At the same time the values of the angles of emergence as determined both by GALITSYN and later observations [4, 9, 11] show scattering.

E.F. SAVARENSKIY in 1949 has estimated the influence of a layered crust on the relation between the apparent and true angles of emergence. It was discovered [9] that even for a one-layered crust above a half-space and for oscillations of the incident wave in form of a part of a sinusoid with the duration of one period, the relation between the apparent and true angles of emergence depends on the ratio between layer thickness and wave length. It was shown that this dependence was determined by the superposition of converted shear waves arising from the lower crust boundary. Simultaneously, the supplementary converted waves weakened the horizontal component of the direct wave and amplified the vertical component. This effect depends on the relation between the period of oscillations and delaying longitudinal and shear waves in the layer. - With these findings the first step was made to explain the scattering of the apparent angle values depending on the crust stratification and on the peculiarities of oscillations. The results were first published in 1952 [9].

After 1952 studies were started for calculating the oscillation field of surface seismic LOVE and RAYLEIGH waves as well as of body waves in multi-layered systems. The matrix form of representation of the displacement fields in any layer of a multi-

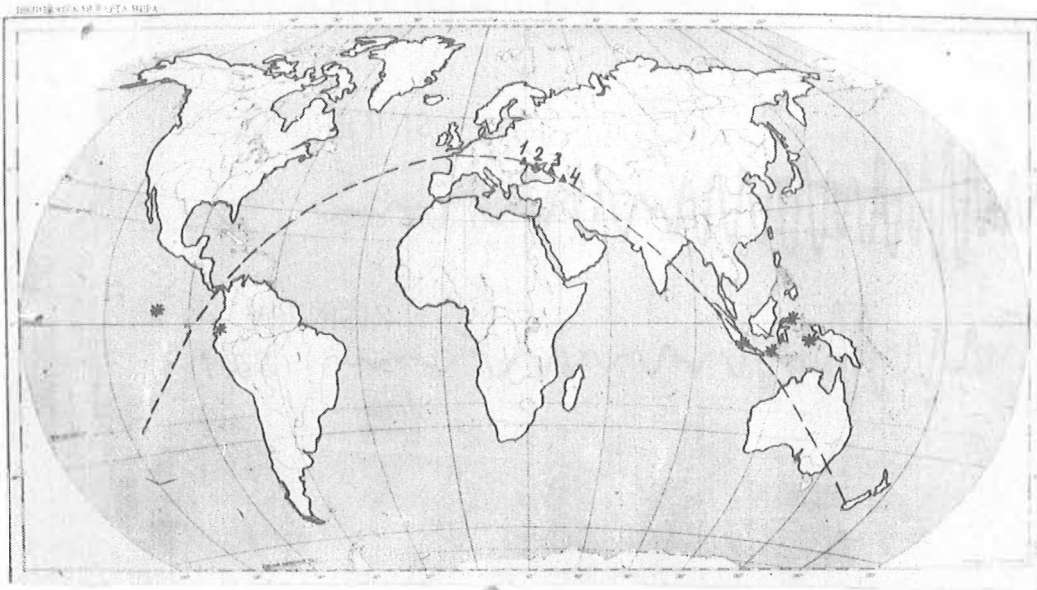


Abb. 1. Anordnung der seismischen Stationen, Erdbebenepizentren und Hauptprofil der Wellen
 1 - Kišinjov, 2 - Simferopol', 3 - Soči, 4 - Tbilisi; * Epi-
 zentren

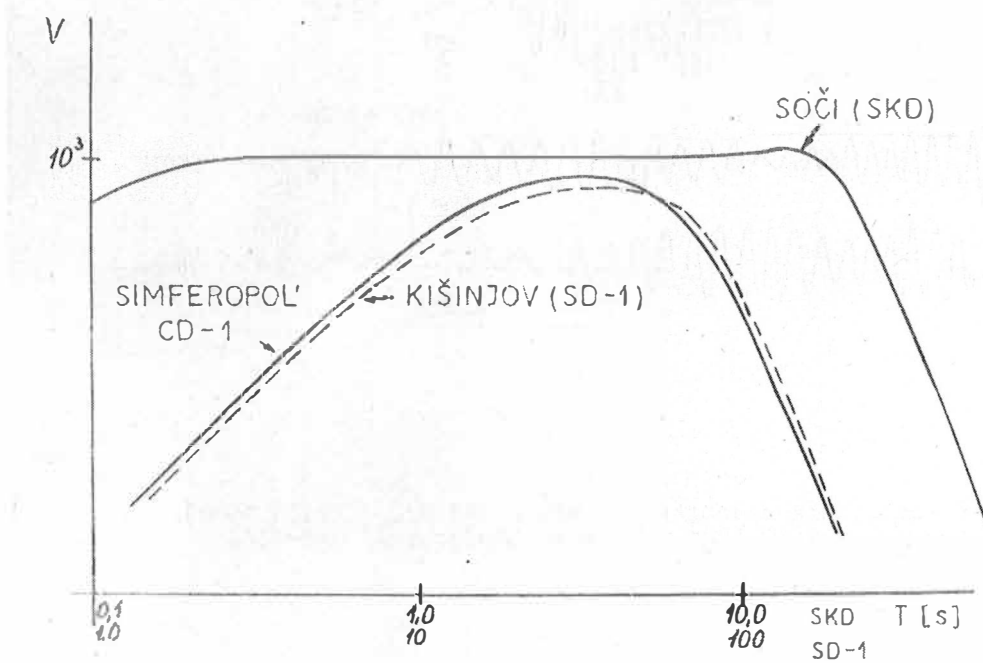


Abb. 2. Frequenzcharakteristiken der seismischen Stationen

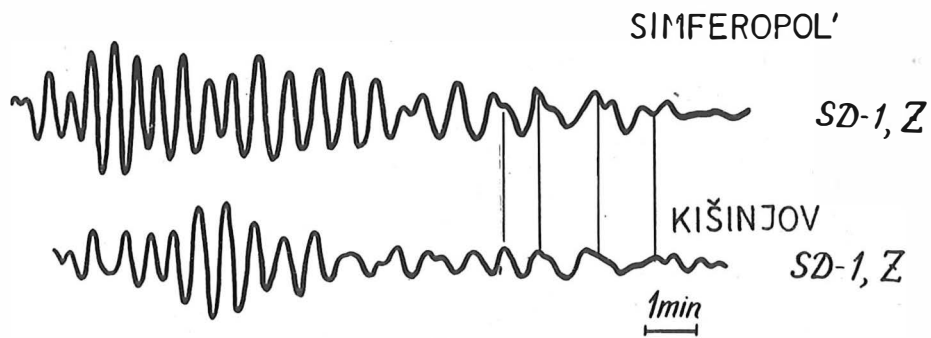


Abb. 3. Seismogrammausschnitte des Erdbebens Nr. 6 (16.3.1973) von den seismischen Stationen Simferopol' und Kišinjov

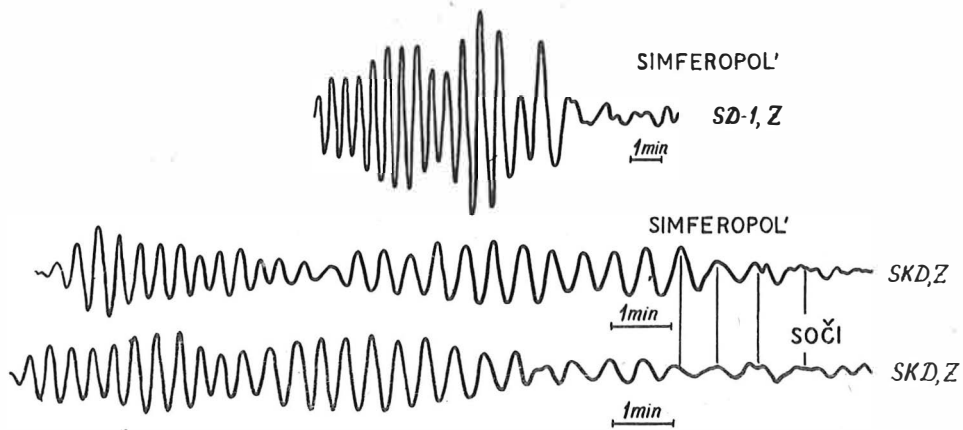


Abb. 4. Seismogrammausschnitt des Erdbebens Nr. 1 (21.1.1970) von den seismischen Stationen Simferopol' und Soči

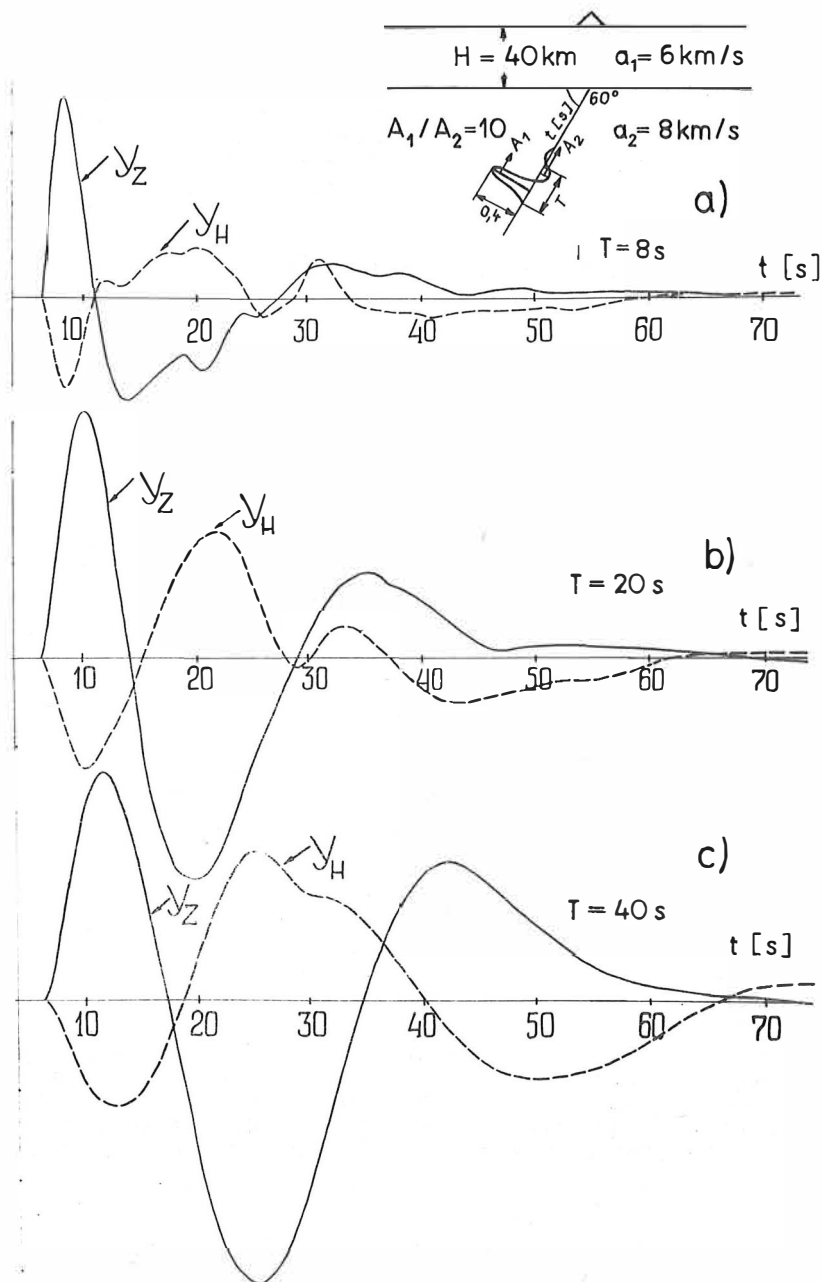


Fig. 1. Records of long-period seismographs at the surface of a one-layered crust caused by a longitudinal wave. Impulses are damped sinusoids of different periods T . a) $T = 8 \text{ s}$, b) $T = 20 \text{ s}$, c) $T = 40 \text{ s}$; Y_Z and Y_H - vertical or horizontal component, respectively, on record

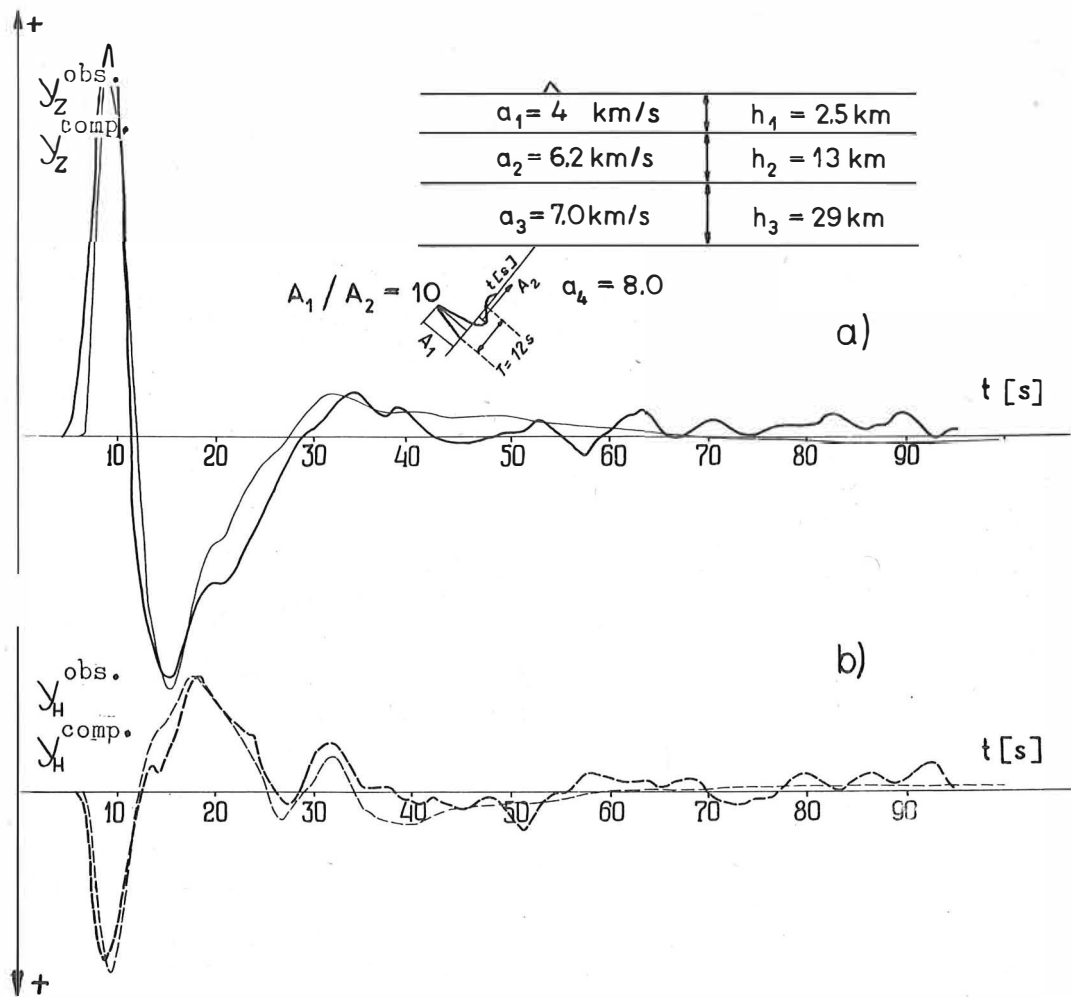


Fig. 2. Observed (thick lines) and computed (thin lines) seismograms of vertical (a) and horizontal (b) component oscillations generated by a longitudinal wave from the earthquake of May 27, 1970 (Bonin Islands region) recorded at Obninsk station. The model of the crustal structure under Obninsk was used for computation.

of the used mantle model. The velocities of longitudinal waves were assumed in accordance with the POISSON hypothesis. The densities were calculated by the formula $\rho_k = 0.768 + 0.328 a_k$ taken from [12].

While computing the seismograms, the continuous velocity distribution was replaced by a step-like distribution (some hundreds of layers, each of thickness 2 - 5 km, were introduced). Fig. 3 shows the results; the thick lines correspond to the theoretical seismograms for an inhomogeneous mantle model, thin lines - for a homogeneous one. For the crustal structure and the initial impulse the same values were taken as in Fig. 1. It is essential to note that the inhomogeneity of the mantle affects the record 40 s after the arrival of the direct P wave.

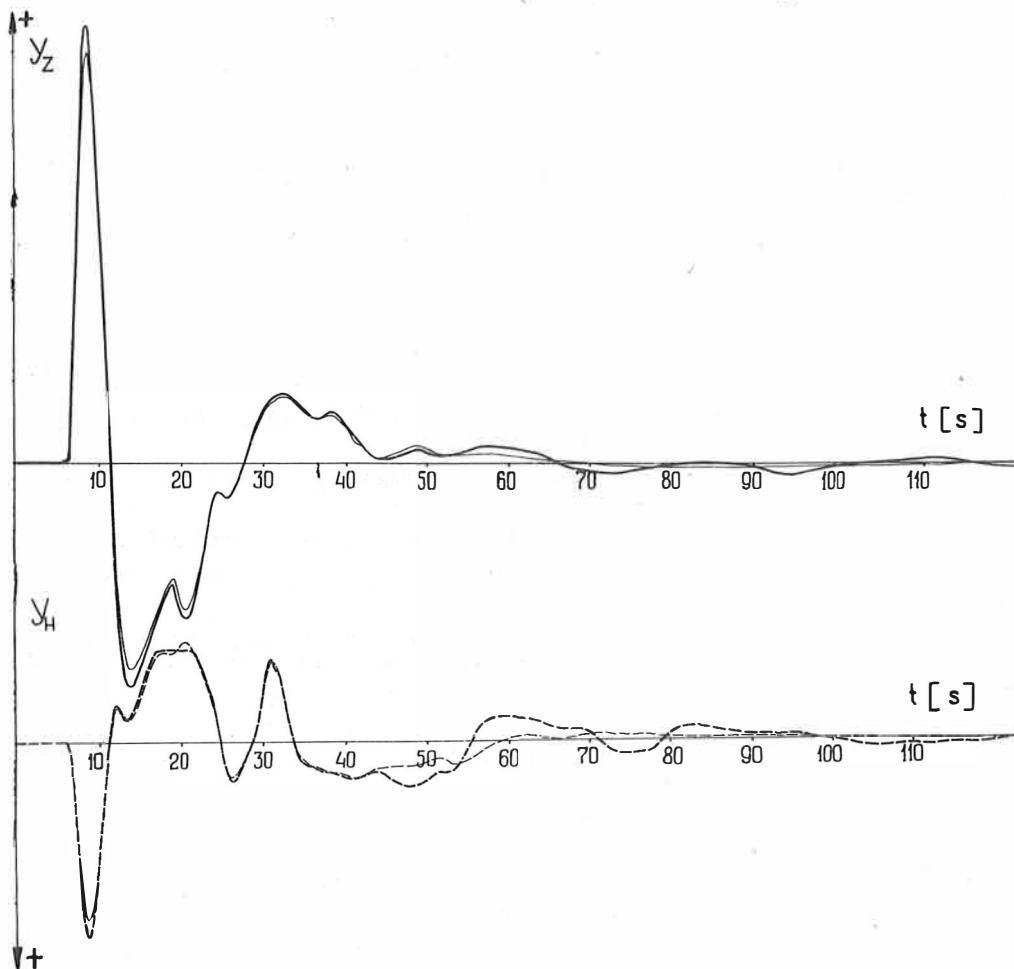


Fig. 3. Records of long-period seismographs (vertical - Y_Z and horizontal - Y_H components at the Earth's surface). Thin lines - for one-layered crust covering a homogeneous mantle; thick lines - for the same crust with an inhomogeneous mantle. Crustal parameters and that of initial impulses are the same as in Fig. 1.

It may be pointed out in conclusion that the present paper is of interest for the choice of sites of seismic observatories. It allows to compute the oscillations at the surface for any given model of the Earth's crust and any initial impulse approaching the crust bottom. Comparing such computations for different regions it is possible to choose the site where disturbances of seismic records will be small within the given range of frequencies. It is of particular significance to carry out such preliminary estimations in regions to locate for future arrays.

References

- [1] ANDERSON, D.L. Latest information from seismic observations. In: The earth's mantle, ed. by T.F. GASKELL. London/New York: Academic Press 1967
- [2] BIRCH, F. Density and composition of mantle and core. J. geophys. Res. 69 (1964), p. 4377-4388
- [3] FYN DE-I Ob otsenke vliyaniya poverkhnostnykh sloev na pole seysmicheskikh voln. Sb. Voprosy dinamiki teorii rasprostraneniya voln, No 6. Moskva: Izd. Lomonosov Gosud. Univ. 1962
- [4] GALITSYN, B.B. Sur l'angle d'émergence des rayons séismiques. Izv. PTsSK Ross. Akad. Nauk VII (1915) 2, p. 185
- [5] HASKELL, N.A. The dispersion of surface waves on multilayered media. Bull. seism. Soc. Amer. 43 (1953), p. 17-34
- [6] HASKELL, N.A. Crustal reflection of plane P and SV waves. J. geophys. Res. 67 (1962), p. 4751-4767
- [7] KOSAREV, G.L. Izuchenie stroeniya zemnoy kory pod seysmicheskoy stantsiyey po spektram prodol'nykh seysmicheskikh voln. Izv. AN SSSR, Fiz. Zemli (1971) 7, p. 31-39
- [8] PATNIKOVA, L.I.; LEVSHIN, A.L. Raschet spektral'nykh kharakteristik tonkosloistnykh sred. Izv. AN SSSR, Fiz. Zemli (1967) 2, p. 41-53
- [9] SAVARENSKIY, E.F. Ob uglakh vykhoda seysmicheskoy radiatsii i nekotorykh smezhnykh voprosakh. Tr. geofiz. Inst. AN SSSR (1952) 15 (142)
- [10] SAVARENSKIY, E.F. Seysmicheskie volny. Moskva: "Nedra" 1972
- [11] SAVARENSKIY, E.F.; AYVAZOV, I.V. Ob opredelenii ugla vykhoda seysmicheskoy radiatsii. Soobshch. AN gruz. SSR 20 (1958) 3, p. 285-289
- [12] SAVARENSKIY, E.F.; KOSAREV, G.L. Earth crust structure under the station and P wave spectra. Gerlands Beitr. Geophysik (in press)
- [13] THOMSON, W.T. Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. J. appl. Phys. 21 (1950), p. 89-93

Possibilities of Identification and Characterization of Discontinuities
by Seismic Surface Waves

by

PETER MALISCHEWSKY and HORST NEUNHÖFER¹⁾

Summary

On the basis of ALSOP's method the propagation of seismic surface waves in layered elastic media with lateral inhomogeneities is considered. RAYLEIGH and LOVE waves are arranged in such a way that they form a homogeneous eigenfunction system and their mutual conversion into each other is allowed. For a vertical discontinuity approximate reflection and transmission coefficients of obliquely incident surface waves are obtained. The so obtained coefficients of reflection and transmission can be used for identifying discontinuities with the aid of seismic surface waves. Using the statement of KNOPOFF and MAL concerning the phase velocity of surface waves on a profile crossing a discontinuity, a method can be given to localize the discontinuity. The frequency dependence of the reflection and transmission coefficients gives information about the contrast of the elastic parameters at the discontinuity. It is possible to treat in this manner not only vertical but also sloped discontinuities.

Zusammenfassung

Es wird die Ausbreitung seismischer Oberflächenwellen in geschichteten elastischen Medien mit lateralen Störungen auf der Basis einer Methode von ALSOP untersucht. Die RAYLEIGH- und LOVE-Wellen werden dabei zu einem einheitlichen Eigenfunktionssystem zusammengefaßt und ihre wechselseitige Umwandlung ineinander zugelassen. Für eine vertikale Diskontinuität werden die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten der Oberflächenwellen genähert berechnet. Sie können zur Identifizierung von Diskontinuitäten mittels seismischer Oberflächenwellen benutzt werden. Aus dem Ansatz von KNOPOFF und MAL über die Phasengeschwindigkeit von Oberflächenwellen entlang einem Profil quer zur Diskontinuität ist eine Methode zur Lokalisierung der Diskontinuität ableitbar. Aus der Frequenzabhängigkeit der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten kann man Informationen über den Kontrast der elastischen Parameter an der Diskontinuität erhalten. Auf dieser Basis können auch geneigte Diskontinuitäten behandelt werden.

¹⁾ Central Earth Physics Institute of the Acad. of Sciences of the GDR, part Jena, 69 Jena (GDR), Burgweg 11

The influence of lateral inhomogeneities on the propagation of seismic surface waves becomes an important subject of seismology if the fine structure of the Earth's crust and mantle is to be studied. The investigation of discontinuities has two aspects: the determination of the influence of surface waves on a well-known discontinuity or the localization and determination of the depth extension of a less known discontinuity by interpreting the recorded surface waves. To get the sought information it is necessary to carry out theoretical studies concerning the propagation of elastic waves in disturbed media.

If surface waves arrive at a discontinuity, the observed features include (see Fig. 1):

1. relative amplification or attenuation of modal surface displacement due to transmission from one wave guide to the other;
2. generation of new transmitted or reflected modes, body and other waves. The generation of alternative waves, that is also the inversion of RAYLEIGH to LOVE waves and vice versa, is conceivable.

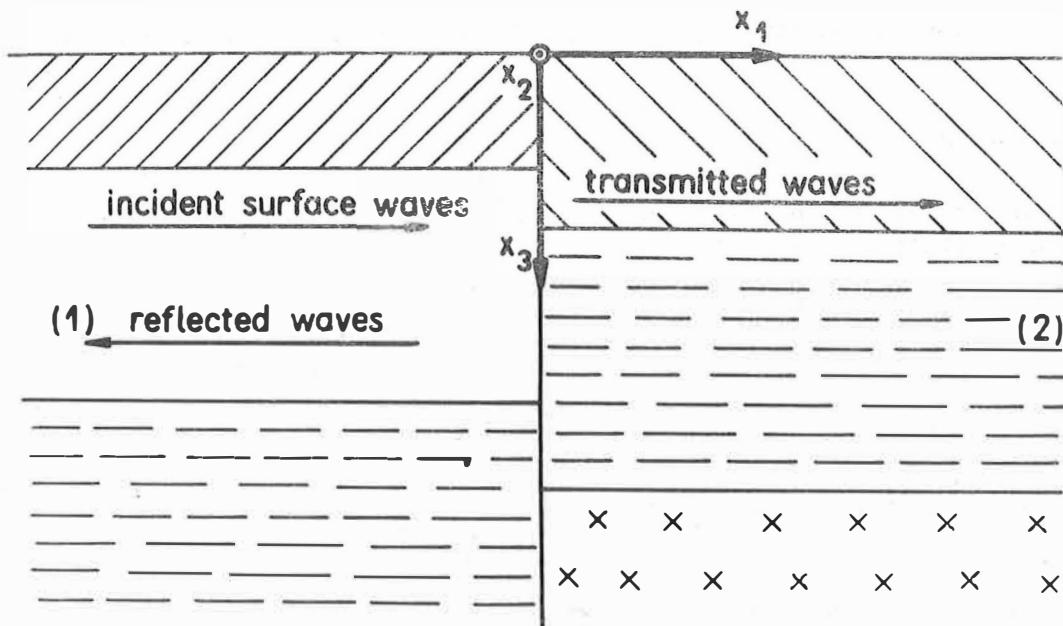


Fig. 1. The layered half-space with vertical discontinuity

An exact solution for the transmission of surface waves at vertical discontinuities is unobtainable as yet. The basic difficulty arises from the fact that both scalar and vector potential functions must be considered and the governing wave equations are not separable (in the sense of a vector differential equation), because boundary conditions on various co-ordinate planes must be fulfilled. It becomes evident that the boundary conditions on the surface of discontinuity cannot be fulfilled only by incident, reflected, and transmitted surface waves. Therefore, additional waves, for instance body waves, must arise.

From the various attempts of solution ALSOP's method is most suitable, because it leads rather quickly to results which can be easily interpreted with regard to physics and seismology.

In the following we show that ALSOP's method, which was originally developed for perpendicular incidence of RAYLEIGH or LOVE waves at a vertical discontinuity, can be generalized for the practically important case of oblique incidence, taking into consideration alternative waves including body waves, and for the case of curved discontinuities.

The considerations are valid for isotropic and perfectly elastic materials, which can be completely characterized by only three material parameters, namely by the LAMÉ coefficients μ , λ and the density ρ . In the real Earth the material parameters depend on the space co-ordinates. As a model of the Earth we consider an elastic half-space, which is bounded by the plane $x_3 = 0$. The dependence on x_3 represents the horizontal stratification, but the lateral variations are expressed by the dependence on x_1 (we neglect a dependence upon x_2). We start from

$$(1) \quad \mu = \mu(x_3), \quad \lambda = \lambda(x_3), \quad \rho = \rho(x_3).$$

The equation of motion of the elastic material

$$(2) \quad \mu \Delta u + (\mu + \lambda) \text{grad div } u = \rho \ddot{u}, \quad u = u(x_1, x_2, x_3, t),$$

produces, together with the boundary conditions,

$$(3) \quad \mathcal{I}_3 u = 0 \quad \text{for } x_3 = 0,$$

$$(4) \quad u = 0 \quad \text{for } x_3 = \infty,$$

the discrete eigenfunctions of the layered elastic half-space, namely the surface waves. Here u is the displacement vector and $\mathcal{I}_3 u$ is used for the components $\sigma_{13}, \sigma_{23}, \sigma_{33}$ of the stress tensor. On the understanding of harmonic time-dependence with the angular frequency ω the eigenfunctions, which correspond to plane waves, are

$$(5) \quad u = u(x_3) e^{i(k_1 x_1 + k_2 x_2 - \omega t)}, \quad \begin{array}{l} \mathbf{k}: \text{ wave number vector,} \\ \alpha: \text{ mode index.} \end{array}$$

Using a suitable notation, we arrange the RAYLEIGH and LOVE waves in such a way that they form a homogeneous eigenfunction system

$$(6) \left\{ \begin{array}{ll} \alpha = 1, \dots, M^{(1)} : & \text{RAYLEIGH modes for model 1 ,} \\ \alpha = M^{(1)} + 1, \dots, N^{(1)} : & \text{LOVE modes for model 1 ,} \\ \alpha = 1, \dots, M^{(2)} : & \text{RAYLEIGH modes for model 2 ,} \\ \alpha = M^{(2)} + 1, \dots, N^{(2)} : & \text{LOVE modes for model 2 .} \end{array} \right.$$

The surface waves (5) satisfy an orthonormality relation

$$(7) \frac{i \omega}{4 n_1} \int_0^\infty (u \mathcal{I}_1 u^\beta - u^* \mathcal{I}_1 u) dx_3 = \delta_{\alpha\beta} ; \quad k_2^\alpha = \text{const} , \quad \alpha = 1, \dots, N ,$$

where n_1^α is the x_1 -component of the unit vector in the direction of propagation and $\mathcal{I}_1 u$ are the components $\sigma_{11}, \sigma_{12}, \sigma_{13}$ of the stress tensor. The additional condition $k_2^\alpha = \text{const}$ for the x_2 -component of the wave number vector is not critical, because it is satisfied by SNELL'S law,

$$(8) k_2^{\text{inc.}} = k_2^{\text{refl.}} = k_2^{\text{trans.}} ,$$

which must be fulfilled by the incident, transmitted, and reflected surface waves.

Dropping the condition (4) we obtain the continuous eigenfunctions represented by the body waves, which can be orthonormalized with the aid of DIRAC'S delta function as well:

$$(9) \frac{i \omega}{4 n_1(k)} \int_0^\infty [u(x_3, k) \mathcal{I}_1 u^*(x_3, k') - u^*(x_3, k') \mathcal{I}_1 u(x_3, k)] dx_3 = \delta(k - k') ,$$

$k_2 = \text{const} , \quad k: \text{continuous "mode index" .}$

Now let us consider a layered elastic half-space with a vertical discontinuity $x_1 = 0$. The boundary conditions require continuity of displacements and of certain stress components on the surface of discontinuity. The resulting displacement field is expanded in terms of eigenfunctions appropriate to the layered media on both sides of the discontinuity. Whereas the terms for region 1 represent a superposition of incident and reflected waves, there are only transmitted waves in region 2:

$$(10) \left\{ \begin{array}{l} u^{(1)} + \sum_{\alpha=1}^{N^{(1)}} a_\alpha u^{(1)*} + \int a(\gamma) u^{(1)}(-\gamma) d\gamma = \\ = \sum_{\alpha=1}^{N^{(2)}} b_\alpha u^{(2)} + \int b(\gamma) u^{(2)}(\gamma) d\gamma + \tilde{u} , \\ \mathcal{I}_1 u^{(1)} + \sum_{\alpha=1}^{N^{(1)}} a_\alpha \mathcal{I}_1 u^{(1)*} + \int a(\gamma) \mathcal{I}_1 u^{(1)}(-\gamma) d\gamma = \\ = \sum_{\alpha=1}^{N^{(2)}} b_\alpha \mathcal{I}_1 u^{(2)} + \int b(\gamma) \mathcal{I}_1 u^{(2)}(\gamma) d\gamma + \tilde{\mathcal{G}} \quad \text{for } x_1 = 0 . \end{array} \right.$$

The expansion coefficients a_α and $a(\gamma)$, respectively, are generalized reflection coefficients and b_α and $b(\gamma)$, respectively, are generalized transmission coefficients. The terms \tilde{u} and $\tilde{\sigma}$, respectively, are residual terms, which are not comprehended by the used eigenfunction system. It is impossible to determine the generalized reflection and transmission coefficients from the boundary conditions exactly, because firstly the residual terms are unknown and secondly there are more unknowns than equations. Therefore, we try to determine the unknowns in such a way that the boundary conditions are fulfilled on the basis of the used eigenfunction system "as well as possible". For this end we define the mean square stress discontinuity by

$$(11) \quad F = \int_0^\infty \tilde{\sigma} \tilde{\sigma}^* dx_3 .$$

In order to make use of both boundary conditions for the determination of the unknowns it is convenient to consider the generalized reflection and transmission coefficients as interdependent and to solve for the b_α , for instance, by applying the orthonormality relation:

$$(12) \quad b_\alpha = f_\alpha (a_1, \dots, a_{N(1)}) , \quad \alpha = 1, \dots, N^{(2)} .$$

First of all the body wave terms were neglected and under the assumption

$$(13) \quad |\tilde{u}| \ll |u^{(1)}| , \quad |\tilde{\sigma}| \ll |x_1 u^{(1)}|$$

the terms containing \tilde{u} and $\tilde{\sigma}$, to 0. By applying the orthonormality relation both of the boundary conditions are connected with each other and from (11) and (12) we obtain

$$(14) \quad F = F(a_1, \dots, a_{N(1)}) .$$

Now we minimize F by a suitable choice of the a_α . A necessary and sufficient condition for the existence of a minimum of F are the $N^{(1)}$ equations

$$(15) \quad \frac{\partial F}{\partial a_\alpha} = 0 , \quad \alpha = 1, \dots, N^{(1)} .$$

From (15) we have the a_α and with (12) the b_α . The consideration of the energy transport can serve as a criterion for the quality of the method. Using the energy conservation law and the normalization of the surface wave modes according to (7), it is possible to define an expression

$$(16) \quad \text{PEUF} = \left(1 - \frac{1}{n_1} \left[\sum_{\alpha=1}^{N^{(1)}} \frac{\alpha^{(1)}}{n_1} a_\alpha^2 + \sum_{\alpha=1}^{N^{(2)}} \frac{\alpha^{(2)}}{n_1} b_\alpha^2 \right] \right) , \quad 100 \%$$

representing the percentage of surface wave energy, which is converted into other kinds of waves by the interaction with the discontinuity. Here n_1 is the x_1 -component of the unit vector in the direction of propagation of the incident and analogously $\frac{\alpha^{(1)}}{n_1}$ for the reflected and $\frac{\alpha^{(2)}}{n_1}$ for the transmitted waves. It is sufficient but not necessary for an exact solution that PEUF is small enough. First model calculations showed that PEUF is greater for oblique than for perpendicular incidence (see Table 1).

Table 1. Results from model calculations

	Model 1	Model 2	φ_0	a_1	b_1	PEUF
v_P [km/sec]	2.36	4.0	0°	- 0.331	0.929	2.81 %
v_S [km/sec]	1.37	2.31	30°	- 0.17	1.139	13.42 %
ρ [g/cm ³]	1.22	2.0				

v_P and v_S : velocities of longitudinal and transverse waves, resp.
 a_1 and b_1 : reflection and transmission coefficients, resp.

The reflection and transmission coefficients are real and therefore at a vertical discontinuity only phase shifts of 0 or π can appear. By introducing a curvilinear co-ordinate system, one co-ordinate plane of which coincides with the surface of discontinuity, and by applying the transformation theory it is possible to use ALSOP's method for curved discontinuities, too. The reflection and transmission coefficients are complex, so that the corresponding phase shifts of surface waves at curved discontinuities can be different from 0 or π (see [5]).

The reflection and transmission coefficients must be known for the second problem, namely, the determination of the unknown position of a discontinuity.

On this occasion we start, in accordance with KNOPOFF and MAL, from the assumption that the surface waves propagate over a sloping discontinuity with local phase velocity and the amplitudes are influenced by reflection and transmission. For the wave function KNOPOFF and MAL stated the relation

$$(17) \quad \bar{F}(x) = A \exp \left(i \int_{-a}^x k(v) dv \right) (T + R),$$

where A is the amplitude and T and R are functions of the transmission or reflection coefficient, respectively. Integration is performed along the wave path. Neglecting R , a model calculation on this basis was carried out, results of which are shown in Fig. 2. In the middle there is the used model together with the phase velocities at various periods, which are valid for it. Provided that the dispersion curves for the undisturbed regions on both sides of the discontinuity are known, which is possible by special measurements, and using a formerly given statement [7] for a certain arrangement of seismographs, it is possible to calculate the position of a fictive vertical discontinuity. For a sloping discontinuity the position is dependent on the period, as it can be seen in the upper part of Fig. 2, and is influenced by the arrangement of the stations. Utilizing this dependence, it is possible to obtain, on principle, quantitative information about the position of the discontinuity in space.

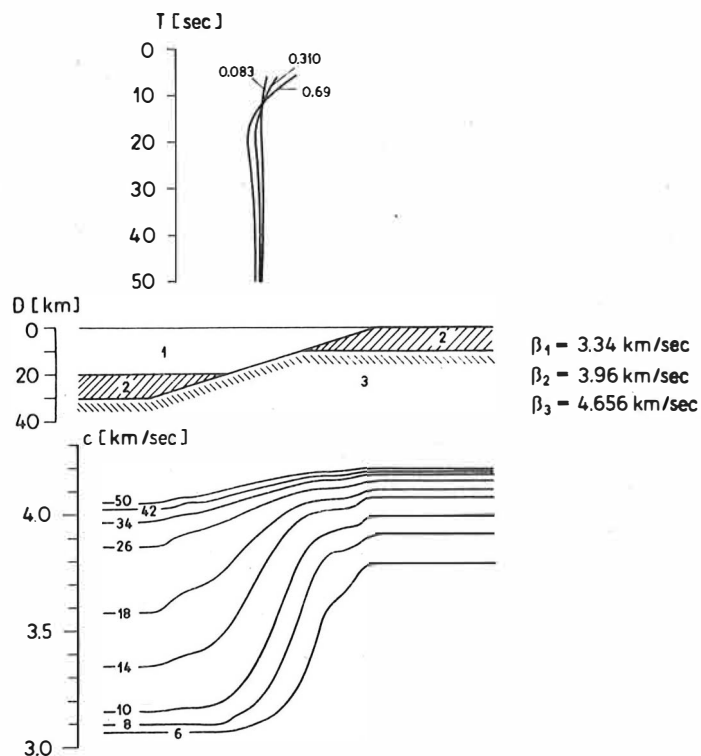


Fig. 2. The localization of the discontinuity

References

- [1] ALSOP, L.E. Transmission and reflection of Love waves at a vertical discontinuity. *J. geophys. Res.* **71** (1966) 16, p. 3969-3984
- [2] ALSOP, L.E. An orthonormality relation for elastic body waves. *Bull. seism. Soc. Amer.* **58** (1968) 6, p. 1949-1954
- [3] KNOPOFF, L.; MAL, A.K. Phase velocity of surface waves in the transition zone of continental margins. *J. geophys. Res.* **72** (1967) 6, p. 1769-1776
- [4] MALISCHEWSKY, P. Ausbreitung von seismischen Oberflächenwellen mit vertikalen Diskontinuitäten. *Veröff. Zentralinst. Physik d. Erde Nr. 24*, Potsdam 1973
- [5] MALISCHEWSKY, P. The influence of curved discontinuities on the propagation of seismic surface waves. *Gerlands Beitr. Geophysik* **83** (1974) 5, p. 355-362

Reflection and Transmission of Inhomogeneous Plane Waves
with Particular Application to Surface Waves

by

L.E. ALSOP ¹⁾ and S. GREGERSEN ²⁾

The concept of inhomogeneous plane waves, which is quite common in electromagnetic (but not in seismic) literature, is reviewed. Examples of allowed inhomogeneous plane waves are the exponential "tails" of LOVE and RAYLEIGH waves. However, non-allowed inhomogeneous plane waves often give a very good representation of the wave motion over a restricted area, as is demonstrated by leaky modes. With this in mind, a formalism is developed for the transmission and reflection of the allowed inhomogeneous waves of LOVE and RAYLEIGH type into non-allowed inhomogeneous waves. These latter are non-allowed in the sense that they do not fit the boundary conditions at a discrete number of points. Here the ray picture breaks down and diffractive effects occur. Our assumption is that, for many interesting cases, these diffractive effects are small and can be ignored. Once the transmitted and reflected inhomogeneous waves are obtained, it is possible to calculate the stress and displacements caused by these waves on both sides of the interface. These stresses and displacements are a good approximation to the actual stresses and displacements. Therefore, they may be used in HERRERA's formula to obtain the component of the stress and displacement fields on the fundamental and higher mode surface waves.

To date our main effort has concerned the transmission of LOVE waves across the Pacific continental margin of the U.S.A. Good agreement with observed data both as a function of period and of angle of incidence is obtained for a model which is an approximation of the crustal and upper mantle structure of this area. It is impossible to obtain an agreement with the trend of the transmission coefficients as a function of period with any model which does not include a low-velocity layer in the mantle.

The material discussed in this paper is contained in two articles to be published in the Bulletin of the Seismological Society of America: "Reflection and Transmission of Inhomogeneous Waves with Particular Application to Rayleigh Waves" by L.E. ALSOP, A.S. GOODMAN, and S. GREGERSEN and "Amplitudes of Horizontally Refracted Love Waves" by S. GREGERSEN and L.E. ALSOP, and also in the Ph.D. Dissertation of S. GREGERSEN accepted by the Columbia University, New York, N.Y.

1) Geophysikalisches Institut, 75 Karlsruhe 21, Hertzstr. 16, BRD

2) Geodetic Institute, Dept. of Seismology, Copenhagen, Denmark

The Effect of the Lateral Velocity on the Surface Wave Amplitudes

by

A.P. LAZAREVA and T.B. YANOVSKAYA ¹⁾Summary

The routine determination of earthquake magnitudes from surface waves has shown that for each station there are certain focal regions where magnitudes were determined systematically higher or, on the contrary, lower than those obtained by averaging the data of the stations of the USSR network. Two possible explanations of such effect are considered: the variations of the geometrical spreading of surface waves due to lateral refraction, and differences in the group velocity dispersion along different paths. The calculations of magnitude residuals caused by lateral refraction showed that the theoretical values in general are minor to the observed ones by about an order of magnitude, although the signs of the residuals are in good agreement. It seems more probable that the observed magnitude residuals are caused by differences in derivatives of the group velocities for different paths. This allows to conclude that the accuracy of magnitude determinations can be improved if the group velocity dispersion will be taken into account.

Zusammenfassung

Die routinemäßige Bestimmung von Erdbebenmagnituden aus Oberflächenwellen hat gezeigt, daß für jede Station gewisse Herdgebiete existieren, für die die Magnituden systematisch größer bzw. niedriger bestimmt werden als im Mittel der Daten des UdSSR-Netzes. Es werden zwei mögliche Erklärungen betrachtet: die geometrische Streuung von Oberflächenwellen infolge lateraler Refraktion bzw. Unterschiede in der Gruppengeschwindigkeitsdispersion entlang des Wellenweges. Berechnungen von Magnitudenresiduen, die durch laterale Refraktion verursacht werden, zeigen, daß die theoretischen Werte im allgemeinen um eine Größenordnung geringer als die beobachteten sind, obwohl die Vorzeichen gut übereinstimmen. Es dürfte wahrscheinlicher sein, daß die beobachteten Magnitudenresiduen durch Unterschiede in den Ableitungen der Gruppengeschwindigkeiten für verschiedene Wellenwege hervorgerufen werden. Das erlaubt die Schlußfolgerung, daß die Genauigkeit der Magnitudenbestimmung verbessert werden kann, wenn die Gruppengeschwindigkeitsdispersion in Betracht gezogen wird.

¹⁾ Seismostation Pulkova, Leningrad M-140

1. Introduction

Surface wave magnitudes M_s estimated from observations of different stations sometimes differ significantly. This shows that the surface wave amplitudes do not only depend on the intensity of radiation from a source and the epicentral distance but vary also with the locations of the source and the station; these variations will further be called amplitude anomalies. In order to increase the accuracy of the magnitude determinations the values of M_s obtained at any station should be corrected for such amplitude anomalies. For determining the corrections we must investigate the factors which cause these anomalies. For this purpose, the magnitude residuals at some stations have been analysed, and some possible considerations are discussed which may explain the distribution of these residuals.

The magnitude residuals $\Delta M_s = M_s - \bar{M}_s$ were determined at 7 stations (5 in the USSR and 2 in the Antarctic) for a large number of earthquakes occurred in different regions. Here \bar{M}_s is the mean value of the surface wave magnitude reported in the Operative Seismological Bulletin of the Institute of Physics of the Earth; M_s is the magnitude calculated from the data of a given station. The mean residuals were calculated for each focal region and the given station as well as the mean station errors, the latter being found to be negligible. This shows that the local structure in the vicinity of the station practically does not affect the surface wave amplitudes. Consequently, the observed amplitude anomalies may be connected either with the source or with the path between source and station.

The absolute values of the mean residuals for some focal regions obtained by averaging a large number of individual residuals were found to be unexpectedly high. For example, the mean residual for Kuril Islands, determined at Iultin station from the data for 65 earthquakes, is equal to -0.4 . This suggests that the surface wave amplitudes are mainly affected by the path between source and station rather than by the focal mechanism. This conclusion is confirmed by a comparison of the mean residuals for different focal regions: The regional residuals within extensive areas are found to have the same sign. For example, for earthquakes of Japan, Sakhalin, the Kuril and Aleutian Islands, Kamchatka and Alaska we observed systematically lower values of M_s at the stations Heis, Tiksi, Iultin, whereas for earthquakes from the trans-Asian zone lower values of M_s were measured at the stations Heis, Sverdlovsk, Novolazarevskaya and higher values at Iultin, Tiksi, Pulkovo. Thus, the analysis of the observations shows that the main factor which determines the anomalies of surface wave amplitudes is given by differences in the wave propagation along different paths. Now the question arises: What characteristics of the Earth's structure are the causes of these differences?

The lower estimates of the earthquake magnitudes may be explained by the existence of high attenuation zones between source and station. However, the higher estimates of the magnitudes, which are frequently observed, cannot be interpreted in such a way; rather they suggest the surface wave amplitude anomalies to be caused by lateral velocity variations resulting from variations of the crustal structure in different regions.

The lateral velocity variations affect the surface wave amplitudes in two ways: Firstly, due to lateral refraction, the geometrical spreading of the surface waves is varied; secondly, the surface wave amplitudes depend on the dispersion of the group velocities, and the dispersion curves $c(T)$ are variant for different paths. Now we shall investigate the effects of both these factors.

2. Lateral refraction of surface waves

To elucidate the question if the observed amplitude anomalies result from lateral refraction of the surface waves, we calculated the magnitude residuals due to variations of the geometrical spreading. For these calculations we made three assumptions: a) The phase velocity of the surface waves, v , is a continuous, twice differentiable function of the angular co-ordinates θ and λ ; b) the propagation of the surface waves is governed by FERMAT's principle; c) the period corresponding to the maximum phase of the surface waves does not vary. The geometrical spreading was calculated simultaneously with the co-ordinates θ and λ of a "ray" and the azimuth α of the ray in every point by solving the following system of linear differential equations:

$$(1) \left\{ \begin{aligned} \frac{d\theta}{d\sigma} &= -\cos \alpha, \\ \frac{d\lambda}{d\sigma} &= \frac{\sin \alpha}{\sin \theta}, \\ \frac{d\alpha}{d\sigma} &= \cot \theta \sin \alpha - \frac{1}{v} \left[\frac{\partial v}{\partial \theta} \sin \alpha + \frac{\cos \alpha}{\sin \theta} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right], \\ \frac{dU}{d\sigma} &= W \sin \alpha - \frac{1}{v} \cos \alpha \left[\frac{\partial v}{\partial \theta} \sin \alpha + \frac{\cos \alpha}{\sin \theta} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right], \\ \frac{\partial V}{\partial \sigma} &= W \frac{\cos \alpha}{\sin \theta} - U \frac{\sin \alpha \cos \theta}{\sin^2 \theta} + \frac{\sin \alpha}{\sin \theta} \frac{1}{v} \left[\frac{\partial v}{\partial \theta} U + \frac{\partial v}{\partial \lambda} V \right], \\ \frac{\partial W}{\partial \sigma} &= \left(\cot \theta \cos \alpha - \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial \theta} \cos \alpha + \frac{1}{v} \frac{\sin \alpha}{\sin \theta} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) W + \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} U + \frac{\partial v}{\partial \lambda} V \right) \cot \theta \sin \alpha - \\ &\quad - \left(\sin \alpha - \frac{\cos \alpha \cos \theta}{v} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) \frac{U}{\sin^2 \theta} - \frac{1}{v} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} U \sin \alpha - \frac{1}{v} \frac{\partial^2 v}{\partial \lambda^2} V - \\ &\quad - \frac{1}{v} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta \partial \lambda} (V \sin \alpha + U \frac{\cos \alpha}{\sin \theta}) \end{aligned} \right.$$

with the boundary conditions

$$(2) \left\{ \begin{aligned} \theta|_{\sigma=0} &= \theta_0, \quad \lambda|_{\sigma=0} = \lambda_0, \quad \alpha|_{\sigma=0} = \alpha_0, \quad U|_{\sigma=0} = V|_{\sigma=0} = 0, \\ W|_{\sigma=0} &= 1, \end{aligned} \right.$$

where

$$U = \frac{d\theta}{d\alpha_0}, \quad V = \frac{d\lambda}{d\alpha_0}, \quad W = \frac{d\alpha}{d\alpha_0};$$

θ_0, α_0 are the co-ordinates of the source; α_0 denotes the azimuth of the ray at the source. The geometrical spreading $ds/d\alpha_0$ is expressed through U and V :

$$ds/d\alpha_0 = R \sqrt{U^2 + V^2 \sin^2 \theta},$$

where R is the Earth's radius. For the spherically symmetrical model of the Earth

$$ds/d\alpha_0 = R \sin \Delta ,$$

where Δ is the epicentral distance. So the magnitude residual due to the variations of the geometrical spreading or to the spherically symmetrical model of the Earth, respectively, is determined by the expression

$$(3) \quad \Delta M_s = \frac{1}{2} \lg \frac{\sin \Delta}{\sqrt{U^2 + V^2 \sin^2 \theta}} .$$

To calculate the residuals ΔM_s at a given station for different focal regions we used the reciprocity principle: The solutions of (1) and (2) will be the same if the source and the point of observation are changed. Therefore, the co-ordinates of the given station were taken as the co-ordinates of a source θ_0, λ_0 , and for different values of α_0 the rays and the residuals ΔM_s along such rays were computed. This allows to obtain the distribution of the residuals ΔM_s over the Earth's surface for every station.

For computation a model of the phase velocity distribution $v(\theta, \lambda)$ corresponding to the period $T = 20$ s was taken (Fig. 1). To construct this model we used the result of determination of the phase velocities in different regions of the continents and those of calculations for a set of oceanic crust models. To make the function $v(\theta, \lambda)$ twice differentiable we represented it in terms of a truncated series of spherical functions. It was found that the absolute values of the theoretical residuals are minor to the observed ones approximately by an order of magnitude (the absolute values of the observed residuals are about 0.2 - 0.4, whereas the theoretical values are of the order 0.03 - 0.05). At the same time the distribution of the residual signs over the Earth's surface agrees well enough with the observations. In Fig. 2 a, b the maps of the theoretical residual signs are represented for the stations Iultin and Novolazarevskaya; for comparison, the values of the observed residuals are shown as well. Though some discrepancies exist, they are not significant. For example, many negative residuals observed at Iultin correspond to a region of zero theoretical residuals (Far East - Japan). However, this region adjoins to the Pacific area, for which the theoretical residuals are just negative. Moreover, it should be taken into account that the function $v(\theta, \lambda)$ accepted for computation of the theoretical residuals is a rather rough model of the real phase velocity distribution. Therefore, no importance should be ascribed to the discrepancies of such kind.

The velocity distribution taken for computation is smooth enough; in reality, the velocity changes more sharply at the ocean-continent boundaries. This may suggest that the relatively small values of the theoretical residuals ΔM_s result from the smoothness of the function $v(\theta, \lambda)$. But the calculations of ΔM_s for the functions $v(\theta, \lambda)$ differing in smoothness have not confirmed this suggestion. - So the lateral refraction may explain the amplitude anomalies in part, but it is not the main cause of these anomalies.

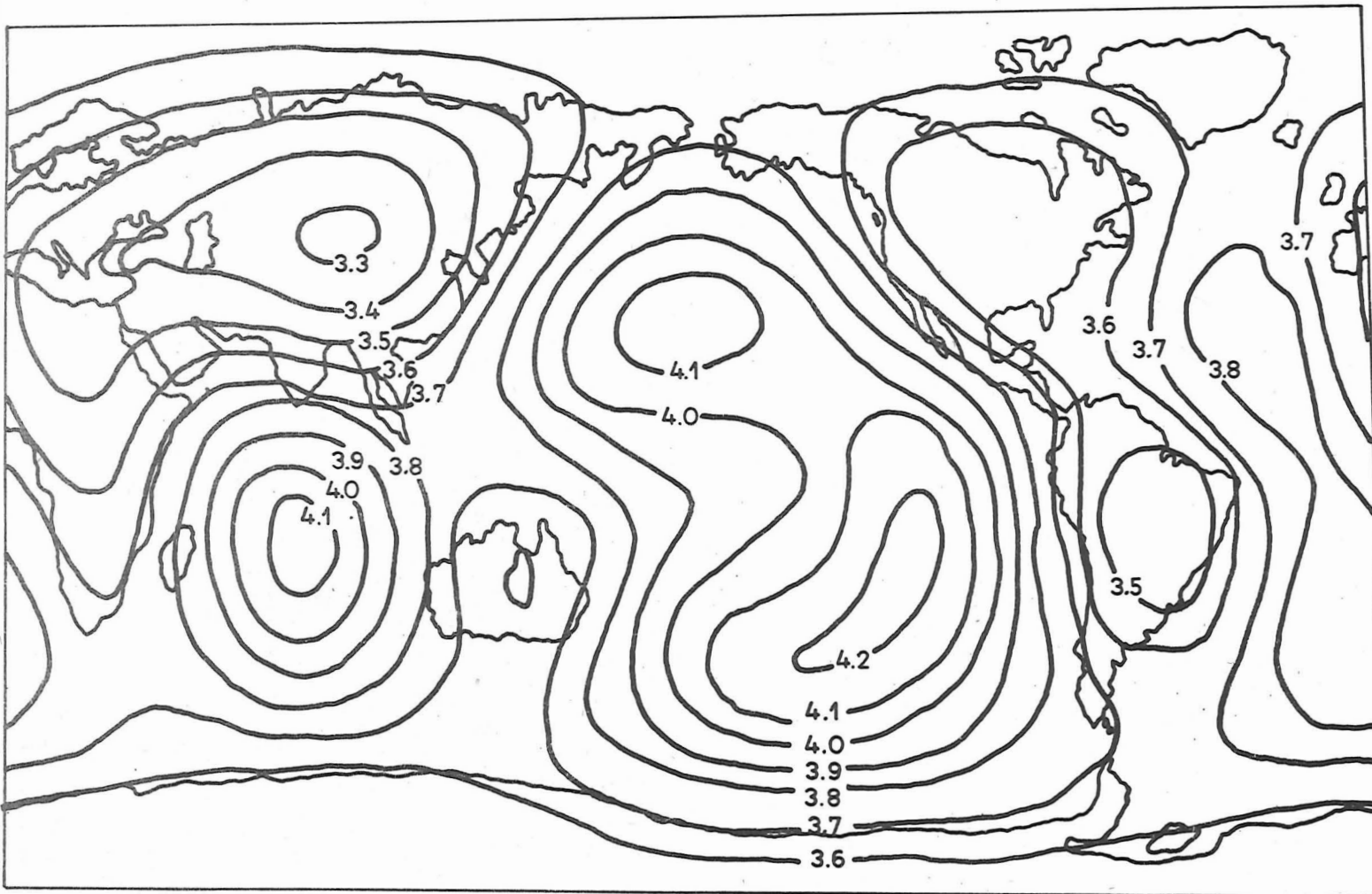
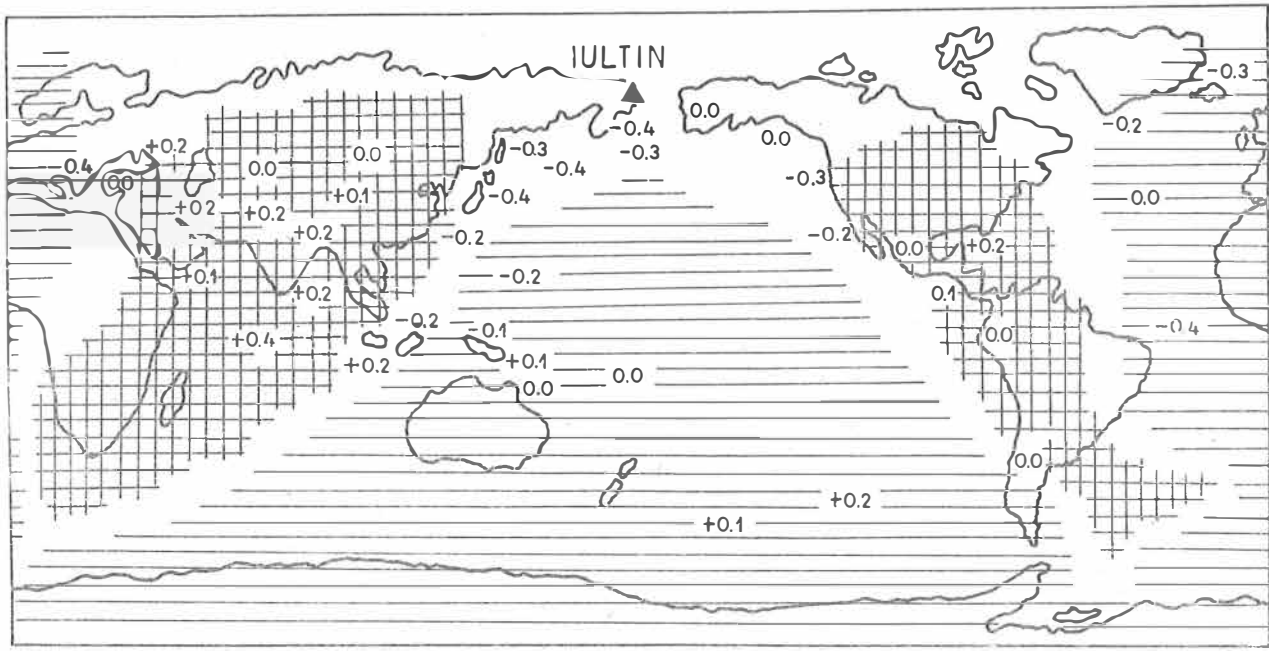
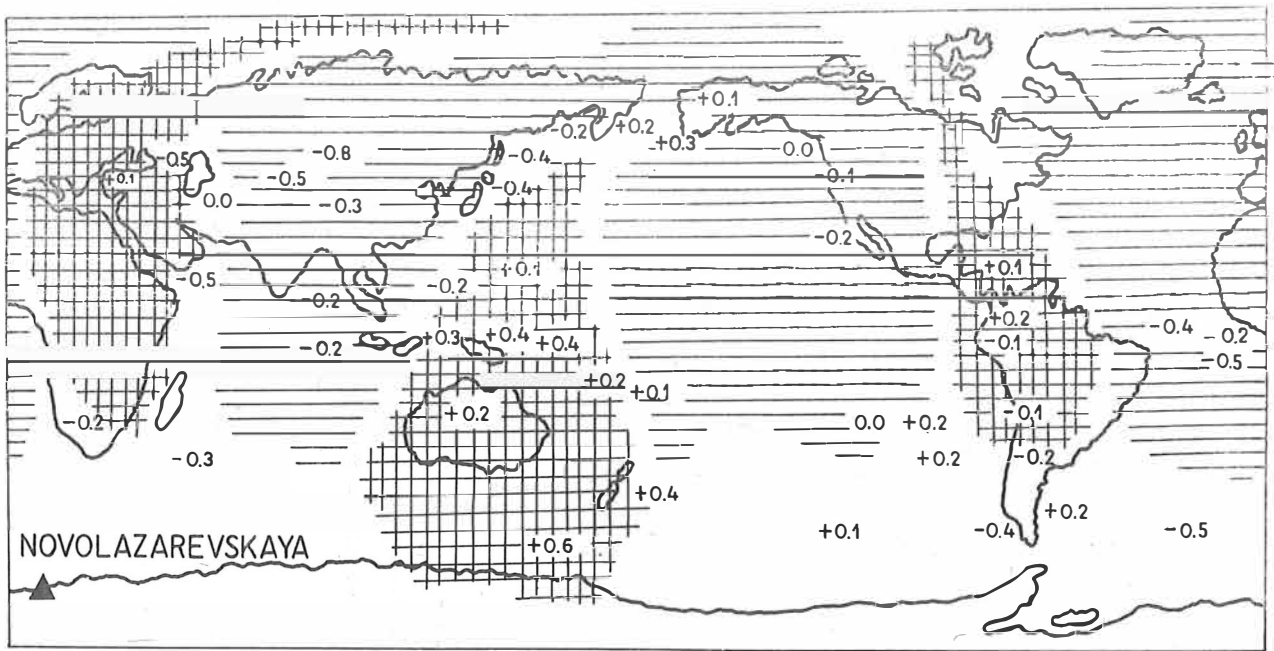


Fig. 1. Distribution of phase velocities for $T = 20$ s adopted for calculation of geometrical spreading



a



b

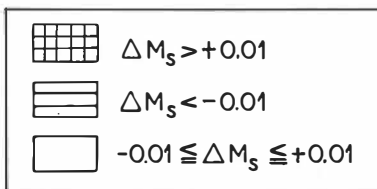


Fig. 2. Distribution of theoretical magnitude residuals over the Earth's surface: a) for Iultin, b) for Novolazarevskaya. The values of the observed residuals are shown for the main focal regions

2. The effect of dispersion

The amplitude of the dispersed surface wave is inversely proportional to $\sqrt{(dc/d\omega)}$ (or to $\sqrt[3]{d^2c/d\omega^2}$ in the AIRY phase), where c is the group velocity and ω denotes frequency. Therefore, the amplitude anomalies may be due to the differences in group velocity dispersion over various paths.

The effect of the dispersion on the amplitude anomalies was estimated as follows. From observations of a given station the dispersion curves $c(\omega)$ were determined for the paths from those focal regions for which the magnitude residuals at this station were markedly different. From these curves the derivatives $dc/d\omega$ were estimated. Then under the assumption that the amplitude used for determination of the magnitude was proportional to $(dc/d\omega)^{-1/2}$ the difference between the magnitude residuals for these regions was calculated by the formula

$$(4) \quad \Delta M^{(2)} - \Delta M^{(1)} = \frac{1}{2} \log \frac{(dc/d\omega)^{(2)}}{(dc/d\omega)^{(1)}}.$$

Strictly speaking, since the magnitudes are determined from the AIRY phase amplitudes, the differences of the magnitude residuals should be estimated by the ratio of the second derivatives of the group velocities. However, it is very difficult to determine the second derivatives $d^2c/d\omega^2$ in the vicinity of the AIRY phase, so that we had to compare the amplitudes at frequencies differing from the AIRY phase frequency. Thus the estimation of the magnitude residual differences, carried out by the aid of formula (4), is rather rough.

In Fig. 3 the data of the group velocities are plotted against the periods obtained at Iultin station from earthquakes of New Guinea (oceanic path) and from an earthquake occurred in South China (continental path). The dispersion curves $c(T)$ are represented by the straight lines. The derivatives dc/dT and $dc/d\omega$ were calculated from the inclination of these lines in the corresponding period range. The New Guinea region is characterized by a magnitude residual $\Delta M_g = -0.1$, and the residual for the China region is equal to $+0.1$, so that the difference between the observed residuals is equal to -0.2 . The derivatives $dc/d\omega$ for the paths corresponding to these regions are found to have such values that the difference of the magnitude residuals calculated by formula (4) is equal to -0.44 .

As was mentioned above, this estimation is rather rough; moreover, the errors in the observed values may be about $0.1 - 0.2$. Thus we may conclude that the agreement between the theoretical and observed data is sufficiently good; the difference of the magnitude residuals, having the same sign, is of the same order of value.

From the analysis of peculiarities of surface wave dispersion we can draw a qualitative conclusion about the expected distribution of the magnitude residuals over the Earth's surface. Since the dispersion curves $c(T)$ for oceanic paths over a period range from 16 s to 25 s are markedly steeper than those for continental paths, we may expect that the amplitudes of surface waves propagated along continental paths will be higher than those along oceanic paths. So the positive magnitude residuals must be attributed to regions from which the waves propagate to the station mainly

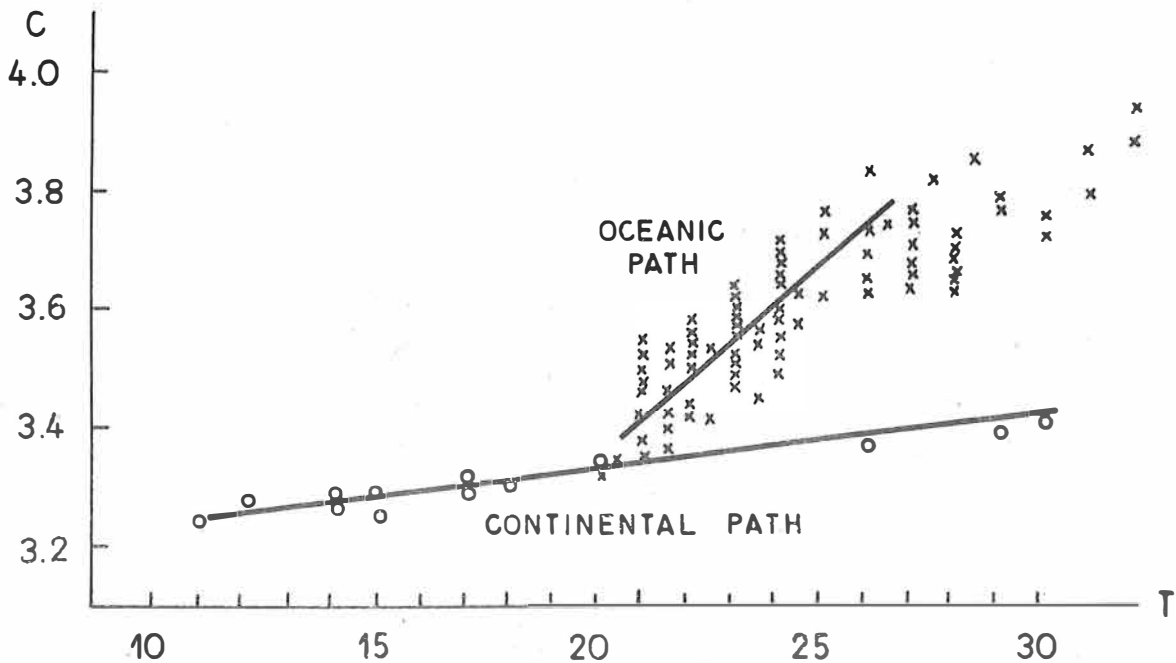


Fig. 3. Group velocities for the paths New Guinea - Iultin (crosses) and South China - Iultin (circles)

through a continent, and the negative residuals to regions for which the path between source and station is mainly oceanic. Fig. 2 a,b shows that just the same distribution of the observed magnitude residuals may be stated.

The result of the study allows to conclude that the principal factor causing the anomalies of the surface wave amplitudes is the difference in the dispersion over different paths. The lateral refraction and consequent variations in geometrical spreading give a minor contribution to these variations. It follows that for determining magnitude corrections the dispersion over the path between the source and the station must be taken into account. For example, this may be realized by taking into consideration the duration of oscillations on surface wave records.

Der Einfluß der Anisotropie elastischer Eigenschaften polykristalliner Medien
auf die Geschwindigkeitsgrößen seismischer Oberflächenwellen

von

J.M. CHESNOKOV ¹⁾ und R. POPPITZ ²⁾

Zusammenfassung

In letzter Zeit wurde bei der Erforschung des Aufbaus der Erdkruste und des oberen Mantels von vielen Autoren eine bedeutende Abweichung zwischen experimentellen und theoretischen Dispersionswerten, erhalten unter der Voraussetzung isotroper Schichten, für LOVE-Wellen festgestellt. Dieser Unterschied kann durch Anisotropie elastischer Eigenschaften der Erdkruste und des oberen Mantels erklärt werden. In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode zur Berechnung von Dispersionskurven seismischer Oberflächenwellen für ein mehrschichtiges, homogenes, anisotropes Medium auf der Grundlage des THOMSON-HASKELLSchen Matrizenverfahrens beschrieben. Der transversal-isotrope Symmetriotyp, hervorgerufen durch einheitliche Orientierung gesteinsbildender Minerale der Erdkruste und des oberen Mantels, wird erforscht. Es sind die Dispersionsgleichungen für einige Spezialfälle hergeleitet: für eine isotrope (anisotrope) Schicht auf einem anisotropen (isotropen) Halbraum. Die für die angegebenen Modelle durchgeführten Berechnungen ergaben, daß ein bedeutender Einfluß der Anisotropie auf die Geschwindigkeitsgrößen der seismischen Oberflächenwellen des LOVE-Typs vorliegt.

Summary

Numerous authors found significant differences between observational and theoretical dispersion values for crustal and upper mantle LOVE waves when isotropic layers were assumed. These differences can be explained by introducing anisotropic elastic parameters into theory. In the present paper, a computing method for dispersion curves of multilayered homogeneous, anisotropic media is described, which is based on HASKELL-THOMSON's matrix method. The transverse isotropic symmetry type, which is caused by the uniform orientation of minerals, is considered. Dispersion equations have been deduced for some cases: isotropic (anisotropic) layers on an anisotropic (isotropic) half-space. The computations carried out for these models show an important influence of the elastic anisotropy on seismic LOVE waves.

¹⁾ Institut für Physik der Erde der AdW der UdSSR, Moskau, Bolšaja Gruzinskaja 10

²⁾ Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR, 15 Potsdam (DDR),
Telegrafenberg

1. Einführung und Problemstellung

In letzter Zeit wurden von einigen Autoren Ergebnisse experimenteller Arbeiten veröffentlicht, die das allgemeine Interesse am Problem der Anisotropie elastischer Eigenschaften im Aufbau der Erdkruste und des oberen Mantels sprunghaft ansteigen ließen. Dazu gehören in erster Linie Abweichungen bei der Schichtdickebestimmung zwischen den Werten für seismische Oberflächenwellen des LOVE- und RAYLEIGH-Typs. So erhielt McEVILLY [8] im Jahre 1964 bei der Erklärung der experimentellen Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Periode im Zentralteil der USA durch ein homogenes, isotropes Modell der Erdrinde und des oberen Mantels eine Abweichung in der bestimmten Schichtdicke nach LOVE-Wellen bis zu 5 %. Ähnliche Resultate zeigten Untersuchungen zur Strukturbestimmung von Erdrinde und oberem Mantel, durchgeführt von KAMINUMA 1966 [7] in Japan und PEŠKOV 1969 [9] in Mittelasien, sowie die von BHATTACHARYA [4] im Jahre 1972 veröffentlichte Arbeit über das zentrale Gebiet der indischen Halbinsel. Die erhaltenen Differenzen zwischen experimentellen und theoretischen Dispersionswerten der LOVE-Wellen werden von den genannten Autoren durch vorhandene Anisotropie der Elastizitätsmerkmale des betrachteten Mediums erklärt. Dabei fehlt in diesen Arbeiten allerdings eine direkte theoretische Berechnung des Einflusses der Anisotropie konkreter, unterschiedliche Mineralzusammensetzung aufweisender Medien auf die Geschwindigkeiten seismischer Oberflächenwellen. Die vorliegende Arbeit bringt einen Vergleich theoretischer Dispersionskurven von LOVE-Wellen für anisotrope und isotrope Modelle der Erdkruste und des Erdmantels.

2. Berechnungsmethode

Die klassische Methode zur Herleitung der Dispersionsgleichungen für LOVEsche und RAYLEIGHsche Oberflächenwellen in mehrschichtigen, isotropen und homogenen Modellen ist das Matrizenverfahren von THOMSON und HASKELL [6]. Im Jahre 1962 wandte ANDERSON [2] diese Methode auf Dispersionsberechnungen von LOVE-Wellen in einem aus n Schichten bestehenden, transversal-isotropen Modell an. Außerdem schlug derselbe Autor in anderen Arbeiten [1, 3] eine Variante zur Betrachtung RAYLEIGHscher Oberflächenwellen vor. CRAMPIN [5] setzte diesen Beginn logisch in seiner 1970 veröffentlichten Arbeit fort, indem er das klassische HASKELLSche Verfahren auf mehrschichtige, dem orthorhombischen Symmetriotyp angehörende Medien erweiterte.

Unter Ausnutzung grundlegender Ergebnisse ANDERSONs [2] sind in der vorliegenden Arbeit einige Dispersionsbeziehungen für LOVE-Wellen in konkreten Modellen hergeleitet. Sie wurden für die Fälle einer isotropen (transversal-isotropen), auf einem transversal-isotropen (isotropen) Halbraum liegenden Schicht in Form transzendenter Gleichungen der Art

$$(1) \quad F(d_1, \rho_1, \rho_2, c_{ij}, c'_{kl}, c_L, T) = 0$$

erhalten, in denen d_1 die Schichtdicke, ρ_1 und ρ_2 die Dichte der Schicht und des Halbraums, c_{ij} und c'_{kl} die Elastizitätsmoduln von Schicht bzw. Halbraum, c_L die Phasengeschwindigkeit und T die Periode bezeichnen.

3. Vergleichende Betrachtung theoretischer Dispersionskurven von LOVE-Wellen in isotropen und anisotropen Modellen des Aufbaus von Erdkruste und oberem Mantel

Für die Berechnung theoretischer Dispersionskurven der LOVE-Wellen in zweischichtigen Modellen von Erdkruste und oberem Mantel benutzen wir in Arbeiten CHESNOKOVs [10, 11, 12] veröffentlichte Daten sowie die unter (1) zusammengefaßten Dispersionsgleichungen. Die angeführten Veröffentlichungen enthalten neben einer Beschreibung möglicher Entstehungsmechanismen der Anisotropie im oberen Mantel unter Ozeanen und Kontinenten die Berechnung elastischer Parameter verschiedener Modelle sowie eine allgemeine Darstellung der Ausbreitung elastischer Wellen in ihnen. Dabei wurde von der heute gebräuchlichen Annahme ausgegangen, daß das Grundmineral des oberen Mantels Olivin ist. Wenn für alle Kristalle des Olivins eine der Achsen längs einer bestimmten Richtung, die übrigen zwei aber beliebig in der zu ihr senkrechten Fläche orientiert sind, dann kann das Medium durch 5 elastische Konstanten beschrieben und als transversal-isotrop bezeichnet werden. Die Symmetrieachse einer solchen Kristallanordnung stimmt dabei mit der herausgestellten Kristallachse richtungsmäßig überein. Unter Einbeziehung bekannter geochemischer Vorstellungen wurden folgende 4 Modelle des oberen Erdmantels zusammengestellt, die sich nach Olivinanteil (Modelle I, II, III, IV) und jeweils in bestimmter Richtung orientierter Kristallachse (a, b, c) unterscheiden (Tab. 1).

Tabelle 1

Nr. des Modells	Modellbezeichnung	Olivinanteil [%]	Enstatitanteil [%]	Diopsidanteil [%]	Orientierungsrichtung
I	Mittleres ozeanisches Lherzolith	60,9	24,1	15,0	a, b
II	Mittleres ozeanisches Harzburgit	70,7	19,2	10,1	a, b
III	Kontinentales Lherzolith	63,9	3,1	33,0	c
IV	Kontinentales Harzburgit	84,1	4,5	11,4	c

Zuerst betrachteten wir den Fall einer isotropen Schicht mit der Dichte $\rho_1 = 2,8 \text{ g/cm}^3$, der Dicke $d_1 = 20 \text{ km}$ und der Transversalwellengeschwindigkeit $v_s = 3,92 \text{ km/s}$, die auf einem anisotropen Halbraum mit der Dichte $\rho_2 = 3,3 \text{ g/cm}^3$ liegt. In Abb. 1a,b ist die Abhängigkeit des Dispersionskurvenverlaufs $c_L = f(T)$ vom Anisotropiekoeffizienten α_s nach S-Wellen für verschiedene Modelle dargestellt. Die Symmetrieachse ist dabei senkrecht nach unten gerichtet. Es ist zu sehen, daß der Anisotropieeinfluß für alle Modelle recht bedeutend ist. Wir können folgende Gesetzmäßigkeiten erkennen:

- a) Für die Modelle, die durch eine Verringerung der SH-Wellen-Geschwindigkeit mit steigendem Anisotropiekoeffizienten α_s charakterisiert sind, also Ia und IIa, vermindert sich die Phasengeschwindigkeit der LOVE-Welle ebenfalls bei wachsendem α_s .

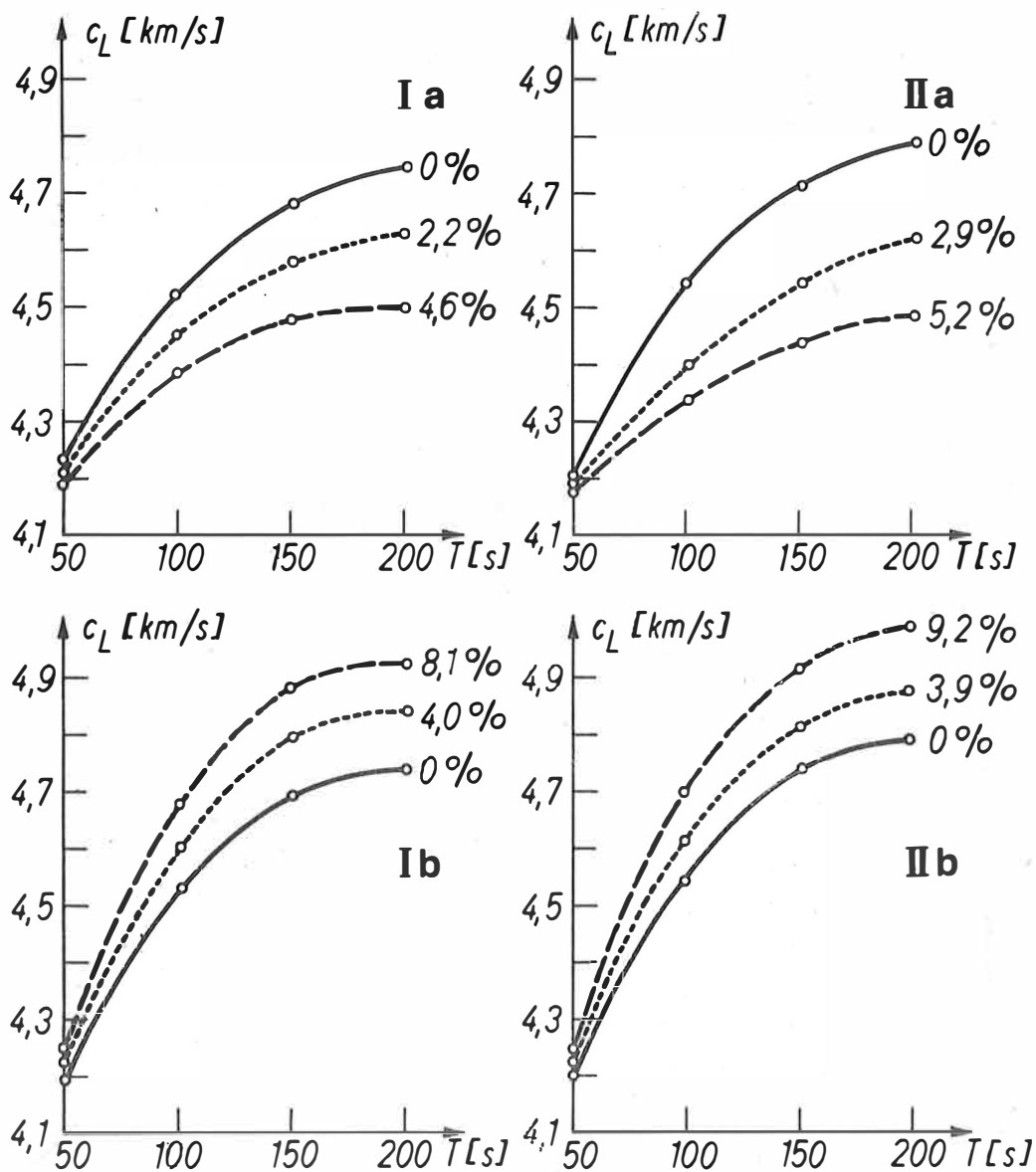


Abb. 1a

Abb. 1 a,b. Theoretische Dispersionskurven $c_L = f(T)$ für LOVE-Wellen im Falle einer isotropen Schicht auf anisotropem Halbraum in Abhängigkeit vom Anisotropiekoeffizienten α_s nach S-Wellen für verschiedene Modelle des oberen Mantels. Die Ziffern I, II, III and IV bezeichnen die Modellnummern, die Buchstaben a, b und c die jeweils vorrangig orientierte Kristallachse. Analoge Bezeichnungen sind für Abb. 2 - 6 beibehalten.

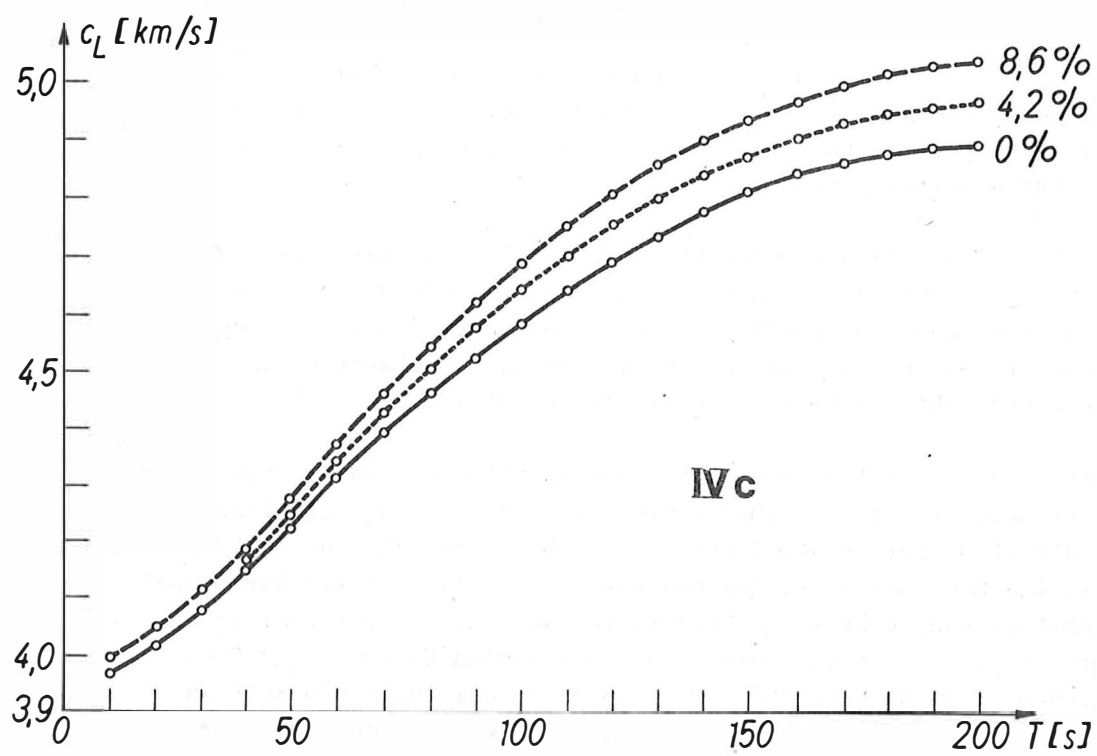
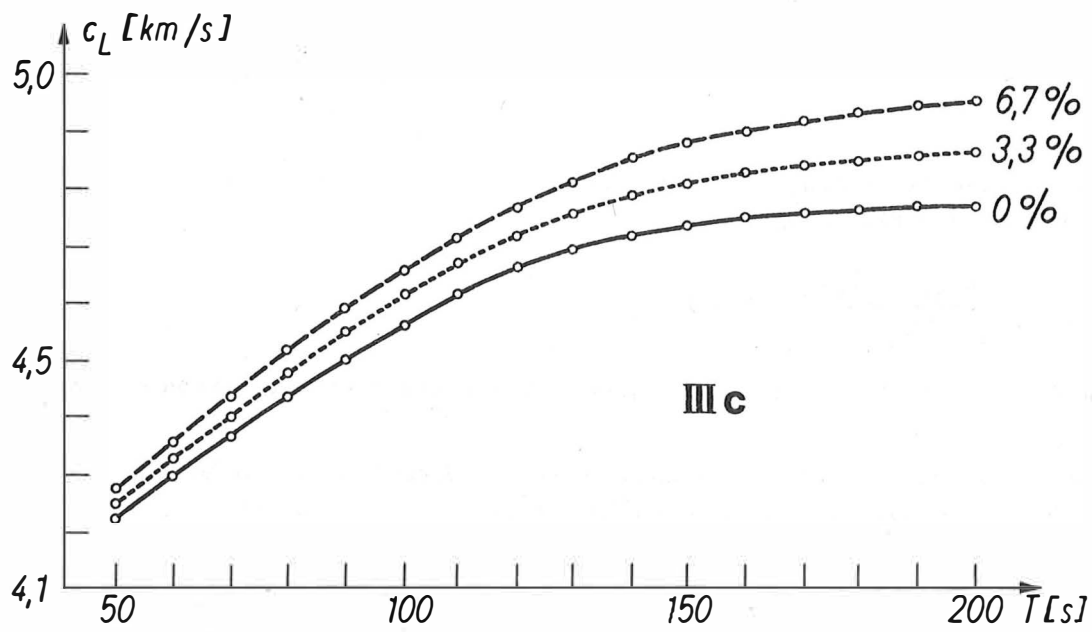


Abb. 1b

- b) Die Modelle Ib, IIb, IIIc und IVc, durch umgekehrte Abhängigkeit der Geschwindigkeit v_{SH} von α_s gekennzeichnet, unterscheiden sich durch ein Ansteigen von c_L mit höher werdendem α_s . Dabei ist zu beachten, daß diese Modelle die von KAMINUMA [7] eingeführte Bedingung zur Erklärung des Unterschiedes zwischen theoretischen und experimentellen Dispersionskurven, nämlich $v_{SH} > v_{SV}$, erfüllen und sich in Übereinstimmung mit den von ihm [7] und McEVILLY [8] gefundenen experimentellen Werten befinden.

In Abb. 2 ist die Abhängigkeit des Anisotropiekoeffizienten α_L der LOVE-Wellen, errechnet nach der Beziehung

$$(2) \quad \alpha_L = \frac{c_{L_{\max}} - c_{L_{\min}}}{c_{L_{\min}}} \cdot 100 \%,$$

von der Periode T für alle Modelle gezeigt. Als Besonderheiten kann man herausstellen:

- Im betrachteten Fall ist der Anisotropieeinfluß maximal für hohe Perioden ($T = 150 - 200$ s). α_L nimmt dabei mit fallenden T -Werten ab.
- Die maximale Größe von α_L für die Modelle Ia und IIa erklärt sich dadurch, daß die Phasengeschwindigkeit hier mit steigender Anisotropie sinkt und wir es deshalb praktisch mit einem "negativen" Anisotropiekoeffizienten zu tun haben.

Abb. 3 a,b und 4 zeigen die soeben betrachteten Beziehungen für den Fall einer anisotropen Schicht auf einem isotropen Halbraum ($v_s = 6,7$ km/s). Bei gleichem qualitativem Verhalten wie im ersten Fall erweist sich hier der Anisotropieeinfluß als maximal für niedrige Perioden ($T \sim 10 - 30$ s).

In Abb. 5 sind die Abhängigkeiten $\alpha_L = f(T)$ für beide oben behandelte Varianten am Beispiel des Modells IVc gegenübergestellt. Dabei erweist sich, daß bis zu $T \leq 70$ s ein bedeutender Einfluß der anisotropen Schicht vorliegt, der nach Überschneidung beider Kurven stetig abnimmt und bei maximaler Anisotropiewirkung des Halbraums und hohen Perioden sein Minimum erreicht.

Im weiteren Verlauf unserer Berechnungen betrachteten wir das Verhalten der Phasengeschwindigkeit c_L in Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung θ der LOVE-Welle, die sich hier in der Anisotropiefläche senkrecht zur isotropen Ebene fortpflanzt. Die Symmetrieachse des Mediums ist in diesem Falle horizontal ausgerichtet. Von CHESNOKOV [12] erhaltene Charakteristika eines transversal-isotropen Mediums in der Form $v_{SH}, v_{SV} = f(\theta)$ wurden den errechneten Kurven $c_L = f(\theta)$ für verschiedene Perioden ($T = 50, 100, 150, 200$) sowie der dem isotropen Fall entsprechenden Geraden bei $T = 200$ s gegenübergestellt (isotrope Schicht auf anisotropem Halbraum). Folgende charakteristische Besonderheiten sind dabei herauszustellen:

- Der Charakter der Abhängigkeit $c_L = f(\theta)$ entspricht für alle Modelle der Änderung der SH-Wellen-Geschwindigkeit mit dem Azimut.
- Mit fallender Periode T werden die Kurven $c_L = f(\theta)$ immer mehr ausgerichtet, was auf ein Absinken des Einflusses von θ bei niedrigen Perioden hindeutet.
- die "isotrope" Gerade verläuft für die Modelle Ia und IIa im gesamten Intervall $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ höher als die dem anisotropen Fall bei derselben Periode ($T = 200$ s) entsprechende Kurve, d.h., für alle θ ist die LOVEsche Phasengeschwindigkeit geringer als im isotropen Fall.

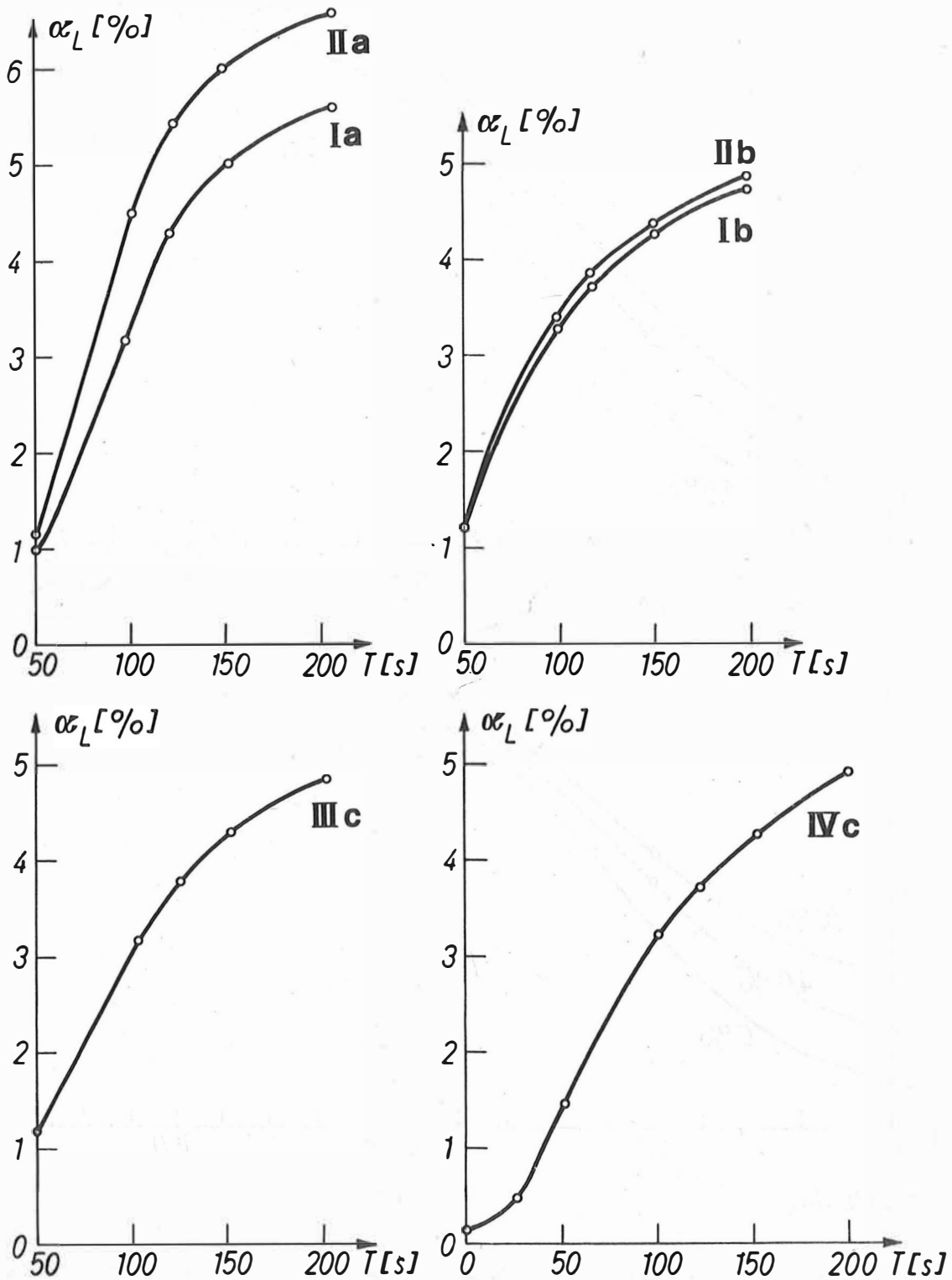


Abb. 2. Abhängigkeit des Anisotropiekoeffizienten α_L von der Periode T für verschiedene Modelle des oberen Mantels (isotrope Schicht auf anisotropem Halbraum)

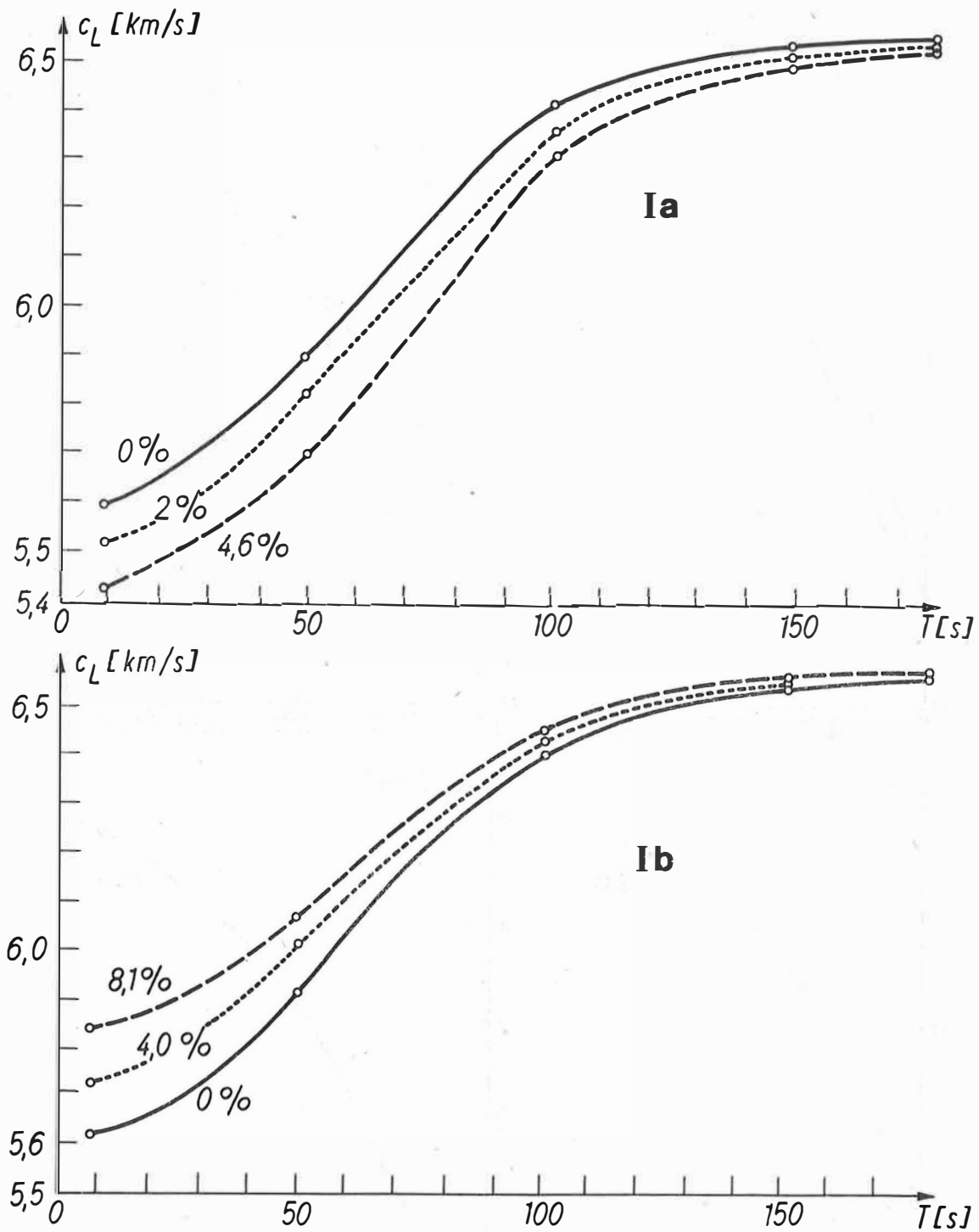


Abb. 3a

Abb. 3 a, b. Theoretische Dispersionskurven $c_L = f(T)$ LOVEscher Oberflächenwellen im Falle einer anisotropen Schicht auf isotropem Halbraum in Abhängigkeit vom Anisotropiekoeffizienten α_s für verschiedene Strukturmodelle der Schicht

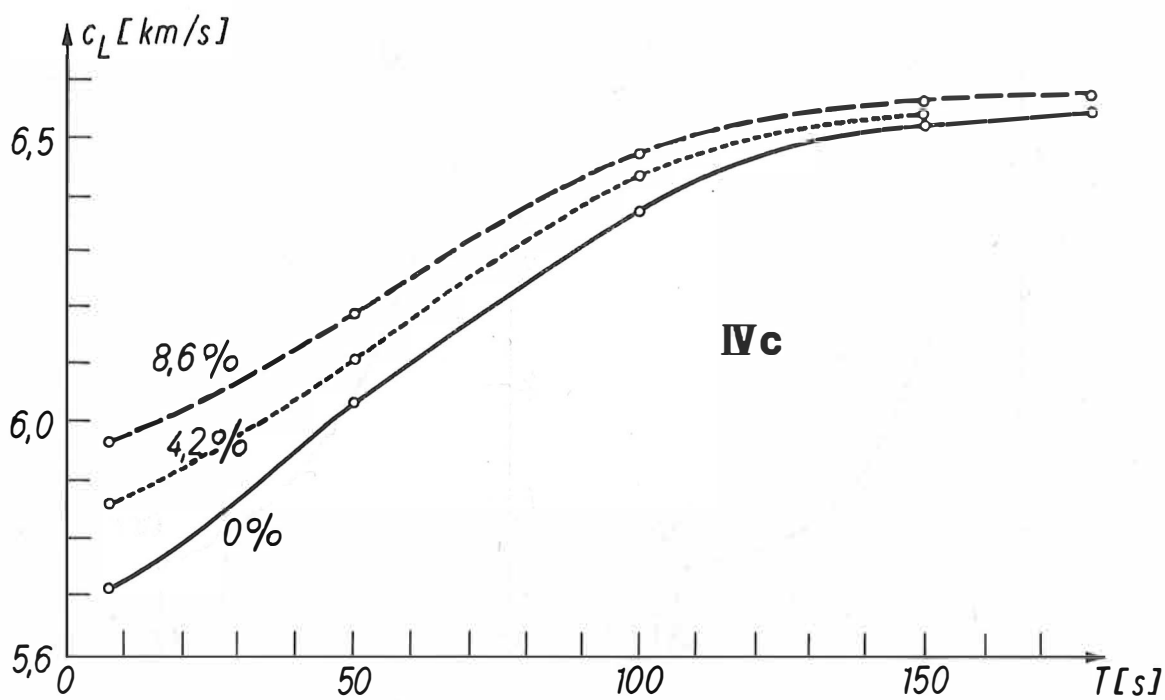
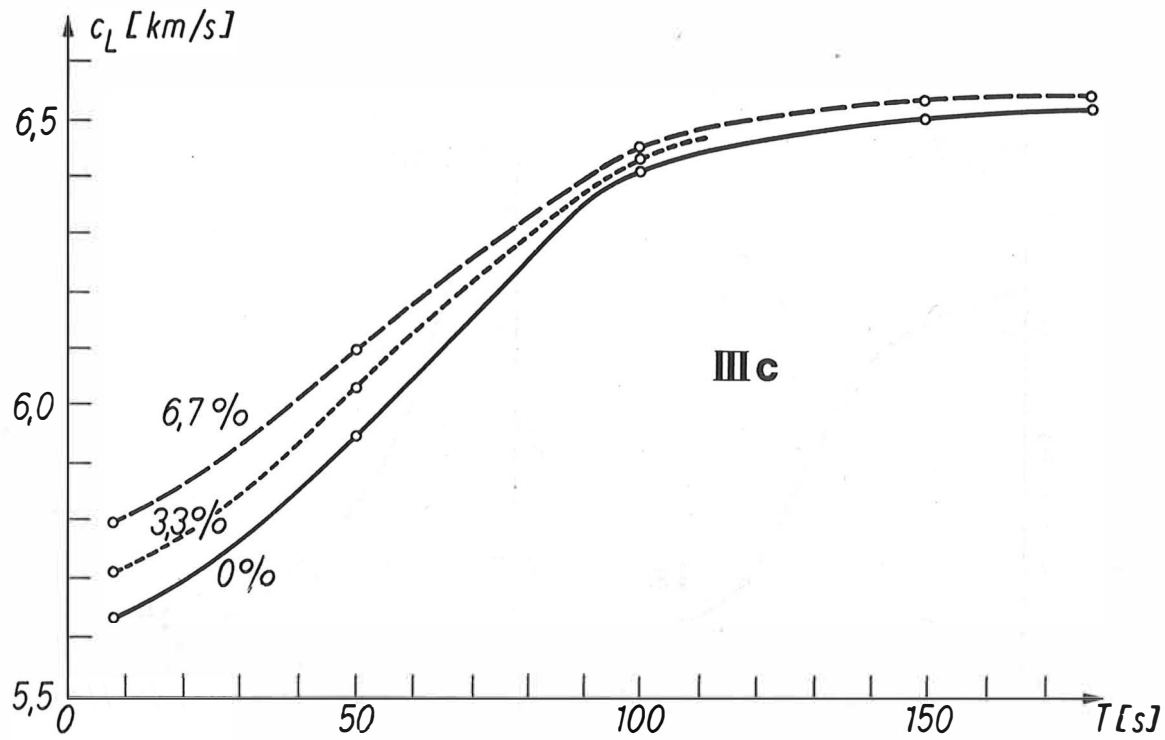


Abb. 3b

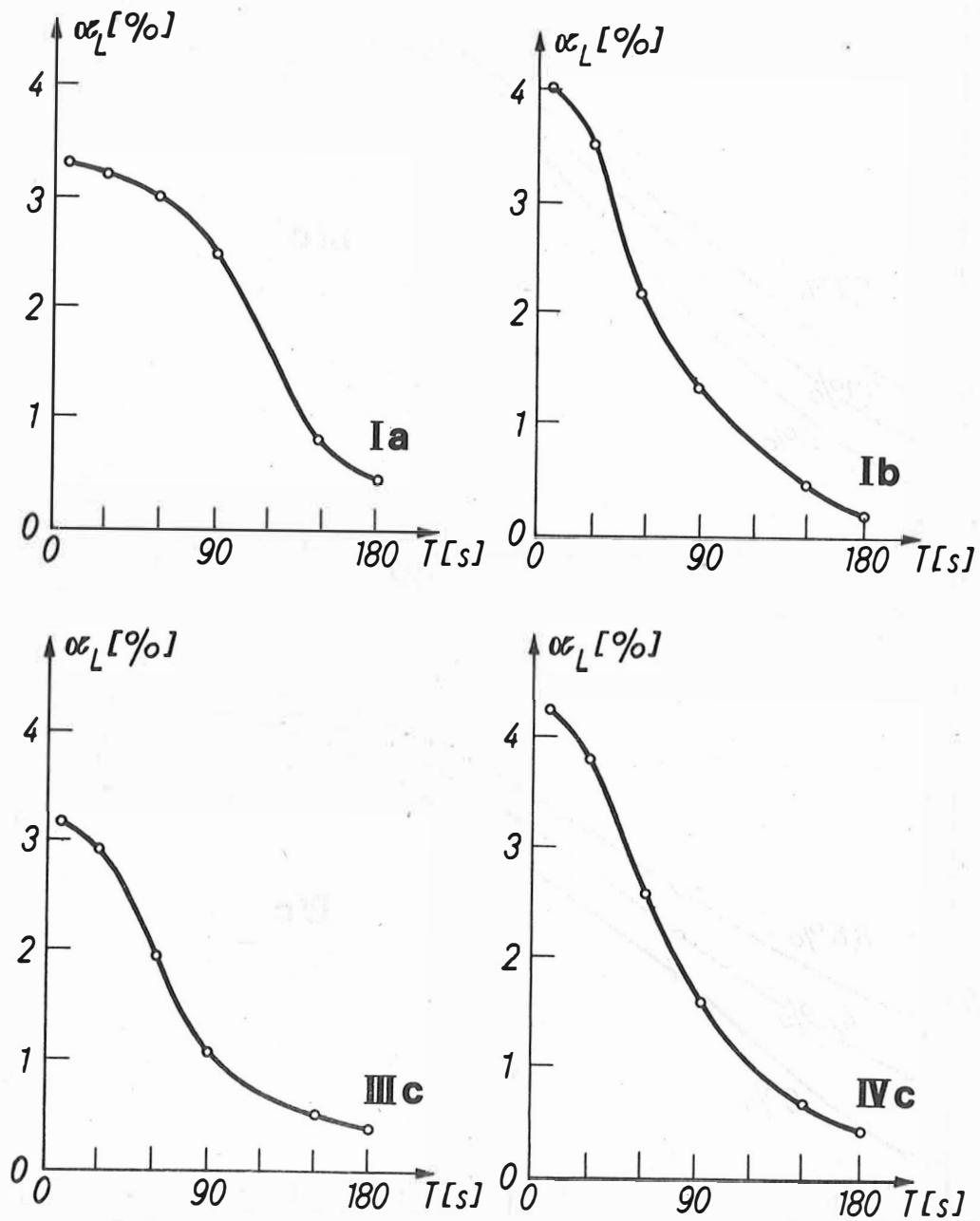


Abb. 4. Abhängigkeit des Anisotropiekoeffizienten α_L von der Periode T für verschiedene geochemische Modelle einer anisotropen Schicht

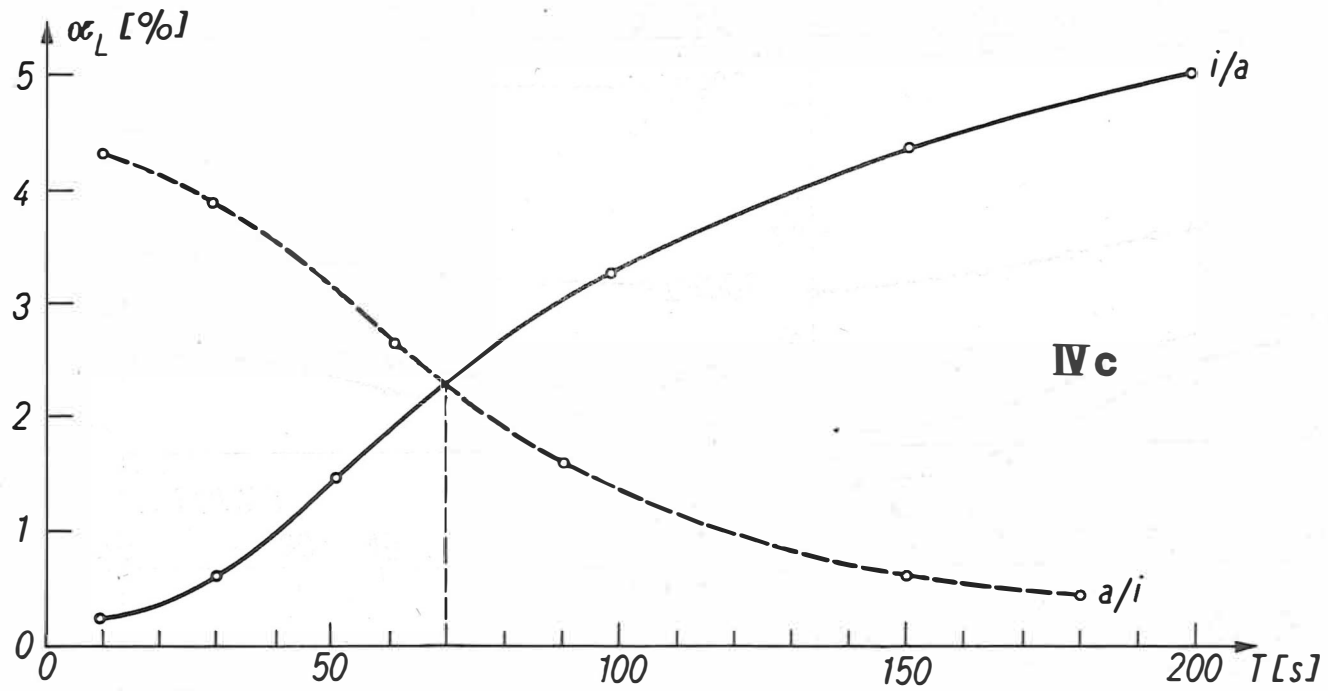


Abb. 5. Vergleich des Kurvenverlaufs $\alpha_L = f(T)$ in den Fällen einer anisotropen Schicht auf isotropem Halbraum (a/i) und einer isotropen Schicht auf anisotropem Halbraum (i/a) für das Modell IVc

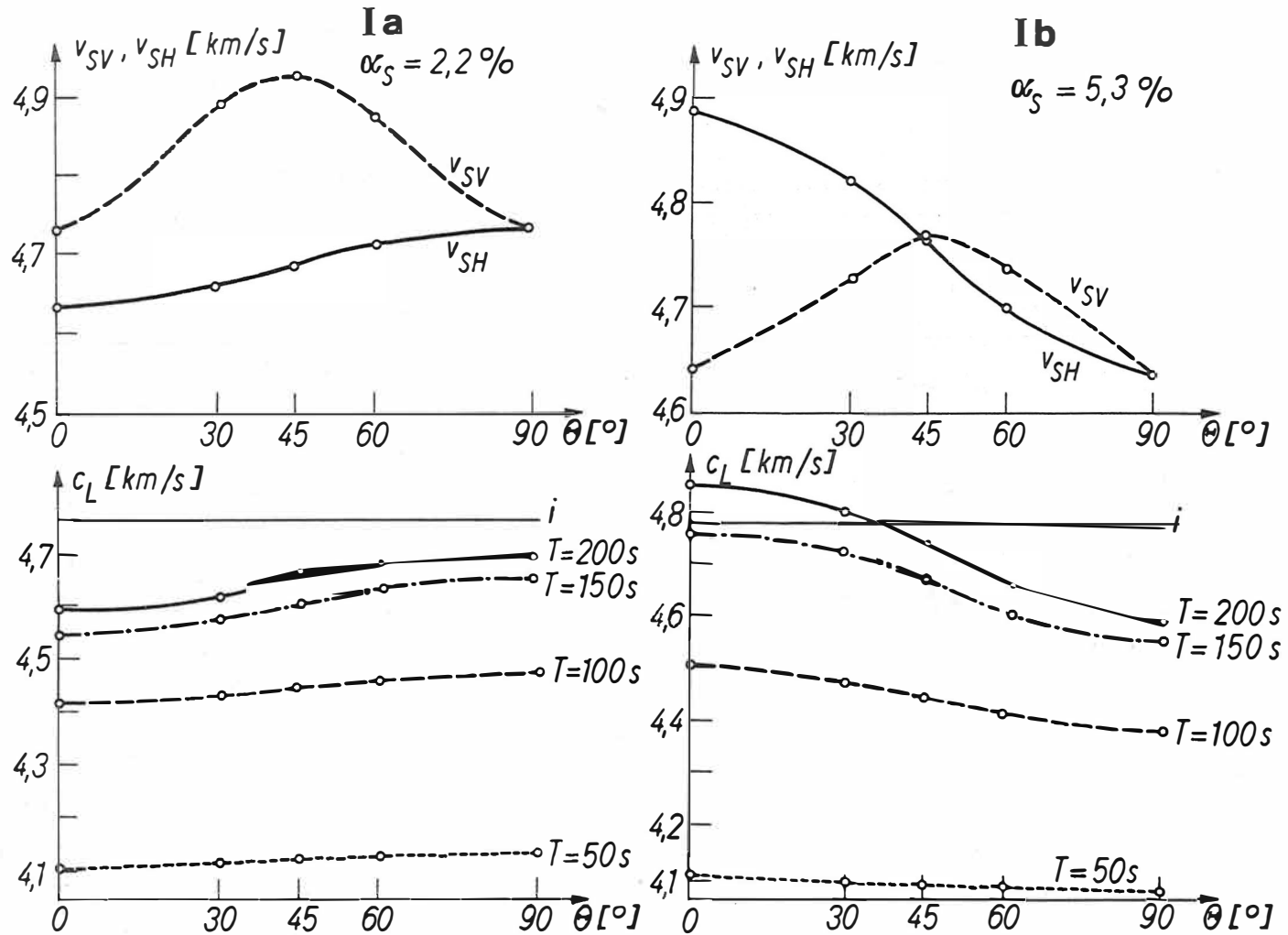


Abb. 6 a, b. Gegenüberstellung von Abhängigkeiten der SH-, SV-Wellen-Geschwindigkeiten und der LOVEschen Phasengeschwindigkeit bei verschiedenen Perioden ($T = 50, 100, 150, 200$) vom Azimut der Ausbreitungsrichtung in der Anisotropiefläche am Beispiel einiger Modelle des anisotropen Halbraums

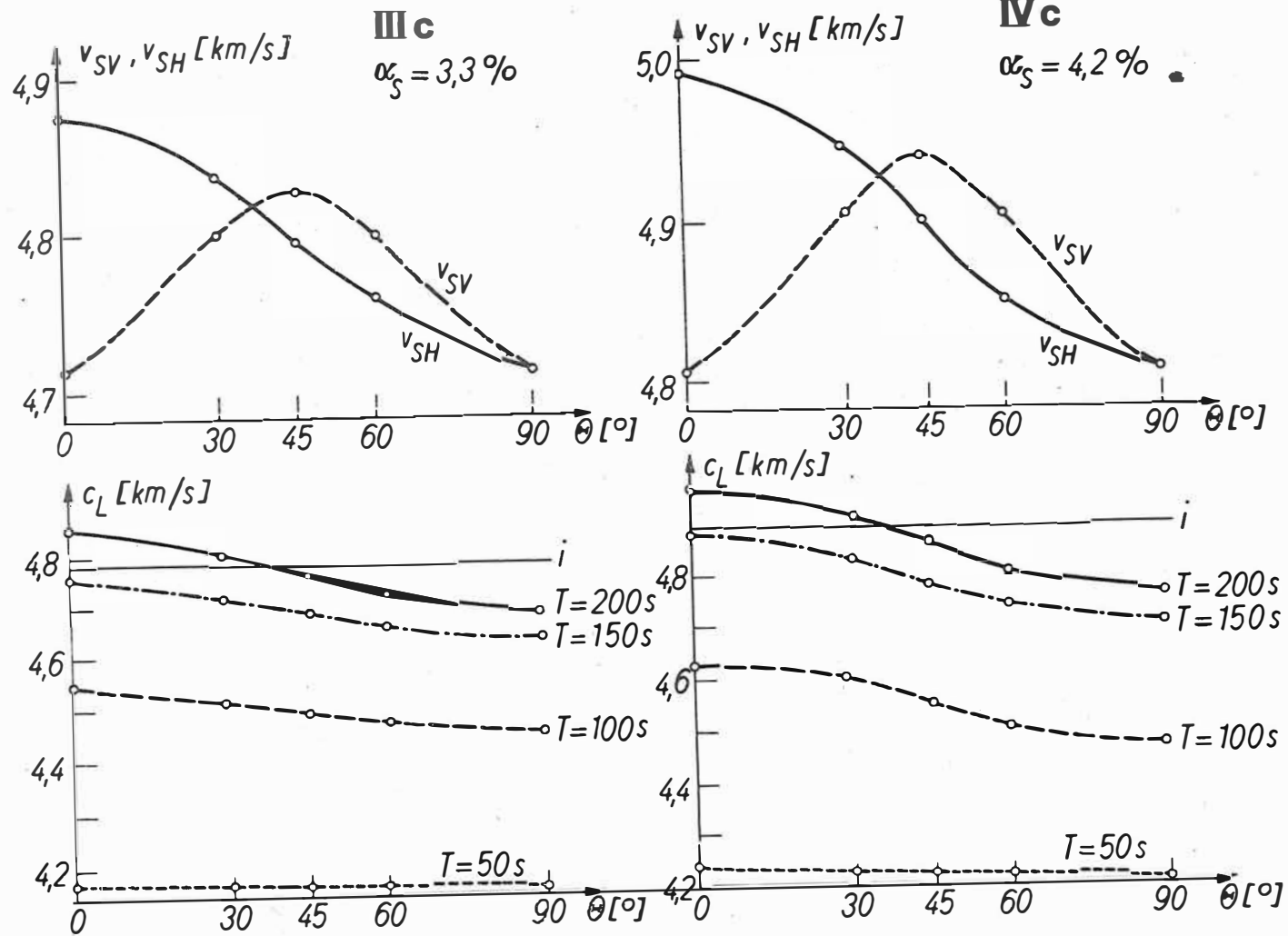


Abb. 6b

- d) Für die Modelle Ib, IIb, IIIc, IVc liegt die Phasengeschwindigkeit der LOVE-Welle im Azimutbereich zwischen 0 und 45° höher als die entsprechenden isotropen Werte. Daraus und aus c) folgt, daß die experimentellen Daten KAMINUMAs [7] und McEVILLYs [8] nur durch die Modelle Ib, IIb, IIIc und IVc für Azimute zwischen 0 und 45° zu erklären sind.

4. Schlußbemerkungen

Alle hier herausgearbeiteten Besonderheiten können als Charakteristika eines transversal-isotropen Mediums angesehen werden. Außerdem erscheinen sie nützlich für eine mögliche Gegenüberstellung beobachteter Werte mit verschiedenen Modellen des Aufbaus von Erdkruste und oberem Mantel.

Es bleibt zu hoffen, daß es mit weiterer Vertiefung unseres Wissens über die Natur und die Entstehungsmechanismen von Anisotropieerscheinungen im Erdaufbau gelingt, auf alle Fragen im Zusammenhang mit der Interpretation von Unterschieden zwischen experimentellen und theoretischen Dispersionskurven LOVEscher Oberflächenwellen eine Antwort zu finden.

Literatur

- [1] ANDERSON, D.L. Elastic wave propagation in layered anisotropic media. J. geophys. Res. 66 (1961) 9, S. 2953-2963
- [2] ANDERSON, D.L. Love wave dispersion in heterogeneous anisotropic media. Geophysics 27 (1962) 4, S. 345-354
- [3] ANDERSON, D.L. Computation of surface wave dispersion for multilayered anisotropic media. Bull. seism. Soc. Amer. 52 (1962) 2, S. 321-332
- [4] BHATTACHARYA, S.N. Seismic surface waves. Thesis Univ. of Delhi 1972
- [5] CRAMPIN, S. The dispersion of surface waves in multilayered anisotropic media. Geophys. J. roy. astron. Soc. 21 (1970), S. 387-401
- [6] HASKELL, N.A. The dispersion of surface waves in multilayered media. Bull. seism. Soc. Amer. 43 (1953), S. 17-34
- [7] KAMINUMA, E. An anisotropic model of the structure in Japan. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo 44 (1966), S. 511-518
- [8] McEVILLY, T.V. Central US crust — upper mantle structure from Love and Rayleigh wave phase velocity inversion. Bull. seism. Soc. Amer. 54 (1964) 6, S. 1987-2015

- [9] PEŠKOV, A.B. Issledovanie dispersii fazovej skorosti poverchnostnyh sejsmičeskich voln v Srednej Azii.
Diss. 1969
- [10] CHESNOKOV, E.M. Ob uprugoj anizotropii mnogokomponentnyh modelej stroenija verchnej mantii.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1973) 5, S. 28-37
- [11] CHESNOKOV, E.M.
GLIKO, A.O. Uprugie charakteristiki odnorodnoj poperečno-izotropnoj modeli stroenija verchnej mantii.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1973) 3, S. 20-29
- [12] CHESNOKOV, E.M.;
LACHOVICKIJ, F.M. Analiz uprugoj anizotropii modelej verchnej mantii okeana.
Vestnik MGU (1973) 3

Der Einfluß von elastischer Anisotropie des Mediums auf den
Emergenzwinkel der seismischen Wellen

von

E.M. CHESNOKOV ¹⁾ und G. KOWALLE ²⁾

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Formel für den seismischen Emergenzwinkel im Falle eines P-Wellen-Einfalls auf die spannungsfreie Grenze eines transversal-isotropen Halbraums hergeleitet. Die Symmetrieachse des Mediums ist beliebig in der Einfallsebene geneigt, und die elastischen Moduln sind die, die für einen transversal-isotropen oberen Erdmantel errechnet wurden. Es werden die errechneten Kurven für verschiedene Modelle des transversal-isotropen Halbraums dargestellt, wobei für die Modelle des oberen Mantels unter Ozeanen ein größerer Einfluß der Anisotropie auf den Emergenzwinkel charakteristisch ist. Im Falle einer geneigten Symmetrieachse des Mediums wurde eine reflektierte inhomogene P-Welle gefunden. Für den Fall der Lagerung einer isotropen Schicht auf dem transversal-isotropen Halbraum wurde eine Azimutabhängigkeit des Emergenzwinkels errechnet und mit aus Experimenten errechneten Kurven verglichen.

Summary

In the present paper the formula for the seismic emergence angle in the case of P-wave incidence on the stress-free surface of the transversal-isotropic half-space is derived. The symmetry axis of the medium is inclined arbitrarily in the plane of incidence. The elastic modules are the same as computed for a transversal-isotropic upper mantle. The computed curves for different models of the transversal-isotropic half-space are given. The anisotropy has a greater effect on the emergence angle for upper mantle models under oceans. It has been shown that in the case of an inclined axis of symmetry a reflected inhomogeneous P-wave must exist. For the case of an isotropic layer over the transversal-isotropic half-space we have computed the dependence of the angle of emergence from the azimuth and compared these results with curves computed from experiments.

-
- 1) Institut für Physik der Erde der AdW der UdSSR, Moskau, Bolšaja Gruzinskaja 10
2) Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR, 15 Potsdam (DDR),
Telegrafenberg

1. Einleitung und Problemstellung

Für die Lösung der vor der Seismologie stehenden Aufgaben ist es wichtig zu wissen, wie sich Abweichungen von der Homogenität und Isotropie des Mediums auf das seismische Wellenbild und die zu messenden Wellenparameter auswirken.

In den letzten Jahren rückte die elastische Anisotropie in das Blickfeld sowohl der theoretischen als auch der experimentellen Forschung. Die Besonderheiten der Ausbreitung elastischer Wellen in Kristallen und anderen anisotropen Körpern wurde dargelegt in Arbeiten von HELBIG [10], MUSGRAVE [17] und FEDOROV [6], die der Reflexionsgesetze von BERSTEJN [3], OSIPOV [18] und GULZAR [9].

Schon in den 50er Jahren erhielt man die ersten Daten, die vom Vorhandensein einer elastischen Anisotropie verschiedener Krustengebiete zeugten (STONELEY [23]; KLEYN [14]; JEGORKINA [11]). Es wurden Anisotropiekoeffizienten ($a = (v_{||} - v_{\perp})/v_{\perp} \cdot 100\%$) bis 40 % festgestellt. Bei Untersuchungen von Gesteinen beobachtete man ebenfalls elastisch anisotropes Verhalten (GIESEL [7]; BABUŠKA [2]; VERMA [24]). Entsprechende Ergebnisse für den oberen Erdmantel erhielt man bei explosionsseismischen Experimenten im Pazifischen und Atlantischen Ozean (RAITT et al. [19, 20] MORRIS et al. [16]; KEEN u. BARRET [12]; KEEN u. TRAMONTINI [13]). Für den oberen Erdmantel in den einzelnen Beobachtungsgebieten ermittelte man Anisotropiekoeffizienten zwischen 4 und 9 %.

Die aus seismischen Aufzeichnungen bestimmten Emergenzwinkel benutzte als erster GOLICYN [8] zum Studium der Struktur der Erde. Nach ihm wurde dieses Verfahren verbessert und verallgemeinert (SAVARENSKIJ [21]; MEREU [15]; AFANASEVA u. BULIN [1]). Dabei stellte man fest, daß der Emergenzwinkel recht empfindlich bezüglich Inhomogenitäten ist. Daraus leitet sich die Frage ab, in welcher Weise sich die Anisotropie des Mediums auf den Emergenzwinkel der ebenen seismischen Welle auswirkt.

2. Lösung und Resultate für einen transversal-isotropen Halbraum

Betrachten wir einen transversal-isotropen Halbraum. Seine 5 elastischen Moduln entsprechen denen, die CHESNOKOV [4] für einen polykristallinen oberen Erdmantel bestimmte. Mit der Geometrie des Halbraums sei das Koordinatensystem (XYZ) verbunden, (X'Y'Z') mit der inneren Symmetrie des Mediums (Abb. 1). So sei die Z'-Achse entlang der Symmetrieachse des Mediums orientiert, und in der X'Y'-Fläche liege die Isotropiefläche. Die Einführung des Systems (X'Y'Z') macht sich notwendig, da in ihm die elastischen Moduln gegeben sind. Die Ausbreitung einer elastischen Welle in solch einem transversal-isotropen Medium unterscheidet sich von der in einem elastisch isotropen dadurch, daß hier die Ausbreitungsgeschwindigkeit richtungsabhängig ist, daß wir drei verschiedene Geschwindigkeiten in einer Richtung - jeweils eine für die P-, die SV- und die SH-Welle - beobachten können und daß die Verzerungsrichtung in der P-Welle nicht mit der Ausbreitungsrichtung zusammenfällt bzw. in den S-Wellen nicht senkrecht zur Wellennormale steht, wir also Quasilongitudinal- und Quasitransversalwellen betrachten müssen.

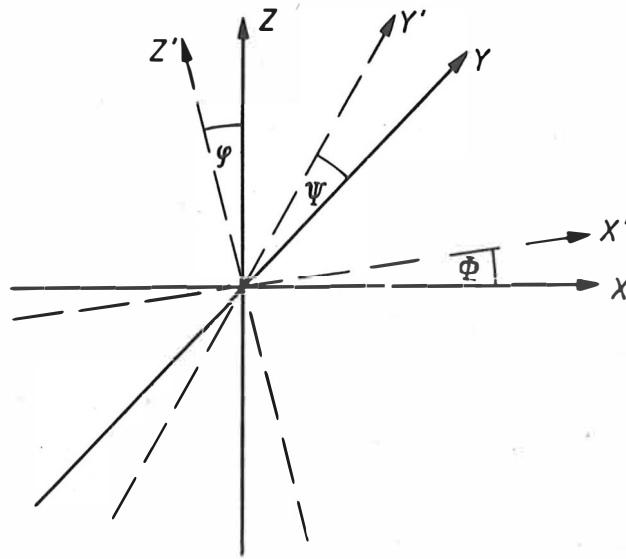


Abb. 1. Lage der Koordinatensysteme (XYZ) und (X'Y'Z')

Eine ebene seismische Welle falle auf die von Spannungen freie Oberfläche eines transversal-isotropen Halbraums, in dem die Symmetrieachse des Mediums um den Winkel φ zur Vertikalen geneigt sei (Abb. 2). Die Neigung der Symmetrieachse erfolge in der Einfallsebene, so daß wir eine ebene Aufgabe betrachten können, da in diesem Falle Einfallsebene und Ausfallsebene zusammenfallen und bei Einfall von P- und SV-Wellen keine reflektierten SH-Wellen entstehen. Die Einfallsebene einer Quasilongitudinalwelle (P) liege in der XZ-Fläche, so daß in den Bewegungsgleichungen die Abhängigkeit von der Y-Koordinate entfällt.

Die Bewegungsgleichungen im System (X'Y'Z') lauten

$$(1) \begin{cases} \rho \frac{\partial^2 u'}{\partial t^2} = c_{11} \frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + c_{44} \frac{\partial^2 u'}{\partial z'^2} + (c_{13} + c_{44}) \frac{\partial^2 w'}{\partial x' \partial z'}, \\ \rho \frac{\partial^2 v'}{\partial t^2} = \frac{1}{2} (c_{11} - c_{12}) \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + c_{44} \frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2}, \\ \rho \frac{\partial^2 w'}{\partial t^2} = c_{44} \frac{\partial^2 w'}{\partial x'^2} + c_{33} \frac{\partial^2 w'}{\partial z'^2} + (c_{13} + c_{44}) \frac{\partial^2 u'}{\partial x' \partial z'}, \end{cases}$$

wobei ρ die Dichte, c_{11} , c_{12} , c_{13} , c_{33} , c_{44} die elastischen Moduln und u' , v' , w' die Komponenten des Verrückungsvektors seien. Die Grenzbedingungen werden im System (XYZ) wie folgt geschrieben:

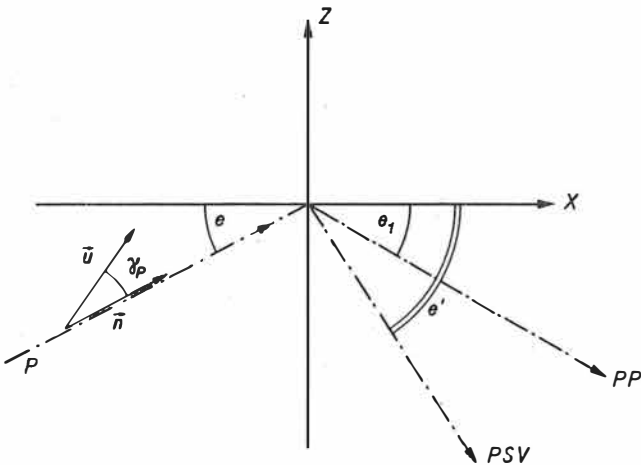


Abb. 2a. Einfall einer P-Welle in einem transversal-isotropen Halbraum mit senkrechter Lage der Symmetrieachse des Mediums

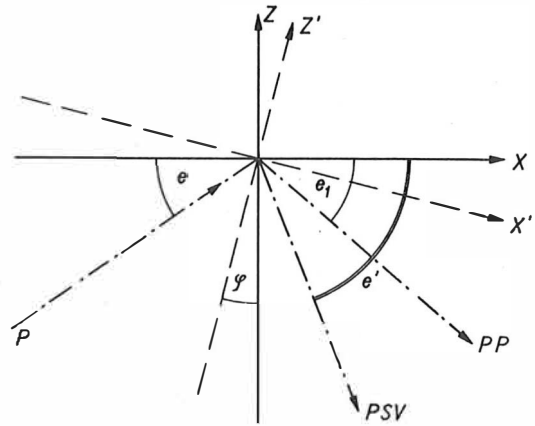


Abb. 2b. P-Wellen-Einfall bei geneigter Symmetrieachse des Mediums

$$(2) \begin{cases} \sigma_{xz}|_{z=0} = C_{44} \left(\frac{u}{z} + \frac{w}{x} \right)_{z=0} = 0, \\ \sigma_{yz}|_{z=0} = C_{44} \left(\frac{v}{z} \right)_{z=0} = 0, \\ \sigma_{zz}|_{z=0} = \left(C_{13} \frac{u}{x} + C_{33} \frac{w}{z} \right)_{z=0} = 0. \end{cases}$$

Der Übergang vom System (X'Y'Z') ins System (XYZ) erfolgt nach folgenden Transformationsbedingungen:

$$(3) \quad u_i = a_{ik} u_k, \quad \sigma_{ij} = a_{ik} a_{jl} \sigma_{kl},$$

wobei

$$a_{ik} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{pmatrix}$$

sei. Mit Hilfe der Gleichung von GREEN—CHRISTOFFEL erhalten wir

$$(4) \quad (\Gamma_{ik} - \delta_{ik} V^2) u_k = 0,$$

wo $\Gamma_{ik} = n_j n_l C_{ijkl}$ der CHRISTOFFEL-Tensor, δ_{ik} das KRONECKER-Symbol, V die Ausbreitungsgeschwindigkeit in gegebener Richtung und n_k eine Komponente des Richtungsvektors sind.

Die geometrische Bedingung der Reflexion wird gegeben durch das SNELLIUSsche Gesetz

$$(5) \quad \frac{V_p(e + \varphi)}{\cos e} = \frac{V_{p1}(e_1 - \varphi)}{\cos e_1} = \frac{V_{sv}(e' - \varphi)}{\cos e'},$$

wobei e der Einfallswinkel und e_1, e' die Reflexionswinkel der PP- und PSV-Wellen seien.

Zur Lösung von (5) ziehen wir die Gleichung (4) heran, da in (5) die Ausbreitungsgeschwindigkeit der reflektierten Wellen vom unbekanntem Reflexionswinkel e_1 oder e' abhängt. Wird der Kosinus des Reflexionswinkels größer als 1, so können wir keine reflektierte Welle des entsprechenden Typs beobachten, sondern nur eine inhomogene Welle, die also exponentiell mit der Tiefe abklingt. Im Falle der geneigten Symmetrieachse des Mediums können wir sogar eine reflektierte inhomogene P-Welle beobachten, was als ein Indikator für ein Medium mit geneigter Symmetrieachse gelten kann.

Setzt man nun die vollständige Verrückung an der Oberfläche in die Grenzbedingungen (2) ein, so erhält man Gleichungen zur Bestimmung der Reflexionskoeffizienten B für die PP-Welle und C für die PSV-Welle. Im Falle $\varphi = 0$ erhält man, wenn man die Amplitude der einfallenden P-Welle gleich 1 setzt,

$$(6) \quad B = \frac{K P - N M}{K P + N M}; \quad C = - \frac{2 N K}{K P + N M},$$

wobei

$$(7) \quad \begin{cases} K = \frac{1}{V_p} \sin(2e + \gamma_p), & M = -\frac{1}{V_{sv}} \cos(2e + \gamma_s), \\ N = \frac{\cos \gamma_p}{V_p} (C_{13} \cos^2 e + C_{33} \sin^2 e) + (C_{33} - C_{13}) \frac{\sin \gamma_p}{V_p} \sin e \cos e, \\ P = \frac{\cos \gamma_s}{V_{sv}} (C_{33} - C_{13}) \sin e' \cos e' - \frac{\sin \gamma_s}{V_{sv}} (C_{13} \cos^2 e' + C_{33} \sin^2 e') \end{cases}$$

seien. γ_p ist der Winkel zwischen Wellennormale und Verzerrungsvektor in der P-Welle und γ_s der Winkel zwischen Verzerrungsvektor in der SV-Welle und der Senkrechten zur Ausbreitungsrichtung. Der Tangens des scheinbaren Emergenzwinkels wird durch folgende Formel bestimmt:

$$(8) \quad \tan \bar{e} = \frac{w}{u}|_{z=0} = \frac{\sin(e + \gamma_p) - B \sin(e + \gamma_p) - C \cos(e' + \gamma_s)}{\cos(e + \gamma_p) + B \cos(e + \gamma_p) - C \sin(e' + \gamma_s)}.$$

Bei geneigter Symmetrieachse des Mediums, d.h. wenn $\varphi \neq 0$, geht in die Formeln für die Reflexionskoeffizienten B' für die PP-Welle und C' für die PSV-Welle noch der Neigungswinkel φ ein. Wir erhalten:

$$(9) \quad B' = \frac{K S - N M}{R M - L S}, \quad C' = \left(\frac{K S - N M}{R M - L S} \right) \frac{L}{M} - \frac{K}{M},$$

wobei

$$\begin{aligned} N = & \frac{1}{V_p(e + \varphi)} \{ (C_{11} \sin^2 \varphi + C_{13} \cos^2 \varphi) \cos(e + \varphi + \gamma_p) \cos(e + \varphi) + \\ & + (C_{13} \sin^2 \varphi + C_{33} \cos^2 \varphi) \sin(e + \varphi + \gamma_p) \sin(e + \varphi) - \\ & - C_{44} \sin 2\varphi \sin(2e + 2\varphi + \gamma_p) \}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R &= \frac{1}{V_{p_1}(e_1 - \varphi)} \{ (C_{11} \sin^2 \varphi + C_{13} \cos^2 \varphi) \cos(e_1 - \varphi + \gamma) \cos(e_1 - \varphi) + \\
&\quad + (C_{13} \sin^2 \varphi + C_{33} \cos^2 \varphi) \sin(e_1 - \varphi + \gamma) \sin(e_1 - \varphi) + \\
&\quad + C_{44} \sin 2 \varphi \sin(2e_1 - 2\varphi + \gamma) \} , \\
S &= \frac{1}{V_{sv}(e' - \varphi)} \{ (C_{13} \sin^2 \varphi + C_{33} \cos^2 \varphi) \cos(e' - \varphi + \gamma_s) \sin(e' - \varphi) - \\
&\quad - (C_{11} \sin^2 \varphi + C_{13} \cos^2 \varphi) \sin(e' - \varphi + \gamma_s) \cos(e' - \varphi) + \\
&\quad + C_{44} \sin 2 \varphi \cos(2e' - 2\varphi + \gamma_s) \} , \\
K &= \frac{1}{V_p(e + \varphi)} \{ (C_{13} - C_{11}) \sin \varphi \cos \varphi \cos(e + \varphi + \gamma_p) \cos(e + \varphi) + \\
&\quad + (C_{33} - C_{13}) \sin \varphi \cos \varphi \sin(e + \varphi + \gamma_p) \sin(e + \varphi) + \\
&\quad + C_{44} \cos 2 \varphi \sin(2e + 2\varphi + \gamma_p) \} , \\
L &= \frac{1}{V_{p_1}(e_1 - \varphi)} \{ (C_{13} - C_{11}) \sin \varphi \cos \varphi \cos(e_1 - \varphi + \gamma) \cos(e_1 - \varphi) + \\
&\quad + (C_{33} - C_{13}) \sin \varphi \cos \varphi \sin(e_1 - \varphi + \gamma) \sin(e_1 - \varphi) - \\
&\quad - C_{44} \cos 2 \varphi \sin(2e_1 - 2\varphi + \gamma) \} , \\
M &= \frac{1}{V_{sv}(e' - \varphi)} \{ (C_{33} - C_{13}) \sin \varphi \cos \varphi \cos(e' - \varphi + \gamma_s) \sin(e' - \varphi) - \\
&\quad - (C_{13} - C_{11}) \sin \varphi \cos \varphi \sin(e' - \varphi + \gamma_s) \cos(e' - \varphi) - \\
&\quad - C_{44} \cos 2 \varphi \cos(2e' - 2\varphi + \gamma_s) \} .
\end{aligned}$$

Für den scheinbaren Emergenzwinkel, d.h. den Winkel zwischen dem Vektor der Bodenbewegung und der Horizontalen, erhalten wir

$$(10) \quad \bar{e} = \arctan\left(\frac{w}{u}\right)_{z=0}$$

mit

$$\begin{aligned}
u &= (\cos(e + \varphi + \gamma_p) + B' \cos(e_1 - \varphi + \gamma) - C' \sin(e' - \varphi + \gamma_s)) \cos \varphi + \\
&\quad + (\sin(e + \varphi + \gamma_p) - B' \sin(e_1 - \varphi + \gamma) - C' \cos(e' - \varphi + \gamma_s)) \sin \varphi = \\
&= E \cos \varphi + F \sin \varphi
\end{aligned}$$

und

$$w = -E \sin \varphi + F \cos \varphi .$$

Mit Hilfe der erhaltenen Formeln wurden Emergenzwinkel für Modelle mit unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung und unterschiedlich großer Anisotropie auf einem elektronischen Rechner "MIR-1" errechnet. Die Modelle 1 und 2 sind Modelle mit elastischen Parametern des ozeanischen oberen Erdmantels und die Modelle 3 und 4 für den Erdmantel unter Kontinenten.

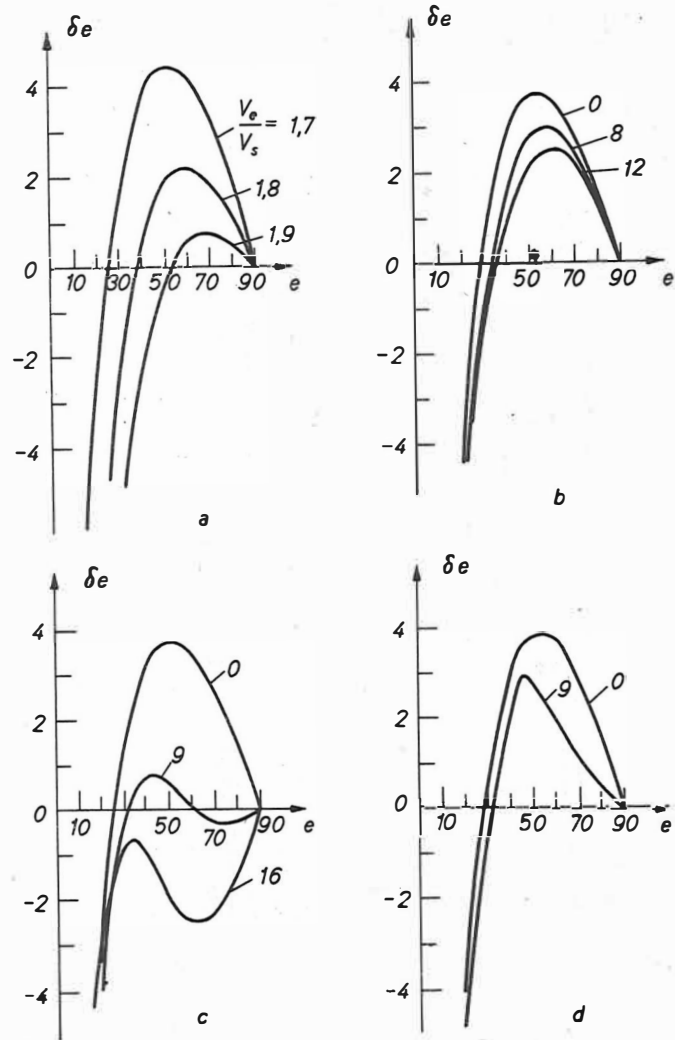


Abb. 3. Einfall einer P-Welle
 a) isotroper Halbraum, b) ozeanisches Modell 1b, c) ozeanisches Modell 2a, d) kontinentales Modell 4c; a) für verschiedene Verhältnisse V_p/V_s , b-d) für verschiedene Anisotropiekoeffizienten

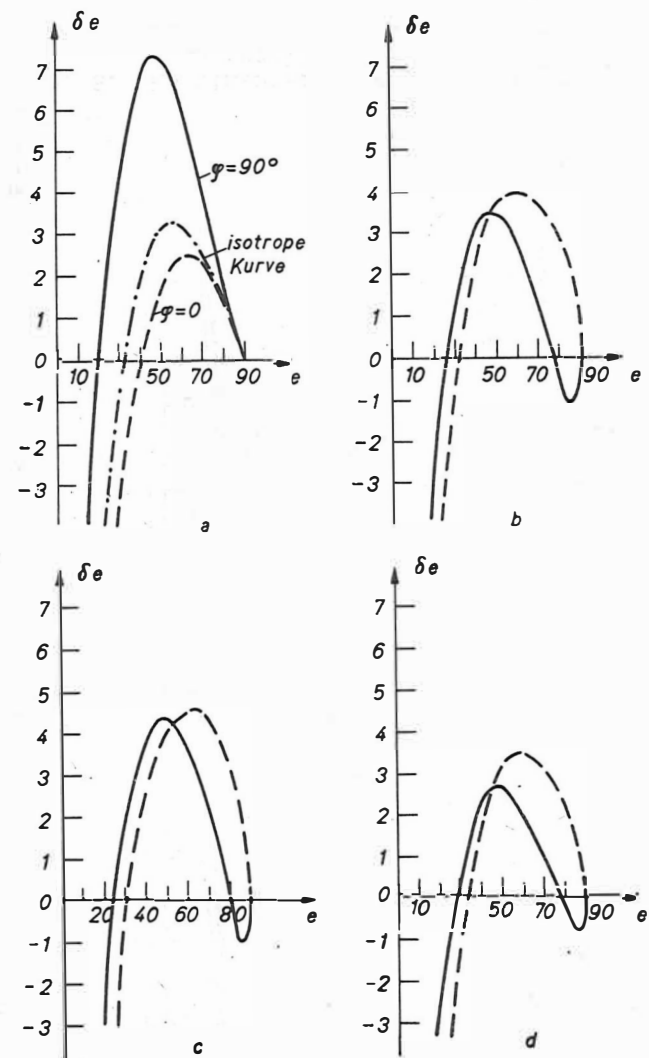


Abb. 4. Geneigte Symmetrieachse des Mediums
 a) $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ und isotrope Kurve,
 b) $\varphi = +45^\circ, -45^\circ$, d) $\varphi = +30^\circ, -30^\circ$,
 c) $\varphi = +60^\circ, -60^\circ$ (volle Linie bedeutet das Vorzeichen Minus); Modell 1b mit einem Anisotropiekoeffizienten von 8%

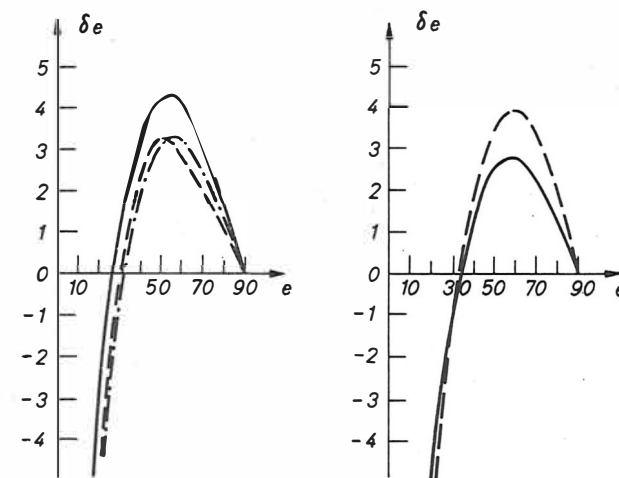
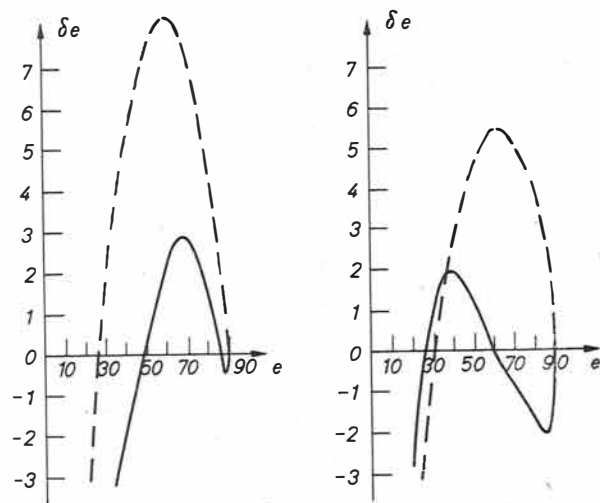
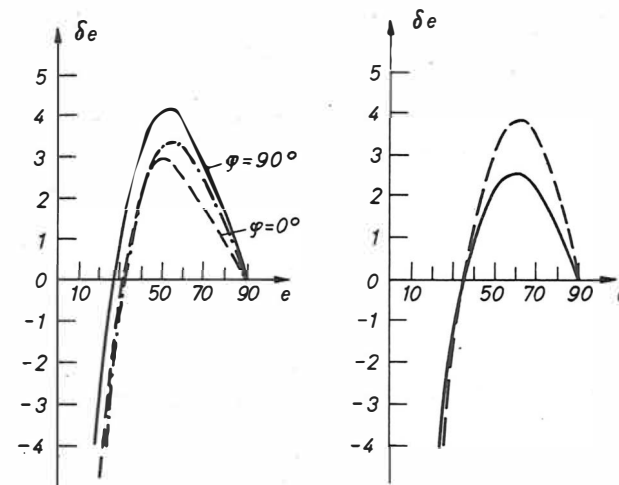
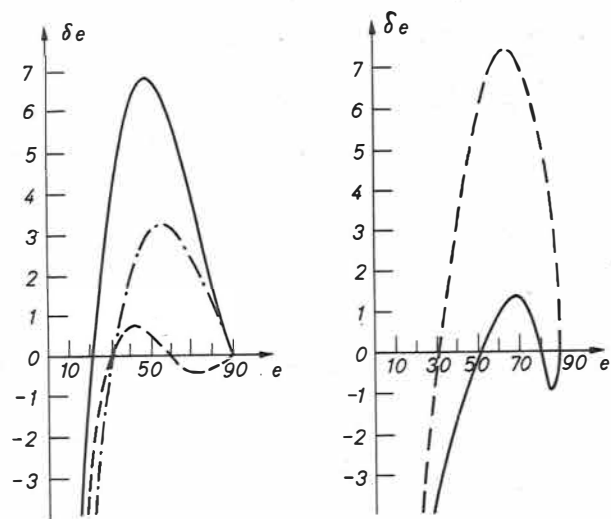


Abb. 5. Wie Abb. 4, nur für das Modell 2a (Anisotropiekoeffizient = 8 %)

Abb. 6. Kontinentale Modelle, a,b) Modell 3c, c,d) Modell 4c, a,c) $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ und isotrope Kurve, b,d) $\varphi = +45^\circ, -45^\circ$

In Abb. 3 ist das Verhalten der Größe

$$(11) \quad \delta e = e - \bar{e}$$

für den Einfall einer P-Welle auf die Grenze eines transversal-isotropen Halbraums mit senkrechter Lage der Symmetrieachse des Mediums, in Abb. 4, 5 und 6 für den Fall einer geneigten Symmetrieachse dargestellt. Es zeigt sich, daß der Emergenzwinkel für die Modelle des Erdmantels unter Kontinenten eine geringe Abhängigkeit vom Anisotropiekoeffizienten besitzt, wogegen bei ozeanischem Mantel eine recht große Abhängigkeit vorliegt.

3. Eine isotrope Schicht auf einem transversal-isotropen Halbraum

Auf einem transversal-isotropen Halbraum mit den oben beschriebenen Eigenschaften lagere eine isotrope Schicht der Mächtigkeit h (Abb. 7).

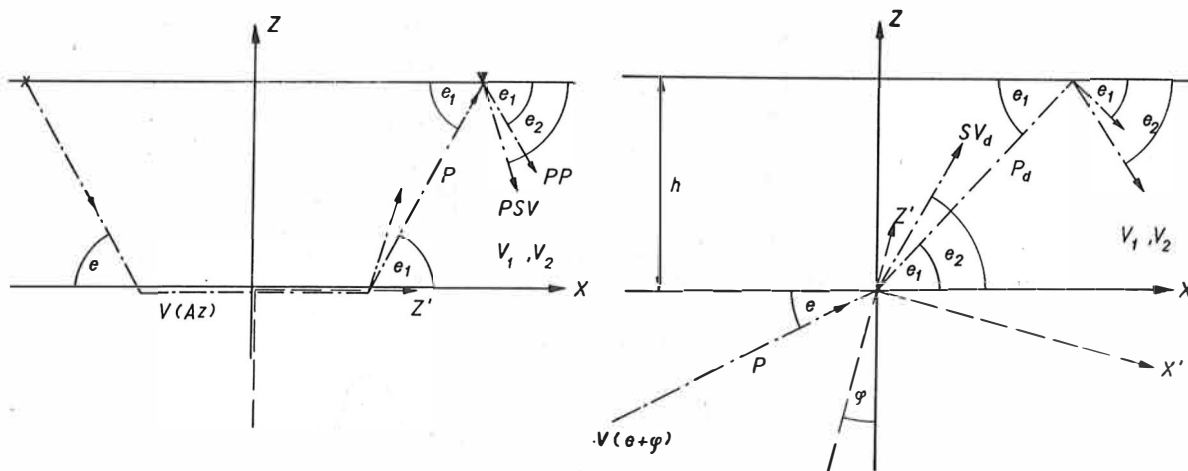


Abb. 7a. Isotrope Schicht auf transversal-isotropem Halbraum; Einfall einer P-Welle aus dem Halbraum

Abb. 7b. Ausbreitung einer Kopfwelle entlang der Grenze Schicht - Halbraum

Für h gelte folgende Bedingung:

$$(12) \quad h > \frac{T}{4} \left(\frac{V_2}{\sin e_2} - \frac{V_1}{\sin e_1} \right),$$

wobei T die Periode, $V_1 = 6,99$ km/s die P-Wellen-Geschwindigkeit und $V_2 = 4,1$ km/s die S-Wellen-Geschwindigkeit in der Schicht seien. Aus dem Halbraum treffe eine ebene P-Welle unter dem Winkel e auf die Grenze zwischen Halbraum und

Schicht. Die Symmetrieachse des transversal-isotropen Mediums sei um φ bezüglich der Vertikalen in der Einfallsebene geneigt. Betrachten wir nur die gebrochenen Wellen. Die Brechungswinkel bestimmen wir nach dem SNELLIUSschen Gesetz:

$$(13) \quad \frac{\cos e}{V_p(e + \varphi)} = \frac{\cos e_1}{V_1} = \frac{\cos e_2}{V_2}.$$

Somit erhalten wir für den scheinbaren Emergenzwinkel an der Oberfläche der Schicht

$$(14) \quad \tan \bar{e} = -2 \cot 2 e_2.$$

In Abb. 8 ist die Größe $\delta e = e - \bar{e}$ für die beschriebene Konfiguration und die verschiedenen Mantelmodelle dargestellt. Es wird deutlich, daß sowohl eine Vergrößerung des Anisotropiekoeffizienten als auch eine Änderung der Neigung der Symmetrieachse des Mediums Einfluß auf den Emergenzwinkel ausübt, wenn der Einfallswinkel e kleiner als 45° ist.

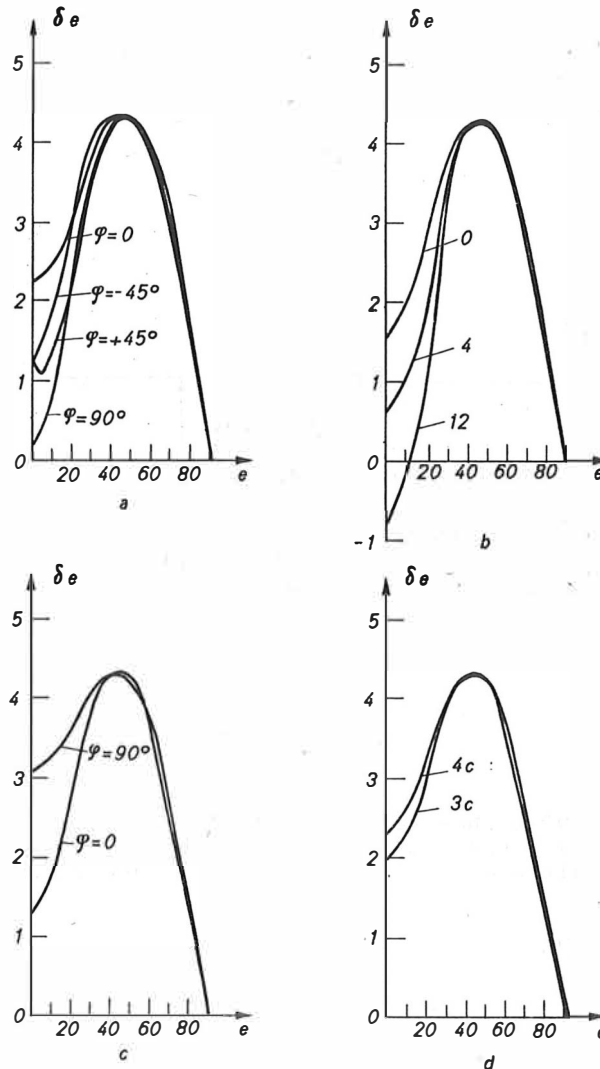


Abb. 8. a) Modell 1b für verschiedene φ , b) für verschiedene Anisotropiekoeffizienten, c) Modell 2a, d) Modelle 3c und 4c

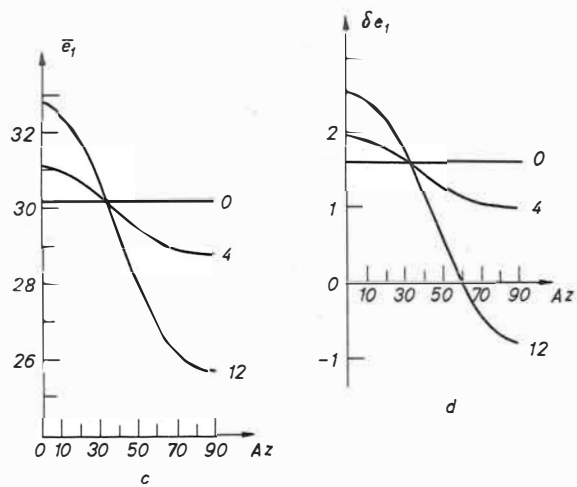
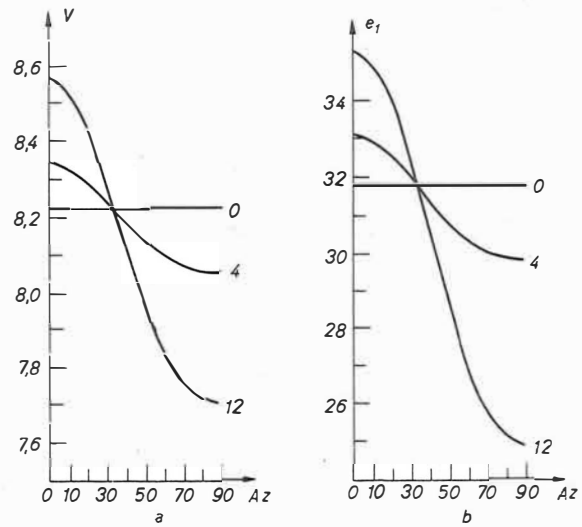


Abb. 9. Modell 1b für verschiedene Anisotropiekoeffizienten

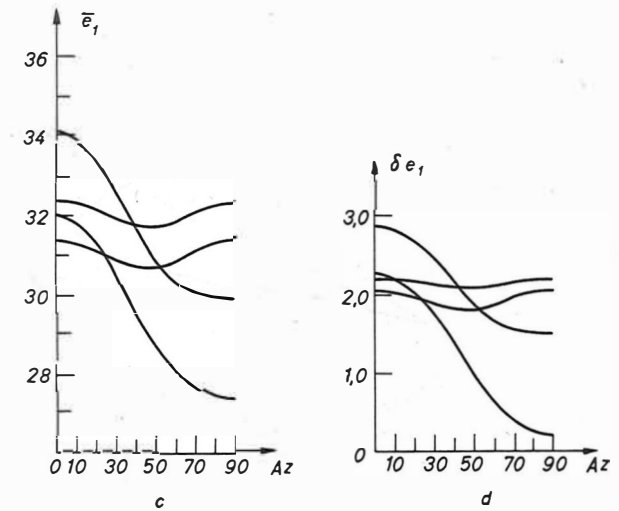
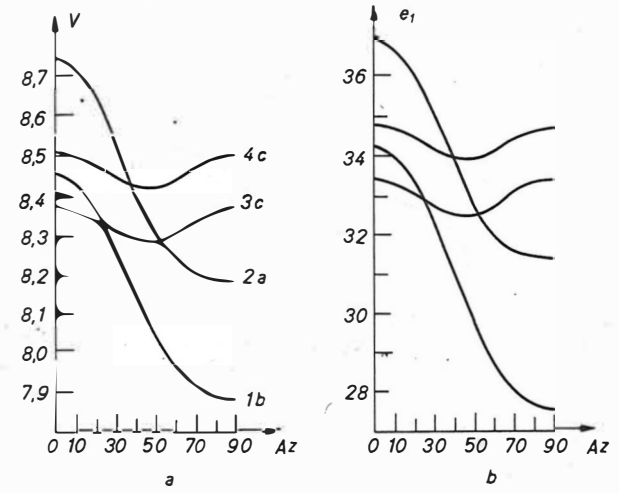


Abb. 10. Ozeanische Modelle 1b, 2a und kontinentale 3c, 4c für einen Anisotropiekoeffizienten von 8 % bei Ausbreitung einer Kopfzelle

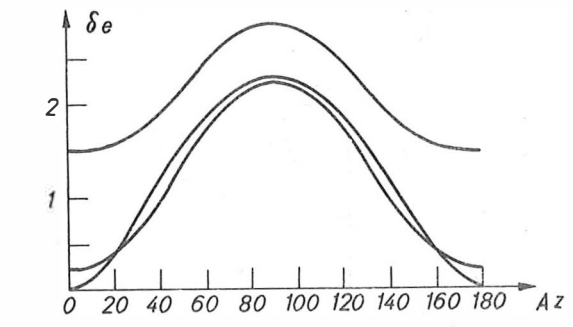
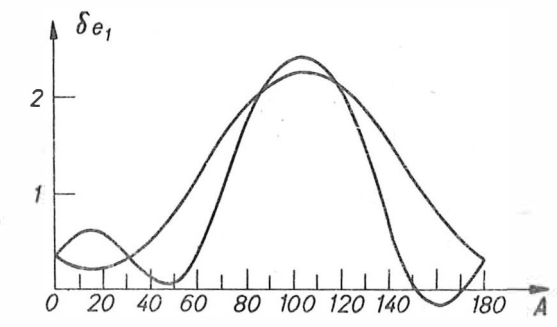
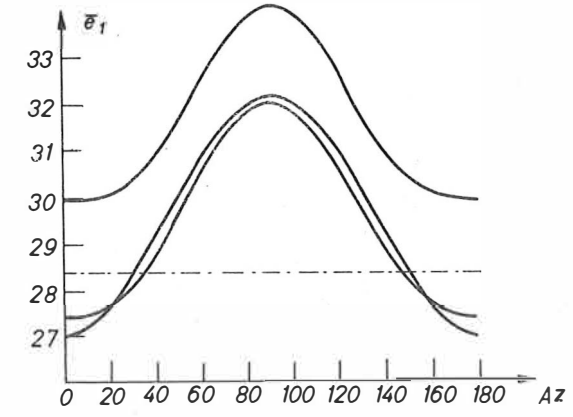
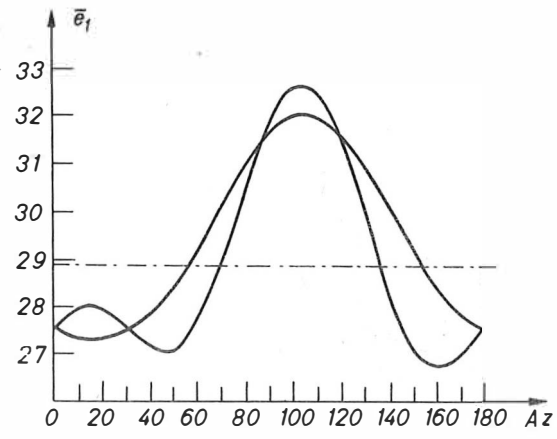
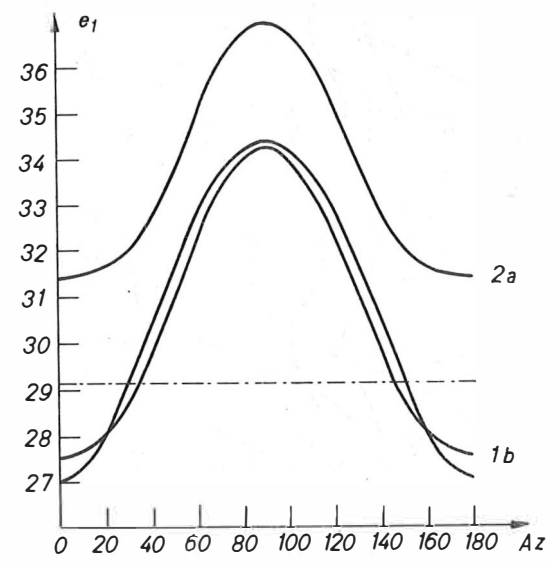
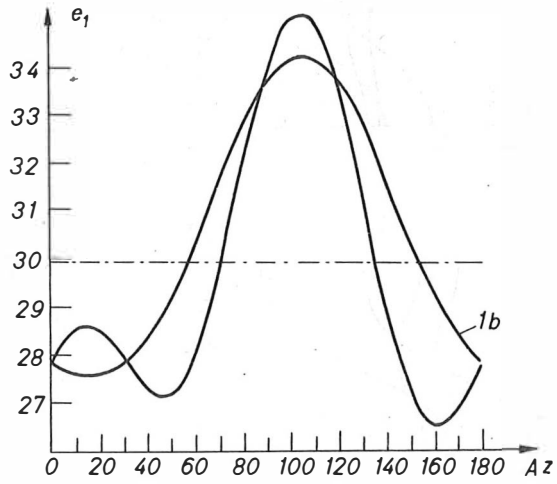


Abb. 11. Vergleich des Modells 1b (8 % Anisotropie) mit der Kurve aus den experimentellen Werten von KEEN u. BARRET [12]

Abb. 12. Vergleich der Modelle 1b und 2a mit der Kurve, die aus den experimentellen Werten von MORRIS et al. [16] errechnet wurde

Betrachten wir nun die Ausbreitung einer Kopfwelle (P) entlang der Grenze zwischen dem transversal-isotropen Halbraum und der Schicht. Die Symmetrieachse des transversal-isotropen Mediums liege horizontal, d.h., $\varphi = 90^\circ$. Bei dieser Geometrie können wir eine Abhängigkeit des Emergenzwinkels vom Azimut Az betrachten:

$$(15) \quad \cos e_1 = \frac{V_1}{V_p(Az)}, \quad \cos e_2 = \frac{V_2}{V_p(Az)} = \frac{\cos e_1}{V_1} V_2.$$

In Abb. 9 und 10 ist der Emergenzwinkel in Abhängigkeit vom Azimut für verschiedene Modelle und Anisotropiekoeffizienten dargestellt. Abb. 11 und 12 geben einen Vergleich der Abhängigkeit des Emergenzwinkels vom Azimut für die Modelle des ozeanischen Erdmantels mit der aus den Experimenten von MORRIS et al. [16] und von KEEN und BARRET [12] errechneten. Die Kurve für das Modell 1b mit einem Anisotropiekoeffizienten von 8 % stimmt am besten mit den aus den experimentellen Werten errechneten Kurven überein.

Wir sehen also, daß die experimentelle Bestimmung von Emergenzwinkeln eine Hilfe bei der Erforschung einer möglichen Anisotropie des oberen Erdmantels sein kann. Diese Bestimmung müßte auf die Ozeane ausgedehnt werden, da hier die Kruste relativ dünn und undifferenziert und somit ihr Einfluß auf die Größe des Emergenzwinkels gering ist. Hierzu sind aber 3-Komponenten-Meeresbodenseismographen notwendig, an die bezüglich der Genauigkeit hohe Anforderungen gestellt werden müssen.

Literatur

- [1] AFANASEVA, N.A.;
BULIN, N.K. Opređenje skorostnogo razreza zemnoj kory i
verhnej mantii po uglam vychoda prodol'nych voln.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1969) 12, S. 36-43
- [2] BABUŠKA, V. Anisotropy of upper mantle rocks.
Z. Geophysik 38 (1972) 3, S. 461-467
- [3] BERSTEJN, N.JA. Otráženie voln ot granic anizotropnogo poluprostranstva.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz. (1961) 10,
S. 1525-1526
- [4] CHESNOKOV, E.M. Ob uprugoj anizotropii mnogokomponentnyh modelej
stroenija verhnej mantii.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1973) 5, S. 28-38
- [5] CHESNOKOV, E.M.;
GLIKO, A.O. Uprugie charakteristiki odnorodnoj poperečno-izo-
tropnoj modeli stroenija verhnej mantii.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1973) 3, S. 20-28
- [6] FEDOROV, F.I. Teorija uprugich voln v kristallach.
Moskva: Nauka 1965
- [7] GIESEL, W. Elastische Anisotropie in tektonisch verformten Se-
dimentgesteinen.
Geophys. Prosp. 11 (1963) 4, S. 423-458

- [8] GOLICYN, B.B. Ob ugle vychoda sejsmičeskoj radiacii.
Izv. Post. Centr. sejsm. Kom. 7 (1915) 2
- [9] GULZAR, A. Reflexion und Brechung von Planwellen an ebenen Trennungsflächen zwischen zwei transversalisotropen Medien.
Diss. München 1966
- [10] HELBIG, K. Elastische Wellen in anisotropen Medien.
Gerlands Beitr. Geophysik 67 (1958), S. 256-288
- [11] JEGORKINA, G.V. Izučenie anizotropii zemnoj kory po zapisjam sejsmičeskich obmennych voln.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1969) 9, S. 40-50
- [12] KEEN, C.E.;
BARRET, D.L. A measurement of seismic anisotropy in the northeast Pacific.
Canad. J. Earth Sci. 8 (1971), S. 1056-1064
- [13] KEEN, C.E.;
TRAMONTINI, C.A. A seismic refraction survey on the Mid-Atlantic ridge.
Geophys. J. roy. astron. Soc. 20 (1970) 5, S. 473-491
- [14] KLEYN, A.H. On seismic wave propagation in anisotropic media with application in the Betun area south Sumatra.
Geophys. Prosp. 4 (1956) 1, S. 56-69
- [15] MEREU, R.F. A study of apparent angles of emergence at Marathon Ontario from the Lake Superior data.
Bull. seism. Soc. Amer. 55 (1965), S. 405-416
- [16] MORRIS, G.B.;
RAITT, R.W.;
SHOR, G.G. Jr. Velocity anisotropy and delay-time maps of the mantle near Hawaii.
J. geophys. Res. 74 (1969), S. 4300-4316
- [17] MUSGRAVE, M.J.P. The propagation of elastic waves in crystals and other anisotropic media.
Rep. Progr. Phys. 22 (1959)
- [18] OSIPOV, I.O. Oтраženie i prelomlenie ploskich uprugich voln na granice dvuch anizotropnyh sred.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz. (1961) 5, S. 649-665
- [19] RAITT, R.W.; et al. Anisotropy of the Pacific upper mantle.
J. geophys. Res. 74 (1969), S. 3095-3109
- [20] RAITT, R.W.; et al. Mantle anisotropy in the Pacific Ocean.
Tectonophysics 12 (1971) 3, S. 173-186
- [21] SAVARENSKIJ, E.F. Ob uglach vychoda sejsmičeskoj radiacii i nekotorych smešnyh voprosach.
Trudy geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR (1952) 15(142), S. 5-109
- [22] SAVARENSKIJ, E.F.;
KIRNOS, D.P. Elementy sejsmologii i sejsmometrii.
Moskva: Gos. Izd. techn. teor. Lit. 1955

[23] STONELEY, R.

The seismological implications of aeolotropy in continental structure.

Monthly Not. roy. astron. Soc., Geophys. Suppl. 5 (1949) 8, S. 343-353

[24] VERMA, R.K.

Elasticity of some high-density crystals.

J. geophys. Res. 65 (1960), S. 757-766

Determination of the Viscosity Coefficient on the Basis of Records
Obtained by Seismological Stations of the Carpathian Zone

by

O.I. YURKEVICH ¹⁾

Summary

The Earth's crust is characterized by parameters; one of the most important among them is the coefficient of viscosity, η . To estimate it the dissipative function Q can be used. This quantity, estimated using records of surface waves obtained by seismic stations of the Carpathian zone, helps to determine the coefficient η . A discussion follows concerning the choice of the rheological model for the definition of η . Also the interrelation between the engulfment of seismic waves and the coefficient of viscosity is discussed.

Zusammenfassung

Einer der wichtigsten die Erdkruste charakterisierenden Parameter ist der Viskositätskoeffizient η . Zu seiner Abschätzung kann man die Dissipationsfunktion Q verwenden. Diese Größe wird aufgrund von Aufzeichnungen von Oberflächenwellen in seismologischen Stationen der Karpatenzone ermittelt und verhilft zur Bestimmung von η . Weiter werden die Wahl des rheologischen Modells zur Definition von η und die Beziehung zwischen der Abnahme seismischer Wellen und dem Viskositätskoeffizienten diskutiert.

The essential physical parameters of the Earth's crust are the modulus of elasticity, characterizing the resistance against elastic deformations, and the viscosity coefficient; on a regional scale, the former may be determined by means of the propagation velocities of the body waves. The regional value of the viscosity coefficient η may be obtained by using the surface waves. For this purpose, it is necessary to determine the numerical value of the dissipative function Q and to represent the medium by the aid of a definite model. The Q -value is calculated by the equation

$$(1) \quad \frac{1}{Q} = \frac{1}{\pi} c \gamma T,$$

where c and γ are the phase velocity and extinction of surface waves, respectively, and T denotes the period. The coefficient γ is determined from the relationship

¹⁾ Institute of Geophysics Lvov (USSR), ul. Yaroslavenka 27

$$(2) \quad -\gamma = \frac{\ln(A_{\Delta}, \Delta^{1/3})}{\Delta \ln A_0},$$

where A_{Δ} and A_0 are the amplitude at the point of observation and the initial amplitude, respectively, Δ denoting the epicentral distance. For the definition of Q the amplitudes and phase velocities of surface waves were used as recorded at the seismological stations of the Carpathian region.

The seismic network of the Carpathian zone consists of five stations: L'vov, Uzhgorod, Mezhor'e, Rakhov and Kosov, all of them being equipped with two types of seismographs, SKM-3 and SKD, with broad-band characteristics. The SKD device was established in order to record the surface waves; it enables not only investigating the seismicity in the Carpathian region, but also studying the structure of the Earth's crust and upper mantle by the aid of the "surface waves method".

For evaluation of the viscosity coefficient, the records of earthquakes of different epicentral distances of the order $\Delta = 10^{\circ} - 20^{\circ}$, $\Delta = 40^{\circ} - 60^{\circ}$ and $\Delta = 75^{\circ} - 80^{\circ}$ were used and were arranged in three groups. For each earthquake there were determined the phase velocities c and the wave extinction γ as the tangent of inclination angle of a straight line in a logarithmic scale

$$\ln(A_{\Delta}, \Delta^{1/3}) = \ln A_0 - \gamma \Delta.$$

The γ -values for the three groups of earthquakes with period ranges $T = 12 \dots 15$ s, $T = 19 \dots 21$ s and $T = 25 \dots 30$ s are found as $\gamma = 0.00014$, $\gamma = 0.00016$ and $\gamma = 0.00019$, respectively. Thus, the values according to formula (1) are determined correspondingly as $1/Q_I = 500 \cdot 10^{-5}$, $1/Q_{II} = 520 \cdot 10^{-5}$ and $1/Q_{III} = 550 \cdot 10^{-5}$.

For calculating the viscosity coefficient, a physical model of a viscoelastic body was used, described by

$$(3) \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dt} + \frac{P}{\eta},$$

where ε is the deformation, P the strain and t denotes time. For short times of strain activity the body behaves as an elastic one, for a longer time as a viscous body. The Q -value is obtained from the relation

$$(4) \quad Q = \frac{\omega \eta}{\mu},$$

where, as in all previous cases, ω is the oscillation frequency. The coefficient of viscosity will be

$$(5) \quad \eta = \frac{Q \mu}{\omega}.$$

In this equation, the values Q and μ are unknown.

The coefficient of elasticity μ for the Carpathian region was determined according to the velocity of body waves from near earthquakes as

$$(6) \quad v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}},$$

where the density ρ was adopted for the whole Earth's crust equal to $\rho = 2.85 \text{ g/cm}^3$. The mean value of the coefficient μ was obtained to be equal to $\mu = 4.1 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$.

The coefficient of viscosity was determined from the relation (5); after substitution of all mentioned parameters, the following values of the viscosity coefficient for the three groups of earthquakes were obtained:

$$\eta_I = 0.17 \cdot 10^{15} \text{ poise}, \quad \eta_{II} = 0.25 \cdot 10^{15} \text{ poise}, \quad \eta_{III} = 0.35 \cdot 10^{15} \text{ poise} .$$

No significant differences can be stated between all these η -values; therefore, all seismological stations of the Carpathian zone when solving such problems may be regarded as *o n e* group, or even as *o n e* point of observation.

Investigating the phase velocities of the surface waves there are taken into account the peculiarities of structure of the region of the recording stations. Thus, one may consider that the obtained η -value, averaged for all values, fairly well reflects the viscous properties of the Earth's crust in the Carpathian region.

Кинематические и динамические характеристики
волн РЕЛЕЯ в диапазоне периодов 20 - 200 сек

О.Е. СТАРОВОЙТ ¹⁾

Резюме

Приводятся результаты анализа групповых скоростей и амплитудных спектров волн РЕЛЕЯ, зарегистрированных в сейсмологической обсерватории "Обнинск" от двух удаленных землетрясений (о-ва Маккуори, 11 июня 1970 г., и Южные Сандвичевы о-ва, 6 октября 1973 г.). Используются сейсмограммы длиннопериодных сейсмографов и аппаратуры ПСС. Аппаратура ПСС позволяет разделять интерферирующие колебания в поверхностных волнах на отдельные диспергирующие цуги и получать непрерывные дисперсионные кривые коровых и мантийных волн. Анализ дисперсионных кривых показал возможность выявления горизонтальных неоднородностей в верхней мантии. По амплитудным спектрам волн R_1 и R_2 от землетрясения в районе Южных Сандвичевых о-вов построена функция направленности. Низкочастотные компоненты излучаются более интенсивно в северо-восточном направлении от очага, чем в противоположном. Излучение высокочастотных ($T = 20-25$ сек) компонент происходит более интенсивно в юго-западном направлении. Обсуждается влияние на функцию направленности выбранных значений коэффициентов затухания.

Summary

The results of the analysis of group velocities and amplitude spectra of RAYLEIGH waves recorded at "Obninsk" seismological observatory from two remote earthquakes (Macquarie Islands, June 11, 1970, and South Sandwich Islands, October 6, 1973) are reported. The seismograms of long-period seismographs and PSS apparatus were used. The latter apparatus allows to divide the interference oscillations in the surface waves into separate dispersive trains and to obtain continuous dispersive curves of the crust and mantle waves. The analysis of the dispersive curves in the range of periods from 20 to 200 s showed the possibility of eliciting horizontal heterogeneities in the upper mantle. The directivity function was constructed for the South Sandwich earthquake by amplitude spectra of the R_1 and R_2 waves. The low frequency components are radiated in the north-east direction more strongly than in the opposite one. Radiation of the high frequency ($T = 20 - 25$ s) components occurs more strongly in south-west direction. The influence of the used values of the attenuation coefficients on the directivity function is discussed.

1)

Институт Физики Земли им. О.Ю. ШМИДТА АН СССР Центральная сейсмологическая обсерватория "Обнинск"

1. Введение

Эффективность изучения внутреннего строения Земли и механизма очагов землетрясений тесно связана с расширением динамического и частотного диапазона сейсмической аппаратуры в сторону низких частот.

В последние годы в Центральной Сейсмологической Обсерватории (ЦСО) "Обнинск" ИФЗ АН СССР проводятся работы по созданию и испытанию сейсмометрических каналов с гальванометрической регистрацией, предназначенных для записи сейсмических волн в диапазоне периодов 20 – 200 сек. К числу таких приборов следует отнести сейсмографы типа СД-2, СДС-300 и ПСС [3, 7, 8], которые в совокупности с известными сейсмографами СК, СКД и П-Ю обеспечивают регистрацию колебаний с указанными периодами от землетрясений с $M > 6,5$ до 7,0 на эпицентральных расстояниях больше 40 – 50⁰.

В данной работе приведены результаты анализа групповых скоростей и амплитудных спектров поверхностных волн РЕЛЕЯ в диапазоне периодов 20 – 200 сек, зарегистрированных в Обнинске от двух удаленных землетрясений.

2. Аппаратура и материалы наблюдений

На Рис. 1 показаны кривые увеличений сейсмической аппаратуры ЦСО "Обнинск" (вертикальная составляющая). Внедрение в практику наблюдений нового канала СДС-300 (кривая 5) и помехозащищенного сейсмографа П-Ю (кривая 3) позволяет расширить частотный и динамический диапазон регистрации сейсмических, главным образом поверхностных, волн.

Для изучения дисперсии релеевских волн перспективной является полосовая сейсмическая станция (ПСС). Известно, что дисперсионная кривая групповой скорости волн РЕЛЕЯ в интервалах скоростей 3,0 – 4,0 км/сек и периодов 15 – 250 сек имеет две непрерывно следующие друг за другом ветви: нормальную и аномальную. Поэтому на сейсмограммах широкополосных приборов запись имеет сложный интерференционный характер. При сильных землетрясениях длиннопериодные колебания записываются на фоне очень интенсивных короткопериодных. Нередко запись выходит за пределы сейсмограммы и применение числовых способов фильтрации и спектрально-временного анализа, реализуемых на ЭВМ, практически невозможно. Наиболее часто с такой ситуацией приходится сталкиваться при анализе релеевских волн, прошедших по кратчайшему пути от эпицентра к станции (волны R_1). ПСС, благодаря наличию отдельных каналов, настроенных на максимальное увеличение с учетом фона помех и имеющих примерно двухоктавные полосы пропускания (кривые 6/1, 6/2 и 6/3), позволяет разделять интерферирующие колебания на отдельные диспергирующие пути. При этом появляется возможность по упрощенной методике (по видимым колебаниям) получать экспериментальные дисперсионные кривые групповой скорости в широком диапазоне периодов [7].

Нами анализировались сейсмограммы релеевских волн R_1 и R_2 , зарегистрированных от двух удаленных землетрясений, параметры которых приведены в Табл. 1 (по данным "Оперативного сейсмологического бюллетеня ЕССН СССР").

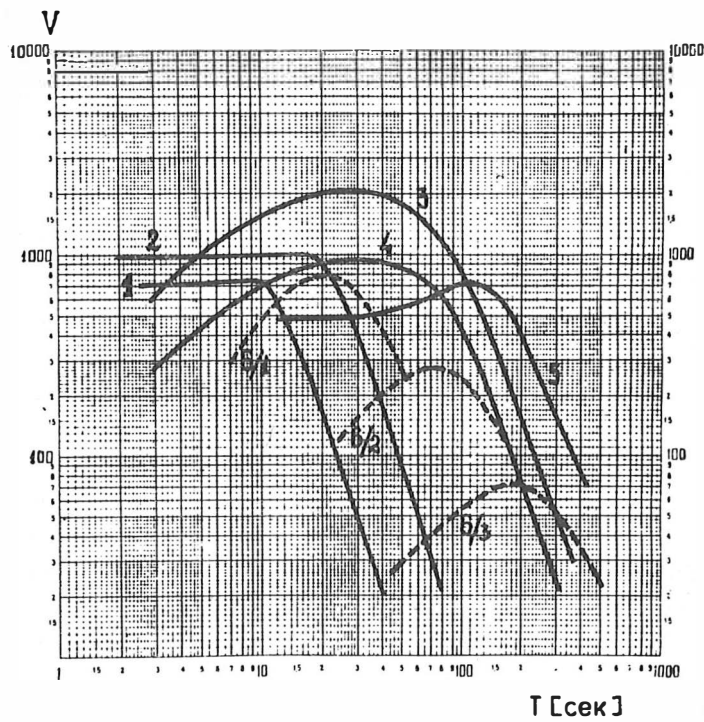


Рис. 1. Кривые увеличений сейсмической аппаратуры ЦСО "Обнинск" (1973 г.);
 1 - сейсмограф СК, 2 - СКД, 3 - П-Ю, 4 - СД-2, 5 - СДС-300, 6/1 - ПСС₁,
 6/2 - ПСС₂, 6/3 - ПСС₃

Табл. 1

№ п/п	Район и дата	Координ. эпиц.		Время в очаге	Н [km]	M	Δ ОБН	
		φ	λ				R ₁	R ₂
1.	Острова Маккуори 11 июня 1970 г.	59,1° S	157,8° E	16-46-48	33	7,2	148,8°	211,2°
2.	Южные Сандвичевы острова 6 октября 1973 г.	61,2° S	20,6° W	15-07-39	33	6,8	124,4°	235,6°

На Рис. 2 (а, б) показаны участки сейсмограмм аппаратуры ЦСО с записями волн R_1 и R_2 от землетрясения 6 октября 1973 г. Вертикальный масштаб на сейсмограммах приборов СК и СКД меньше в 4, а на приборах СД-2 и П-Ю в 2 раза по сравнению с вертикальным масштабом сейсмограмм СДС-300 и ПСС.

На сейсмограммах СК и СКД записаны колебания с периодами до 20 – 25 сек. Более широкий спектр колебаний зарегистрирован приборами СД-2, П-Ю и СДС-300. На этих записях четко видна интерференционная картина – результат наложения нормально и аномально диспергирующих цугов.

Наиболее интенсивные длиннопериодные колебания зарегистрированы прибором СДС-300. Резко выделяются большие амплитуды в начальной части волны R_1 . Это отчасти связано с наличием "горба" на кривой увеличения СДС-300 при периодах 80 – 140 сек. Во время регистрации этого землетрясения на сейсмограммах прибора СДС-300 наблюдались сравнительно интенсивные длиннопериодные ($T \geq 80 - 100$ сек) помехи, что хорошо видно в хвостовых частях записи волн R_1 и R_2 . – На сейсмограммах фильтровых каналов ПСС четко выделяются диспергирующие цуги с нормальной (ПСС₁) и аномальной (ПСС₃) дисперсией.

3. Групповые скорости

Групповые скорости волн РЕЛЕЯ были определены двумя способами: по видимым на записи временам вступлений вершин и впадин колебаний [6] и по методу спектрально-временного анализа (СВАН) сейсмограмм [4].

Для определения скорости по первому способу использовались сейсмограммы всех приборов, что дало возможность оценить погрешности. Для короткопериодной (17 – 50 сек) ветви дисперсионной кривой средняя ошибка по скорости $\pm 0,04$ км/сек и по периоду ± 2 сек; для длиннопериодной (80 – 200 сек) ветви – соответственно $\pm 0,02$ км/сек и ± 6 сек. – Для определения скорости по методу СВАН использовались записи сейсмографа П-Ю, которые были отцифрованы с шагом по времени $\Delta t = 2$ сек. Осредненные дисперсионные кривые, полученные по первому способу, и определенные по методу СВАН практически совпали.

На Рис. 3 представлены результаты определения групповых скоростей по волнам R_1 и R_2 , зарегистрированным в Обнинске ($R_{1,2}$ ОБН) и в Сочи ($R_{1,2}$ СОЧ) от двух землетрясений 1970 г. и 1973 г. (Табл. 1). На станции "Сочи" использованы материалы ПСС. На Рис. 3 вертикальными и горизонтальными отрезками, расположенными возле соответствующих ветвей, показаны величины средних ошибок по скорости и по периоду.

Рассмотрим полученные дисперсионные кривые (Рис. 3) и основные особенности путей распространения волн (Рис. 4). На Рис. 4 вертикальной штриховкой выделены зоны стабильных континентальных массивов по Б. ГУТЕНБЕРГУ и Ч. РИХТЕРУ ("Сейсмичность Земли").

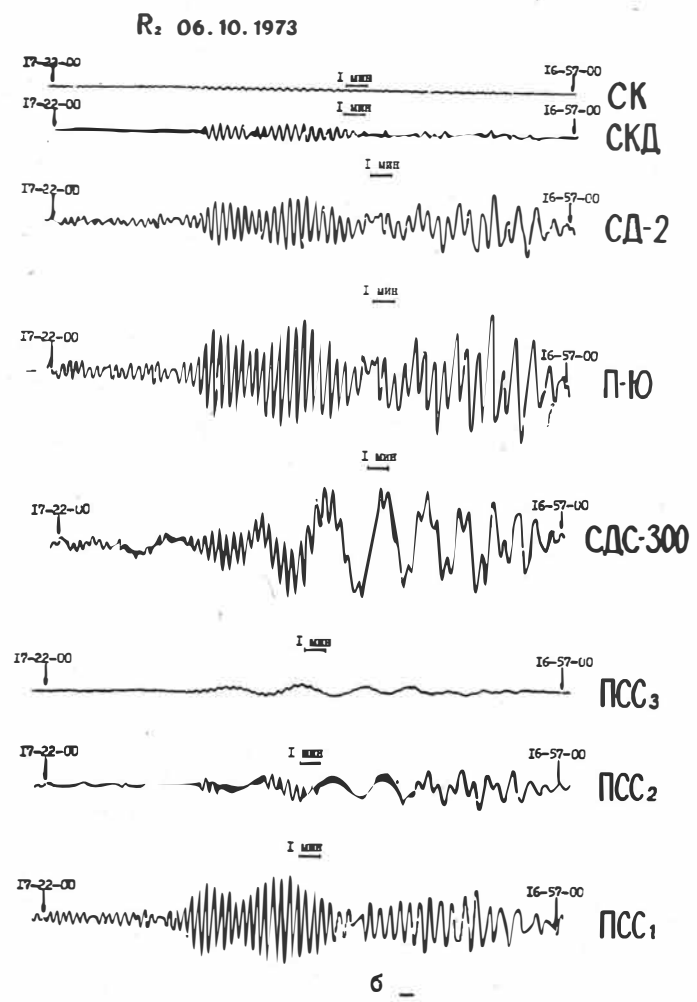
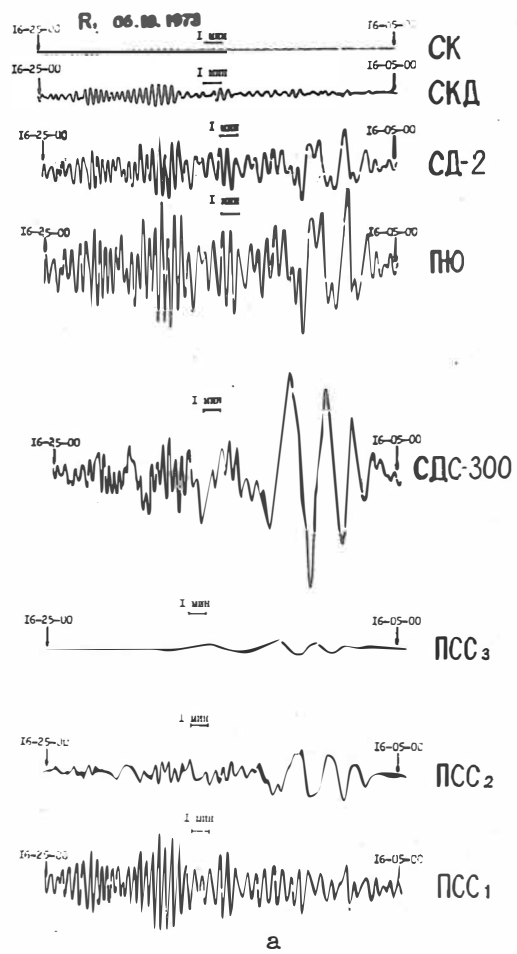


Рис. 2. Участки сейсмограмм аппаратуры ЦСО "Обнинск" с записями релейских волн R_1 (а) и R_2 (б) от землетрясения 6 октября 1973 г. в районе Южных Сандвичевых О-вов

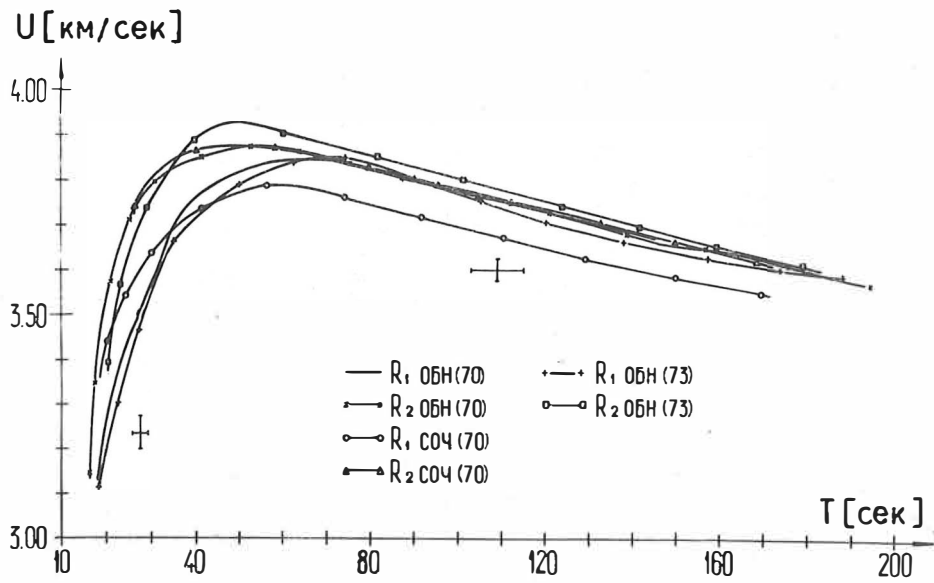


Рис. 3. Групповые скорости волн РЕЛЕЯ по наблюдениям в Обнинске и Сочи землетрясений в районе о-ва Маккуори (1970 г.) и Южных Сандвичевых о-вов (1973 г.). Вертикальными и горизонтальными отрезками показаны погрешности определения скоростей и периодов.

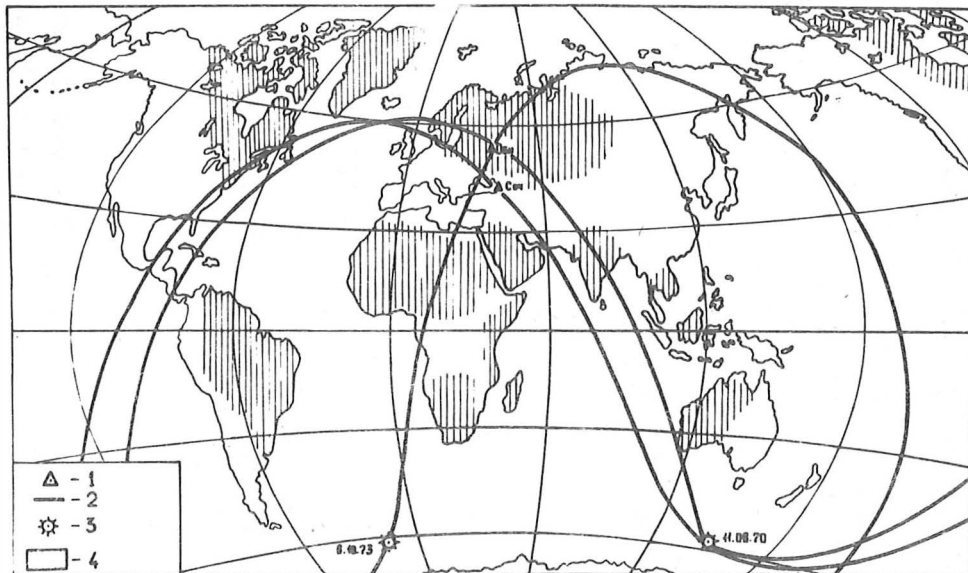


Рис. 4. Пути распространения волн РЕЛЕЯ; 1 - сейсмическая станция, 2 - трасса волны, 3 - эпицентр землетрясения, 4 - стабильные континентальные массивы по Б.ГУ-ТЕНБЕРГУ и Ч.РИХТЕРУ ("Сейсмичность Земли")

В диапазоне периодов 17 – 50 сек наблюдаются наибольшие различия дисперсионных кривых, обуславливаемые, как известно, строением земной коры. Действительно, большие значения скоростей характерны для кривых R_2 ОБН (70), R_2 ОБН (73) и R_2 СОЧ (70). Преобладающую часть пути (85 %, 75 % и 70 % соответственно) эти волны проходят Тихий и Атлантический океаны. С уменьшением океанической части пути значения скоростей уменьшаются. Так по волнам R_1 ОБН (70) и R_1 ОБН (73) получены наименьшие значения скоростей. Волна R_1 ОБН (70) порядка 60 % пути проходит по восточной окраине Индийского океана. Причем этот участок пути близко расположен к прибрежным зонам Австралии и Индонезии и, по-видимому, не может быть отнесен к океаническим структурам. Волна R_1 ОБН (73) только 50 % пути проходит через Атлантический океан.

В диапазоне периодов 70 – 200 сек различия между кривыми (кроме кривой R_1 СОЧ (70)) практически исчезают. Кривая R_2 ОБН (73) имеет несколько большие скорости до периодов 120 сек. Однако такое согласие между кривыми, по-видимому, не является основанием для утверждения об одинаковом строении верхней оболочки по трассам распространения этих волн. Известно, что строение коры (а оно различно, судя по дисперсии в диапазоне 17 – 50 сек) оказывает существенное влияние на скорости релеевских волн с периодами, по крайней мере, до 130 – 150 сек.

Кривая R_1 СОЧ (70) в диапазоне периодов 20 – 50 сек имеет промежуточные, а в диапазоне 50 – 160 сек наименьшие значения скоростей по сравнению с остальными кривыми. Разность скоростей в аномальной ветви составляет 0,05 – 0,07 км/сек и превышает погрешность их определения. Рассмотрим совместно трассы волн R_1 СОЧ (70) и R_1 ОБН (70). Здесь наблюдаются различия как в океанических, так и в континентальных частях трасс. Волна R_1 СОЧ проходит через центральную часть Индийского океана, а волна R_1 ОБН – через его восточную окраину. По континенту волна R_1 СОЧ проходит только через тектонически активные зоны Ирана и Кавказа, тогда как волна R_1 ОБН большую часть континентального пути идет через стабильные континентальные массивы (западная оконечность Австралийского шита, Индийский шит и Русская платформа). Совокупность особенностей строения коры и верхней оболочки под центральной частью Индийского океана и сейсмоактивными зонами Ирана и Кавказа обуславливают сравнительно малые значения групповой скорости при периодах 50 – 60 сек, полученные по волне R_1 СОЧ.

Проведенный качественный анализ указывает на необходимость при решении обратной задачи использовать дисперсионные кривые в диапазоне периодов, охватывающем коровые и мантийные волны одновременно. Выявление неоднородностей верхней оболочки более перспективно по дисперсии волн R_1 , чем по волнам R_2 , R_3 и т.д., когда характерные особенности строения усредняются с каждым последующим обеганием волной Земного шара.

Количественная интерпретация (подбор моделей среды) наблюдаемых нами данных может быть выполнена на базе методов теоретической и вычислительной сейсмологии и требует самостоятельного исследования.

4. Амплитудные спектры

Спектральному анализу подвергнуты волны R_1 и R_2 , зарегистрированные в Обнинске прибором П-Ю от землетрясения 6 октября 1973 г. Записи были отцифрованы с шагом по времени $\Delta t = 2$ сек. Длительности анализируемых интервалов равны 1200 сек (волна R_1 от 16 ч. 05 мин до 16 ч. 25 мин) и 1320 сек (волна R_2 - от 16 ч. 57 мин до 17 ч. 19 мин). Спектры рассчитаны по методу быстрого преобразования ФУРЬЕ [5] в диапазоне частот ω от 0 до 0,46 и с шагом по частоте $\Delta\omega = 15,34 \cdot 10^{-4}$.

Результаты анализа представлены на Рис. 5а. Кривые спектральной плотности сильно флуктуируют. Разрешенность спектрального анализа по частоте ω , равная $\pi/\Delta t$ (Δt - длительность анализируемого интервала), не обеспечивает уверенное выделение многих пик. Поэтому кривые спектральной плотности осреднялись по 11 точкам путем вычисления арифметического среднего. Осредненные таким образом спектры показаны на Рис. 5б в диапазоне периодов 17 - 400 сек. Наблюдается четкое разделение спектров на два участка: низкочастотный - в диапазоне периодов 400 - 70 сек, и высокочастотный - в диапазоне периодов 70 - 17 сек. Если в области низких частот отношение спектральных плотностей R_1/R_2 порядка двух, то в области высоких частот в среднем оно близко к единице.

Для дальнейшего анализа приведен спектр волны R_2 ($\Delta_2 \pm 26\ 200$ км) к расстоянию, пройденному волной R_1 ($\Delta_1 = 13\ 830$ км). Используем известное соотношение:

$$S_{R_2^*}(\omega) = S_{R_2}(\omega) e^{\gamma(\omega)(\Delta_2 - \Delta_1)} \frac{\sqrt{\sin \Delta_2}}{\sqrt{\sin \Delta_1}},$$

Где $S_{R_2}(\omega)$ - наблюдаемый спектр волны R_2 , $S_{R_2^*}(\omega)$ - спектр волны R_2 приведенный к расстоянию R_1 , $\gamma(\omega)$ - коэффициент затухания. Отношение геометрических расхождений $(\sin \Delta_2 / \sin \Delta_1)^{-1/2}$ равно единице, поправка за дисперсию $\Delta^{-1/2}$ или $\Delta^{-1/3}$ не вводится, так как анализируются спектры.

Выбор для расчета функции $\gamma(\omega)$, представляет определенные трудности, так как опубликованные данные характеризуются большими разбросами. Используются две кривые $\gamma(\omega)$, показанные в нижней части Рис. 6. Сплошная линия соответствует данным из работ [1], [2], [13] для периодов 200 - 90 сек, 80 - 60 сек и 22 - 24 сек соответственно. При этом промежуточные значения γ были получены путем линейной интерполяции, исходя из предположения об увеличении γ с частотой. Пунктирной линией показана зависимость $\gamma(\omega)$ приведенная в [12].

На Рис. 6 показана полученная зависимость от частоты отношения спектров R_1 и R_2^* . Это так называемая функция направленности, характеризующая излучение сейсмической энергии из очага землетрясения. Сплошной и пунктирной линиями изображены функции направленности, рассчитанные при соответствующих кривых $\gamma(\omega)$.

Основная особенность спектрального отношения состоит в том, что независимо от принятых $\gamma(\omega)$ в области низких частот оно превышает 1 (в среднем 1,4), а в области высоких частот уменьшается и доходит до 0,1 - 0,2 при периодах 20 - 25 сек. Это указывает на асимметрию излучения низко- и высокочастотных компонент. Низкочастотные компоненты ($T = 80 - 200$ сек) более интенсивно излучаются из очага в северо-восточ-

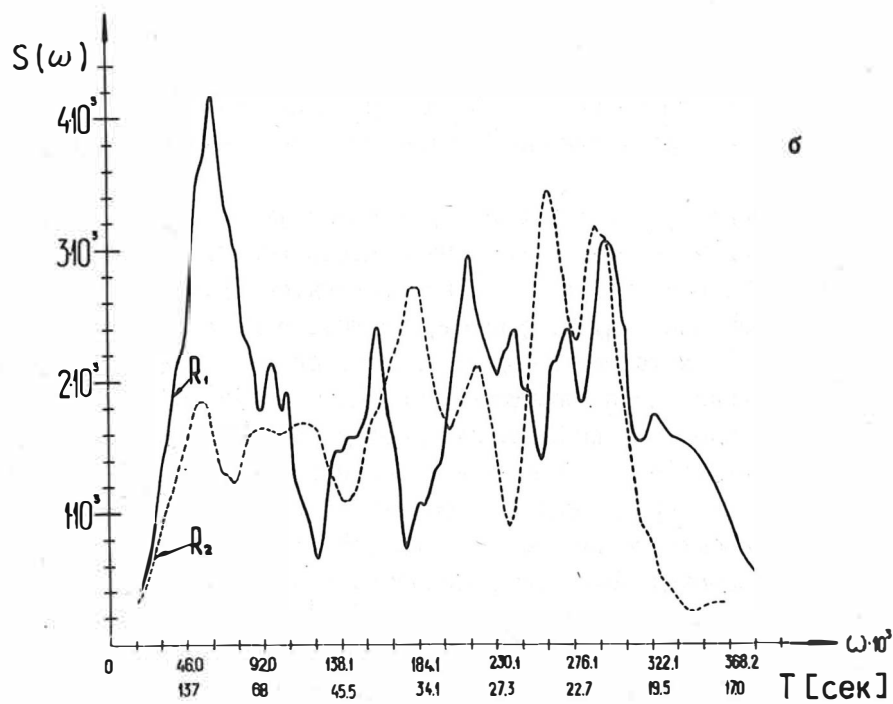
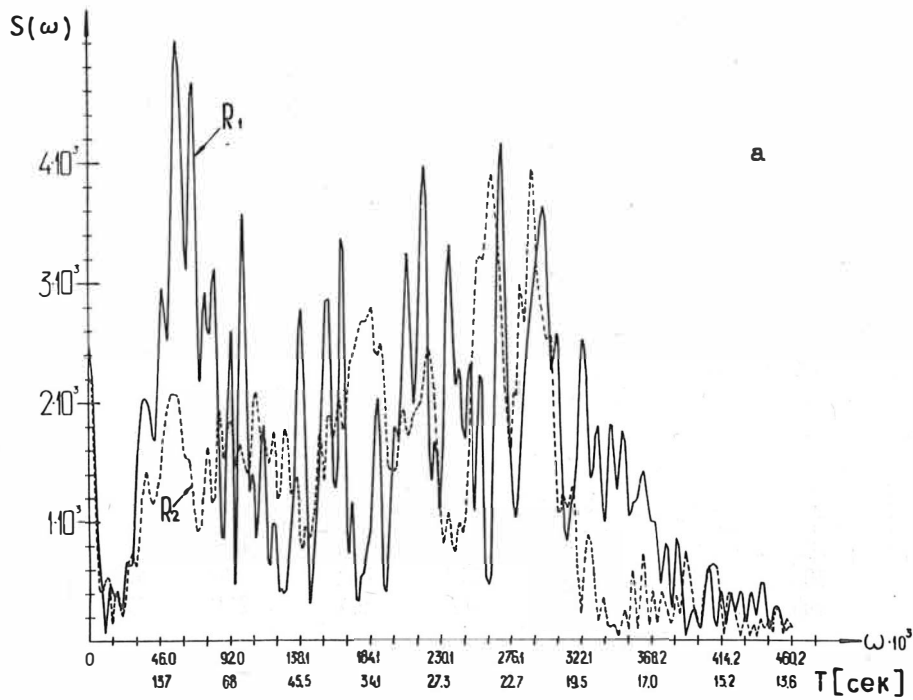


Рис. 5. Амплитудные спектры волн РЕЛЕЯ, зарегистрированных в Обнинске при землетрясении 6 октября 1973 г.; а – спектры до осреднения, б – спектры после осреднения по 11 точкам

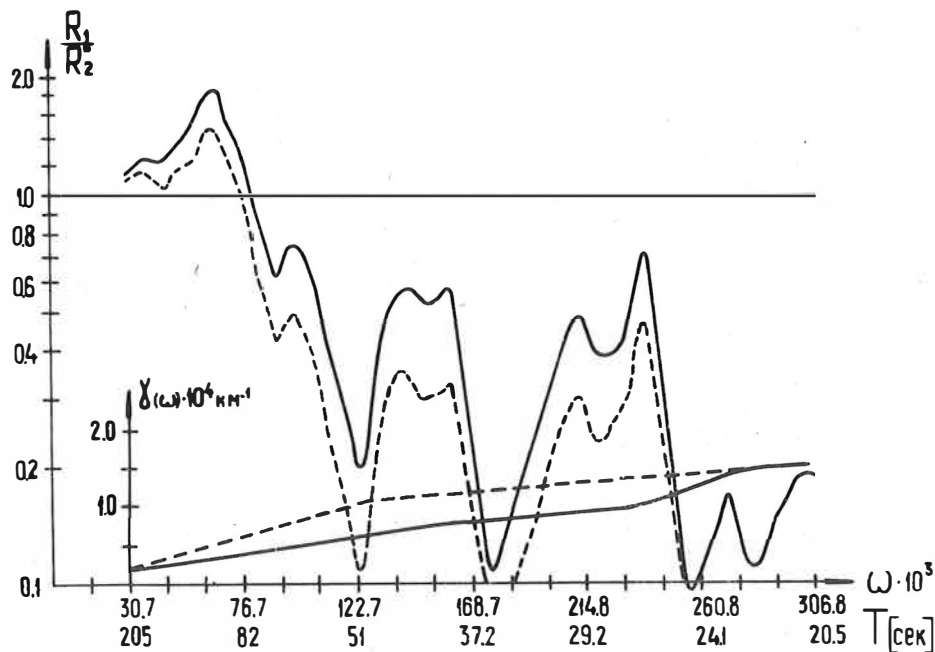


Рис. 6. Функция направленности для землетрясения 6 октября 1973 г., полученная по отношению спектров волн РЕЛЕЯ. В нижней части рисунка показана зависимость коэффициента затухания $\gamma(\omega)$ от частоты, принята при расчете функции направленности

ном направлении (азимут трассы волны R_1 с эпицентра на станцию 36°), а высокочастотные ($T = 20 - 25$ сек) - в юго-западном. Механизм такого излучения трудно объяснить.

Рассмотрим влияние на спектральное отношение различных факторов, не связанных с механизмом излучения. Вначале остановимся на области высоких частот.

В области периодов 20 - 25 сек при расчетах нами принято $(\gamma = 1,2 - 1,5) \cdot 10 \text{ км}^{-1}$. С уменьшением $\gamma(\omega)$ отношение R_1/R_2^* растет, но даже при $\gamma = 0,1 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}$ становится равным 0,7, т.е. остается меньше 1. Факт аномально низких γ в таком диапазоне периодов релейских волн известен. Например, в [11] получено $\gamma = 0,2 \cdot 10^{-4}$ при $T = 17 - 20$ сек. Однако, эти наблюдения проводились на сравнительно небольших эпицентральных расстояниях (станции и эпицентр расположены в пределах Северо-Американского континента). Трудно предположить, что такое низкое γ характерно для протяженного пути, который прошла волна R_2 - с другой стороны, известны данные об амплитудной вариации релейских волн при распространении их через континентальные границы [9] и в условиях горизонтальной рефракции [10].

В [9] было получено, что при распространении релейских волн с океана на континент происходит увеличение амплитуд колебаний с периодами 20 - 25 сек примерно в 2 раза. В нашем случае обе волны R_1 и R_2 пересекают континентальные границы и, если этот эффект имеет место, то на отношение спектров он, по-видимому, не мог сильно повлиять.

- [4] ЛЕВШИН, А.Л.; и др. О спектрально-временном анализе колебаний, в сб. Вычислительная сейсмология, вып. 6.
Москва 1974
- [5] НАЙМАРК, Б.М.; и др. Практические методы вычисления преобразования Фурье, в сб. Теоретическая вычислительная геофизика.
(В печати)
- [6] САВАРЕНСКИЙ, Е.Ф. Об определении групповой и фазовой скорости из наблюдений.
Изв. АН СССР, сер. геофиз. (1959) 11, стр. 1550 - 1559
- [7] СТАРОВОЙТ, О.Е.; и др. Некоторые результаты использования полосовой сейсмической станции для изучения строения Земли, в сб. Комплексные геофизические наблюдения в Обнинске (методика и интерпретация), стр. 23 - 33.
Москва: ИФЗ АН СССР 1974
- [8] СТАРОВОЙТ, О.Е.; и др. Наблюдения длиннопериодных колебаний с помощью сейсмографа СДС-300, в сб. Комплексные геофизические наблюдения в Обнинске (методика и интерпретация), стр. 4 - 13.
Москва: ИФЗ АН СССР 1974
- [9] MCGARR, A. Amplitude variations of Rayleigh waves - Propagation across a continental margin.
Bull. seism. Soc. Amer. 59 (1969), p. 1281-1306
- [10] MCGARR, A. Amplitude variations of Rayleigh waves - Horizontal refractions.
Bull. seism. Soc. Amer. 59 (1969), p. 1307-1334
- [11] MITCHELL, B. Radiation and attenuation of Rayleigh waves from southeastern Missouri earthquake of October 21, 1965.
J. geophys. Res. 78 (1973), p. 886-899
- [12] PRESS, F. Long-period waves and free oscillations of the Earth, in: Research Geophysics, Vol. 2.
Cambridge, Massachusetts 1964
- [13] TRYGGVASON, E. Dissipation of Rayleigh wave energy.
J. geophys. Res. 70 (1965), p. 1449-1455

Funktionentheoretische Gesichtspunkte für die Verwirklichung von
Seismometern mit vorgegebener Charakteristik

von

W. BUCHHEIM ¹⁾

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß ein Ensemble von gekoppelten "konjugierten", d.h. paarweise aufeinander hinsichtlich der Dämpfungsgrößen ("Dämpfungsinversion") abgestimmten linearen Kreisen, von denen zwei den Charakter von konventionellen Seismographen haben müssen, ein reelles Schwingungsspektrum haben kann. Durch passende Wahl von Kopplungsparametern läßt sich die Polfolge der Übertragungsfunktionen in die untere komplexe Halbebene ziehen und Gleichheit und Reellität der Residuen erzielen. Das bedeutet um so bessere Annäherung an die sowohl amplituden- als auch phasentreue Anzeige eines seismischen Signals, je länger und dichter die Polfolge ist. Das "Festkörper-Seismometer" mit Streckenspektrum wird mathematisch als Ideal vorgestellt.

Summary

It is shown that a system of linear coupled circuits, two of them being conventional seismometers, can have a spectrum of real eigenfrequencies only if there exist pairs of "conjugated" circuits with mutual inversion of damping. Negative damping coefficients may be realized electronically. With adapted coefficients it is possible to draw the poles of the response functions in the lower half-plane and to place them equidistantly on a horizontal line. All residues can be made equal and real. The longer the sequence of poles, the better is the approximation to recording without distortion of amplitudes and phases. A "solid-body seismometer" with continuous spectrum seems to be an ideal realization.

Bis auf den heutigen Tag stellen alle gebräuchlichen Seismometer, abgesehen von Strain-Seismographen, Systeme von gekoppelten Kreisen dar, von denen mindestens einer ein massetragender mechanischer "Schwinger" sein muß. Eine der mechanischen bzw. elektrischen Schwinggrößen dient dabei als Anzeige. Den - sehr unterschiedlichen - Anforderungen, die an die Anzeige, d.h. die Wiedergabe der seismisch erzwungenen Gestellverschiebung, gestellt werden [4], wird durch geeignete Abstimmungen der Parameter des ganzen Ensembles mehr oder minder gut genügt [1, 2, 3]. Als Leitstern für die Wiedergabe dürfte dabei noch immer die Aufzeichnungstreue entweder von Schwingweg

¹⁾ Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, DDR-92 Freiberg/Sa., Cottastr. 4

oder Geschwindigkeit oder Beschleunigung des Gestells innerhalb eines vorgegebenen Frequenzbandes dienen. Ein in diesem Sinne ideales Seismometer wäre dann eines, für das die Übertragung innerhalb eines gewissen Bandes durch eine frequenzunabhängige, u.U. komplexe Zahl charakterisiert würde.

Einige in dieser Hinsicht bemerkenswerte Eigenschaften haben Seismometer, die aus einer theoretisch nicht begrenzten Zahl n von Paaren solcher Kreise bestehen, die bezüglich ihrer Parameter besonders aufeinander abgestimmt sind ("konjugierte Kreise"). Mindestens eines dieser Paare muß dabei zwei mechanische Schwinger darstellen. Es trage im folgenden den Index 1, die Schwinggrößen konjugierter Kreise seien mit ξ_i und η_i bezeichnet ($i = 1, 2, \dots, n$). Die spezielle Abstimmung konjugierter Kreise aufeinander besteht darin, daß die Koeffizienten von $\dot{\xi}_i$ und $\dot{\eta}_i$ gleich und von entgegengesetztem Vorzeichen, die von ξ_i und η_i dagegen von gleichem Vorzeichen sind. Eine solche Abstimmung mit "Dämpfungsinversion" ließe sich wahrscheinlich elektronisch realisieren. Damit lautet das System der Bewegungsgleichungen des Seismometers (in dimensionslosen Variablen und Koeffizienten) im einfachsten Falle:

$$(1a) \left\{ \begin{array}{l} \ddot{\xi}_1 + a_{11}\dot{\xi}_1 + b_{11}\xi_1 + \ddot{\eta}_1 + c_{11}\dot{\eta}_1 + d_{11}\eta_1 + a_{12}\dot{\xi}_2 + b_{12}\xi_2 + c_{12}\dot{\eta}_2 + d_{12}\eta_2 + \dots = -\ddot{x} , \\ \ddot{\xi}_1 - a_{11}\dot{\xi}_1 + b_{11}\xi_1 + \ddot{\eta}_1 - c_{11}\dot{\eta}_1 + d_{11}\eta_1 - a_{12}\dot{\xi}_2 + b_{12}\xi_2 - c_{12}\dot{\eta}_2 + d_{12}\eta_2 + \dots = -\ddot{x} ; \\ \quad a_{21}\dot{\xi}_1 + b_{21}\xi_1 \quad + c_{21}\dot{\eta}_1 + d_{21}\eta_1 + a_{22}\dot{\xi}_2 + b_{22}\xi_2 + c_{22}\dot{\eta}_2 + d_{22}\eta_2 + \dots = 0 , \\ \quad -a_{21}\dot{\xi}_1 + b_{21}\xi_1 \quad - c_{21}\dot{\eta}_1 + d_{21}\eta_1 - a_{22}\dot{\xi}_2 + b_{22}\xi_2 - c_{22}\dot{\eta}_2 + d_{22}\eta_2 + \dots = 0 ; \\ \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \\ \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \\ \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \quad \quad \quad \cdot \quad \cdot \end{array} \right.$$

Das Frequenzspektrum ω_k ergibt sich aus der charakteristischen Gleichung $D(\omega) = 0$ mit

$$(1b) \quad D(\omega) = \begin{vmatrix} -\omega^2 + i\omega a_{11} + b_{11} & -\omega^2 + i\omega c_{11} + d_{11} & i\omega a_{12} + b_{12} & i\omega c_{12} + d_{12} & \dots \\ -\omega^2 - i\omega a_{11} + b_{11} & -\omega^2 - i\omega c_{11} + d_{11} & -i\omega a_{12} + b_{12} & -i\omega c_{12} + d_{12} & \dots \\ i\omega a_{21} + b_{21} & i\omega c_{21} + d_{21} & i\omega a_{22} + b_{22} & i\omega c_{22} + d_{22} & \dots \\ -i\omega a_{21} + b_{21} & -i\omega c_{21} + d_{21} & -i\omega a_{22} + b_{22} & -i\omega c_{22} + d_{22} & \dots \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix}$$

$D(\omega)$ hat einige wichtige Eigenschaften, die auch zutreffen, wenn die (quadratische) Koeffizientenstruktur der ersten beiden Zeilen bzw. Spalten in beliebig vielen weiteren - zueinander konjugierten - Zeilenpaaren vorliegt:

I. Aus $D(0) = 0$ (Zeilen zu konjugierten Kreisen sind dann gleich) folgt, daß $\omega = 0$ stets eine n -fache Wurzel ist.

II. Zeilen zu konjugierten Kreisen sind zueinander konjugiert komplex. Hieraus folgt $D(\omega^*) = (-1)^n D(\omega)^*$.

III. $D(-\omega) = (-1)^n D(\omega)$. Mit ω ist auch $-\omega$ Wurzel.

Nach II. ist insbesondere $D(\omega)$ ein Polynom mit rein imaginären Koeffizienten, wenn n ungerade, mit reellen Koeffizienten, wenn n gerade ist. In beiden Fällen sind die Wurzeln ω_k reell oder konjugiert komplex. Es gibt drei verschiedene Möglichkeiten für ihre Verteilung in der komplexen Zahlenebene:

1. Sämtliche Wurzeln sind komplex.
2. Die Wurzeln sind teilweise reell, teilweise konjugiert komplex.
3. Sämtliche Wurzeln sind reell.

In den beiden ersten Fällen ist das Seismometer instabil, da notwendig Wurzeln in der unteren komplexen Halbebene liegen und dann exponentiell anwachsende Eigenschwingungen zur Folge haben. Im dritten Falle aber ist das Seismometer ungedämpfter Schwingungen fähig. In allen Fällen jedoch hat es wegen I. keine definierte Gleichgewichtslage.

Der dritte Fall ist von besonderem Interesse. Sämtliche Wurzeln liegen wegen III. symmetrisch auf der reellen Achse zum Nullpunkt, der selbst stets Wurzel ist. Wählt man z.B. ξ_2 als Anzeigegröße, so resultiert im allgemeinsten Falle (sämtliche Koeffizienten quadratisch in ω) mit $Y(t) = Y_0 e^{i\omega t}$ und $\xi_2(t) = Y_0 R_2^{(1)}(\omega) e^{i\omega t}$

$$(2a) \quad R_2^{(1)}(\omega) = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} -\omega^2 + a_{11}i\omega + b_{11} & -\omega^2 + c_{11}i\omega + d_{11} & \omega^2 & -\omega^2 + c_{12}i\omega + d_{12} & \dots \\ -\omega^2 - a_{11}i\omega + b_{11} & -\omega^2 - c_{11}i\omega + d_{11} & \omega^2 & -\omega^2 - c_{12}i\omega + d_{12} & \dots \\ -\omega^2 + a_{21}i\omega + b_{21} & -\omega^2 + c_{21}i\omega + d_{21} & 0 & -\omega^2 + c_{22}i\omega + d_{22} & \dots \\ -\omega^2 - a_{21}i\omega + b_{21} & -\omega^2 - c_{21}i\omega + d_{21} & 0 & -\omega^2 - c_{22}i\omega + d_{22} & \dots \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix}$$

Aus den Symmetrien bzw. Antisymmetrien zwischen konjugierten Kreisen folgt für jedes beliebige n allgemein

$$(2b) \quad R_j^{(1)}(\omega^*) = R_j^{(1)}(\omega), \quad R_j^{(1)}(-\omega) = R_j^{(1)}(\omega);$$

$$j = 2, 3, \dots, n, \quad l = 1, 2,$$

wie man durch gleichzeitige Vertauschung sämtlicher konjugierten Zeilen in Zähler und Nenner von (2a) verifiziert. Aus (2a) liest man sofort ab, daß jede Resolvente $R_j^{(1)}(\omega)$ eine gebrochene rationale Funktion mit nur reellen Koeffizienten ist. Ihre Partialbruchzerlegung lautet formal

$$(2c) \quad R_j^{(1)}(\omega) = B_j^{(1)} + \sum_{k=1}^{4n} \frac{r_{jk}^{(1)}}{\omega - \omega_k}$$

(ω_k sind die maximal $4n$ Eigenfrequenzen, von denen n stets gleich Null sind).

Im Falle von nur reellen Wurzeln ω_k sind auch die $B_j^{(1)}$ und sämtliche $r_{jk}^{(1)}$ reell, und zu symmetrisch gelegenen Wurzeln gehört der gleiche Wert $r_{jk}^{(1)}$ (s. Abb. 1).

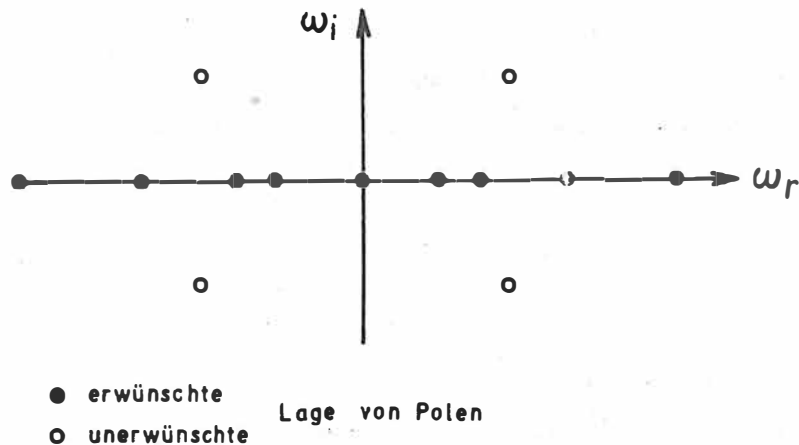


Abb. 1. Polverteilung bei scharfer Abstimmung

Da auch im nichtabgestimmten Falle alle Koeffizienten der entsprechenden Partialbruchzerlegung stetig von den Koeffizienten des entsprechenden Gleichungssystems abhängen, läßt sich ein "Vielkreis-Seismometer" denken, für das die Pole jeder Resolventen $R_j^{(1)}(\omega)$ eine äquidistante geradlinige Folge in beliebig geringem Abstand von der reellen Achse unterhalb und parallel zu dieser bilden (Abb. 2). Ein solches Seismometer ist dann um so stabiler, je größer dieser Abstand ist.

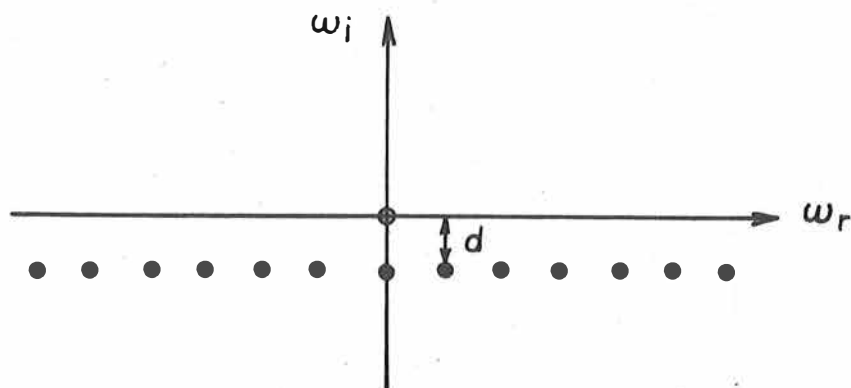


Abb. 2. Polstrecke, durch Verstimmung in die untere Halbebene verlagert

Da im ganzen $4n^2$ Koeffizienten zur Verfügung stehen, lassen sich noch weitere Nebenbedingungen erfüllen, z.B. die, daß die maximal $3n + 1$ Residuen $r_{2k}^{(1)}$ sämtlich gleich und reell sind (insgesamt $6n$ Bedingungen). Die Zahl der freien Parameter reicht hierfür bereits für $n \geq 2$ Paare konjugierter Kreise aus.

Ist $F(\omega)$, ω reell, die FOURIERSche Spektraldichte des einwirkenden seismischen Signals, so wird die Anzeige $A_j^{(1)}(t)$ ($1 = 1, 2$) dieses Signals durch die Anzeigegröße ξ_j bzw. η_j dargestellt in der Form

$$(3a) A_j^{(1)}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega F(\omega) R_2^{(1)}(\omega) e^{i\omega t}.$$

Wir erhalten also eine sowohl amplituden- als auch phasentreue Wiedergabe des Signals, wenn

$$(3b) R_2^{(1)}(\omega) \approx R_{20}^{(1)} = \text{const}$$

für dasjenige Frequenzband zutrifft, in welchem $F(\omega)$ wesentlich von Null verschieden ist. Diese Bedingung wird für ein zu $\omega = 0$ symmetrisches Frequenzband offenkundig mit einer Polverteilung der oben dargestellten Art um so besser erfüllt,

a) je länger die Polstrecke ist,

b) je dichter die Polfolge bezüglich des Abstandes von der reellen Achse ist.

Ein Optimum würde schließlich für ein Ensemble von quasi unendlich vielen gekoppelten Kreisen mit dichter Polfolge, also mit einem Streckenspektrum, erreicht (s. Abb. 3), das sich von Ω^- bis Ω^+ horizontal in der komplexen ω -Ebene ausbreitet und funktionentheoretisch einem Verzweigungsschnitt der Resolventen $R_2^{(1)}(\omega)$ entspricht.

Solche Streckenspektren sind in der Festkörperphysik bisher nur für Frequenzen $\nu \geq 10^{14}$ Hz bekannt, z.B. von den Bandstrukturen der Halbleiter.¹⁾ Für die Seismometer wäre die Realisierung für weit niedrigere Frequenzen, nämlich von 0 bis 10^3 Hz, notwendig. Wenn es gelingen würde, "Festkörper-Seismometer" dieser Art außerdem in den festen Gesteinsverband einzuschließen, würden gleichzeitig mehrere alte und drückende Probleme der Seismometrie eine Lösung finden.

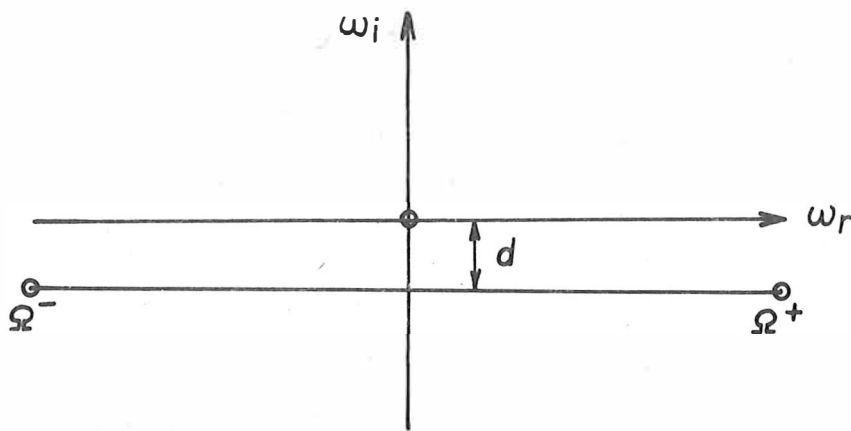


Abb. 3. Polstrecke nach Abb. 2, dicht

Es wäre also nötig, einen auf Stress genügend empfindlichen, zur Anzeige ausnutzbaren Festkörpereffekt zu finden, der in der unteren komplexen ω -Halbebene einen zur reellen Achse möglichst parallelen Verzweigungsschnitt zwischen -10^3 und 10^3 Hz aufweist, auf dessen beiden Ufern die Funktionswerte eine möglichst gleichbleibende Differenz haben. Es läßt sich natürlich die Frage diskutieren, ob die Realisierung nicht besser über ein vielkreisiges "Computer-Seismometer" erfolgen könnte, das damit eine äußerst vielseitig auszuwertende "Ur-Information" über das Signal bereitstellen würde.

¹⁾ Diesen Hinweise verdanke ich Herrn Dozent Dr. MONECKE, Sektion Physik der Bergakademie Freiberg.

Literatur

- [1] PRESS, F. **Seismic instruments.**
Trans. amer. geophys. Un. 41 (1960) 2, S. 145-146
- [2] SAWARENSKI, E.F.; **Elemente der Seismologie und Seismometrie.**
KIRNOS, D.P. Berlin: Akademie-Verlag 1960
- [3] TEUPSER, CH. **Verallgemeinerung der Theorie elektrodynamischer Seis-**
 mographen durch frequenzabhängige Koppelung.
Veröff. Inst. Geodyn. Jena (1965) 2
- [4] ULLMANN, W. **Analytische Seismometrie.**
Veröff. Inst. Geodyn. Jena A (1971) 16

Hochverstärkender langperiodischer elektronischer Seismograph
an der Station Moxa

von

E. UNTERREITMEIER ¹⁾

Zusammenfassung

Systematische Untersuchungen seit 1966 an langperiodischen Seismographen vom Typ C (30-s-Seismograph / 90-s-Galvanometer) an der Station Moxa über den Einfluß dynamischer Umweltstörungen (Luftdruckveränderungen etc.) auf die Registrierungen führten zu einer verbesserten Aufstellung und Abschirmung und zu einem neuen elektronischen langperiodischen Seismographen. Das gibt die Möglichkeit für einen Betrieb mit hohen Vergrößerungen bei langen Perioden. Das Mustergerät (vertikal) hat eine spitze Charakteristik mit einer Vergrößerung von 22 k bei $T = 30$ s. Störungen durch Luftdruckänderungen sind aus den Registrierungen verschwunden. Der Seismographenbehälter hat bei einer Eckperiode von $T_B \approx 33$ h bei $T \leq 100$ s eine Unterdrückung von $\geq 10^3$. Für den Routinebetrieb werden Seismographen vom Typ SSJ-I/L ($T_g = 30$ s) mit einem kapazitiven Wandler-System vom Typ esau und mit dem neuen Seismographenbehälter SB-1200 eingesetzt. Das Ausgangssignal des Seismographensatzes erlaubt direkte Digitalisierung für ereignisselektive Lochbandregistrierung oder für digitale Speicherung. Das frequenzmodulierte Trägersignal läßt sich in jedem Telefonkanal übertragen.

Summary

Systematic investigations since 1966 at Moxa station on the influence of dynamic disturbances and environmental conditions (atmospheric pressure fluctuations etc.) on the records of long-period instruments of KAPG-type C (30-s seismometer / 90-s galvanometer) resulted in an improved installation, in a rigid steel cover for the pendulum, and in a new electronic long-period seismograph system. The improvements give the possibility for high-gain records at long periods. A first vertical model (modified VSJ-I/L) has a peaked response with a magnification of 22 k at 30 s. Disturbances in the records are completely suppressed by the new cover. With a corner period of about 33 h the cover at periods ≤ 100 s gives a suppression ratio of $\geq 10^3$ for pressure waves compared with a pendulum without a cover. For routine work the system consists of a set SSJ-I/L ($T_g = 30$ s) with a new linear capacity transducer, esau, each component covered with the seismograph steel box SB-1200. The direct output enables direct digitization for event-selecting records on punched tape or digital signal processing. The internal frequency-modulated carrier of esau is available for transmitting on telephone lines.

¹⁾ Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR, Institutsteil Jena, 69-Jena (DDR), Burgweg 11

Die Realisierung hochverstärkender langperiodischer Seismographen in dem für den Nachweis schwacher Ereignisse besonders interessierenden [1, 2] Periodenbereich um 30 s ist nicht so sehr eine Frage besonderer Wandlerysteme als der Beherrschung simultaner Störeinflüsse nichtseismischen Ursprungs am Aufstellungsort des Seismographensystems.

Gemeinsam mit der Eingangsgröße \ddot{X}_E greifen die Störungen $s_i(t)$ am Seismographen S an (Abb. 1). Es sind dies die zeitlich veränderlichen Differenzen von Temperatur ϑ , Luftdruck p , Feuchte F gegenüber den Anfangswerten bei Inbetriebsetzung. Sie werden vom Seismographen echt empfangen und verstärkt und gehen in die Registrierung X_A mit ein [6]. Für sinusförmige kleine Änderungen gilt im eingeschwungenen Zustand:

$$(1) \quad \begin{cases} X_A = W(T) \{ X_E - s_i \left(\frac{T}{T_s} \right)^2 N^2 C_i \}, \\ s_1 = \Delta\vartheta, \quad s_2 = \Delta p, \quad s_3 = \Delta F, \quad \dots, \quad s_n = t. \end{cases}$$

In der Registrierung sind die Differenzen nicht von Erdbebenwellen zu unterscheiden, da sie vielfach deren Perioden besitzen. Sie werden jedoch nach (1) mit einer von der Signalcharakteristik $W(T)$ verschiedenen Übertragungscharakteristik wegen des Zusatzgliedes $(T/T_s)^2$ übertragen. Dadurch hat jede Breitbandcharakteristik bei T_s bzw. T_g ein Maximum für die Störübertragung. Die maximale Auslenkung am Seismographen ist

$$(2) \quad \hat{\varphi}_i^{ST} = N^2 C_i \left(\frac{\text{Max}[T_s, T_g]}{T_s} \right)^2 s_i \times D.$$

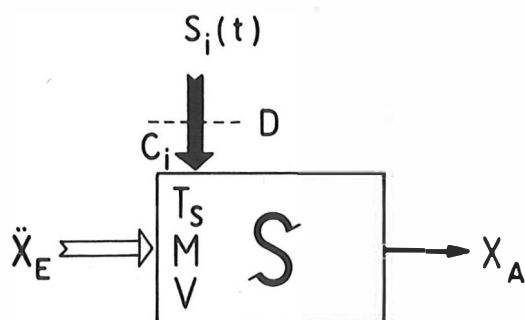
Der Betrag wächst mit dem Quadrat des Periodenverlängerungskoeffizienten N und kann nur durch einen verminderten Durchgriff D der Störungen auf den Seismographen herabgesetzt werden.

Seit 1966 wurde in Jena und an der Station Moxa diesen störenden Umwelteinflüssen bei langperiodischen Seismographen nachgegangen, und es wurden einige Möglichkeiten für die Verbesserung der Störfreiheit der Registrierung gefunden und erprobt [7]. Diese wurden auch bei dem elektronischen vertikalen Mustergerät angewendet. Abb. 2 zeigt das Schema der Seismographenaufstellung mit den auf das Gerät einwirkenden physikalischen Größen.

1. Zur Verbesserung des Langzeittemperaturverhaltens und ähnlicher langperiodischer Vorgänge wurde der Parameter c_ϑ , die Empfindlichkeit des Seismographen gegenüber Temperaturänderungen, durch eine spezielle Wahl und Steuerung des Temperaturkoeffizienten der Federkonstante der Schraubenfeder im vertikalen Gerät verringert. Die neue, verringerte Empfindlichkeit ist

$$(3) \quad c'_\vartheta \approx 0,01 \dots 0,1 c_\vartheta$$

und schwankt mit den Exemplaren einer Federserie [4, 7]. Außerdem kann durch eine elektronische Rückführung [2] der Koeffizient N für sehr langperiodische Vorgänge auch bei diesem Gerät herabgesetzt werden.



$$X_A = W(T) \left\{ X_E - S_i \left(\frac{T}{T_s} \right)^2 N^2 C_i \right\}$$

$$S_1 = \Delta\theta, S_2 = \Delta p, \dots, S_n = t$$

$$\hat{\varphi}_i^{ST} = N^2 C_i \left(\frac{\text{Max} [T_s, T_g]}{T_s} \right)^2 S_i \times D$$

Abb. 1

2. Zur Erhöhung der Stabilität gegenüber kurzzeitigen Temperatureinflüssen wurde der Seismograph thermisch eng an den Sockel angekoppelt. Die Kopplung erfolgt durch eine starke Metallplatte, die einen guten thermischen Übergang zwischen Seismograph und Sockel gibt. Bei der Sockeltemperatur ϑ_s konnte für die erforderlichen Beobachtungszeiträume eine sehr gute Konstanz nachgewiesen werden (Abb. 2): ϑ_s ist bis auf 0,01 °C über mehrere Stunden konstant.

3. Zur Abschirmung atmosphärischer Störungen wurde ein stabiles Stahlgehäuse verwendet, das sich unter den vorkommenden Druckschwankungen nicht wesentlich deformiert und eine hohe Zeitkonstante T_B der Unterdrückung D^{-1} besitzt. Für $T_B \approx 33$ h bei $T = 30$ s ist die Unterdrückung $D^{-1} > 10^4$. Die Bestimmung von T_B wurde mit Hilfe eines elektronischen Mikrobarographen durchgeführt. Die Methodik der Messung und die speziellen Fragen der Abschirmcharakteristik eines druckdichten Behälters werden in [8] diskutiert.

Das Blockbild des vertikalen Seismographensystems zeigt Abb. 3. Es besteht aus einem 30-s-Seismographen mit einem kapazitiven linearen Wandlersystem mit interner Frequenzmodulation [5]. Eine Regelung des Systems ist möglich. Über einen Tiefpaß im Rückführungsweig lassen sich Driften ausregeln. Im zweistufigen Signalzweig mit Operationsverstärkern (OV) erfolgt die Formung der Übertragungscharakteristik, die ihr Maximum bei $T = 30$ s hat. Die Flankensteilheit läßt sich in gewissen Grenzen variieren. Im unteren Teil der Abbildung sind die Einflüsse dargestellt, die von der Konstruktion her und vom auftretenden Rauschen den Nachweisbereich einengen. Das Wandlerrauschen ist, auf den Eingang bezogen,

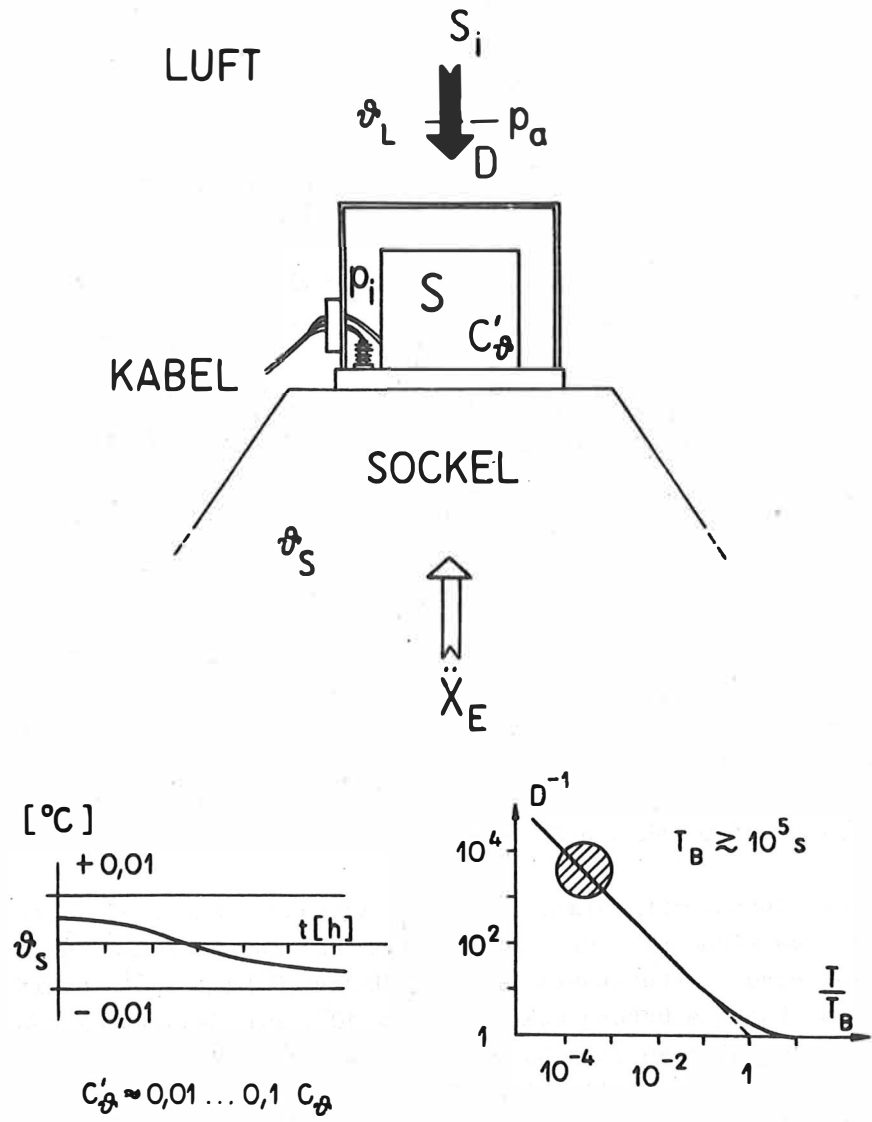


Abb. 2

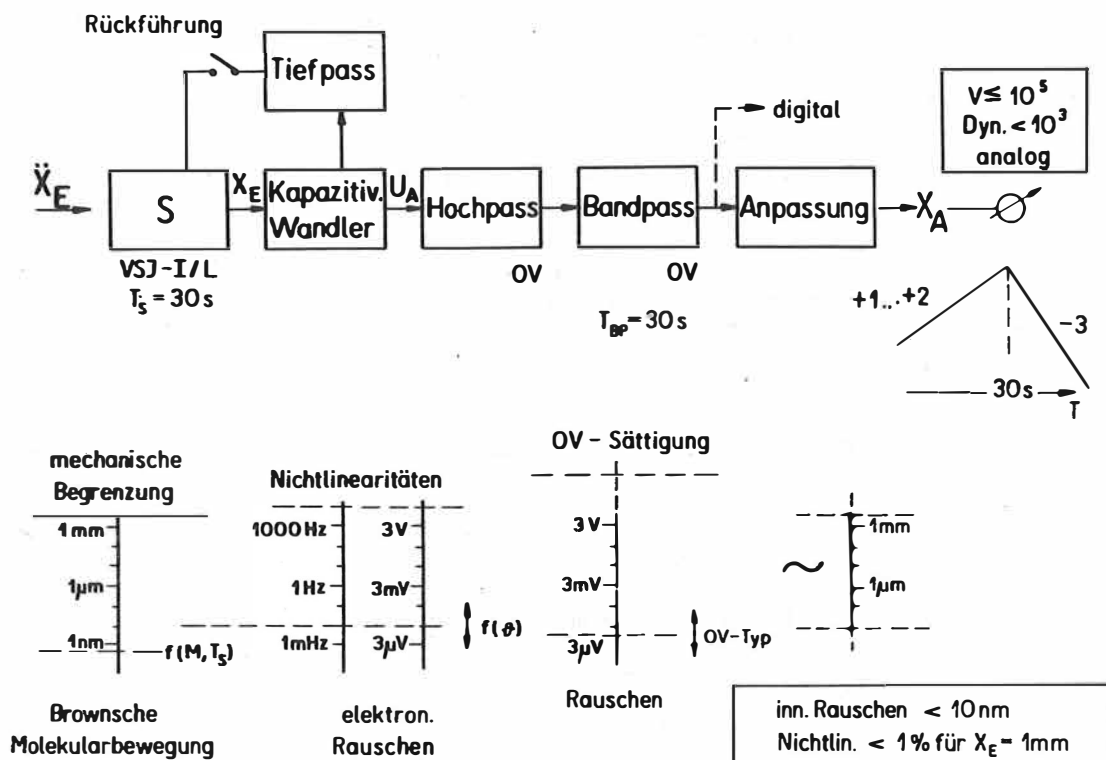


Abb. 3

$$(4) \quad X_{EN} < 10 \text{ nm} ,$$

das maximal wandelbare Signal

$$(5) \quad \hat{X}_E \leq 1 \text{ mm}$$

bei einer Nichtlinearität von $< 1\%$ beim Maximalausschlag. Der Testbetrieb des Systems wurde mit Vergrößerungen im Bereich $V = 3,3 \text{ k} \dots 22 \text{ k}$ ab Herbst 1972 durchgeführt. Eine Erhöhung der Vergrößerung der Bodenverrückung in der Analogregistrierung bis auf $V \approx 10^5$ ist nach (4) möglich, jedoch wegen der örtlichen Gegebenheiten wahrscheinlich an der Station Moxa nicht sinnvoll.

Der mechanische Empfänger mit einem Teil des Wandlersystems ist in der eingangs angeführten Weise (Abb. 2) gekapselt. Die Wirksamkeit der Seismographenabschirmung ist aus den Antworten von vier verschiedenen Seismographen der Station Moxa auf einen Luftdruckstoß (Klimaanlage) zu erkennen (Abb. 4). Das elektronische Gerät mit $V = 10 \text{ k}$ (5') zeigt einen ungestörten Verlauf, ebenso das 20-s-Gerät (4), während die 30/90-s ($V = 1,2 \text{ k}$)- und die 25/330-s ($V = 50$)-Kombinationen eine starke Reaktion zeigen (15 \dots 30 mm). Ohne Kapselung wäre rechnerisch auf Spur 5' der doppelte Betrag der Reaktion auf Spur 1 zu erwarten. Alle Geräte benutzen den gleichen vertikalen Empfänger VSJ-I, die Geräte 1, 3, 4 haben nur Plexiglashauben und darüber Glaskästen.

Abb. 5 zeigt zwei Ausschnitte aus Registrierungen des elektronischen Seismographen aus den Jahren 1971 (unten) und 1973 (oben). Man erkennt klar die Verbesserung gegenüber dem ursprünglichen, ungekapselten Zustand. Die obere Registrierung hat eine ca.

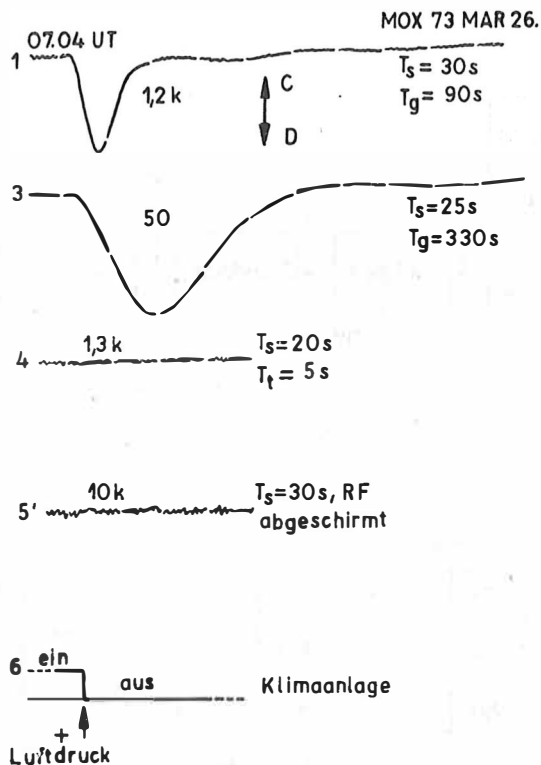


Abb. 4

10^4 -fache Vergrößerung gegenüber ca. 10^3 in der unteren bei etwa gleichen Störeinflüssen aus der Luftumwälzung während des Arbeitens der Klimaanlage. Das untere Gerät war im damaligen Zustand nur mit einer Plexiglashaube geschützt. In Abb. 6 sind als Vergleich die simultanen Registrierungen eines 20-s-Gerätes ($V \approx 10^3$) zwischen 5 s und 20 s und des 30-s-Gerätes ($V \approx 10^4$) bei 30 s gezeigt. Die Gegenüberstellung beweist die weitaus größere Auflösung und die Steigerung der Anzahl der Ereignisse gegenüber der Standardabstimmung.

Ein Dreikomponentensatz langperiodischer Geräte mit wahlweise Breitband- oder Schmalbandcharakteristiken ist für Moxa in Vorbereitung. Als Seismographen werden Geräte des Typs SSJ-I/L mit $T_s = 30\text{ s}$ mit einem miniaturisierten Wandleresystem esau mit fernübertragbarem Wandleresignal eingesetzt. Die Kapselung erfolgt mit Seismographenbehältern SB-1200, die aus einem Zylinderunterteil mit einer gewölbten Haube bestehen. Diese Behälter werden auch für den Typ C ($T_s = 30\text{ s}$, $T_g = 90\text{ s}$) verwendet. Das ist in Moxa bereits realisiert. Der elektronische Dreikomponentensatz wird einen digitalen und mehrere analoge Ausgänge besitzen.

Im Rahmen der Arbeiten zu gemeinsam geplanten Themen im RGW erfolgt außerdem ein Einsatz der Seismographenbehälter an der Station KHC (Kašperske Hory) des GU Praha der CSAV.

Für freundliche Unterstützung und fruchtbare Diskussionen danke ich Herrn Dr. SIMON von der Gezeitenstation Tiefenort des ZIPE sowie Herrn Dr. habil. TEUPSER und Herrn Dr. GENSCHHEL vom Jenaer Institutsteil des ZIPE. Die Betreuung der Apparaturen erfolgte in dankenswerter Weise durch Herrn D. ADLER, den Stationswart der Station Moxa. Die Fertigung der Behälter SB-1200 für den Seriensatz übernahm der VEB Rohrleitungs- und Behälterbau Pössneck, dessen technischem Leiter, Herrn Ing. GÖBEL, hier für die gute und konstruktive Zusammenarbeit gedankt sei.

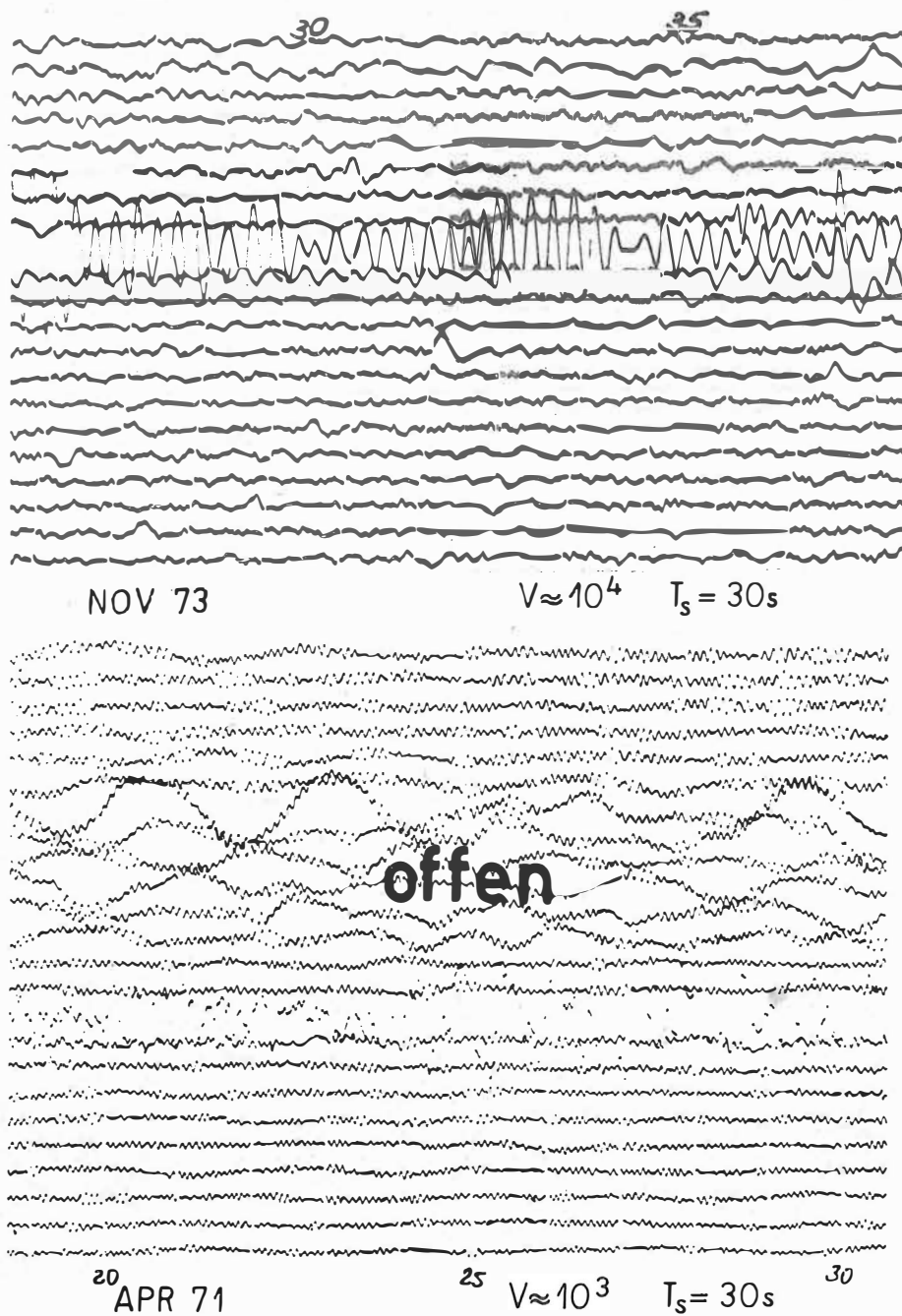
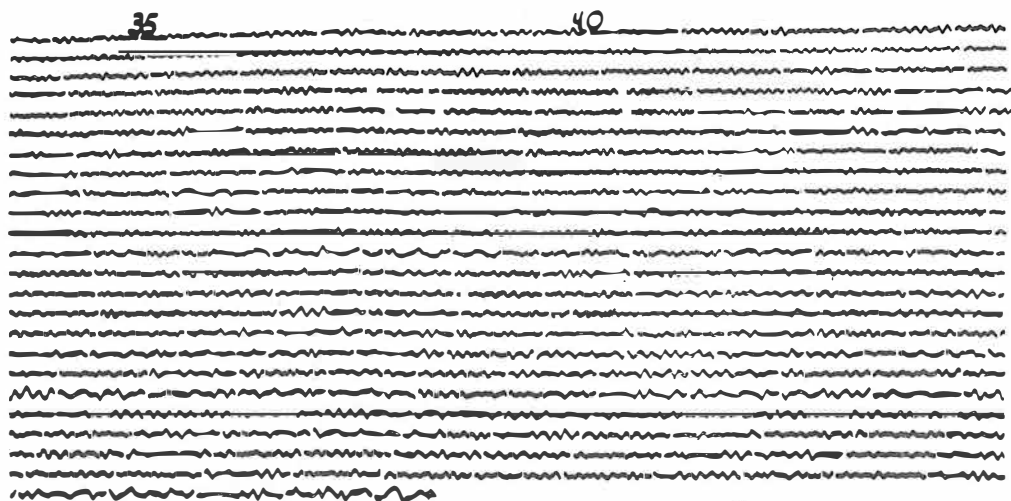
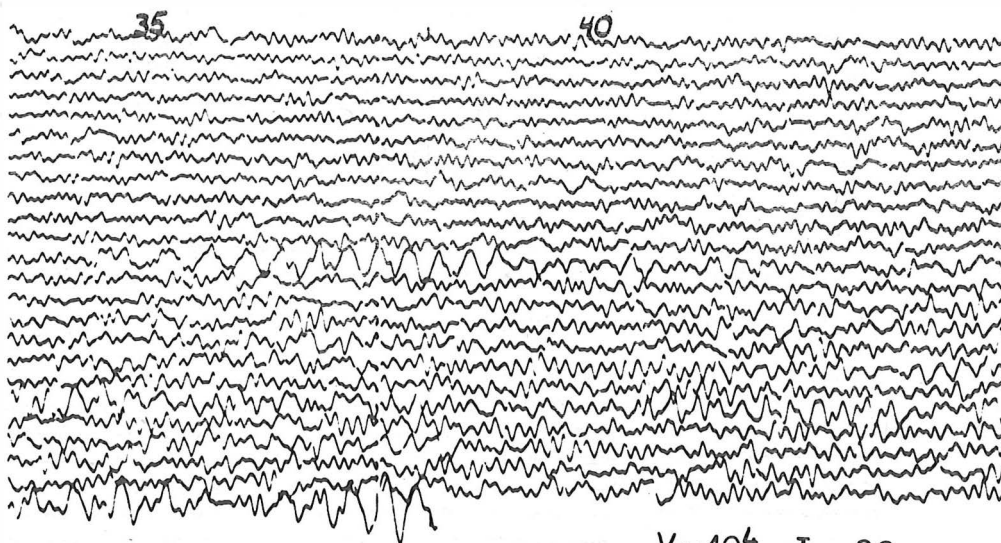


Abb. 5



$V \approx 10^3$ $T_s = 20s$

FEB 73



$V \approx 10^4$ $T_s = 30s$

Abb. 6

Literatur

- [1] MOLNAR, P.; u.a. Small earthquakes and explosions in Western North America recorded with new high gain, longperiod seismographs.
Nature 224 (1969) 5226; S. 1268-1273
- [2] SAVINO, I.; u.a. Structures in earth noise beyond twenty seconds - a window for earthquakes.
Bull. seism. Soc. Amer. 62 (1972) 1, S. 141-176
- [3] SUTTON, G.H.;
LATHAM, G.V. Analysis of a feedback controlled seismometer.
J. geophys. Res. 69 (1964) 18, S. 3865-3882
- [4] UNTERREITMEIER, E. Störungen bei langperiodischen Vertikalseismographen. Zur Kompensation der Nullage. In: Vorträge zur KAPG-Tagung "Durchführung und Interpretation seismischer Beobachtungen", Jena 1968, S. 77-94.
Berlin: Akademie-Verlag 1969
- [5] UNTERREITMEIER, E. Kapazitiver Wegaufnehmer.
WP 746/14995, 7.9.1970
- [6] UNTERREITMEIER, E. The transmission of dynamic disturbances in seismograph systems.
Gerlands Beitr. Geophysik 82 (1973) 3, S. 223-230
- [7] UNTERREITMEIER, E. Zur Erhöhung der Störfreiheit langperiodischer Seismographensysteme.
Veröff. Zentralinst. Physik d. Erde Nr. 25, Potsdam 1973
- [8] UNTERREITMEIER, E. The suppression of dynamic disturbances in seismograph systems.
(In Vorbereitung für Gerlands Beitr. Geophysik)

Вопросы импульсной калибровки сейсмологических трактов

Э.И. АРАНОВИЧ, Э.И. ЗЕЛИКМАН, А.Я. МЕЛАМУД,
С.А. НЕГРЕБЕЦКИЙ, А.В. РЫКОВ, Н.Е. ШИЛОВА¹⁾

Резюме

Рассматриваются вопросы импульсной калибровки сейсмологической аппаратуры. На основе электромеханических аналогий установлена связь между частотными характеристиками сейсмографа, возбуждаемого через дополнительную катушку и корпус. Методами численного моделирования рассмотрены погрешности импульсной калибровки, обусловленные процедурой дискретизации реакции сейсмологического тракта на возбуждающий импульс по времени и уровню и ограничению ее длительности. Приводятся результаты опробования некоторых способов подавления шумов, возникающих в результате импульсной калибровки.

Summary

Theoretical and experimental problems of the impulse calibration of a seismometrical system are considered. Calculating formulas for the amplitude—phase response curves of the seismograph are given with respect to the harmonic or impulse functions applied. The connections of the seismograph response curves obtained by an impulse excitement both through the calibration coil and the ground are shown. The determination of the response curve is performed by representing it as a spectrum of the discrete time function recorded in the process of impulse calibration. An analysis is given of the errors caused by the influence of the background noise on the accuracy of this determination. The next factors taken into account are the influence of the microseismic noise, the time and amplitude sampling rate of the seismograph reaction on the calibration impulse, the chosen duration of the seismograph response. The high-frequency part of the response curve is most disturbed by these factors; its low-frequency part is calculated with sufficient accuracy. Some methods of suppressing the perturbing factors indicated above are suggested for the increasing of the impulse calibration accuracy: (1) filtering of the discrete time reactions, of the reaction spectra, and of the seismograph response curves; (2) averaging and interpolation of the same subjects. Accuracy estimations of those methods are made. It is considered that this paper is the first step only in solving the problems of seismograph impulse calibration on the way to get correct amplitude—phase response curves.

¹⁾ Институт Физики Земли АН СССР, Москва Д-242, Грузинская 10

1. Введение

В связи с внедрением в сейсмологическую практику длиннопериодных сейсмографов и машинных способов интерпретации записей землетрясений приобретает важное значение импульсная калибровка трактов регистрации. Идея импульсной калибровки не нова. Она неоднократно обсуждалась и описывалась в литературе (см. напр. [3 - 6, 11 - 13]), однако до последнего времени этот способ контроля и особенно определения частотно-фазовых характеристик сейсмологической аппаратуры в широком частотном диапазоне не нашел применения. Это, по-видимому, обусловлено рядом трудностей её реализации и, как следствие, отсутствием отработанной методики такой калибровки.

2. Теоретические основы импульсной калибровки

Идея импульсной калибровки основана на том известном факте [9], что, если возбудить линейную систему, а в нашем случае сейсмограф, узким импульсом типа δ -функции, имеющим, как известно, равномерный спектр, то модуль спектра реакции сейсмологического тракта на такой импульс будет являться частотной характеристикой этого тракта; фазовый спектр реакции на этот импульс является фазовой характеристикой этого тракта. Импульсная калибровка может реализоваться подачей δ -функции либо на дополнительную катушку, либо на рабочую катушку. Рассмотрим связь между частотными характеристиками, полученными в результате возбуждения сейсмографа через дополнительную катушку с частотной характеристикой сейсмографа, возбужденного через корпус сейсмографа.

2.1. Дополнительная катушка

Для того, чтобы установить связь между частотной характеристикой сейсмографа, возбуждаемого через дополнительную катушку с частотной характеристикой сейсмографа, возбуждаемого через корпус, можно следуя [1] рассмотреть электромеханическую систему сейсмографа с рабочей и дополнительной катушками. Такое рассмотрение приводит к следующему выражению для комплексной частотно-фазовой характеристики системы:

$$(1) \quad \frac{e}{I_1} = \mu_1 \mu_2 \frac{1}{j \omega m + \frac{k}{j \omega} + h + \frac{\mu_2}{Z_e}} .$$

В (1) приняты следующие обозначения: m - масса подвижной системы сейсмографа; k - упругость подвеса подвижной системы; h - затухание сейсмоприемника; μ_1 - коэффициент электромеханической связи дополнительной катушки сейсмоприемника; μ_2 - коэффициент электромеханической связи рабочей катушки сейсмоприемника; I_1 - ток, протекающий через дополнительную катушку; e - напряжение на нагрузке сейсмоприемника.

2.2. Частотная характеристика

Модуль отношения (1) или частотная характеристика системы описывается выражением

$$(2) \frac{e}{I_1} = \pi_1 \pi_2 \frac{1}{\sqrt{\left(h + \frac{\pi_2^2}{Z_\epsilon}\right)^2 + \omega^2 m^2 \left(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}\right)^2}}$$

Поскольку выражение для частотной характеристики электродинамического сейсмоприемника имеет вид:

а) при постоянных смещениях

$$(3) B_x = \omega^2 m \frac{\pi_2}{\sqrt{\left(h + \frac{\pi_2^2}{Z_\epsilon}\right)^2 + \omega^2 m^2 \left(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}\right)^2}},$$

б) при постоянных скоростях

$$(4) B_{\dot{x}} = \omega m \frac{\pi_2}{\sqrt{\left(h + \frac{\pi_2^2}{Z_\epsilon}\right)^2 + \omega^2 m^2 \left(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}\right)^2}},$$

в) при постоянных ускорениях

$$(5) B_{\ddot{x}} = m \frac{\pi_2}{\sqrt{\left(h + \frac{\pi_2^2}{Z_\epsilon}\right)^2 + \omega^2 m^2 \left(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}\right)^2}},$$

можно записать следующие выражения, связывающие частотные характеристики системы, возбуждаемой через дополнительную катушку с частотной характеристикой сейсмографа, возбуждаемого через корпус:

$$(6) B_x = \omega^2 \frac{m}{\pi_1} B_1; \quad B_{\dot{x}} = \omega \frac{m}{\pi_1} B_1; \quad B_{\ddot{x}} = \frac{m}{\pi_1} B_1.$$

2.3. Фазовая характеристика

Фазовая характеристика рассматриваемой системы определяется выражением

$$(7) \varphi = \arctan \left[- \frac{\omega m \left(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}\right)}{h + \frac{\pi_2^2}{Z_\epsilon}} \right],$$

которое отличается от фазой характеристики сейсмографа, возбуждаемого через корпус, на 180° для смещений, на 90° для скоростей, а для ускорений эти фазовой характеристики совпадают.

2.4. Частотная характеристика сейсмографа, возбуждаемого через дополнительную катушку, с учетом трансформаторного эффекта

В ряде сейсмографов дополнительная и рабочая обмотка образуют трансформатор. В связи с этим во вторичной рабочей обмотке возникает дополнительная ЭДС, обусловленная трансформаторным эффектом. Эта ЭДС является источником ошибок при калибровке сейсмологического тракта любым способом, в том числе и при импульсной калибровке. В связи с этим важно вычислить частотную характеристику сейсмологического тракта с учетом трансформаторного эффекта. Для вычисления такой характеристики необходимо просуммировать комплексные частотные характеристики сейсмографа без учета трансформаторного эффекта с комплексной частотной характеристикой трансформатора.

Расчеты приводят к следующему выражению для частотной характеристики сейсмографа с учетом трансформатора, образованного обмотками:

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\Sigma e}{I_1} &= K(\omega) = \sqrt{\frac{A}{B}}; \\
 A &= \{m_1 m_2 (h + \frac{m_2^2}{Z_\epsilon})(Z_\epsilon^2 n^4 + \omega^2 L^2) + L^2 Z_\epsilon n^2 \omega^2 [(h + \frac{m_2^2}{Z_\epsilon}) + \omega^2 (m - k)^2]\}^2 + \\
 &+ \{\omega [m_1 m_2 (\omega - k)(Z_M^2 n^4 + \omega^2 L^2)] + L Z_\epsilon n^4 [(h + \frac{m_2^2}{Z_\epsilon})^2 + \omega^2 (m - k)]\}^2, \\
 B &= \{(h + \frac{m_2^2}{Z_\epsilon})^2 + \omega^2 (m - k)^2\} \{Z_M^2 n^4 + \omega^2 L^2\}.
 \end{aligned} \right\} (8)$$

2.5. Рабочая катушка

В случае возбуждения системы через рабочую катушку можно получить аналогичные выведенным выше соотношения. И в этом случае связь между частотной характеристикой системы, возбуждаемой через корпус сейсмографа и рабочую катушку, определяется соотношениями аналогичными (6). Следует однако подчеркнуть, что калибровка через рабочую катушку имеет тот существенный недостаток, что возбуждающий ток попадает непосредственно в цепь регистрации, создавая дополнительные источники ошибок. Поэтому реализация калибровки через рабочую катушку связана с необходимостью применения специальных развязывающих цепей, исключающих возможность попадания возбуждающего тока в регистрирующую часть системы.

2.6. Импульсное возбуждение

Соотношения (6), связывающие частотные характеристики сейсмографа, возбуждаемого через дополнительную катушку и через корпус, получены для гармонического сигнала. Для того, чтобы получить соответствующие соотношения при возбуждении сейсмографа δ -функцией или ступенчатым напряжением, необходимо в выражении (1) заменить значения для e - напряжения на нагрузке и I_1 - тока возбуждения их спектрами. Тогда в случае возбуждения δ -функцией, т.е. когда I_1 является δ -функцией, спектр которой $I_1(\omega) = I_0 \tau$ можно записать

$$(9) \quad \frac{e(\omega)}{I(\omega)} = \frac{e(\omega)}{I_0 \tau} = \frac{m_1 m_2}{\sqrt{\left(h + \frac{m_2^2}{Z_\epsilon}\right)^2 + \omega^2 m^2 \left(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}\right)^2}}$$

В случае возбуждения ступенчатым напряжением, спектр которого равен $I_S = I_0 / j \omega$, можно записать:

$$(10) \quad \frac{e(\omega)}{I_S(\omega)} = \frac{\omega e(\omega)}{I_0} = \frac{m_1 m_2}{\sqrt{\left(h + \frac{m_2^2}{Z_\epsilon}\right)^2 + \omega^2 m^2 \left(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}\right)^2}}$$

Из записанных формул следует, что связь между частотными характеристиками сейсмографа, возбуждаемого через дополнительную катушку и через корпус, в случае импульсного возбуждения описывается следующими выражениями:

в случае возбуждения δ -функцией

$$(11) \quad B_x = \frac{\omega^2 m}{\tau m_1} B_1; \quad B_{\dot{x}} = \frac{\omega m}{\tau m_1} B_1; \quad B_{\ddot{x}} = \frac{m}{\tau m_1} B_1,$$

в случае возбуждения ступенчатым напряжением

$$(12) \quad B_x = \omega^3 \frac{m}{m_1} B_1; \quad B_{\dot{x}} = \omega^2 \frac{m}{m_1} B_1; \quad B_{\ddot{x}} = \omega \frac{m}{m_1} B_1.$$

3. 0 Точности импульсной калибровки

Точность импульсной калибровки сейсмологического тракта ограничивается двумя типами помех.

3.1. Микросейсмь

Первый тип помех связан с тем, что испытуемый тракт находится в рабочем эксплуатационном состоянии и в процессе регистрации реакции системы на δ -функцию или ступенчатое напряжение одновременно регистрируются микросейсмь. При спектральном анализе импульсной реакции с целью получения частотной характеристики системы спектр помех микросейсмического характера накладывается на спектр импульсной реакции, затрудняя определение точной формы характеристики.

Борьба с помехами микросейсмического типа сводится к частотной селекции. Такая селекция может быть выполнена различными способами: 1. методом свертки временной характеристики системы с наложенными микросейсмическими помехами с временной характеристикой фильтра с соответствующим образом подобранными параметрами; 2. методом осреднения ряда независимых импульсных калибровок; 3. путем разрядки частоты отсчетов с таким расчетом, чтобы на временной характеристике исключить микросейсмические помехи и т.д.

3.2. Помехи, обусловленные методикой калибровки

Второй тип помех связан с методикой и техникой импульсной калибровки. Дело в том, что вычисление спектров временной характеристики системы обычно производится при помощи ЭЦВМ. Для ввода информации в ЭЦВМ с целью счета спектров, временные характеристики системы подвергаются аналого-дискретному преобразованию. Аналого-дискретное преобразование включает две процедуры. Первая состоит в том, что производится преобразование временной характеристики системы $f(t)$ непрерывного аргумента t в функцию $f(t_k)$ дискретного аргумента t_k , принимающего значения t_0, t_1, t_2, \dots . Вторая процедура аналого-дискретного преобразования связана с квантованием ординатных значений функции $f(t_k)$ в фиксированных по времени точках t_k по уровню. — Как первая, так и вторая процедура приводят к погрешностям.

Вопросу о погрешностях, обусловленных дискретизацией непрерывных функций посвящена обширная литература (см. напр. [2, 10]). Основное внимание в этих работах уделяется точности формирования исходного сигнала по его дискретным ординатным значениям. В нашем случае приходится решать задачу не о погрешностях в сигналах, а о погрешностях в спектрах. Необходимость именно в такой постановке задачи диктуется тем, что конечной целью импульсной калибровки является не временная функция, а спектр. Поэтому рассмотрим влияние каждого из названных источников погрешностей на спектры.

3.3. Дискретизация по времени

В самом общем случае процесс дискретизации непрерывной функции $U(t)$ по времени записывается следующим образом:

$$(13) \quad U_g = \sum_{k=-\infty}^{\infty} U(t) \delta(t - k t_g),$$

где t_g — интервал дискретизации; δ — δ -функция ДИРАКА. Следуя [7] получим выражение для спектра дискретизированной по времени функции (13).

Выражение (13) можно переписать в виде произведения двух временных функций:

$$(14) \quad U_g(t) = U(t) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - k t_g).$$

Так как умножению во временной области соответствует свертка в частотной области, спектр можно вычислить через интеграл свертки

$$(15) U_g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega - g) S(g) dg,$$

где $U_g(\omega)$ - спектр функции $U(t)$, а

$$(16) S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - k t_g) e^{-j\omega t} dt = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - k t_g) e^{-j\omega t} dt,$$

но так как

$$(17) \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - k t_g) e^{-j\omega t} dt = e^{-j\omega k t_g},$$

то

$$(18) S(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{-j\omega k t_g} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \cos \omega k t_g = 2\pi \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - m \omega_g),$$

где $\omega_g = 2\pi/t_g$ - круговая частота дискретизации. - После подстановки в (15) значения (18) получим

$$(19) U_g(\omega) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega - g) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(g - m \frac{2\pi}{t_g}) dg = \frac{2\pi}{t_g} \sum_{m=-\infty}^{\infty} U(\omega - m \frac{2\pi}{t_g}).$$

Из (19) следует, что в результате дискретизации сигнала, а в нашем случае - временной характеристики системы, образуется периодически повторяющийся спектр. Частота повторения спектра равна $1/t_g$, т.е. обратной величине интервала дискретизации. На Рис. 1 приводятся периодически повторяющиеся, теоретически рассчитанные спектры импульса БЕРЛАГЕ для ряда значений периода повторения (приводятся только по одному повторному спектру), т.е. для различного интервала дискретизации исходного сигнала. Рассмотрение этого рисунка, а также анализ (19) позволяет заключить, что составляющие результирующего спектра должны являться итогом суммирования составляющих периодически повторяющихся спектров. Характер результирующего спектра существенным образом зависит, с одной стороны, от t_g - интервала дискретизации, а с другой стороны, от ширины спектра исходного сигнала. Очевидно, что чем больше интервал дискретизации и шире спектр сигнала, тем больше перекрытие (наложение) периодически повторяющихся спектров и тем больше погрешность в результирующем спектре по сравнению с истинным. Очевидно также, что в случае, если спектр временной характеристики обращается в нуль при $|f| \geq 1/2t_g$, то перекрытия спектров не происходит и как следствие не происходит наложения частот. В этом случае имеет место простое периодическое повторение спектров и не возникает погрешностей за счет наложения частот. Этим широко пользуются в смежных областях техники. Для устранения погрешностей дискретизации исходные сигналы подвергаются низкочастотной фильтрации до дискретизации с таким расчетом, чтобы исключить наложение частот. Такие фильтры носят название антиалIASинговых.

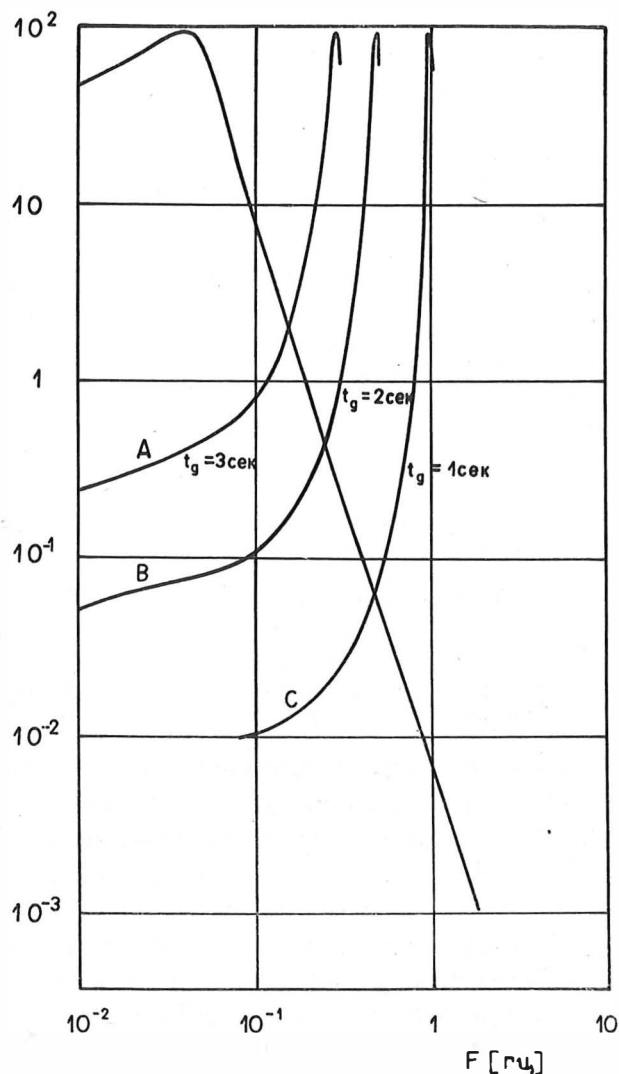


Рис. 1. Периодически повторяющиеся спектры импульса БЕРЛАГЕ с частотой повторения 1 гц ($t_g = 1$ сек); 0,5 гц ($t_g = 2$ сек); 0,3 гц ($t_g = 3$ сек)

Таким образом перекрытие спектров, обусловленное дискретизацией временных функций, является источником погрешностей при определении частотной характеристики методом импульсной калибровки. Для того, чтобы установить характер и степень этих погрешностей, на Рис. 2 приводятся спектры, вычисленные на ЭЦВМ по дискретизированным значениям теоретически рассчитанного импульса БЕРЛАГЕ. Расчеты проведены для тех же значений интервала дискретизации, для которых построен Рис. 1. На этом же рисунке приведен теоретически рассчитанный спектр импульса БЕРЛАГЕ. Рассмотрение этого рисунка и специальные расчеты позволяют заключить: 1. В области низких частот до частот НАЙКВИСТА $1/(2t_g)$ спектры дискретизированной функции практически не отличаются от истинных спектров; в области частот выше частоты НАЙКВИСТА эти спектры различаются существенным образом; в этой области спектры дискретизированных функций носят колебательный характер, в то время как истинный спектр не имеет этих колебаний. 2. Частота колебаний спектров дискретизированных функций в области высоких частот совпадает с частотой НАЙКВИСТА. 3. Периодическое повторение спектров непрерывных по времени функций, вытекающее из приведенной выше теории, не отмечается. Специальные расчеты показывают, что отсутствие периодичности в спектрах дискретизированных по времени временных функций обусловлено тем, что счет спектров на ЭЦВМ производится по программам, основанным на параболической (ФИЛОНА) аппроксимации отсчетных значений.

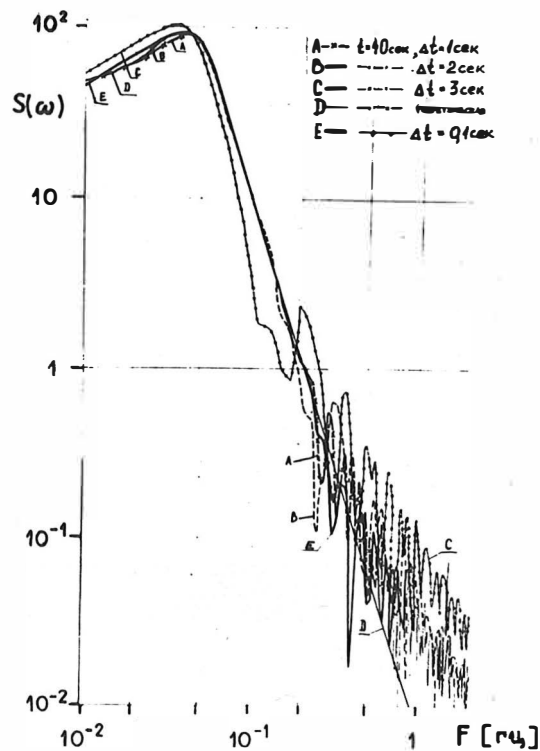


Рис. 2. Частотные спектры импульса БЕРЛАГЕ при интервале дискретизации 1 сек (А), 2 сек (В), 3 сек (С), 0,1 сек (Е); теоретически рассчитанный спектр импульса БЕРЛАГЕ (D)

На Рис. 3 приводятся спектры временных характеристик (А) и частотные характеристики канала СКД (В), полученные методом импульсной калибровки при нескольких значениях интервала дискретизации и амплитуды возбуждающего импульса. Сопоставление приведенных на этом рисунке характеристик позволяет отметить те же закономерности, которые были сформулированы при рассмотрении спектров импульса БЕРЛАГЕ. И в данном случае имеет место хорошее совпадение низкочастотной (длиннопериодной) части экспериментальной характеристики с длиннопериодной частью характеристик, полученных методом импульсной калибровки. В высокочастотной же (короткопериодной) части имеет место колебательный характер характеристик, полученных методом импульсной калибровки. Из сформулированных закономерностей следует, что при соответствующем выборе частоты квантования следует, что при погрешности этого рода могут быть отнесены в область частот за пределами полосы пропускания.

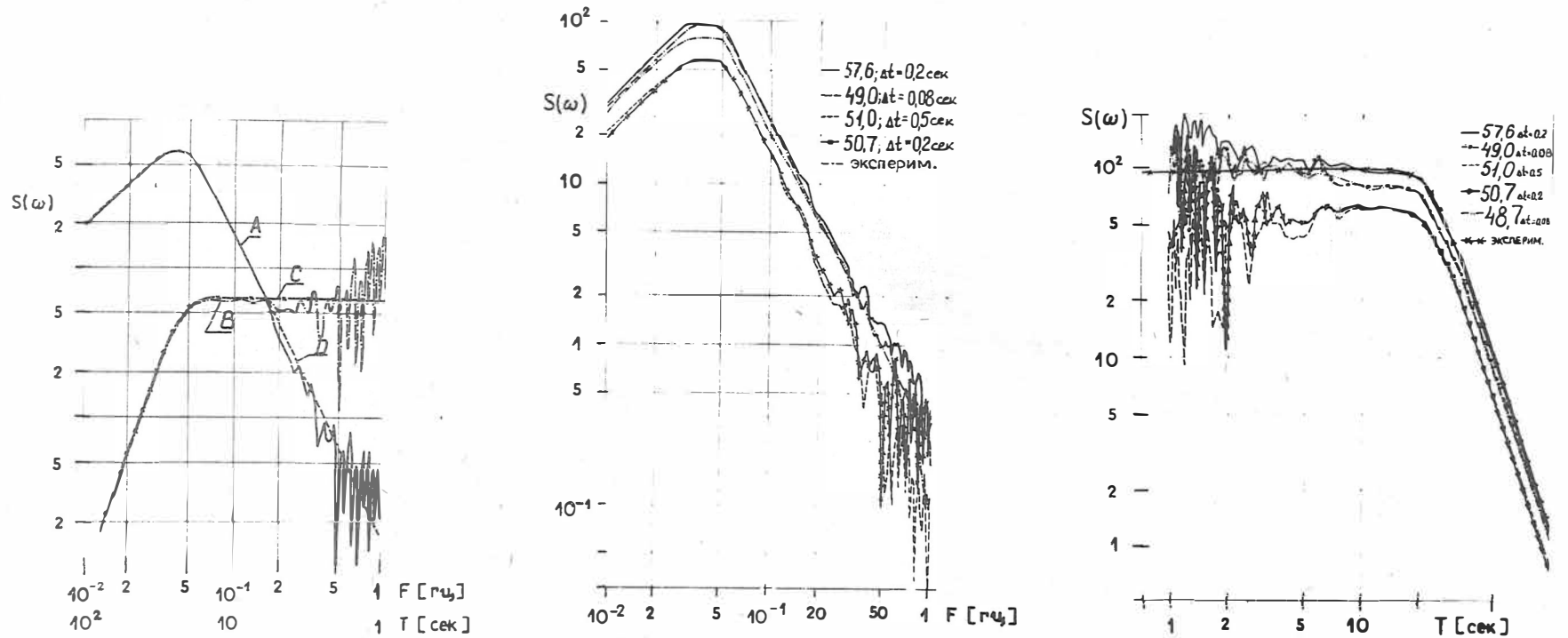


Рис. 3. Спектры временных характеристик (А) и частотные характеристики (В) канала СКД, полученные методами импульсной калибровки при нескольких интервалах дискретизации и различной амплитуде возбуждающего импульса

3.4. Погрешности квантования по уровню

Погрешность, обусловленная ошибками в отсчетах ординат, может быть оценена по разности между точным спектром и спектром, вычисленным по результату дискретизации с ошибочными отсчетами ординат.

Пусть временная характеристика системы $f(t)$. Её спектр или частотная характеристика системы определяется интегралом ФУРЬЕ:

$$(20) K(\omega) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt .$$

В случае дискретного представления (20) переписывается в следующем виде:

$$(21) K(\omega) = \Delta t \sum_{k=0}^{\infty} f(k \Delta t) e^{-j\omega k \Delta t} .$$

Разность между точным и фактически полученным спектрами запишется следующим образом:

$$(22) K(\omega) - K'(\omega) = \Delta t \sum_{k=n}^N [f(k \Delta t) - f'(k \Delta t)] e^{-j\omega k \Delta t} .$$

В выражении (22) $f(k \Delta t)$ и $f'(k \Delta t)$ точные и ошибочные измеренные значения ординат временной характеристики берутся в точках $k \Delta t$.

В соответствии с неравенством ШВАРЦА-БУНЯВСКОГО (см.[13]) можно записать

$$(23) \Delta K(\omega) \leq M \Delta t \sum_{k=n}^N |f_k - f'_k|^2 .$$

Умножая и деля правую часть (23) на M - число отсчетов, выражение (23) можно записать следующим образом:

$$\Delta K(\omega) \leq \Delta t M^2 \sigma^2 .$$

Относительная погрешность определяется выражением

$$(24) \delta = \frac{\Delta K(\omega)}{K(\omega)} \leq \frac{M \sigma^2}{P} .$$

Полученное выражение позволяет оценивать погрешность, обусловленную ошибками в отсчетах ординат дискретизированной временной характеристики. Эта погрешность пропорциональна M - числу отсчетов, σ - дисперсии отсчетов и обратно пропорциональна P -энергии дискретизируемой временной характеристики. Расчеты по импульсной калибровке показывают, что погрешность этого рода может достигать больших значений. Для иллюстрации этого на Рис. 4 приводятся спектры импульса БЕРЛАГЕ с наложенным по нормальному закону случайным шумом. Были рассмотрены четыре случая, при которых точность отсчетов была 1 %, 5 %, 10 % и 100 %. На этом же рисунке приводится теоретический спектр импульса БЕРЛАГЕ, который позволяет оценивать точность спектров, полученных по искаженным случайными шумами отсчетам. Рассмотрение этого рисунка позволяет заключить, что: 1. Погрешность в спектрах функций, осложненных случайными шумами, носит колебательный характер. 2. С увеличением погрешностей в отсчетах ординат растет погрешность в спектрах. 3. Значение частоты, начиная с которой спектры, рассчитанные по ошибочным ординатным отсчетам, начинают заметно отклоняться от истинного спектра, обратно пропорционально величине ошибки. Таким образом общий характер погрешностей в спектрах этого рода близок к погрешностям, обусловленным дискретизацией.

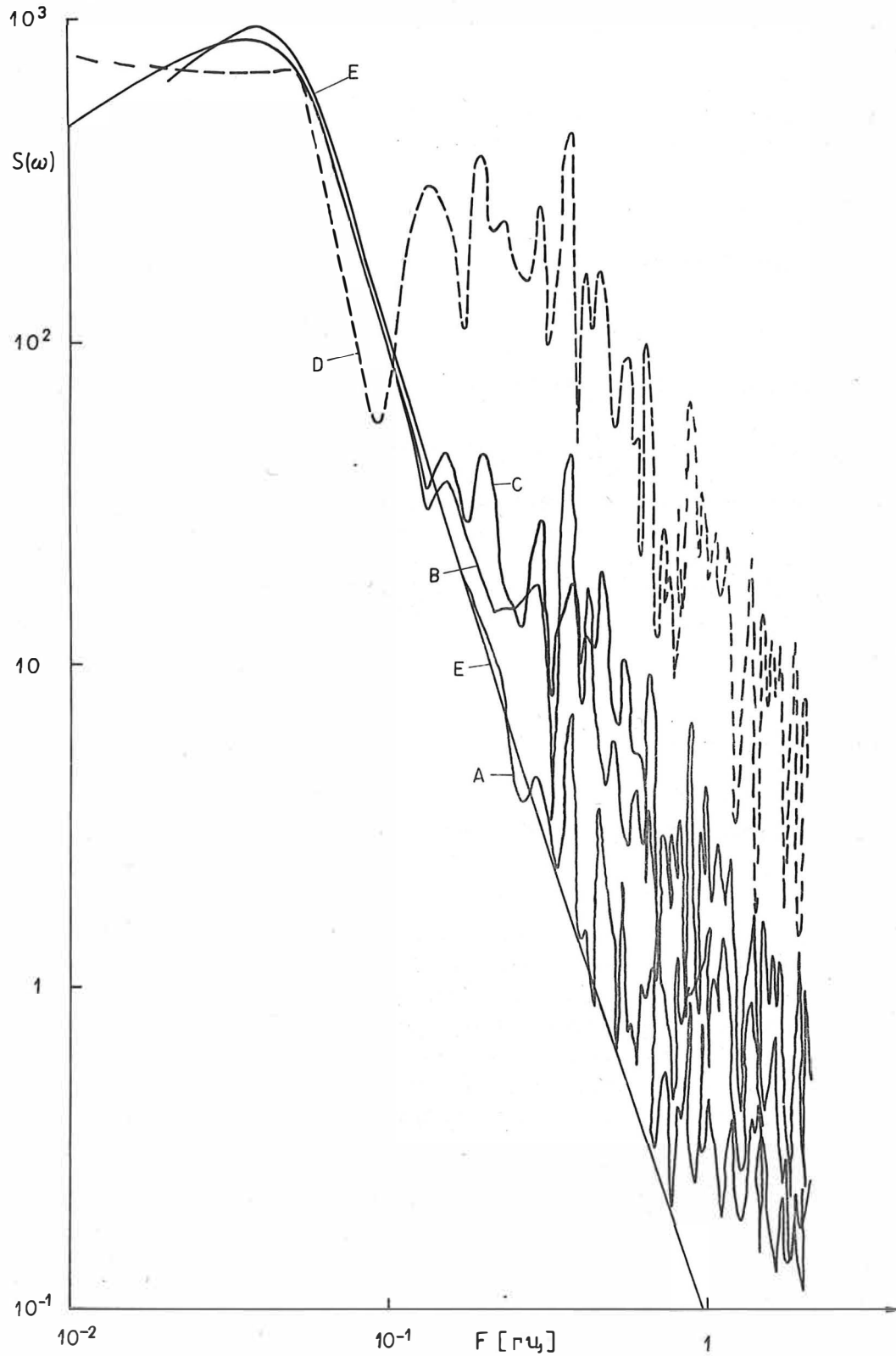


Рис. 4. Спектры, вычисленные по импульсам БЕРЛАГЕ с точностью ординатных отсчетов: 1 % (A); 5 % (B); 10 % (C); 100 % (D); E – теоретический спектр импульса БЕРЛАГЕ

3.5. Погрешности, обусловленные ограничением длительности временной характеристики системы

При дискретизации временной характеристики приходится ограничивать её длительность. Такое ограничение в общем случае может происходить как за счет неучета ряда ординатных значений в области первых вступлений, так и за счет неучета ординатных значений в конце временной характеристики.

Спектр дискретизированной временной характеристики описывается выражением:

$$(25) \quad K(\omega) = \Delta t \sum_{k=0}^{\infty} f(k \Delta t) e^{-j\omega k \Delta t}.$$

Из-за ограничений функции $f(t)$ в связи с её дискретизацией, вместо (25) приходится иметь дело с выражением для спектра:

$$(26) \quad K(\omega) = \Delta t \sum_{k=n}^N f(k \Delta t) e^{-j\omega k \Delta t}.$$

Погрешность такой аппроксимации может быть вычислена по разности между (25) и (26), которая запишется следующим образом:

$$(27) \quad \Delta K(\omega) = K(\omega) - \bar{K}(\omega) = \Delta t \sum_{k=0}^n f(k \Delta t) e^{-j\omega k \Delta t} + \Delta t \sum_{k=N}^{\infty} f(k \Delta t) e^{-j\omega k \Delta t}.$$

Таким образом, из (27) следует, что погрешность состоит из двух частей: δ_1 - первого члена, обусловленного неучетом начальной части временной характеристики, и δ_2 - второго члена, обусловленного неучетом "хвоста" временной характеристики:

$$\Delta K(\omega) = \delta_1 + \delta_2.$$

Оценим каждую из погрешностей. Применяя неравенство ШВАРЦА-БУНЯКОВСКОГО к первому члену, получим:

$$(28) \quad \delta_1 = \Delta t \sum_{k=0}^n f(k \Delta t) e^{-j\omega k \Delta t} \leq \Delta t \sum_{k=0}^n f^2(k \Delta t) \sum_{k=0}^n |e^{-j\omega k \Delta t}|^2 = \\ = n \Delta t \sum_{k=0}^n f^2(k \Delta t).$$

Заменяя для простоты бесконечный предел конечным, можно получить аналогичное выражение и для второго члена:

$$(29) \quad \delta_2 = \Delta t \sum_{k=N}^{\infty} f(k \Delta t) e^{-j\omega k \Delta t} \leq \Delta t \sum_{k=N}^M f^2(k \Delta t) \sum_{k=N}^M |e^{-j\omega k \Delta t}|^2 = \\ = \Delta t L \sum_{k=N}^M f^2(k \Delta t), \quad \text{где } M - N = L.$$

Выражения для суммы в (28) и (29) есть выражение для энергии отброшенных частей временной характеристики. В связи с этим можно сделать очевидный вывод о том, что погрешность ограничения временной характеристики пропорциональна энергии отброшенных частей импульса.

Допуская для дальнейшего упрощения, что $\delta_1 = \delta_2$, тогда:

$$(30) \delta_{\text{общ}} \cong 2 L \Delta t \Delta P.$$

Относительная погрешность, обусловленная ограничением длительности временной характеристики, может быть получена в результате деления (30) на оценку истинного спектра (21) по неравенству ШВАРЦА-БУНЯКОВСКОГО. В этом случае получим

$$(31) \delta_{\text{отн}} = \frac{\Delta K(\omega)}{K(\omega)} \cong 2 \frac{\Delta P L}{P M}.$$

Таким образом, относительная погрешность в спектре временной характеристики систем зависит от отношения энергии отброшенной части спектра к полной энергии спектра.

На Рис. 5 приводятся спектры импульса БЕРЛАГЕ, ограниченного с конца. Общая длительность исходного импульса была выбрана равной 40 сек. Расчеты производились для длительностей импульса в 30, 26 и 20 сек. Из рассмотрения рисунка видно, что и в данном случае искажения в спектрах, обусловленные ограничением длительности исходной функции, носят такой же характер, как и в случаях наложения частот, погрешности в отсчетах по уровню: Погрешность растет с ростом длительности отброшенного "хвоста", частота, начиная с которой возникают наибольшие погрешности, обратно пропорциональна длительности отброшенной части временной характеристики, погрешности носят колебательный характер и растут с частотой.

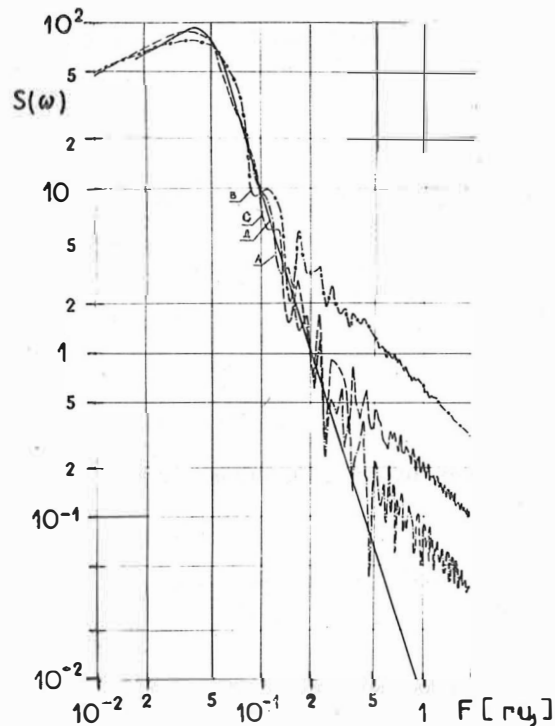


Рис. 5. Спектры импульса БЕРЛАГЕ различной длительности: 30 сек (А), 26 сек (В), 20 сек (С); Д - теоретически рассчитанный спектр

4. Методы оценок частотно-фазовых характеристик сейсмологических трактов

Выше было показано, что в процессе импульсной калибровки сейсмологического тракта возникают помехи, обусловленные наложением частот, ошибками квантования, ограничением по длительности временной характеристики системы. В большинстве случаев эти помехи трудно устранимы, а их характер таков, что затрудняет использование полученных характеристик как для контроля параметров аппаратуры, так и для счета на ЭЦВМ при решении различных сейсмологических задач. С целью установить возможность снижения уровня этих помех и получения достаточно точных оценок этих характеристик были опробованы: 1. фильтрация дискретизированных временных характеристик; 2. фильтрация спектров временных характеристик и частотных характеристик систем; 3. осреднение дискретизированных временных характеристик и частотных характеристик систем; 4. интерполяция дискретизированной временной характеристики и др. Остановимся на описании некоторых результатов опробования перечисленных процедур.

4.1. Фильтрация исходного дискретизированного импульса

В предположении, что погрешности в спектрах и частотных характеристиках обусловлены ошибками квантования по уровню, приводящему к наложению составляющих, близких к частоте квантования по времени (в нашем случае порядка 10 гц), исходный импульс временной характеристики системы СКД был подвергнут цифровой фильтрации ФНЧ $f^* - 3$ гц.

Полученный после фильтрации импульс был подвергнут частотному анализу. На Рис. 6 приводятся спектры исходного и отфильтрованного импульсов. Рассмотрение этих рисунков позволяет заключить, что процедура фильтрации исходного сигнала в данном случае не дала положительных результатов. Исходные и отфильтрованные спектры практически не отличаются друг от друга в полосе частот до 1 гц и имеют практически одинаковые погрешности.

4.2. Фильтрация частотных характеристик

С целью подавления помех, обусловленных процессами дискретизации временной характеристики, была опробована процедура частотной фильтрации на модельной частотной характеристике. Для того, чтобы избежать сглаживания среза характеристики, был проведен счет, при котором исходные данные для фильтра выбирались по частотной характеристике, построенной в билогарифмическом масштабе в предположении, что она построена в линейном масштабе. Такой прием обеспечивал четкое разделение по частотному составу среза и помехи. На Рис. 7 А приводится частотная характеристика, построенная указанным образом, и результат её фильтрации (7 В). Рассмотрение рисунка показывает, что в данном случае достигнуто значительное сглаживание исходной характеристики, при этом срез характеристики практически остался неизменным. Полученный результат показывает, что в ряде случаев для оценок частотных характеристик целесообразно применять фильтрацию по описанной методике.

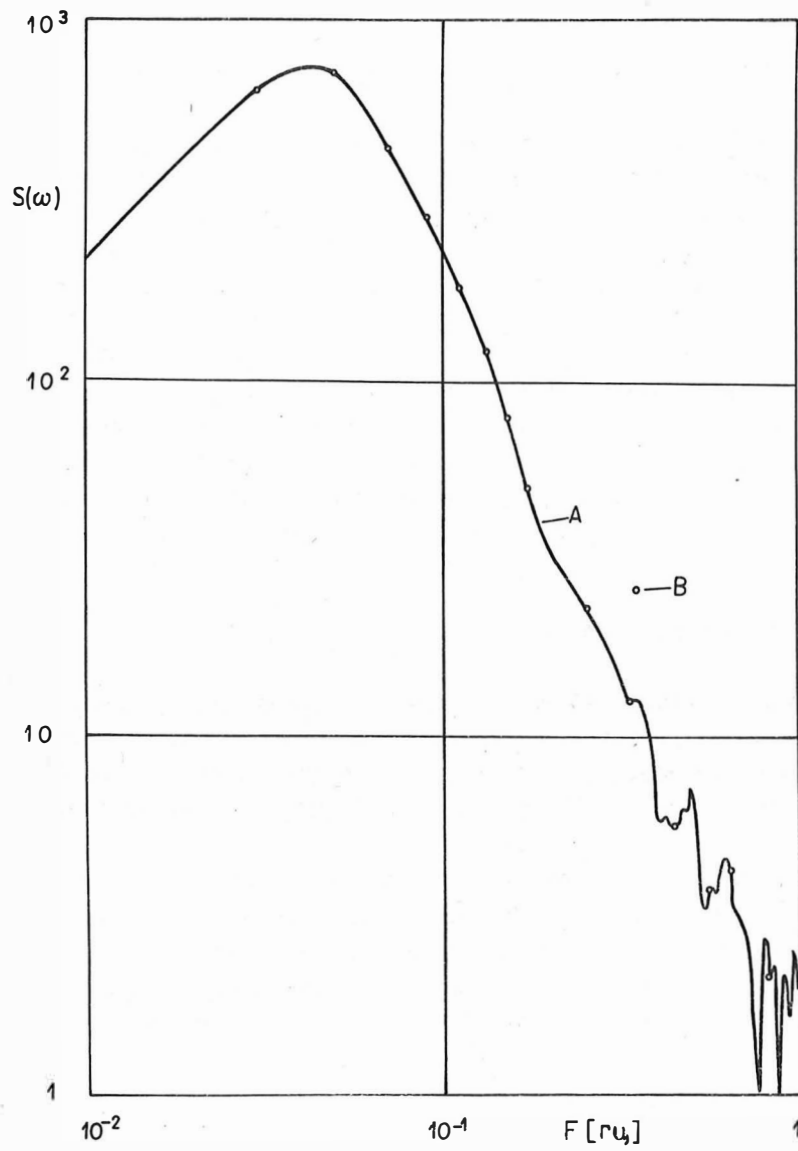


Рис. 6. Спектры временной характеристики до фильтрации (А) и после фильтрации (В)

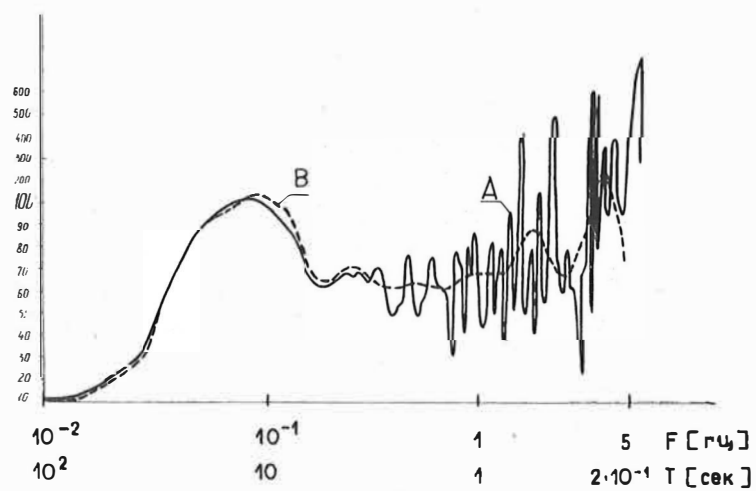


Рис. 7. Частотная характеристика, построенная в логарифмическом масштабе (А) и результат её фильтрации (В)

4.3. Осреднение временных характеристик

Как и в случае фильтрации временных характеристик делалось предположение о наложении случайных помех, которые и являются причиной искажений в спектрах временных характеристик и частотных характеристик испытуемых систем. Для подавления таких помех была опробована процедура осреднения временных характеристик по ряду их реализаций. Результат осреднения подвергался частотному анализу. На Рис. 8 А приводится спектр осредненного массива, а на Рис. 9 А частотная характеристика системы для постоянных смещений, полученная в результате умножения осредненного спектра на ω^2 . Рассмотрение рисунков позволяет отметить, что хотя осреднение и привело к некоторому сглаживанию спектра и частотной характеристики, однако максимум спектра временной характеристики сместился в область более высоких частот, а длиннопериодный срез частотной характеристики сместился в область более коротких периодов по сравнению с экспериментальной частотной характеристикой. Кроме этого следует отметить искажение формы спектра и частотной характеристики: По сравнению с экспериментально снятым спектром на частотной характеристике в осредненных спектрах (Рис. 8 А) и частотной характеристике (Рис. 9 А) имеется прогиб на периодах 1 – 9 сек.

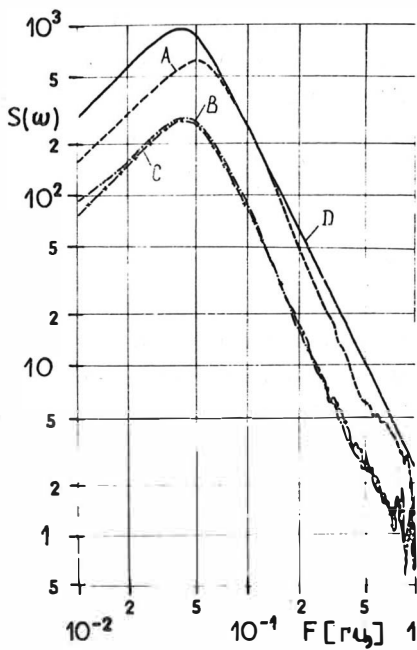


Рис. 8. Спектр осредненной временной характеристики (А), результат осреднения спектров временных характеристик (В), экспериментальная характеристика (D) и спектр непосредственной одиночной временной характеристики (С)

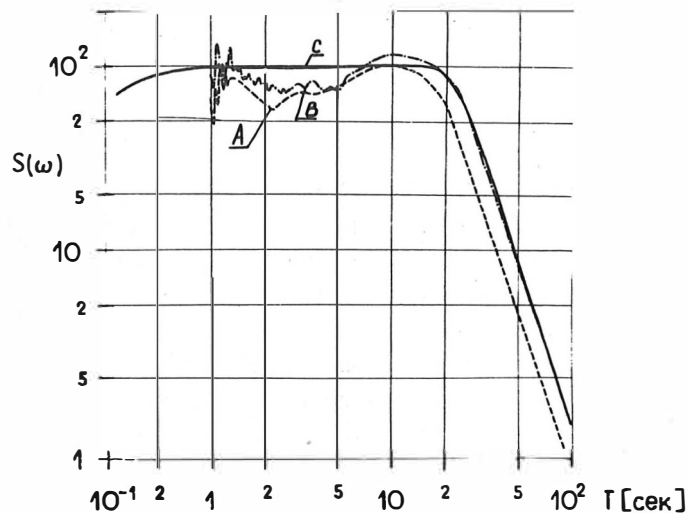


Рис. 9. Частотные характеристики, построенные по спектру на Рис. 8 (А), в результате осреднения 8-ми характеристик (В); экспериментальная (С)

Смещение спектра и характеристики можно, по-видимому, объяснить тем, что ординатные отсчеты осреднявшихся исходных массивов не точно совпадали по времени (напомним, что оцифровка производилась на УЦС). Что же касается прогиба характеристик, то их существование связано с погрешностями, обусловленными ограничением импульса по времени и недостаточной частотой дискретизации.

4.4. Осреднение спектров и частотных характеристик

В связи с тем, что осреднение временных характеристик не обеспечило положительного эффекта из-за несовпадения по времени их ординатных значений, было проведено осреднение спектров и частотных характеристик.

Осреднение спектров и частотных характеристик имеет то преимущество перед осреднением временных характеристик, что в данных случаях обеспечивает точное совпадение по частоте осредняемых составляющих. Для этого достаточно вычислить их для одних и тех же значений частот. На Рис. 8 В и 9 В приводятся осредненный по 8-ми характеристикам спектр временной характеристики и частотная характеристика системы СКД соответственно.

Рассмотрение рисунка показывает, что в данном случае не произошло смещений характеристик; осреднение спектров и характеристик привело к их сглаживанию (сравните, например, спектры на Рис. 9 В – осредненный и 9 С – один из неосредненных исходных; вместе с тем и в данном случае в спектрах и характеристиках имеется прогиб, существование которого как и в предыдущем случае может быть объяснено процедурой дискретизации.

4.5. Интерполяция

При рассмотрении спектра дискретизированного сигнала было установлено, что уровень помех в спектрах и частотных характеристиках определяется частотой опросов исходных временных характеристик. Предельные интервалы опросов временных характеристик сейсмометров, которые могут практически быть реализованы вручную или на УЦС, близки к 0,1 сек (10 гц). Поэтому с целью понижения уровня помех была проведена интерполяция исходного массива отсчетных значений временной характеристики СКД. В результате такой интерполяции интервал дискретизации был понижен с 0,08 сек до 0,016 сек. Интерполяция проводилась по специальной программе при параболической аппроксимации между соседними отсчетными значениями. В результате такой интерполяции вместо массива в 605 отсчетных значений был получен массив с 3025 отсчетных значений.

На Рис. 10 приводится спектр временной характеристики системы, вычисленный по полученному в результате интерполяции массиву отсчетов. На этом же рисунке приводится спектр временной характеристики системы, вычисленный по исходному неинтерполированному массиву ординатных значений. Сопоставление спектров показывает их практическое совпадение. Полученный результат свидетельствует о том, что увеличение числа отсчетов путем интерполяции исходных массивов не приводит к понижению уровня помех. Причиной такого результата является тот факт, что в основе использованных программ применена параболическая аппроксимация между точками отсчета. Поэтому увеличение числа отсчетов методом интерполяции не привело к повышению точности счета спектров.

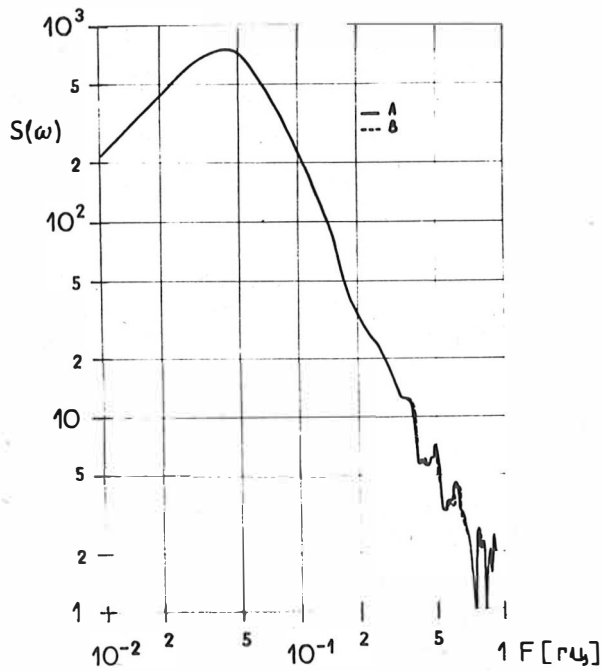


Рис. 10. Спектр до (А) и после (В) интерполяции

5. Заключение

1. Получены соотношения, связывающие частотные характеристики системы, возбуждаемой через дополнительную катушку и корпус сейсмометра.
2. На модельном и экспериментальном материале проведено рассмотрение некоторых источников помех и погрешностей, характерных для импульсной калибровки сейсмометрических каналов.
3. Опробованы некоторые приемы подавления помех и оценки частотных характеристик, полученных методами импульсной калибровки. Наиболее эффективными из них являются фильтрация и осреднение спектров и частотных характеристик. Однако, из-за неустраняемых искажений формы спектров и частотных характеристик, вызванных дискретизацией временных характеристик, их применение ограничено.

Авторы выражают благодарность научному сотруднику обсерватории "Обнинск" В.Я. ЖБЫКШУВУ за помощь в получении экспериментального материала.

Литература

- [1] БОКАНЕНКО, Л.И. Определение частотных и фазовых характеристик электродинамических сейсмоприемников при помощи дополнительных катушек возбуждения. Изв. АН СССР, сер. геофиз. (1956) 7
- [2] Голд, Б.; РЭЙДЕР, Ч. Цифровая обработка. Сов. радио, 1973
- [3] ГОСТЕВ, М.А. Градуировка и контроль сейсмических станций электродинамическим способом. Труды ИФЗ АН СССР (1962) 25 (192)
- [4] ГОСТЕВ, М.А. Электродинамическая градуировка сейсмографов с записью на сейсмограмму. Труды ИФЗ АН СССР (1964) 32 (199)
- [5] ГОСТЕВ, М.А.; ДАРАГАН, С.К. Физические основы калибровки. Расчетные формулы. Рукопись
- [6] ДАРАГАН, С.К.; ОСАДЧИЙ, А.П. Импульсная калибровка и контроль сейсмического канала. Сб. Методы и программы для анализа сейсмических наблюдений. Вычислительная сейсмология, вып. 3. Москва: "Наука" 1967
- [7] ДЖЕККИНС, Г.; БАТТС, Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып. 1 и 2. Москва: "Мир" 1971
- [8] СМЕРНОВ, В.И. Курс высшей математики I, II. Москва 1951, 1953 Ленинград
- [9] ХАРКЕВИЧ, А.А. Спектры и анализ. Москва: Гостоптехиздат 1957
- [10] ХУРГИН, Я.И.; ЯКОВЛЕВ, В.И. Фinitные функции в физике и технике. Москва: "Наука" 1971
- [11] ESPINOSA, A.; SUTTON, G.H.; MILLER, S.G. A transient technique for seismograph calibration. Bull. seism. Soc. Amer. 52 (1962) 4
- [12] PLEŠINGER, A.; VICH, R. Two identification methods and their application to seismograph system calibration. Proc. Inst. Radioengin. and Electr. Czech. Acad. Sci. (1971) 47
- [13] PLEŠINGER, A.; VICH, R. On the identification of seismometric systems and correction of recorded signals for identified transfer functions. Z. Geophysik 38 (1972)

Digital Long-Period Seismograph

by

A.L. ALEXANDROV, Z.I. ARANOVICH, E.I. ZELIKMAN, A.Y. MELAMUD,
S.A. NEGREBETSKIY, A.V. RYKOV ¹⁾ and O.E. STAROVOYT ²⁾

Summary

A long-period vertical seismograph having a band width of 1 - 150 s and digital recording on punched tape is presented. The seismograph is operating under start-stop conditions. The seismometer is feedback controlled in order to obtain periods up to 150 s and a damping ratio of 0.6. The parametric displacement transducer provides a flat response curve in the range from 1 to 150 s. The registration is realized by a commercial digital equipment having a dynamic range of 84 db. Some results of the operation of the seismograph and of digital data processing are given.

Резюме

Длиннопериодный широкополосный сейсмограф с диапазоном периодов 10 - 100 сек и установка для регистрации на перфоленту в цифровой форме представлены. Сейсмограф работает в режиме старт - стоп. Сейсмометр контролируется обратной связью чтобы получать периоды до 150 сек и соотношение затухания равно 0.6. Параметрический преобразователь проводит пологую кривую отклику для периодов сейсмических волн от 1 до 100 сек. Регистрация осуществляется технической цифровой установкой с динамическим диапазоном равен 80 db. Некоторые результаты цифровой обработки показаны.

During the past ten years digital recording and processing of seismological data have been developed intensively [1, 5, 6, 11]. They provide the possibility to handle a great amount of information in a short time and to increase the accuracy, so opening new horizons for interpretation in seismology. In designing a digital seismograph the basic considerations resulted in the cognition that for profiting by the advantages of digital computers it is necessary to have a seismograph with a broad pass-band and a large dynamic range [3, 4]. The package units of the seismograph system should allow to install a lot of digital seismic stations at different sites; that means a maximum application of commercially available and reliable units. The latter as well as the devices especially designed should not be too sophisticated in handling. The format of the digital output of the seismograph has to be compatible with existing computers.

-
- 1) Institute of Physics of the Earth, Acad. of Sciences of the USSR, Moscow D-242, B. Gruzinskaya 10
2) Central Seismological Observatory of the IFZ Obninsk, Obninsk (USSR), Ul. Jolio Curie 20

At the first stage, the long-period digital seismograph, having a period passband of 1 - 150 s and a dynamic range of 84 db, was constructed and set going on trial. The block diagram of the seismograph is shown in Fig. 1. Analog electric signals from three seismic components are sampled by an analog multiplexer to the input of a digital voltmeter F-30, which converts the analog signals into the binary-decimal code. Impulses of the converter are led through a pulse shaper to the paper tape punch PL-20; they are used in a digital-analog converter as well. The analog seismic signal of the latter is visualized by a monitor recorder, which is convenient for choosing parts of the record for further processing, too. The operation of the sampling and digitizing units is controlled by a crystal oscillator F-590 and a control impulse generator. Impulses for the time code punched on the tape are obtained from a timing block.

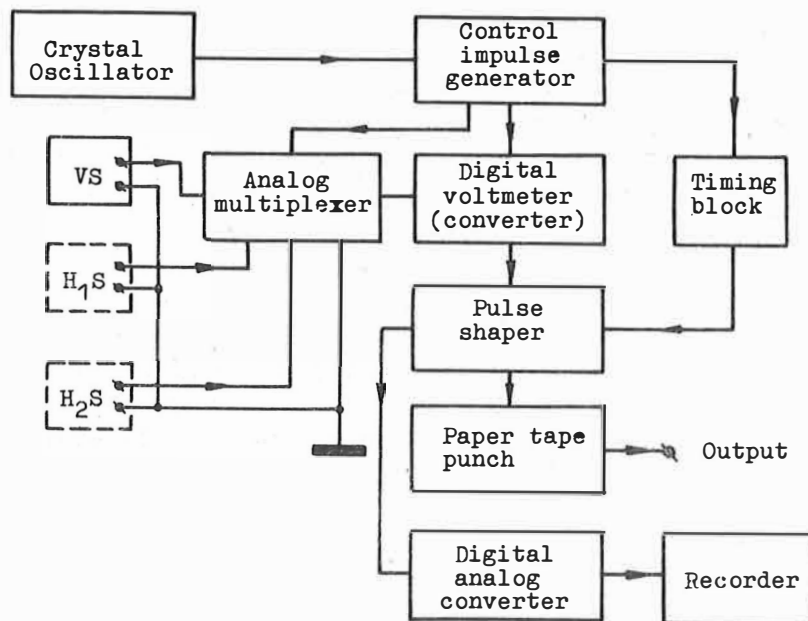


Fig. 1. Block diagram of the digital long-period seismograph

The seismometer scheme is presented in Fig. 2. At the reported stage only the vertical seismometer has been used. It is portable and has the dimensions of $350 \times 200 \times 250 \text{ mm}^3$. The reduced pendulum length is 0.25 m, its moment of inertia is 0.2 kg m^2 . The suspension of the pendulum is of the LA COSTE type. The movement x of the inertial mass M is converted by a displacement transducer [9] into an electrical signal E , which is used for recording, for stabilization of the pendulum position, and for adjustment of the seismometer parameters by feedback [2, 7, 8]. The output signal V passes through the passive high-pass filter consisting of the capacitor C_f and the input resistor of the digital voltmeter. This filter is needed for the rejection of the long-term variation of the seismometer boom position. More effectively the stability of the seismometer has been

achieved by the feedback circuit RCR [10]. For instance, the application of the stabilizing feedback reduces the temperature coefficient of the seismometer by about 100 times. At a mechanical period of 20 s the coefficient becomes equal to $0.05 \text{ mm}/^{\circ}\text{C}$.

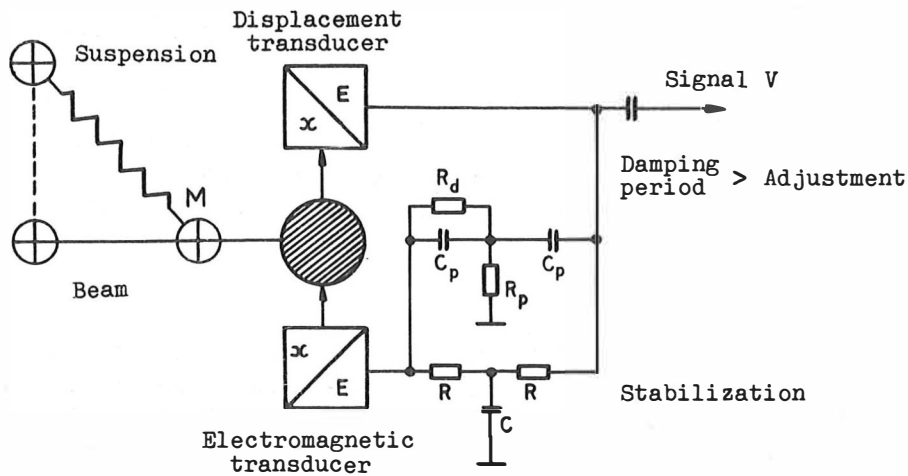


Fig. 2. Vertical seismometer with a flat response within 1 - 150 s, ± 1.5 db

The feedback circuit $C_p R_p C_p$ increases the seismometer period 6 - 7 times, and the resistor R_d adjusts the desired seismometer damping ($D = 0.6$). The electromagnetic transducer x/E closes all feedback circuits mentioned above. The mechanical period can be tuned in a range from 7 to 30 s. In order to obtain a flat response curve of the seismograph up to 150 s the seismometer period has to be tuned at 22 s (Fig. 3).

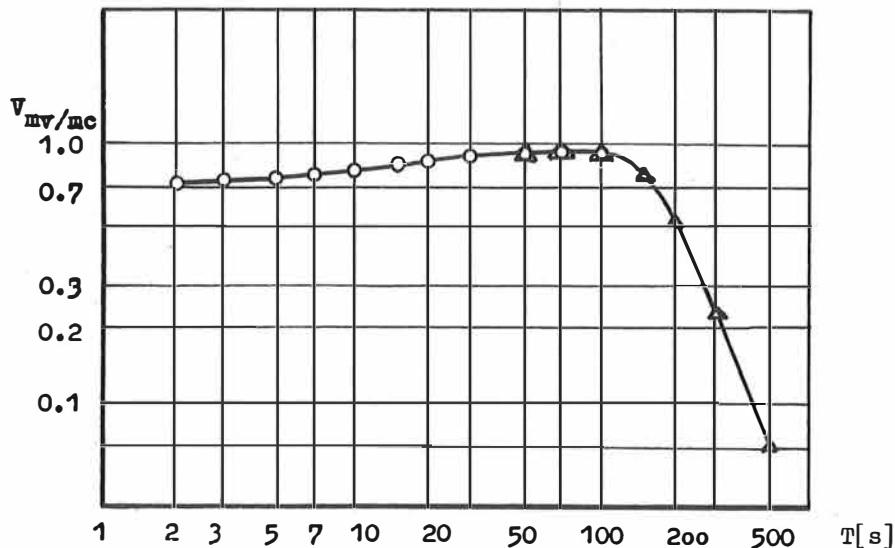


Fig. 3. Response curve of the digital long-period seismograph

The timing block delivers the mark impulses for the 12 minutes time subfiles; each subfile includes 1200 measurements. The time mark impulses are punched on the tape in the binary code. The input routine of the computer takes the time code into account.

The crystal oscillator F-590 is commercially available and has a stability of 5×10^{-7} s.

The control impulse generator is synchronized by the crystal oscillator and generates command pulses for the analog multiplexer, the digital voltmeter and the timing block.

The digital-analog converter and the recorder are used for visual checking of the seismograph operation and mainly for viewing the record in case of choosing the necessary parts or phases for analysis and interpretation. It is especially designed to visualize the analog seismic signal in a wide dynamic range and has three successive subranges of conversion outlined in the analog form as 1 - 100, 10 - 1000, 100 - 10 000. The operation of the punched tape unit can be started manually or automatically at the moment of seismic waves arrivals from a distant earthquake.

The digital seismograph has been in experimental operation for 1972/73 at Obninsk Seismological Observatory. The seismometer was installed in a gallery in a depth of 25 meters under the daylight surface. The power supply and seismometer output signal were transmitted by a cable connecting the gallery with the observatory room where the digital recording part of the seismograph has been installed. The long-term drift of the seismometer position did not exceed a few microns. The background noise having periods above 150 s allowed to us a magnification of 250 on the monitoring record.

The seismograph's response curve was determined theoretically and experimentally (Fig. 3). For the latter procedure a combined method was used. The circle points on the graph were obtained by the calibration performed with the aid of a sine wave generator. The calibration formula is

$$(1) \quad V = \frac{4 \pi^2 K R y}{1 G E T^2},$$

where V - sensitivity of the seismograph [volt/meter], K - seismometer moment of inertia, R - resistance in the circuit of the calibration coil, y - voltage amplitude of the output, l - reduced pendulum length, G - magnetoelectrical coefficient of the seismometer calibration coil, E and T - voltage and period, respectively, of the sine wave signal.

The triangles in Fig. 3 were obtained by the impulse calibration method, the response curve being calculated by applying an electrical step impulse to the calibration coil of the seismometer. The following formula for the step response of the seismograph (Fig. 5) was used:

$$(2) \quad V = B \frac{\Delta t}{T^3} \left[\left(\sum_{n=0}^N R_n \sin \frac{2\pi}{T} n \Delta t \right)^2 + \left(\sum_{n=0}^N R_n \cos \frac{2\pi}{T} n \Delta t \right)^2 \right]^{1/2},$$

$$B = \frac{6 \pi^3 K R}{G I E},$$

where Δt - sampling rate of the seismometer reaction, T - period of the spectrum component, R_n - amplitude of the seismometer reaction at the time $n \Delta t$. The other parameters are the same as in the first formula. The combined method was used because of the incorrectness of the impulse calibration at high frequencies and for lack of a reliable low-period sine wave generator.

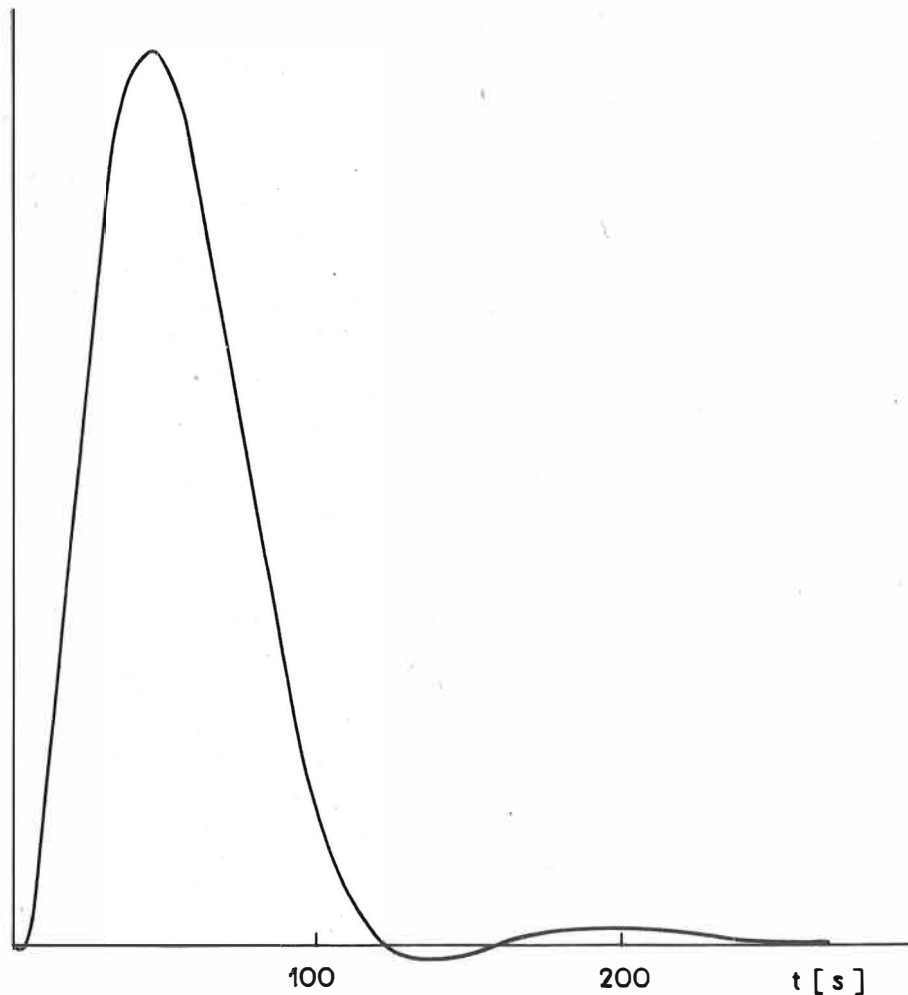


Fig. 5. Step response of the seismograph

During seismograph operation a few strong distant earthquakes were recorded and the digital records were filtered digitally. Examples of filtering for an earthquake occurring at Kuril Islands on June 17, 1973 ($M = 7.8$, $\Delta = 7150$ km) are demonstrated in Figs. 6 - 13. Fig. 6 represents the analog record of the earthquake converted from the punched tape after playback procedure. The graphs of the passband of the digital filters are given in the following figures showing the results of filtering. One can observe the crust and upper mantle RAYLEIGH waves R_1 travelling to the station by the shortest way. It is well known that the interference of these waves is due to the dispersion of the group velocities. The initial part of the R_1 record exhibits intensive long-period oscillations with high-frequency background. Then the long-pe-

riod oscillations are decreasing and the short-period variations more and more prevail. Thus the digital processing of seismic data helps to separate the crust and mantle surface waves.

The mantle RAYLEIGH wave is represented here in an impulse-like form because the epicentral distance is not large enough for a good dispersion. The mantle waves R_2 travelling to the station by the opposite way are shown in Fig. 13. They indicate the necessity to expand the response curve to even longer periods. This expansion belongs to the second stage of the experiment with the long-period digital seismograph. Since January of 1974 the response of the seismograph has been expanded to 300 s.

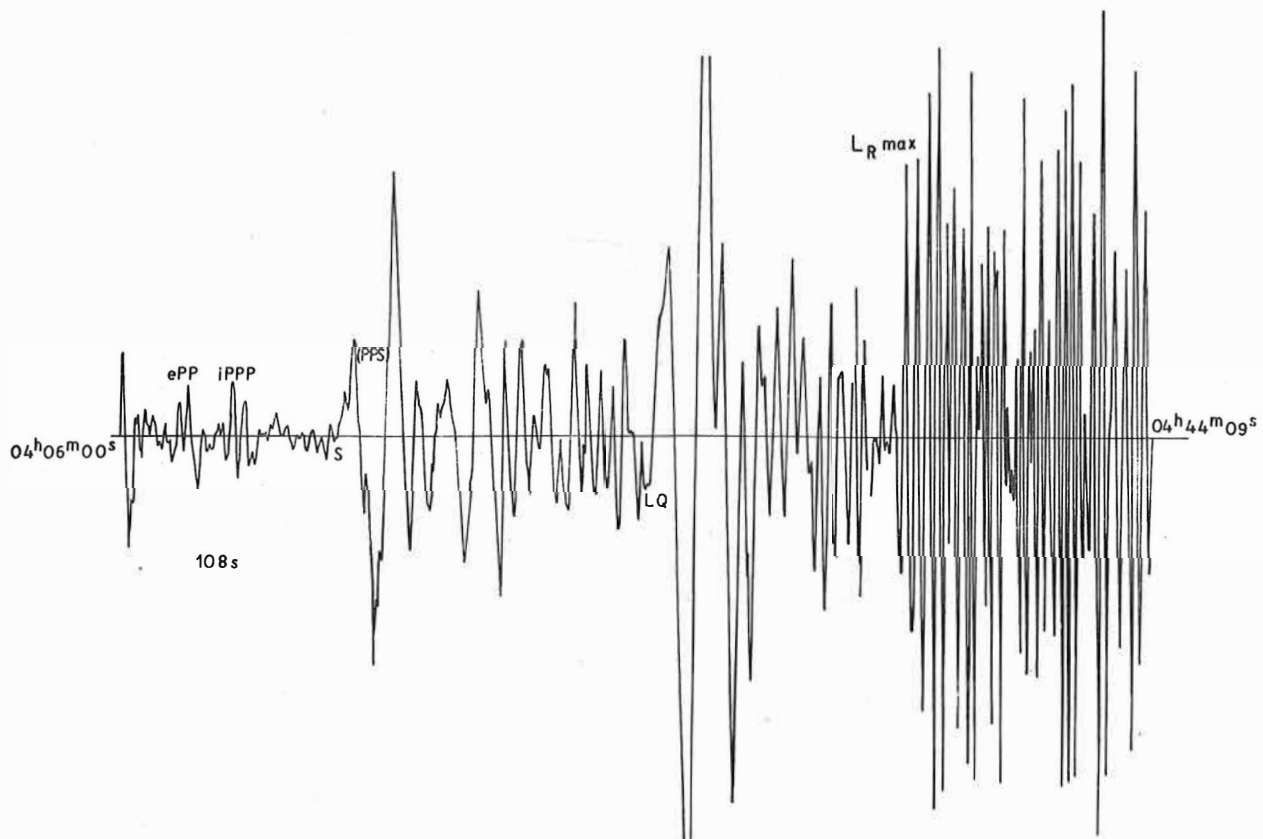


Fig. 6

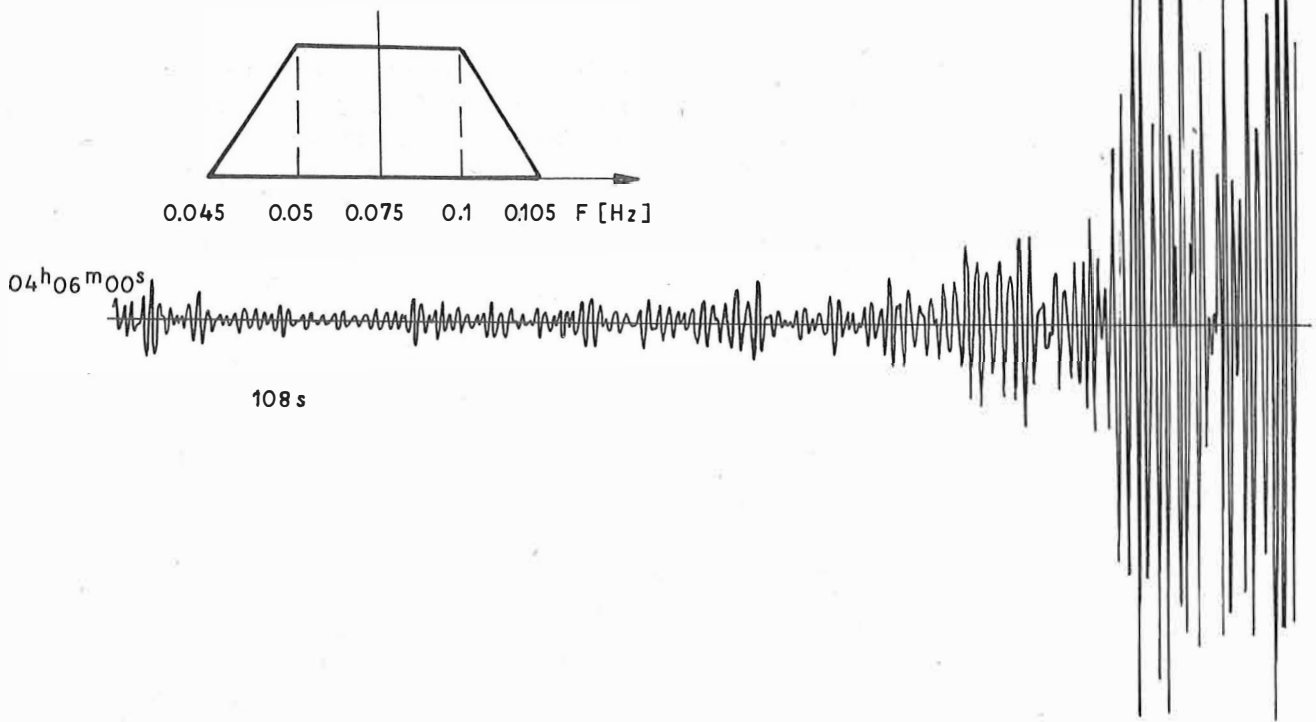


Fig. 7

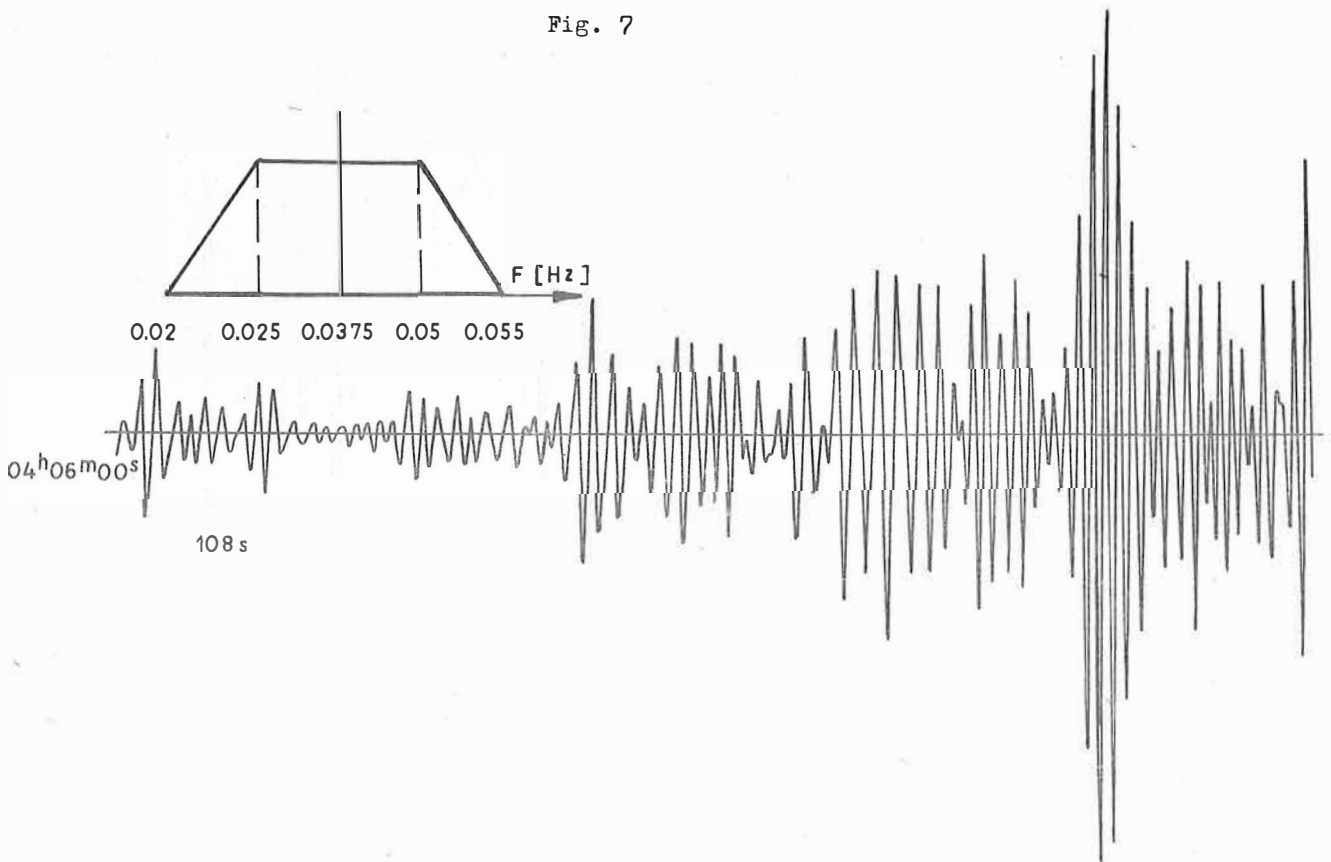


Fig. 8

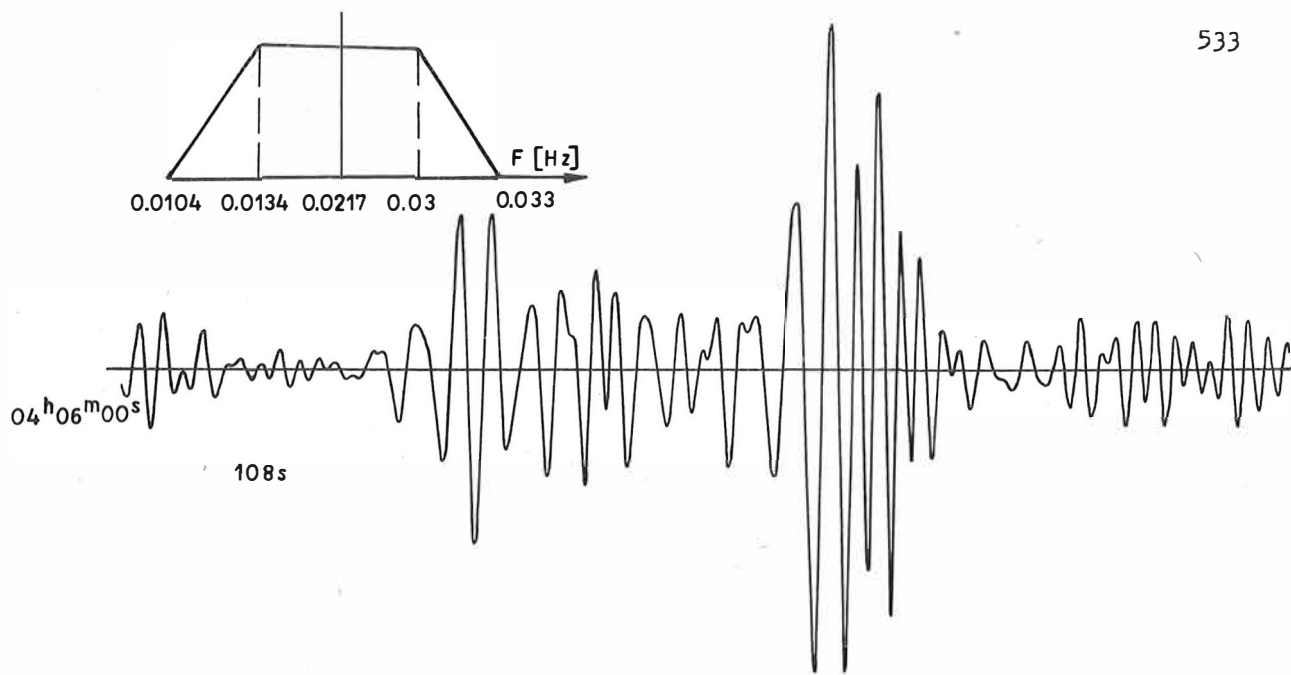


Fig. 9

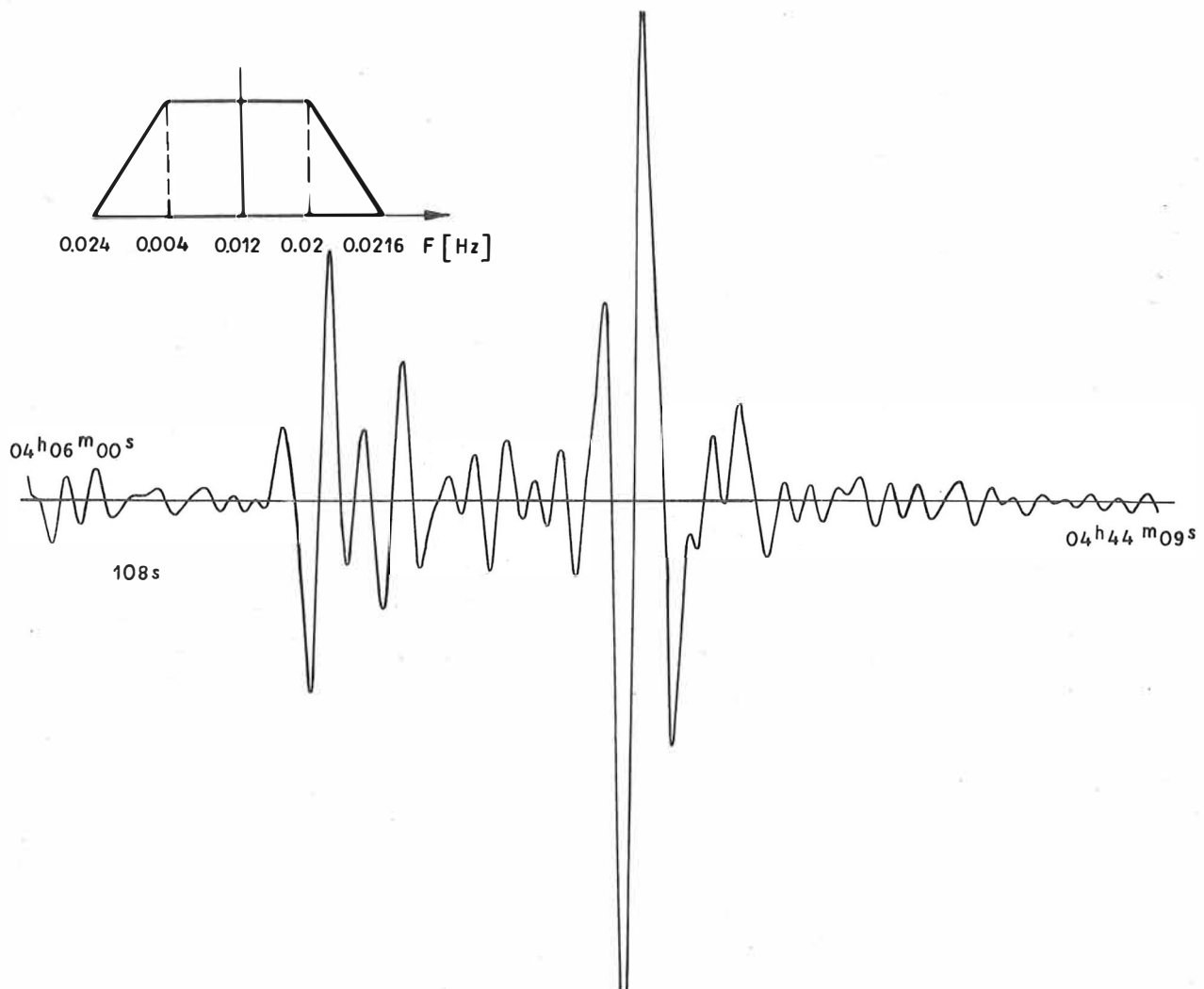


Fig. 10

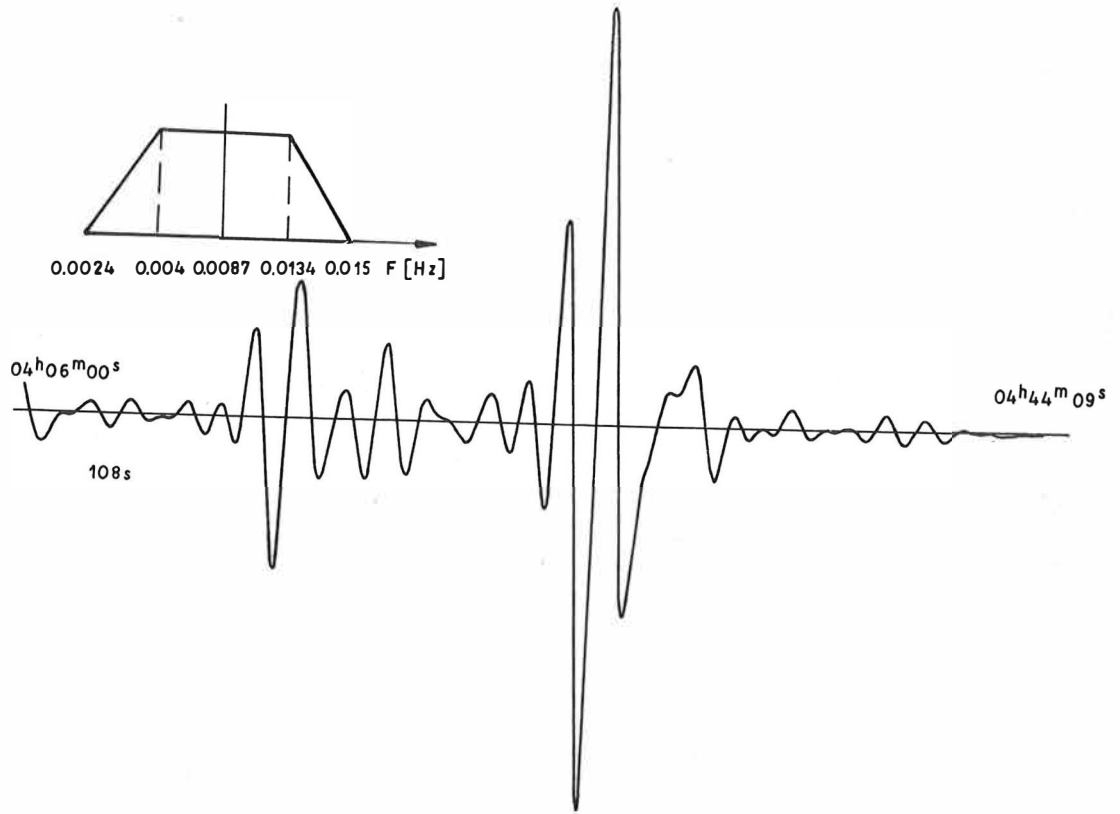


Fig. 11

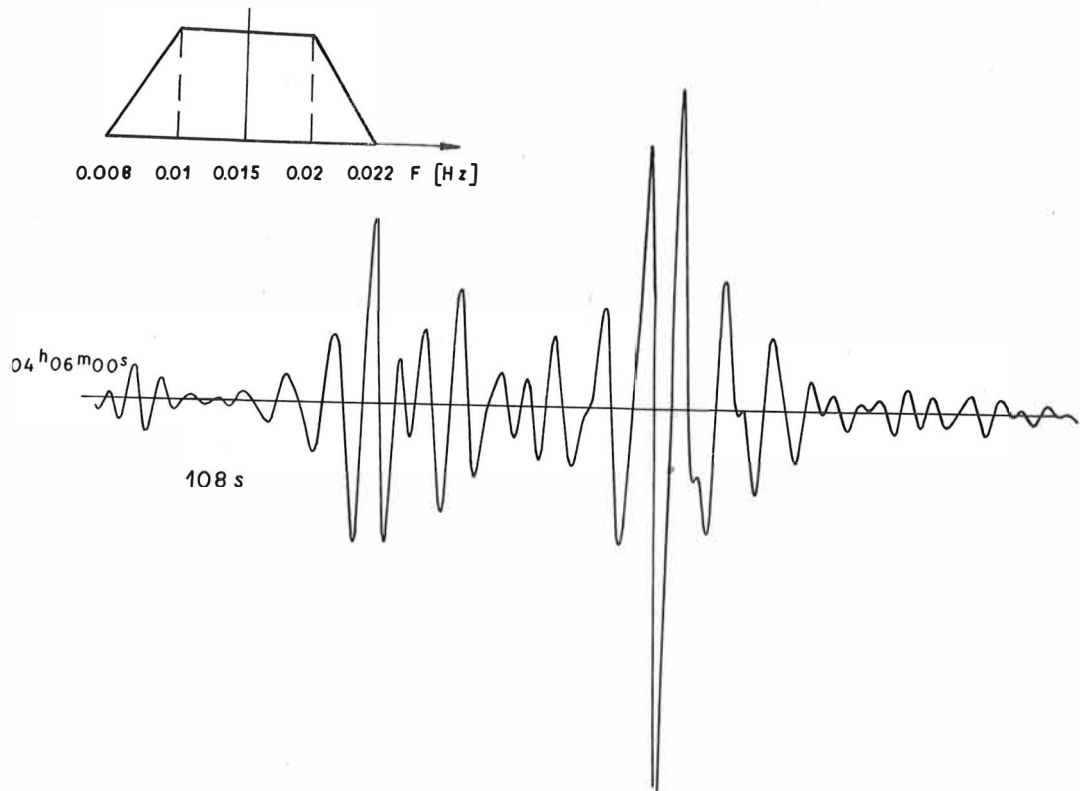


Fig. 12

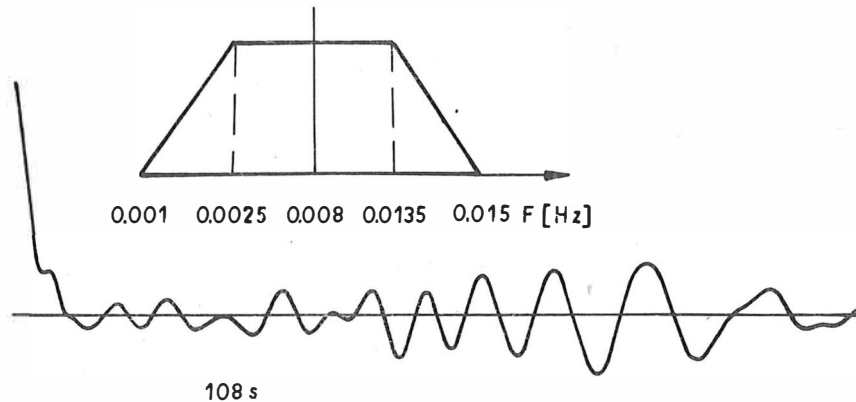


Fig. 13

References

- [1] BASHILOV, I.P.; et al. Sistema magnitnoy tsifrovoy registratsii i obrabotki seysmicheskikh signalov "Treugol'nik". Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. Zemli (1974) 4
- [2] DARAGAN, S.K. K voprosu o korrektsii chastotnoy charakteristiki seysmicheskogo trakta. Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. Zemli (1967) 3
- [3] KONDORSKAYA, N.V.; ARANOVICH, Z.I. Metodicheskie osnovy optimalizatsii sistemy seysmicheskikh nablyudeniy. Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. Zemli (1971) 7
- [4] LEVSHIN, A.L. Poverkhnostnye i kanalovye volny. Moskva: "Nauka" 1973
- [5] OSADCHIY, I.A.P.; DARAGAN, S.K. Apparatura KOD dlya mnogokanal'noy tsifrovoy registratsii seysmicheskikh signalov, in: Raboty po mashinnoy interpretatsii seysmicheskikh voln - Vychislitel'naya seysmologiya, vyp. 2. Moskva: "Nauka" 1966
- [6] PLEŠINGER, A.; HORALEK, J. Konzeption der seismischen Datenerfassungs- und Datenverarbeitungsanlage (als Manuskript gedruckt). Prag 1973

- [7] PLEŠINGER, A. Theory and realization of broadband feedback seismographs. Obs. roy. Belg. Ser. Géophys. 101 (1971) p. 279-284
- [8] RYKOV, A.V. Vliyaniye obratnoy svyazi na parametry mayatnika. Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz. (1963) 7
- [9] RYKOV, A.V. Teoriya i priblizhennyi raschet parametricheskogo induktivnogo preobrazovatelya. Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. Zemli (1969) 1
- [10] RYKOV, A.V. Povysheniye stabil'nosti seysmometra obratnoy svyaz'yu vblizi granitsy yego ustoychivosti, in: Sbornik statey "Seysmicheskie pribory", vyp. 6. Moskva: "Nauka" 1972
- [11] TEUPSER, CH.; et al. An event-selecting seismograph system with digital recording. Gerlands Beitr. Geophysik 82 (1973) 2, p. 143-150

Event-Selecting Digital Acquisition of Short-Period Seismic Waves

by

CHRISTIAN TEUPSER¹⁾, HELMUT BUDER²⁾, MANFRED BRUNNER¹⁾ and
 RUDOLF WENK¹⁾

Summary

Signals of a short-period seismograph are amplified by a three-stage amplifier with second-order active RC networks. The amplifier is equipped with two channels. The frequency response of the first one corresponds to the standard class A of short-period seismographs and the signals passing this channel are converted into digital form. These data are continuously read into a core storage and can be recorded on punched tape with a time delay of 1.7 minutes. The punching will be triggered if the signals passing the second narrow-band channel of the amplifier exceed a certain threshold value.

Zusammenfassung

Die Ausgangssignale eines kurzperiodischen Vertikalseismographen werden von einem aktiven RC-Filter verstärkt. Dieser Verstärker besitzt zwei Kanäle. Die Gesamtcharakteristik des ersten Kanals entspricht dem Typ A der in der KAPG standardisierten Geräte. Diese Signale werden digitalisiert, in einen Kernspeicher eingelesen und mit einer Zeitverzögerung von 1.7 min auf Lochstreifen ausgegeben. Die Datenausgabe wird von einem Ereignisselektor ausgelöst, der von dem zweiten Kanal mit einer Schmalbandcharakteristik angesteuert wird.

The event-selecting seismograph system presented in a former paper [1] can record the surface and S-waves of an earthquake only. The acquisition begins some seconds after the first onset and the sampling rate is 1 second. Therefore, this system cannot be applied to the recording of P-waves. Such a system has to store or delay the information, because the triggering event and the ground motion preceding the first onset is to be recorded. The frequency response of the new system should be fitted to the spectrum of P-waves. For this reason, the approved frequency response type A IV has been chosen. This is a flat response from 0.1 to 1.6 seconds. The digital analysis of short-period waves, moreover, demands a sampling rate of at least 0.1

1) Central Earth Physics Institute of the Acad. of Sciences of the GDR, part Jena, 69-Jena (GDR), Burgweg 11

2) Centre of Scientific Device Construction, 1199 Berlin-Adlershof (GDR), Rudower Chaussee 6

second. Like the equipment formerly described, the new one is to record earthquakes with a magnitude greater than 6 on punched paper tape.

At first, the new system is constructed to record the vertical component of short-period waves and, therefore, one vertical seismograph VSJ-II is sufficient to detect the ground motion. This instrument is tuned to a period of 1.6 seconds and a damping constant of 0.5. The output voltage of the transducer coils is fed to an amplifier designed after the rules given in [1]. The first voltage amplifying stage loads the seismometer coil with an ohmic resistance to get the desired damping. The following stage, a second-order active RC filter with a low-pass transfer function, simulates the damping $D_g = 2$ and the period $T_g = 1$ s of the galvanometer usually applied to obtain the type IV characteristic. As drift voltages and bias currents are fully amplified in these two stages, a third one with a band-pass transfer function has to reject those undesired disturbances. In order to get a suitable signal for triggering the system in addition to the signal which shall be recorded the third stage consists of two channels; one of them is a broad-band and the other a narrow-band active filter. The corner frequencies of the broad-band channel are 0.4 and 10 cps. In this interval the frequency response of the whole channel corresponds nearly to the demanded one and the sensitivity is 50 mV/ μ m. The output noise voltage is smaller than 30 μ V p-p corresponding to a ground motion of 0.6 nm or 0.06 mm light-boom deflection of an electromagnetic seismograph with a magnification of 100,000. The sensitivity can be reduced to 20 and 10 mV/ μ m. The narrow-band channel nearly simulates the frequency response of the triggering equipment used in our long-period system. The sensitivity peaks at 1 s with 10 V/ μ m. Taking into account that an earthquake with a magnitude greater than 6 causes a ground motion of more than 0.1 μ m at distances up to 100^0 the output voltage exceeds 1 V and can be used to trigger the system. The output noise voltage is lower than 2.5 mV p-p and cannot cause any disturbances. The frequency responses of the two channels are shown in Fig. 1. The broken curve represents the type A IV characteristic.

The output voltage of the narrow-band channel is led to the event selector. After balancing, rectifying and amplification the signal is formed into rectangular pulses by a SCHMITT trigger, provided that the ground motion exceeds the threshold value of 0.1 μ m. After one to five pulses controlled by a switch a ring counter delivers a pulse for starting the recording. If within 10 seconds the preselected number of pulses has not passed the ring counter, it will be reset. In this way the triggering of the recording by non-seismic pulses can be prevented. During the punching the start pulses are inhibited till the final signal of the control unit reaches the selector, as can be seen in the block diagram of the whole device (Fig. 2).

The output voltage of the broad-band channel is sampled by the digital voltmeter V-524. The sensitivity is 100 μ V per unit corresponding to a ground displacement of 2 nm if the amplifier is tuned to maximum gain. Three figures of the sample and the sign are read into a core storage with a sampling rate of 0.1 second. The storage unit has a capacity of 1024 words and, therefore, it contains 1.7 minutes of the information. If no signal appears from the selector, the storage location containing the data word read-in 1.7 minutes before is cleaned and the new data is written. If the selector signals an earthquake, the logging system begins to punch a time word. This consists of the day of the year and time, both delivered by the timer 3524 at the

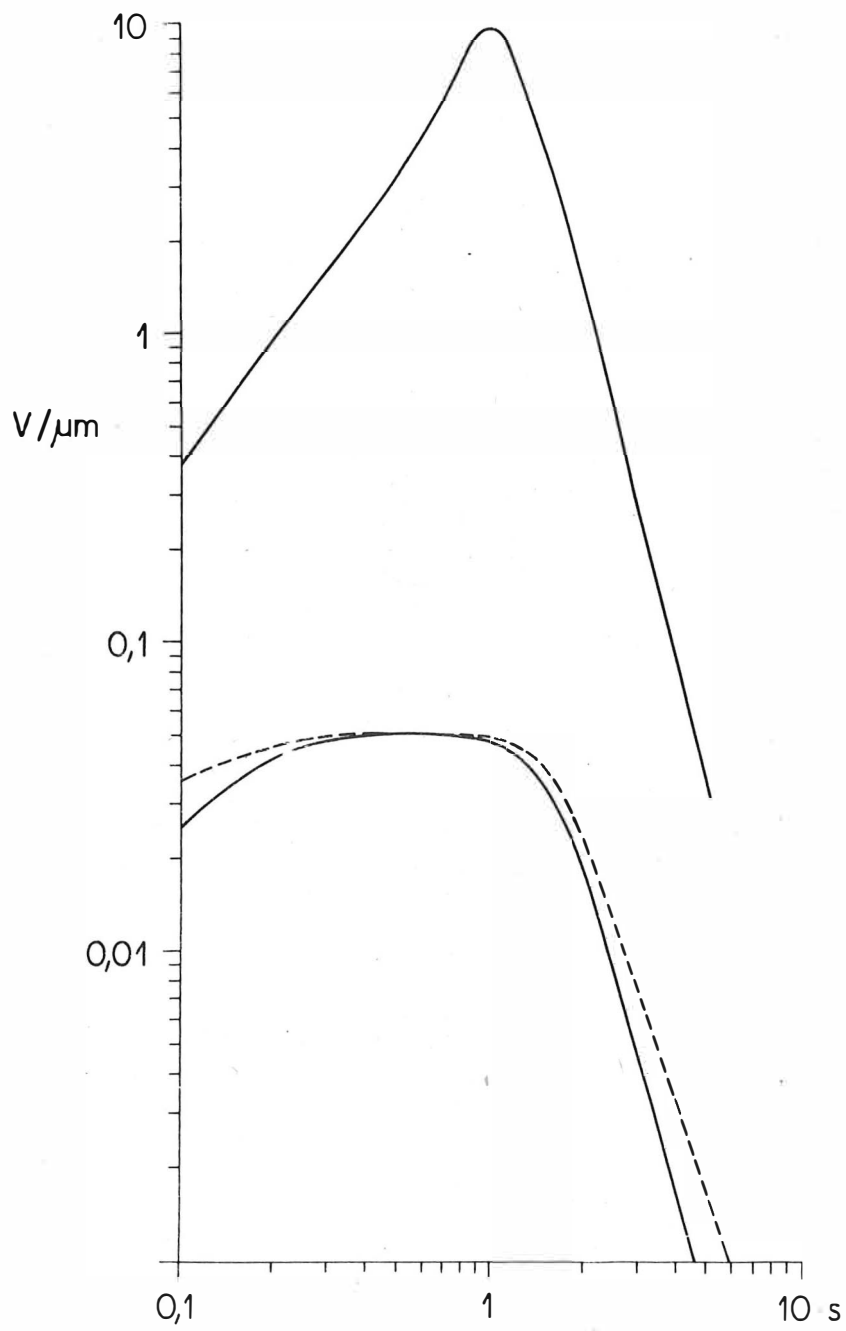


Fig. 1. Frequency response curves

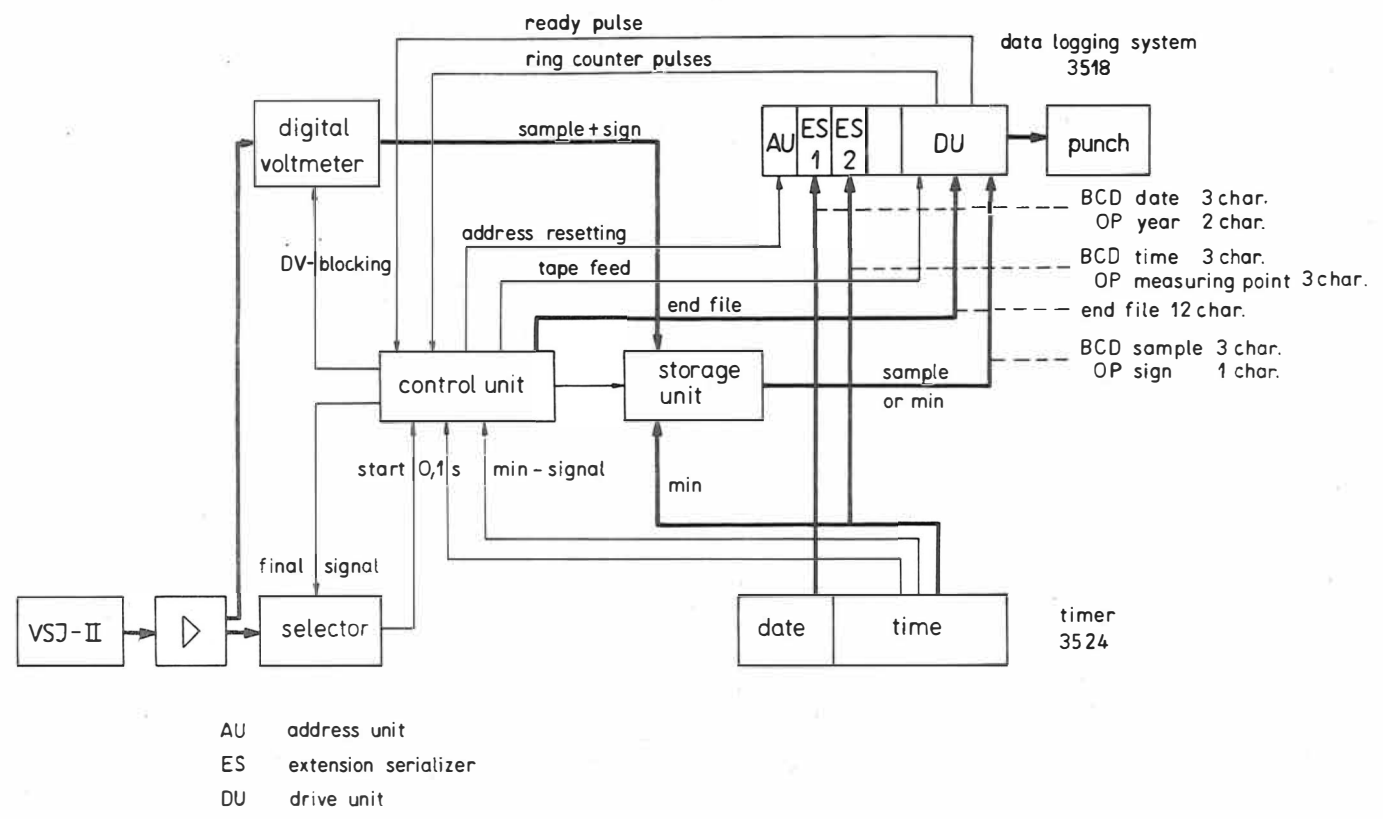


Fig. 2. Block diagram SME 2

moment of start. The time word, moreover, contains the date of the year fixed programmed and the number of the measuring point. Then the data words delayed in 1.7 minutes are read-out and punched with read-in cycle. In the same cycle the new data word is written into the cleaned storage location. The sign represents the end of the data word, which needs 4 characters as mentioned above. This limitation of a dynamic range of 60 db is necessary because the maximum speed of the paper tape punch is 40 characters in start-stop operation. Using the maximum sensibility of the amplifier earthquakes with a magnitude smaller than 7.3 only can be recorded. By reducing the gain of the amplifier it is possible to record earthquakes with a magnitude of 7.7 and 8.0 respectively. At the beginning of every minute the symbol 'carriage return and line feed' and the minute delivered by the timer are read into the storage instead of the data word. Thus the real minute is stored on the punched tape. The data are recorded as 4-digit BCD words on eight-track punched paper. The code used and the format of the tape are shown in Fig. 3. The ends of the data word and of the minutes can be easily discerned because the sign has a hole in the 6th or the 7th track and the symbol 'carriage return and line feed' has a hole in the 8th track. During the punching the minutes are counted in the control unit. After 5 minute-signals the transfer of the data into the tape is stopped and the word 'end file' is punched. Then there follows automatically a tape feed of about 1 m without punching and the final signal unlocks the selector blocked after the start. The punched tape is ready for computer processing without any additional procedure.

The recording device without punch, seismograph and amplifier is shown in Fig. 4. The digital voltmeter, the timer, the storage and the data logging system are commercial products. The different signal levels and codes of these units have been fitted by converters omitted in the block diagram Fig. 2. The system has been developed in cooperation with the Zentrum für wissenschaftlichen Gerätebau in Berlin, which has especially constructed the control unit including the level and code converters and the mounting arrangement. The acquisition system now only registering the vertical component will be expanded by two horizontal seismographs in the next future.

The authors wish to express their thanks to Dr. E. UNTERREITMEIER for valuable discussions.

References

- [1] TEUPSER, CH.; et al. An event-selecting seismograph system with digital recording.
Gerlands Beitr. Geophysik 82 (1973) 2, S. 143-150

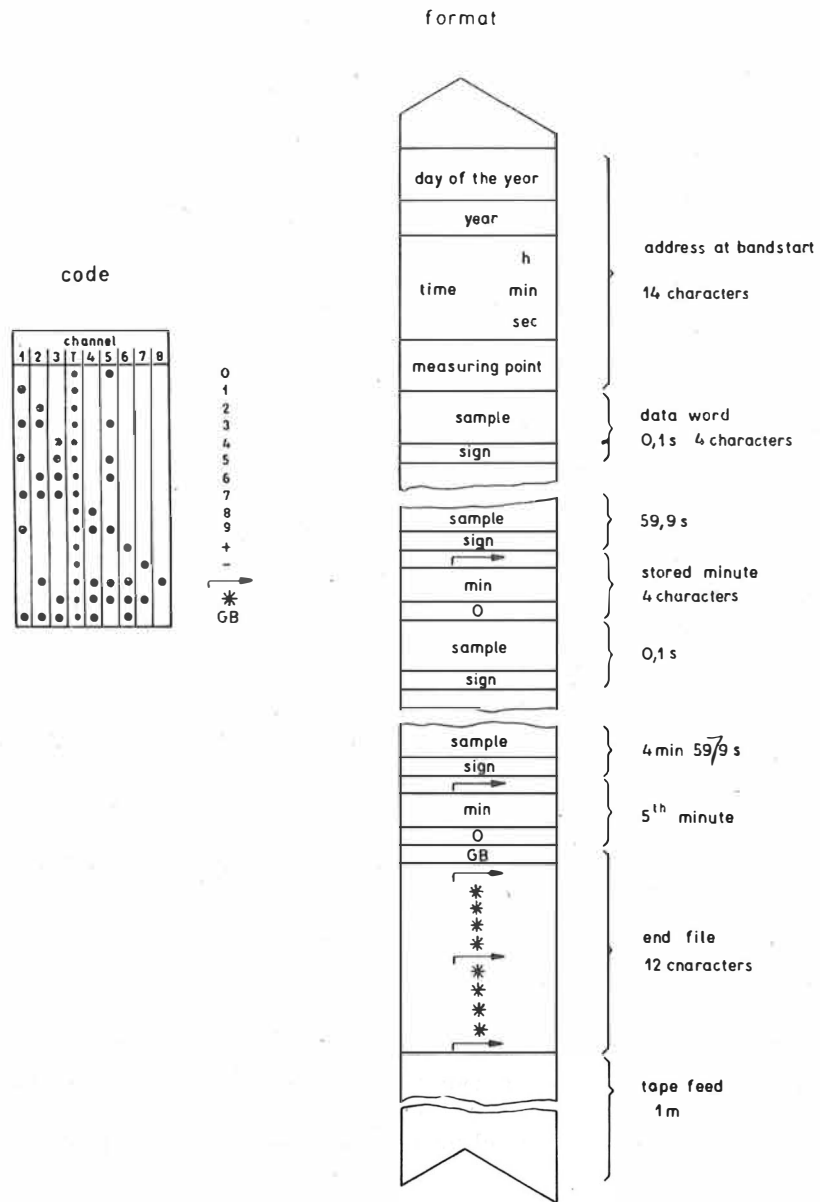


Fig. 3. Code and format of the tape

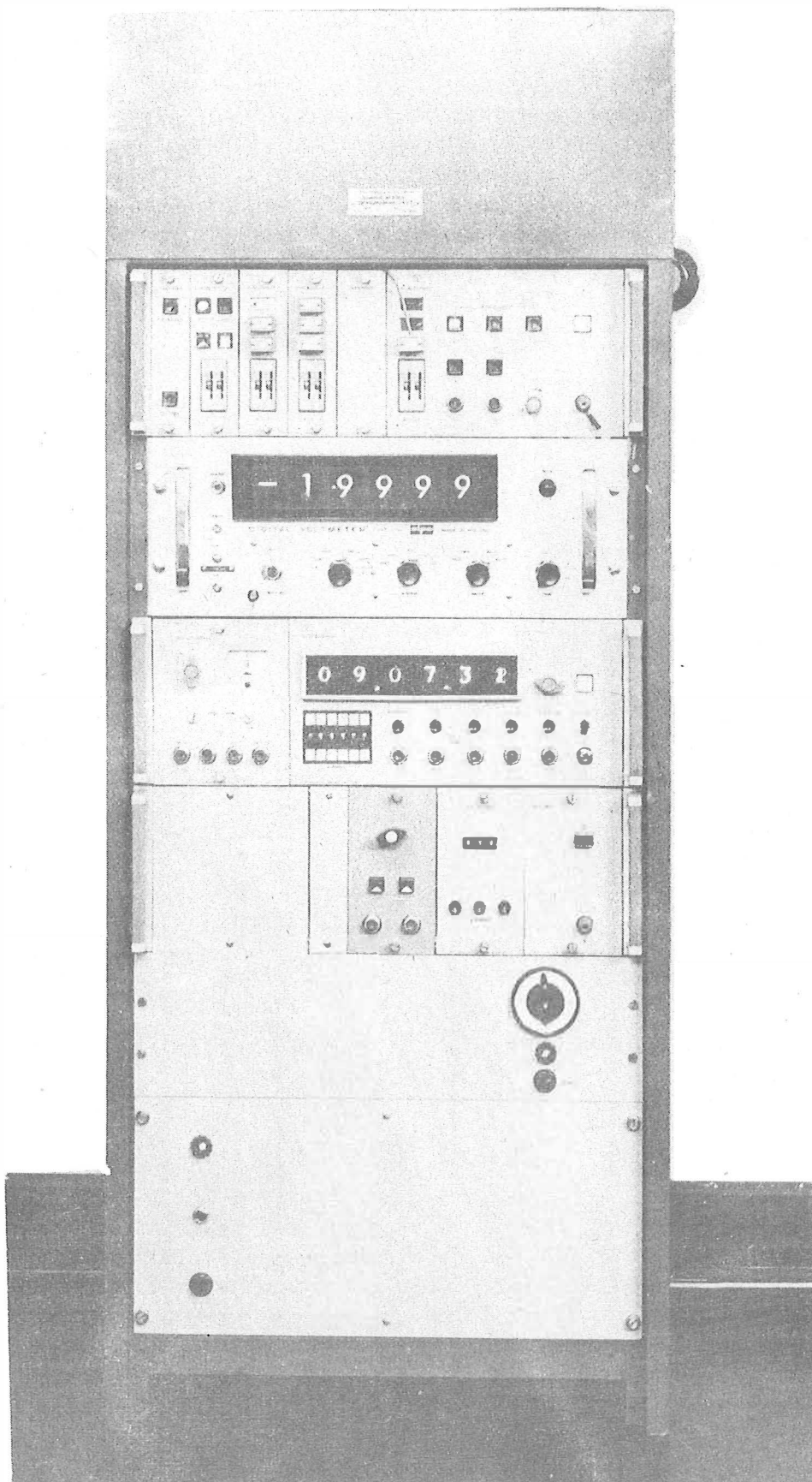


Fig. 4. Recording device

Acquisition of Digital Seismological Data
at the Gräfenberg (GRF) Array

by

H.-P. HARJES ¹⁾

Summary

The installation of a modern seismological station is determined by geophysical as well as system-theoretical constraints. Especially, seismological data from broad-band seismometers call for a new approach to data acquisition. The complex structure of the seismic noise background in the range of 0.1 s to 50 s determines high resolution and dynamic range of the instrumentation including seismometer, transmission, and storage of data.

Zusammenfassung

Der Aufbau einer modernen seismologischen Station ist sowohl durch geophysikalische als auch durch systemtheoretische Randbedingungen bestimmt. Insbesondere verlangen seismologische Daten von breitbandigen Aufnehmern nach neuen Überlegungen bei der Datenerfassung. Die komplizierteste Struktur des seismischen Rauschens im Bereich von 0.1 s bis 50 s erfordert eine hohe Auflösung und einen großen Dynamikumfang des Gesamtsystems, zu dem Seismometer, Übertragung und Speichermedium gehören.

Digital data acquisition is not only a new technical approach in seismology but it also requires a careful discussion of the data to be received. This is especially valid with respect to the signal/noise problem.

Seismic signals are elastic body waves and surface waves of different types. The spectral content and the magnitude of these signals are strongly dependent on the epicentral distance and the source mechanism. Altogether teleseismic events cover a frequency range from 0.01 Hz to 5 Hz and a dynamic range of at least 80 db. These events which have to be interpreted are masked by noise of various origins. In the region of high frequency this noise is excited by industry, whereas in the lowest part of the spectrum the resolution of seismic signals is limited by instrumental noise. In between these ranges there is the dominant peak of the microseismic noise, most probably originated from oceanic influences. Within the interesting frequency band the noise level differs by about 40 db. Therefore, the following constraints on a seismological data acquisition system with broad-band seismometers have to be taken into account: For being able to record the true ground motion the system

¹⁾ Seismologisches Zentralobservatorium Gräfenberg, 851 Erlangen, Krankenhausstr. 1

should control a dynamic range of 80 db within a frequency band from 0.01 Hz to 5 Hz, and it should allow a noise reduction of 40 db.

The first technical conclusion to be drawn from these considerations is the demand for digital acquisition and transmission of data. Fig. 1 shows a block diagram of the seismometer site at the station near Haidhof. The central part is a minicomputer, which controls the A/D conversion and initiates the transmission of data blocks via telephone cables to the data centre at Erlangen. For future developments we are planning to control data acquisition by "Programmable Read-Only-Memories (PROM)" instead of core memories. The main advantage of programmable electronics is flexibility in A/D conversion, which determines resolution, dynamic range, and quality of seismic samples.

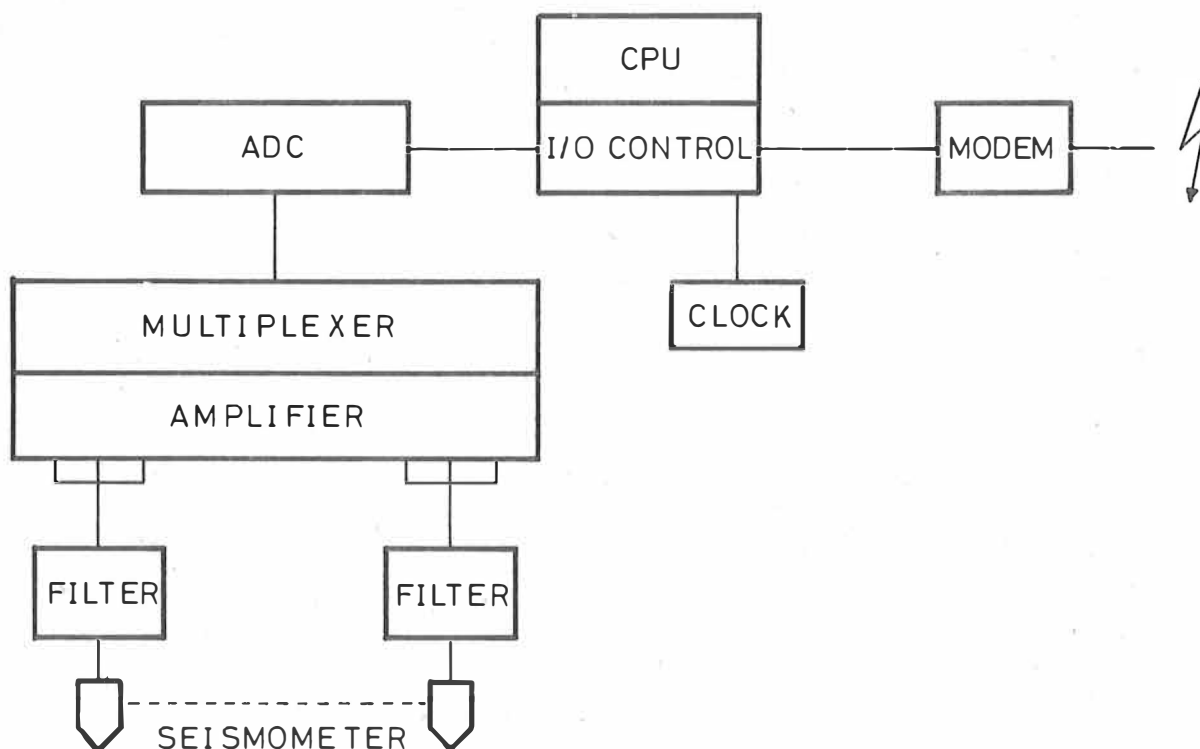


Fig. 1. Data acquisition system

The second technical conclusion from the preceding statements is the format of A/D conversion. Because of the different levels of seismic signals it seems quite promising to ask for a gain-ranging system, which allows a recording of seismic signals with constant resolution in different ranges without saturation. After passing an anti-aliasing filter the analogue signal is digitized in three different amplification ranges (Fig. 1).

The control unit selects the appropriate channel and stores the amplification channels, which differ in gain by a factor of eight. We simulate a binary gain amplifier by shifting one or two bits to the left if the most significant bits within the appropriate channel are not reached. This is demonstrated in Fig. 2 with a synthetic signal. The uppermost line of the picture shows the signal in three different amplification ranges, whereas in the centre the binary representation of the signal is marked by dots. At the bottom of the picture the final value is selected by the control unit. This value consists of two parts: the mantissa (M) and the gain (G), which together represent the seismometer output.

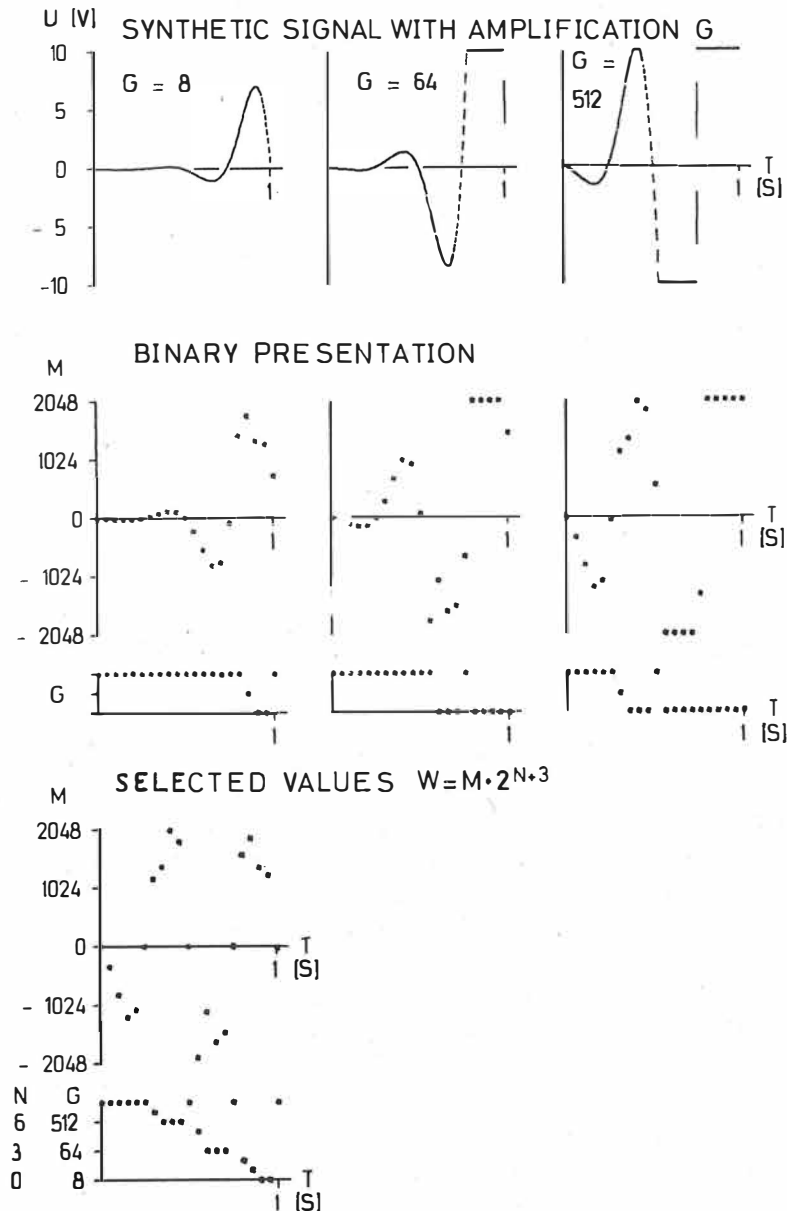


Fig. 2. Analogue-to-digital conversion

Another advantage in using a programmable control unit at the seismometer site is to build blocks of optimal length for data transmission. Fig. 3 shows one sample, which is of 16 bits length, and the whole record, which consists of 16 data samples and two parity words. These parity words are also transmitted to recognize errors arising on the transmission lines.

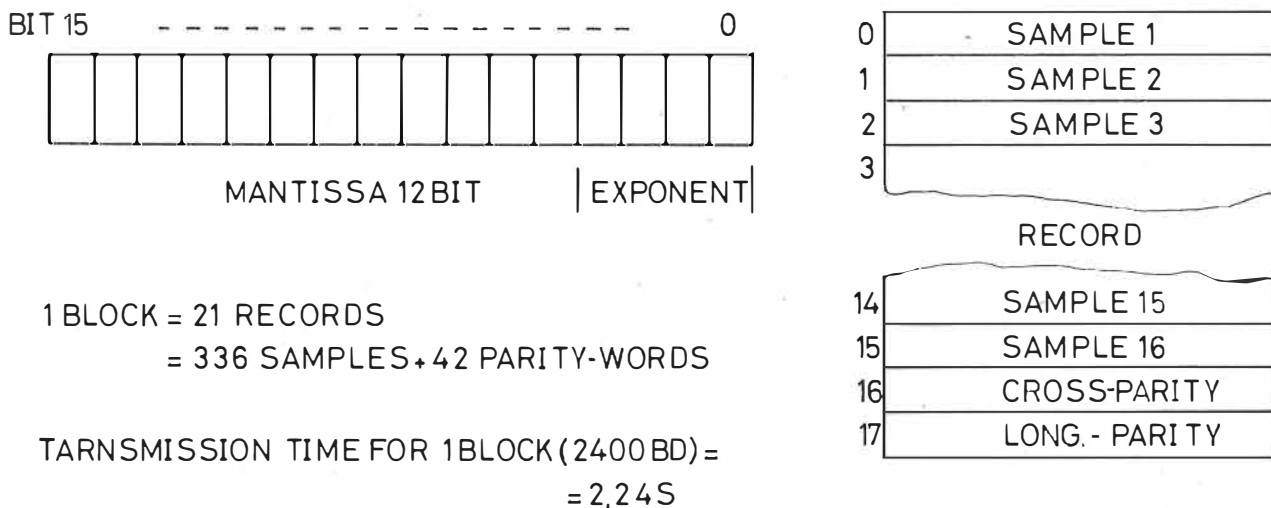


Fig. 3. Block structure of seismic records .

There are several technical possibilities for digital data transmission, but in our case it seemed to be the most reliable way to employ telephone cables. As data are sent from the seismometers to the computing centre only we preferred the "simplex" method (Fig. 4) with a transmission rate of 2400 bits per second, using an auxiliary channel in the opposite direction for system calibration. At the computing centre (Fig. 5) the data from different seismometer sites are received by "modems" (modulator demodulators), then they are demultiplexed and stored on magnetic tapes. Besides, the central computer synchronizes the data acquisition and monitors the quality of the seismometer outputs.

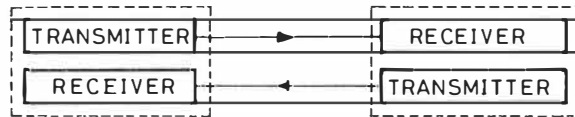
Finally, one example of a digitally recorded seismogram (Fig. 6) is shown. It demonstrates the frequency content for three different seismometer outputs, namely, the Sprengnether S-5100 displacement (SLZD) and velocity (SLZV) pick-up as well as the Askania seismometer (ALZ). The record reproduced in the figure is still a preliminary result obtained during the test-phase of the system, where some unwanted transmission effects are obvious. On the other hand, even at this stage the total information of the seismogram in the range from short-period phases to surface waves is clearly demonstrated. There is no difficulty to select special onsets and improve the resolution of interesting wave groups by digital filtering.



SIMPLEX



HALF DUPLEX



DUPLEX

Fig. 4. Transmission modes

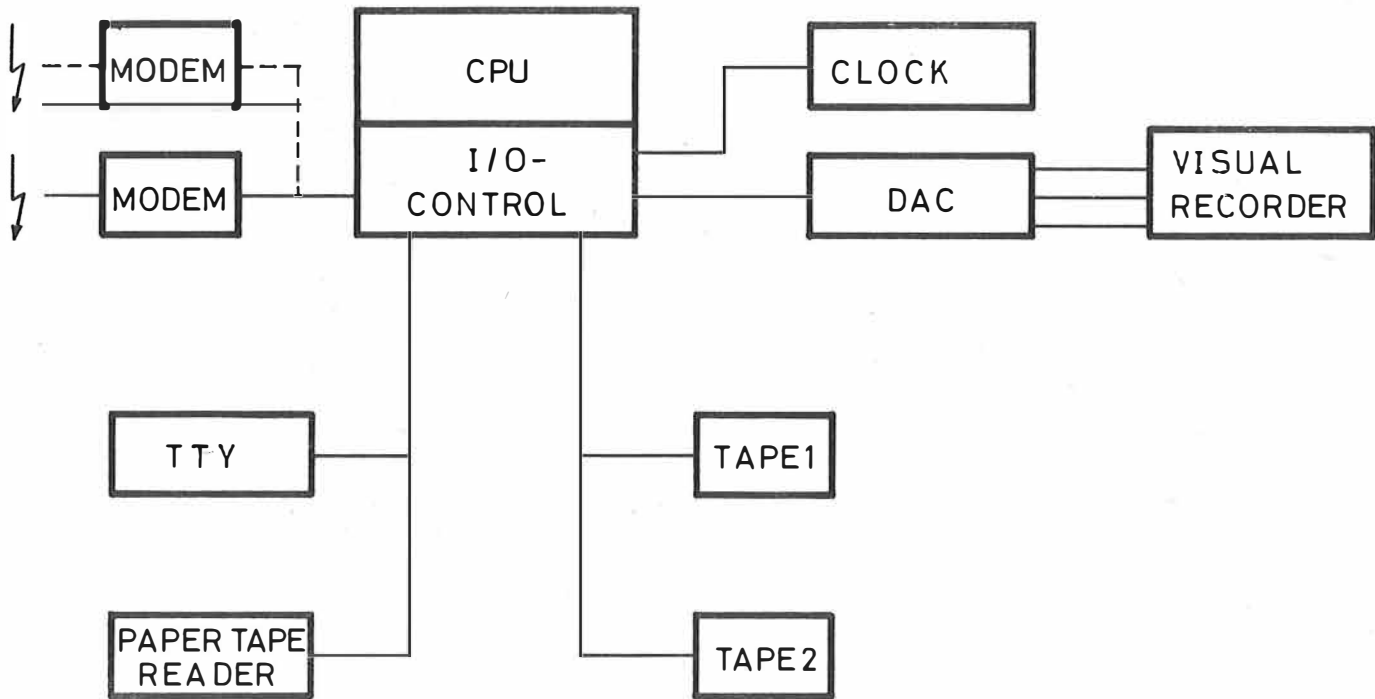


Fig. 5. Processing centre

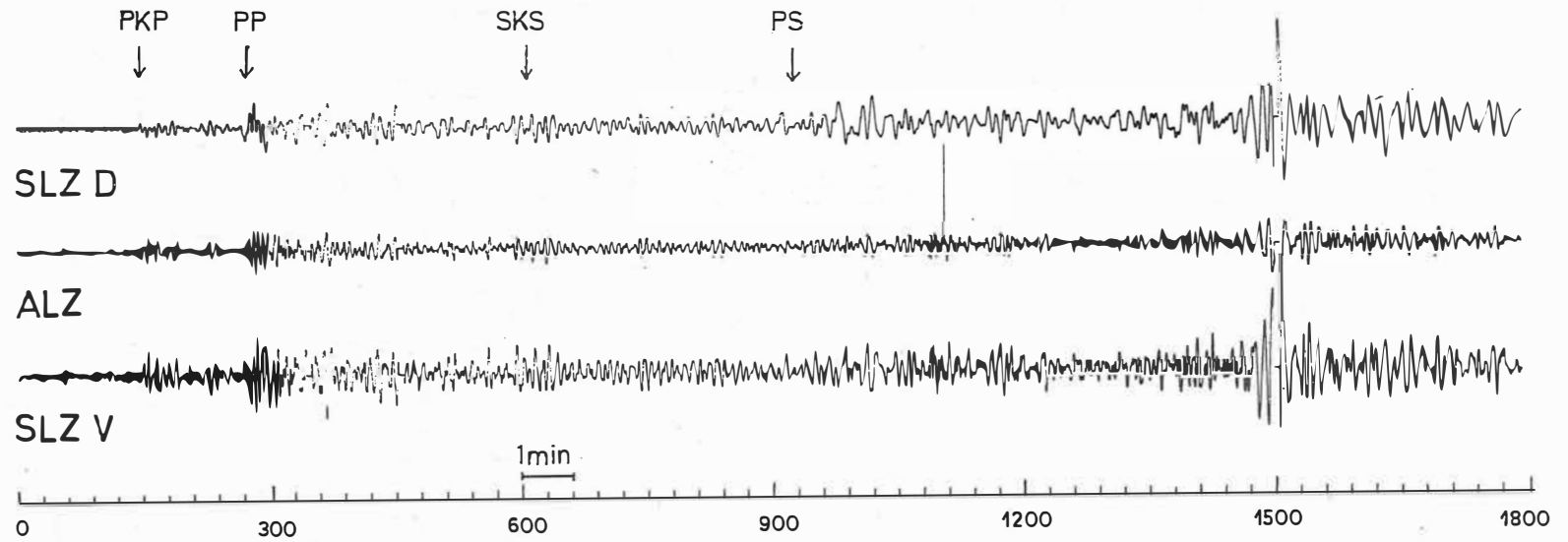


Fig. 6. Registration of an earthquake
(Solomon islands, 1974, Jan. 31)

Э.И. АРАНОВИЧ, Ю.А. КОЛЕСНИКОВ, А.Л. ЛЕВИН,
Л.Н. МАЛИНОВСКАЯ, Л.М. РОЗЕНКНОП¹⁾

Резюме

С 1968 г. в Средне-азиатском регионе СССР работают несколько сейсмологических станций с цифровой магнитной регистрацией. В статье описывается методика машинной обработки цифровых сейсмограмм, полученных этими станциями. Главная цель обработки - получение спектральной и спектрально-временной информации о различных сейсмических волнах. Это достигается при помощи системы "Полуавтомат", выполняющей следующие основные операции: чтение цифровых записей, сглаживание, разрежение, умножение на окно, устранение нулевой линии, спектральное и спектрально-временное (СВАН) преобразование с поправкой за частотную характеристику, выдача результатов в разных формах. Приведены примеры обработки цифровых сейсмограмм объемных и поверхностных волн сильного Камчатского землетрясения 24 ноября 1974 г.

Summary

Several seismological stations with digital magnetic recording are in operation in the Central Asian region of the USSR since 1968. The technique of computer processing of digital seismograms recorded by these stations is described here. The main objective of the processing lies in obtaining spectral and spectral-temporal information about different seismic waves. This is done by means of the software computer system "Semiautomat", which is able to perform the following operations: reading of digital records, smoothing, detrending, windowing, decimating, spectral and spectral-temporal (FTAN) transformations with corrections for the instrumental response, editing of results in different forms. Examples of processing of real digital seismograms for body and surface waves from the strong Kamchatka earthquake of November 24, 1974, are given.

¹⁾ Институт Физики Земли АН СССР, Москва Д-242, Б. Грузинская 10

1. Введение

Цифровая магнитная регистрация [1,4] открывает возможности для детального спектрального и спектрально-временного анализа сейсмических колебаний на ЭВМ. Необходимость в таком анализе возникает при изучении распределения скоростей, плотности и диссипативных параметров в Земле, определении механических характеристик источников и в других задачах. В связи с разнообразием решаемых задач методика анализа должна быть достаточно гибкой, чтобы позволять широко варьировать длительность и детальность описания анализируемых сигналов, частотный диапазон, учитывать частотные характеристики различных регистрирующих каналов, представлять результаты анализа в удобной для интерпретатора графической форме и т.д. Такие требования трудно удовлетворить с помощью одной какой-либо программы; это привело к разработке рассмотренного ниже комплекса программ "Полуавтомат". Статья содержит краткое описание комплекса, методика его использования при спектральном анализе цифровых сейсмограмм и примеры спектрального анализа цифровых сейсмограмм Камчатского землетрясения 24/XI-1974 г.

2. Комплекс "Полуавтомат" и входные данные к нему

2.1. Цифровая сейсмограмма и её ввод в ЭВМ

Сейсмограммы землетрясений вводятся в ЭВМ с цифровых магнитных лент-переписей, получаемых выборкой с первичных записей сейсмических станций системы "Треугольник" [1], работающих в непрерывном режиме. Запись землетрясений образует на цифровой сейсмограмме последовательность зон, каждая из которых соответствует 30 сек реального времени. Зона содержит коды времени, отсчеты амплитуд по 5 сейсмическим каналам с шагом выборки $\Delta t = 0,03$ сек и служебные коды; каждый отсчет представлен 11-разрядным двоичным кодом. Поскольку длительность сильных землетрясений составляет часы и даже сутки, каждая запись содержит большой объем информации ($\sim 6 \cdot 10^6$ бит/час). Каждой записи предшествует калибровочный сигнал [2], получаемый посылкой δ -образного импульса в дополнительные индукционные катушки сейсмографов. Длительность калибровочного сигнала до 4-х минут.

Ввод сейсмограмм в ЭВМ БЭСМ-4 осуществляется через специализированное устройство [1] при помощи специальной программы ЦВ-1 (разработана Б.М. НАЙМАРКОМ, Н.А. ПОЛТАЕВОЙ, В.И. ШАРЫГИНЫМ). Эта программа позволяет найти на сейсмограмме нужный временной интервал, выбрать информацию для заданного канала и, устранив возможные дефекты, переписать её в формате ЭВМ на обычную магнитную ленту зонами по 1000_{10} кодов, снабдив каждую зону паспортом в виде печати её номера, начального времени, числа устраненных дефектов, экстремальных значений сигналов и графиком функции в удобном масштабе. Результирующая машинная лента и является основным входом в комплекс "Полуавтомат".

2.2. Комплекс "Полуавтомат"

Этот комплекс обеспечивает выполнение различных последовательностей операций по обработке цифровой информации (включая спектральные преобразования), запоминание и выдачу результатов на график и печать. Задание к комплексу, содержащееся на

перфокартах, указывает последовательность выполнения операций и содержит необходимые для каждой операции данные. Каждая операция выполняется соответствующей подпрограммой (блоком): паспорта блоков, содержащие информацию о размещении блока в оперативной памяти, его входных и выходных данных, образуют каталог, хранящийся на магнитной ленте. Допускается использование выходных данных одного блока в качестве входных данных другого. Блоки в основном работают с массивами, находящимися во внешней памяти ЭВМ: на магнитной ленте (МЛ) или барабане (МБ). Результаты также должны размещаться во внешней памяти. Распределение этой памяти должно осуществляться пользователем (один раз для каждой типовой задачи, что и объясняет название комплекса - "Полуавтомат").

К настоящему моменту в комплекс входят следующие блоки:

1. Ввод	→	МБ	}	Блоки ввода, обмена, вывода и стирания информации
2. МОЗУ	↔	МБ		
3. МОЗУ	↔	МЛ		
4. МБ	↔	МЛ		
5. ГРАФИК			}	Блоки обработки входных и промежуточных массивов
6. ПЕЧАТЬ				
7. ОЧИСТКА				
8. Наложение "окна"				
9. Сглаживание и разрежение				
10. Линейная комбинация действительных массивов				
11. Линейная комбинация комплексных массивов				
12. Склеивание			}	Основные операции анализа
13. Деление				
14. Билогарифмирование				
15. СПЕКТР				
16. СВАН				

Список блоков открыт для расширения. Остановимся кратко на задачах отдельных блоков.

Блоки 1 - 7 осуществляют обмен между различными носителями информации: 1 - вводит данные с перфокарт (последовательность операций, параметры счета) в оперативную память (МОЗУ) и переносит их в нужном формате на МБ; 2 и 3 - осуществляют обмен между МОЗУ и МБ (МЛ) в нужном направлении; 4 - проводит обмен между МБ и МЛ в нужном направлении, минуя МОЗУ-0 (через МОЗУ-1); 5 - вычерчивает на графопостроителе "АТЛАС" дискретно-заданную функцию $f(x_i)$ ($x_i = \Delta x_i$, $i = 0, 1, 2, \dots, N$) двумя способами: а) в прямоугольнике заданных размеров, б) с заданными масштабами по осям; 6 - выводит информацию на печать в удобном формате; 7 - заполняет нулями любой участок оперативной или внешней памяти.

Блоки 8 - 14 осуществляют операции по элементарной обработке входных массивов, или массивов, получаемых в процессе отчета. Блок 8 производит умножение массива

$\{f(x_i)\}$ на функцию $a(x_i)$ (окно) специального вида

$$(1) \quad a(x) = \begin{cases} 0, & x < x_1, \\ \frac{1}{2} \left[1 - \cos \frac{\pi(x - x_1)}{x_2 - x_1} \right]^{\alpha_1}, & x_1 \leq x < x_2, \\ 1, & x_2 \leq x \leq x_3, \\ \frac{1}{2} \left[1 + \cos \frac{\pi(x - x_3)}{x_4 - x_3} \right]^{\alpha_2}, & x_3 < x \leq x_4, \\ 0, & x > x_4, \end{cases}$$

где параметры "окна" $x_1, x_2, x_3, x_4, \alpha_1, \alpha_2$ задаются во входных данных. Такое окно позволяет устранить влияние обрыва анализируемой функции на спектральное и спектрально-временное преобразование. Блок 9 позволяет производить многократное сглаживание и разрежение массива, находящегося на МЛ. Сглаживание осуществляется заменой функции $\{f(x_i)\}$ на $\{\varphi(x_i)\}$

$$(2) \quad \varphi(x_i) = \frac{1}{2^{-N} + 1} \sum_{j=i-N}^{i+N} f(x_j),$$

где N - заданное целое число. Разрежение - это преобразование массива $\{f(x_i)\}$ в массив $\{\psi(y_j)\}$ где $\psi(y_j) = f(x_{ik})$ (k - заданная целая константа ≥ 1). Блок 10 вычисляет линейную комбинацию $\{Z(x_i)\}$ трех входных действительных массивов $\{y_k(x_i)\}$, хранящихся на МБ

$$(3) \quad Z(x_i) = \sum_{k=1}^3 \alpha_k y_k(x_i) + \alpha_0 \quad (i = 1, 2, \dots, N),$$

где N, α_k, α_0 - заданные константы. Этот блок позволяет в частности проектировать полный вектор смещения почвы на любое заданное направление. Блок 11 вычисляет линейную комбинацию двух комплексных массивов, заданных своими модулями и аргументами на МБ и, в частности, находит спектральное преобразование радиальных и тангенциальных компонент вектора смещения. Блок 12 выполняет специфическую операцию "склеивания" двух комплексных массивов:

$$\{Z_1(x_i)\}, i = 1, 2, \dots, N, \quad \{Z_2(y_i)\}, i = 1, 2, \dots, M,$$

заданных своими модулями и аргументами с разными шагами Δx и Δy ($\Delta x \leq \Delta y$) и перекрывающимися значениями аргумента ($y_1 < x_N$) в единый комплексный массив $Z(u_i)$ $i = 1, 2, \dots, L$, с постоянным шагом по аргументу $\Delta u = \Delta x$ ($x_1 = u_1; y_M = u_L$). "Склеивание" осуществляется в заданной точке $x_1 < u_j < u_M$.

Как будет показано ниже, необходимость такой операции возникает при расчете частотных характеристик по калибровочным импульсам. Блок 13 осуществляет деление двух действительных массивов $\{Z(x_i)\}, \{u(x_i)\}, i = 1, 2, \dots, N$, для получения спектрального массива $\{W(x_i)\}$

$$(4) \quad W(x_i) = Z(x_i) u^{-1}(x_i),$$

исправленного за частотную характеристику аппаратуры. Входные и выходные массивы расположены на МБ. Наконец блок 14 выполняет двойное логарифмирование действительного массива с целью выдачи амплитудных спектров $|w(x_i)|$ и амплитудных частотных характеристик $|u(x_i)|$ на график и печать в удобной для интерпретатора форме.

Блоки 15 и 16 осуществляют основные операции спектрального и спектрально-временного анализа. Их подробное описание дано ранее, в работах [3, 5]. Для полноты изложения отметим, что блок 15 позволяет вычислить методом БПФ преобразование ФУРЬЕ комплексного массива $\{f(x_i)\}$

$$(5) \quad F(y) = \int_{x_0}^{x_0 + \Delta x} f(x) e^{i2\pi yx} dx$$

с практически любым заданным шагом по y ; массив $\{f(x_i)\}$ длиной до 16384_{10} расположен на МБ; выходной массив $F(y)$ также записывается на МБ. Блок 16 вычисляет спектрально-временное преобразование $S(x, y)$ действительного массива $f(x)$

$$(6) \quad S(x_1 - y) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\int_0^x f(x) e^{i2\pi\lambda x} dx \right] e^{-\alpha \left(\frac{\lambda - y}{y} \right)} d\lambda,$$

где α - заданная константа.

3. Методика спектрального анализа цифровых сейсмограмм

Описанный комплекс позволяет вычислять спектры сейсмических волн и корректировать их за частотную характеристику аппаратуры. При измерении спектров сигналов большой длительности входной массив оказывается слишком большим для непосредственного измерения спектра; в то же время интересующий интерпретатор диапазон частот лежит значительно левее найквистовой частоты входного сигнала ($\nu_H \approx \frac{1}{2\Delta t} \approx 17$ Гц). Это позволяет воспользоваться блоком "сглаживание и разрежение" для редуцирования входного массива в массив приемлемой длины с большим интервалом времени между отсчетными точками. Выбор оптимального способа редуцирования потребовал численного эксперимента.

3.1. Эффекты сглаживания и разрежения

Путем анализа сигналов, выбранных из цифровых сейсмограмм, была установлена следующая эмпирическая закономерность: амплитудный спектр входного сигнала в полосе частот $0 < \nu = \nu_r$ менее, чем на 1 % отличается от амплитудного спектра сигнала, разреженного в k раз, если при этом выполнено соотношение

$$k < 0,4 \frac{\nu_H}{\nu_r},$$

где ν_H - найквистова частота входного сигнала; обычно брались $k = 2^n$, $n = 1, 2, 3, \dots$

Проиллюстрируем эффект сглаживания и разрежения на спектре вертикальной компоненты волн Р Камчатского землетрясения 24/XI-1971 г., зарегистрированного цифровой станцией в Нарыне ($\Delta = 6090$ км). Анализировался временной интервал длиной 32 сек, начиная с первого вступления. На Рис. 1 приведены спектры исходного сигнала и того же сигнала, разреженного в 8 и 16 раз. Там же показан спектр сигнала, прошедшего трижды сглаживание и разрежение с константами $N_1 = 8$, $N_2 = 4$, $N_3 = 2$, $k_1 = k_2 = k_3 = 2$ (интервал сглаживания 0,48 сек, результирующий коэффициент разрежения $k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 = 8$). Видно, что в области интересующих нас частот разрежение без сглаживания вносит меньше искажений, чем комбинирование сглаживаний и разрежений. Поэтому в дальнейших расчетах применялось только разрежение, причем разное для разных участков записи (брались $k = 4$ для волн Р, $k = 8$ для волн S и $k = 16$ для поверхностных волн). Такая обработка допустима, по-видимому, для телесеismicических сигналов, записанных данным видом аппаратуры; при анализе записей близких землетрясений или использовании других, более высокочастотных характеристик оптимальный режим редуцирования может быть существенно иным.

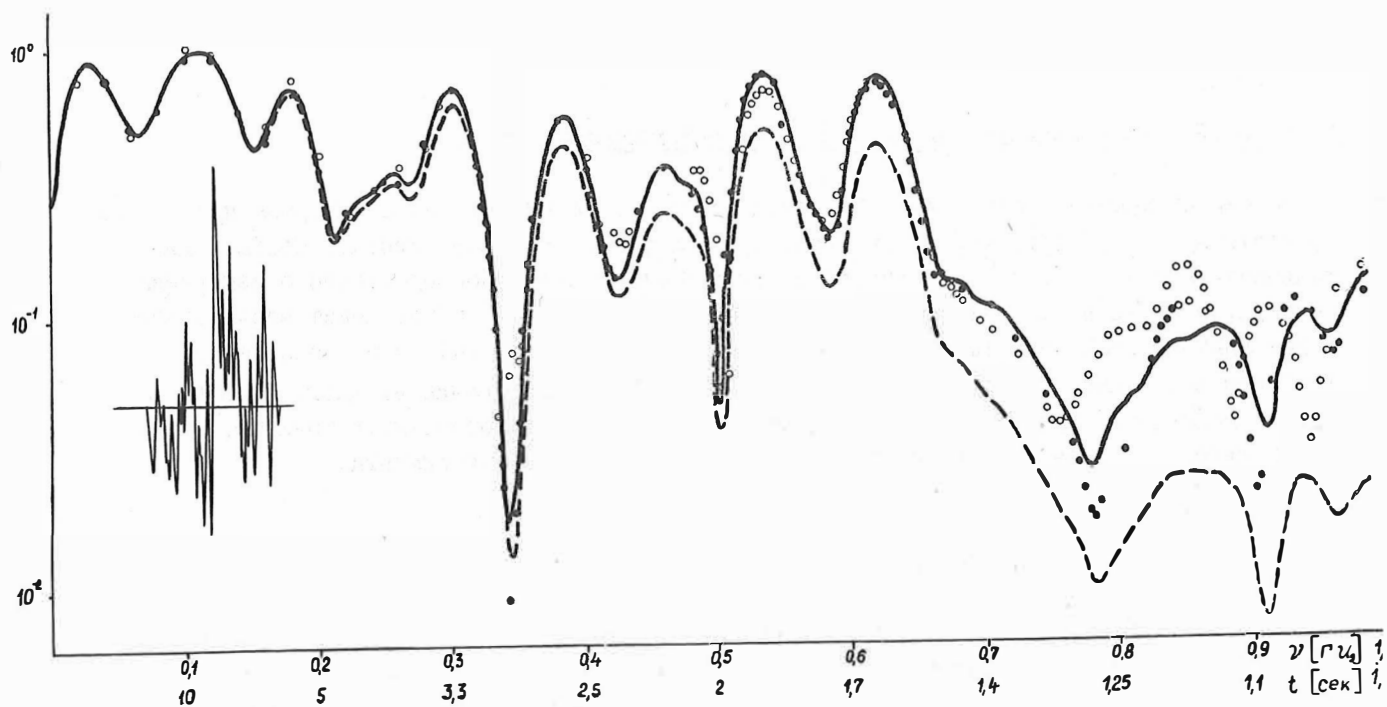


Рис. 1. Влияние сглаживания и разрежения анализируемой функции $f(t)$ на её амплитудный спектр $|F(\nu)|$. Спектры не исправлены за частотные характеристики. Жирная линия — спектр неразрезанной сейсмограммы ($\Delta t = 0,03$ сек); пунктир — спектр сейсмограммы, прошедшей трехкратное сглаживание и разрежение; точки — спектр сейсмограммы, разреженной в 8 раз; кружки — спектр сейсмограммы, разреженной в 16 раз. Слева приведен анализируемый участок сейсмограммы.

3.2. Расчет частотных характеристик аппаратуры

Частотная характеристика аппаратуры $A(\nu)$ теоретически может быть найдена из спектра $F(\nu)$ калибровочного импульса $f(t)$ по формуле

$$(7) \quad A(\nu) = -(2\pi\nu)^2 M F(\nu),$$

где ν – частота, M – константа, характеризующая энергию возбуждающего импульса.

Однако при практической реализации формулы (7) были встречены трудности, обусловленные формой калибровочного импульса и частотным составом микросейсм, регистрируемых каналом в момент калибровки. Калибровочный сигнал имеет вид, показанный на Рис. 2. Его высокочастотная часть сосредоточена в коротком временном интервале (меньше 5 сек), а полная длительность достигает 240 сек. При спектральном преобразовании всего сигнала $f(t)$ энергетический вклад микросейсм в области периодов 4 – 6 сек оказывается сравнимым с вкладом калибровочного сигнала и соответствующая часть спектра $F(\nu)$ при $\nu > 0,1$ гц искажена микросейсмами. В связи с этим измерение $F(\nu)$ проводилось в два этапа:

Вначале находился спектр $F(\nu)$ (спектр "длинной" калибровки) для полного сигнала $f(t)$, а затем – спектр $F_1(\nu)$ (спектр "короткой" калибровки) – для укороченного сигнала $f_1(t)$, полученного умножением $f(t)$ на функцию $a(t)$ (см. формулу (1)), с параметрами $x_1 = 0$, $x_2 = 0,03$, $x_3 = 30$, $x_4 = 60$; $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$. На Рис. 3 приведены модули $|F(\nu)|$ и $|F_1(\nu)|$ для одного и того же исходного калибровочного сигнала. Из Рис. 3 видно, что спектры весьма близки в области частоты $\nu_c \approx 0,05$ гц; при $\nu < \nu_c$ лучшее представление об истинном спектре дает $F(\nu)$, а при $\nu > \nu_c$ – $F_1(\nu)$. Блок "склеивание" осуществляет склеивание этих комплексных массивов в один массив $\tilde{F}(\nu)$, совпадающий при $\nu < \nu_c$ с $F(\nu)$, а при $\nu > \nu_c$ с $F_1(\nu)$.

Массив $\tilde{F}(\nu)$ и используется для вычисления частотной характеристики по формуле (7). Пример амплитудной и фазовой частотных характеристик канала приведен на Рис. 4.

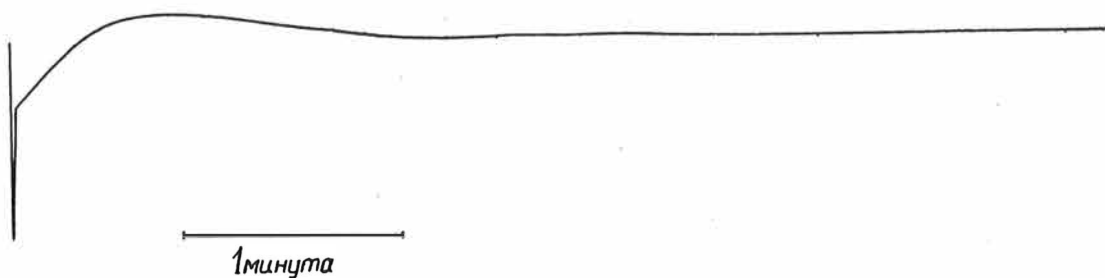


Рис. 2. Калибровочный импульс вертикальной компоненты станции Нарын 24/XI-71 г.

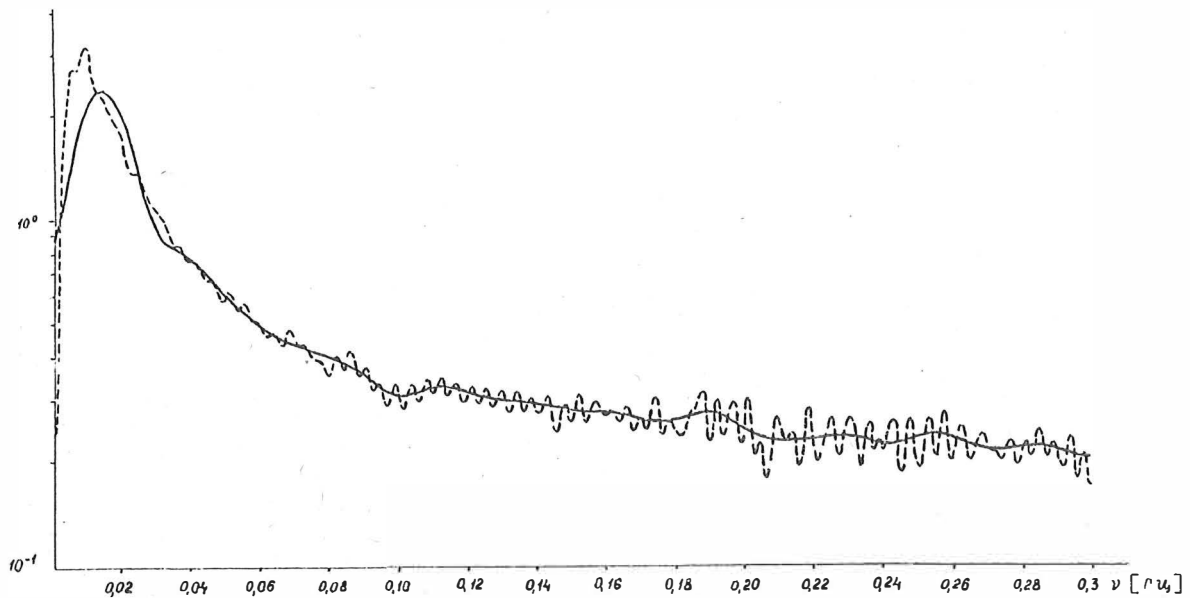


Рис. 3. Амплитудные спектры калибровки, показанной на Рис. 2. Пунктир – спектр "длинной" калибровки; сплошная линия – спектр "короткой" калибровки

3.3. Расчет спектров сейсмограмм

Для вычисления спектров волн с учетом частотной характеристики из сейсмограмм при помощи блока "окно" выделяется нужный интервал записи $S(t)$, осуществляется, если необходимо разрежение, и находится спектральное преобразование $\{S(\nu)\}$ этого входного массива. Аналогичные процедуры проводятся с калибровочным сигналом (см. выше), с получением результирующей характеристики $\{A(\nu_1)\}$. При помощи блоков "деление" и "линейная комбинация действительных массивов" по комплексным массивам $S(\nu)$ и $A(\nu)$ находится комплексный массив $\{S(\nu_1)\} = \left\{ \frac{S(\nu_1)}{A(\nu_1)} \right\}$; при помощи блоков "билогарифмирование", "график" и "печать" выводим его из ЭВМ в удобном для интерпретатора формате. Типовая блок-схема обработки цифровой записи для получения спектра волны показана на Рис. 5.

На Рис. 6 – 9 приводятся амплитудные спектры волн P, pP, S и волн РЕЛЕЯ, для землетрясения 24/XI-71 г.; станция Нарын. Спектры исправлены за частотные характеристики соответствующих каналов. В области низких частот спектры не приводятся, поскольку для $\nu < 0,004$ гц ординаты амплитудных частотных характеристик на 3 – 5 порядков меньше их максимальных значений и при исправлении спектров дадут большие погрешности.

На спектре волны P нет ясно выраженного экстремума, тогда как для волн pP, S и R, спектры имеют четкие, довольно узкие максимумы. Крутизна спадающих приводимых спектров разная, наименьшая для волны P и наибольшая для волн РЕЛЕЯ. Максимум спектра волны pP расположен в интервале частот 0,01 – 0,04 гц (100 – 25 сек), волны S – в интервале 0,01 – 0,025 гц (100 – 40 сек), для волны РЕЛЕЯ – на частотах 0,004 – 0,025 гц (250 – 40 сек).

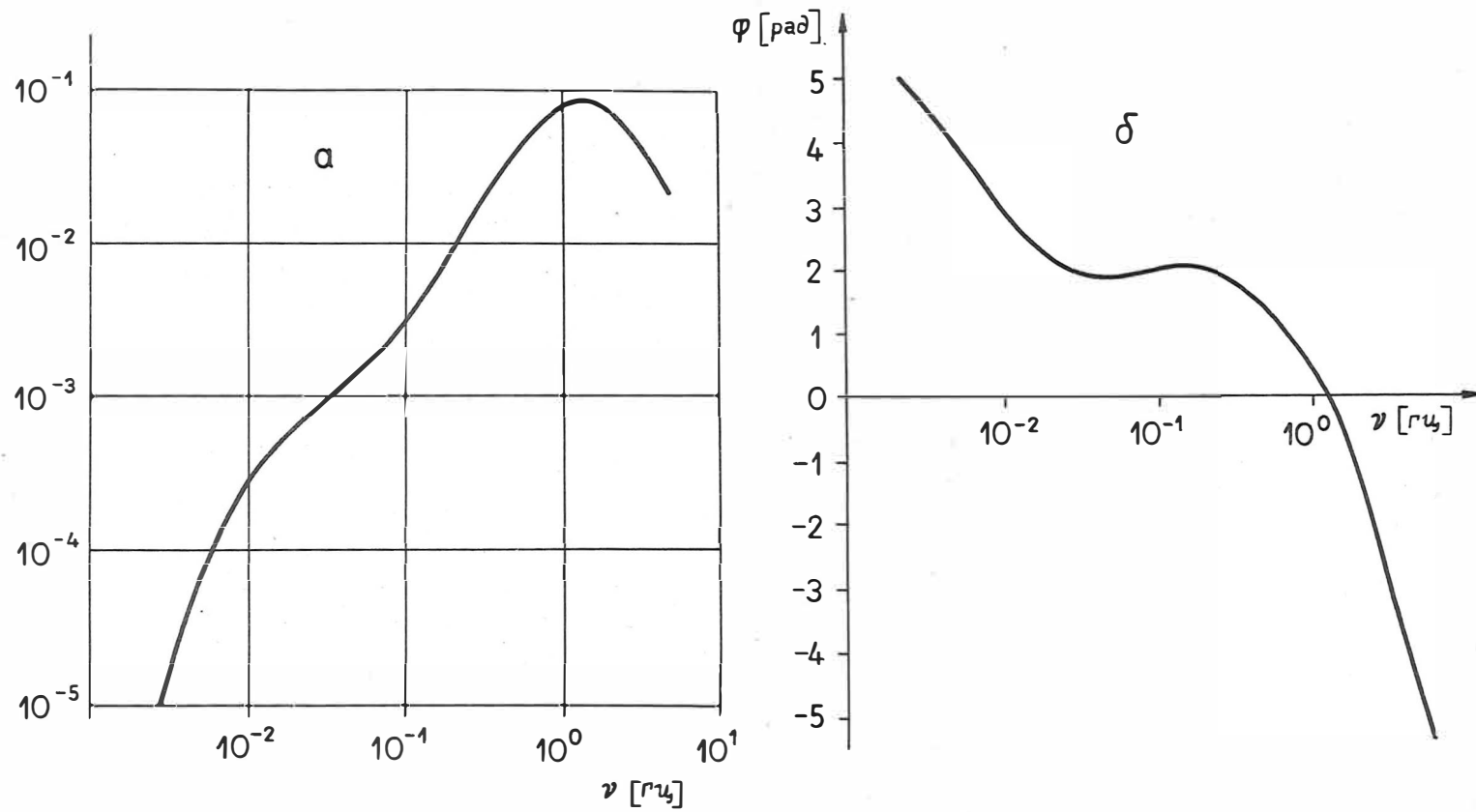


Рис. 4. Частотные характеристики, сосчитанные по калибровочному импульсу, показанному на Рис. 2; а - амплитудная характеристика, б - фазовая характеристика

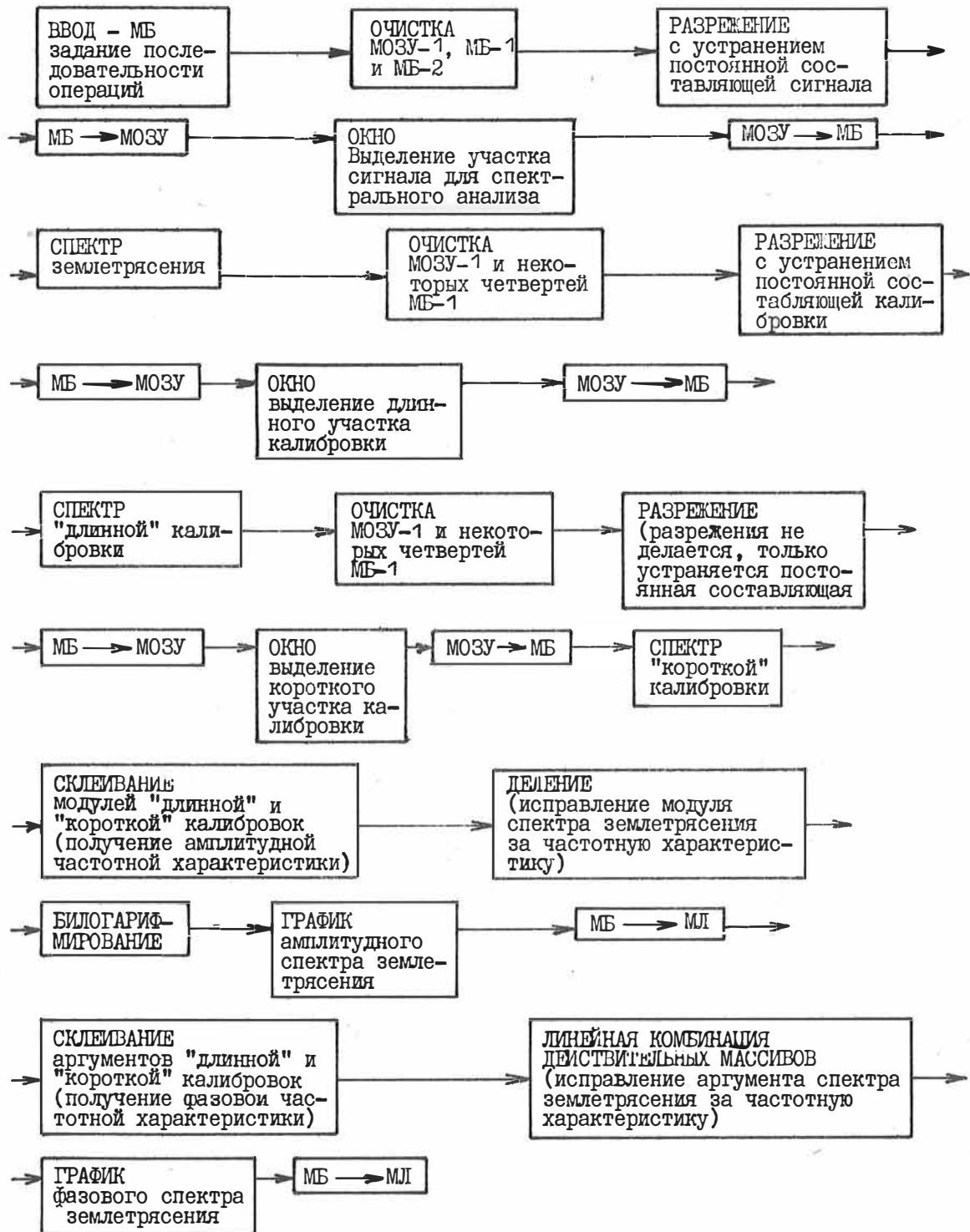


Рис. 5. Типовая блок-схема обработки цифровой записи для получения спектра сейсмической волны

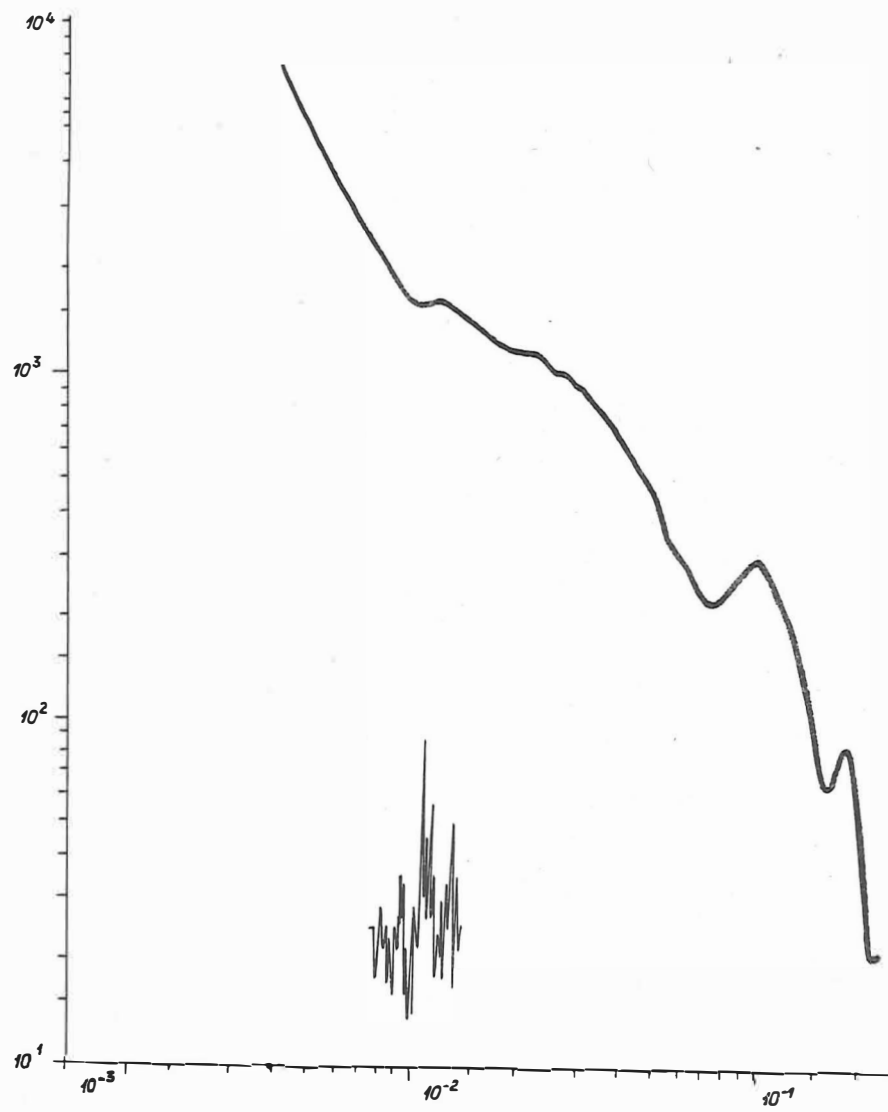


Рис. 6. Амплитудный спектр первого вступления волны P; вертикальная компонента

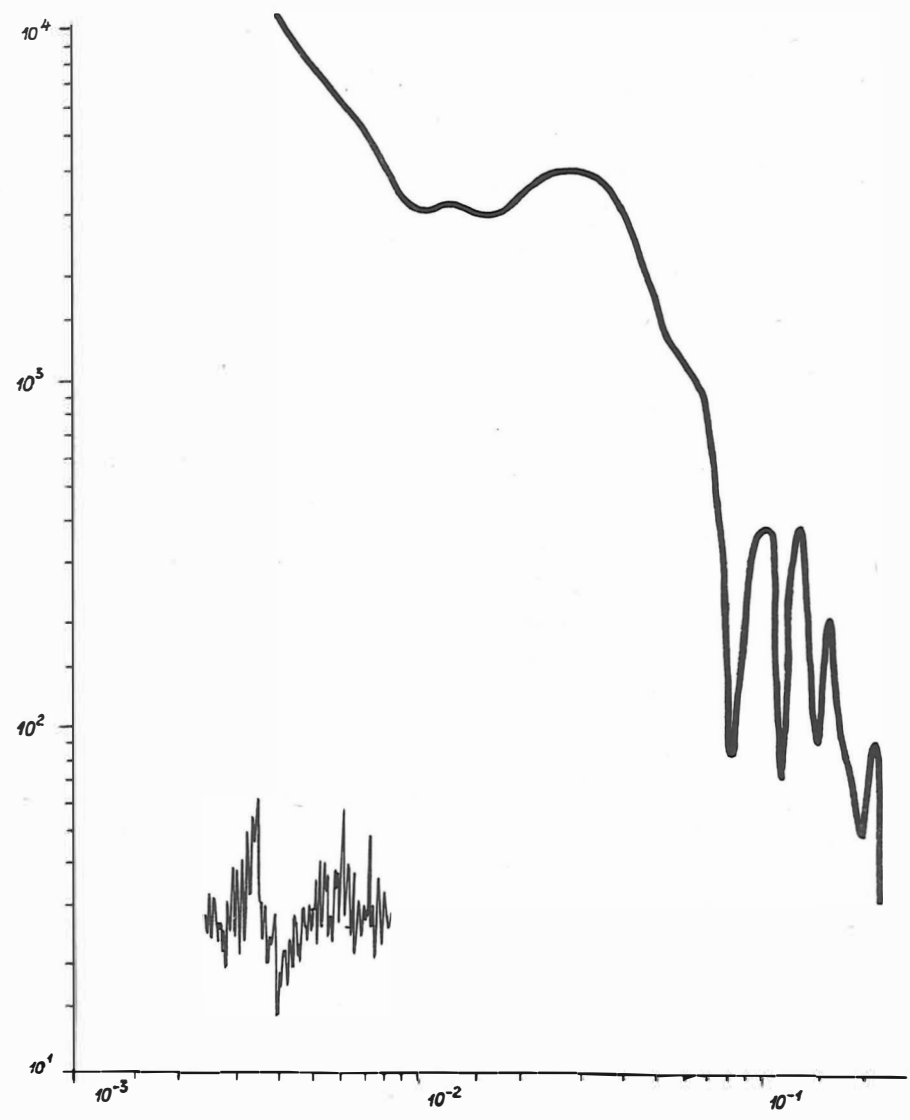


Рис. 7. Амплитудный спектр волны pP; вертикальная компонента

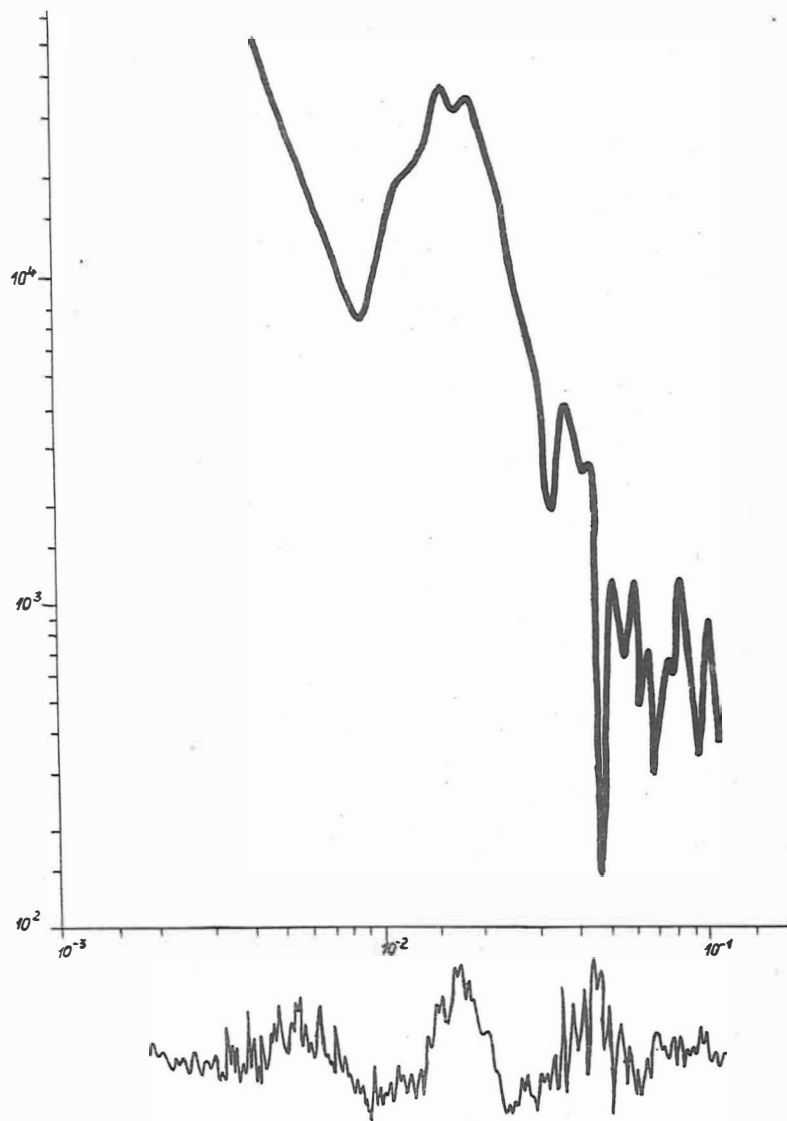


Рис. 8. Амплитудный спектр волны S; компонента СЮ

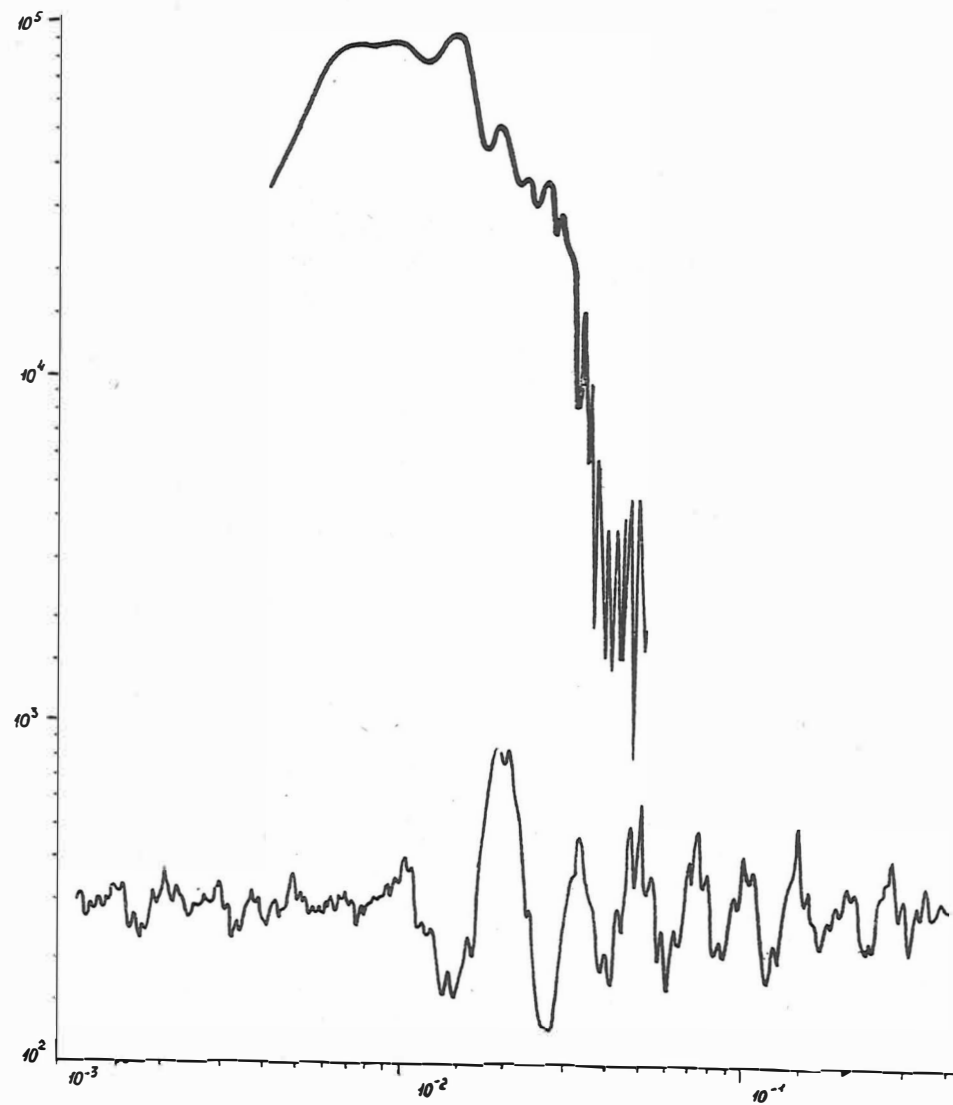


Рис. 9. Амплитудный спектр волны РЕЛЕЯ; вертикальная компонента

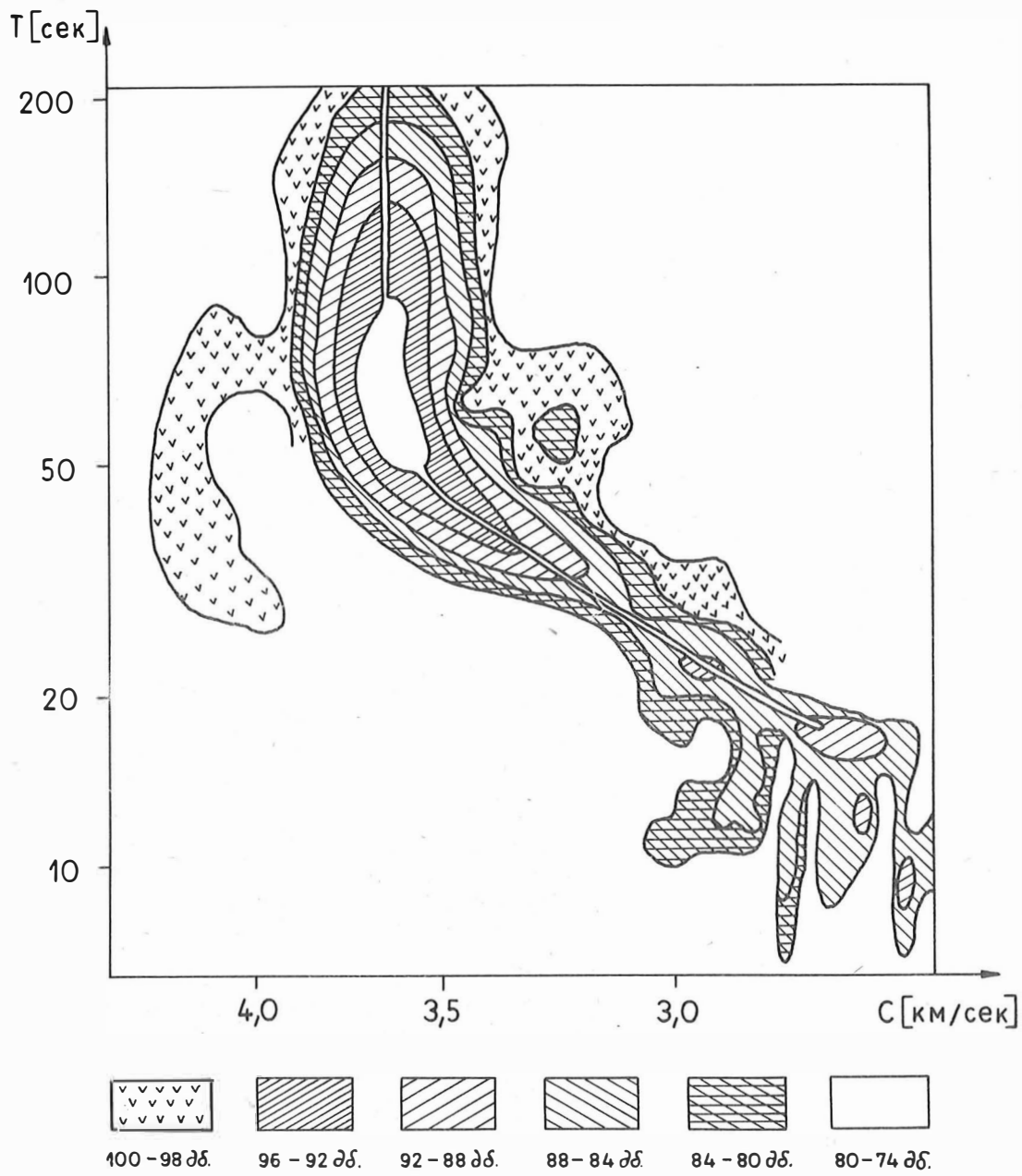


Рис. 10. Пример спектрально-временного анализа

3.4. Расчет спектрально-временных диаграмм

Комплексные массивы $\{S(\nu_1)\}$ могут использоваться для спектрально-временного анализа записей. Для этого после получения массивов $\{S(\nu_1)\}$ они подвергаются обработке при помощи блока "СВАН". На выходе мы имеем спектрально-временную диаграмму СВАН от исследуемой волны; управляя параметром α можно настраивать блок СВАН на оптимальное выделение сигналов или измерение их параметров с минимальными систематическими искажениями.

На Рис. 10 приведен пример спектрально-временного анализа волны РЕЛЕЯ той же записи землетрясения 24/XI-71 г. На плоскости период - время уверенно определяется область повышенных значений амплитуд сигнала, что позволяет весьма аккуратно оценить групповую скорость сигнала.

Литература

- [1] БАШИЛОВ, И.П.; и др. Система магнитной цифровой регистрации и обработки сейсмических сигналов "Треугольник". Изв. АН СССР, Физика Земли (в печати)
- [2] ДАРАГАН, С.К. Импульсная калибровка и контроль сейсмического канала. Сб. Методы и программы для анализа сейсмических наблюдений (Вычислительная сейсмология, вып. 3). Москва: "Наука" 1967
- [3] ЛАНДЕР, А.В.; и др. О спектрально-временном анализе колебаний. Сб. Вычислительные и статистические методы интерпретации сейсмических данных (Вычислительная сейсмология, вып. 6). Москва: "Наука" 1973
- [4] ОСАДЧИЙ, А.П.; ДАРАГАН, С.К. Аппаратура "КОД" для многоканальной цифровой регистрации сейсмических сигналов. Сб. Работы по машинной интерпретации сейсмических волн (Вычислительная сейсмология, вып. 2). Москва: "Наука" 1973
- [5] ПОГРЕБИНСКИЙ, Г.А. Методы спектрального и спектрально-временного анализа, синтеза и фильтрации сейсмических колебаний на ЭВМ. Экспресс-информация ВИЭМС МГ СССР, Серия региональная, разведочная и промысловая геофизика (1972) 15

Об аппаратурном оснащении опорных станций "КАПГ"
и обобщении данных их наблюдений

З.И. АРАНОВИЧ, А.И. ЗАХАРОВА, Н.В. КОНДОРСКАЯ, Г.А. КУДРЯВЦЕВА ¹⁾

Summary

An analysis of the actual equipment of the base stations of the "KAPG" member-countries has been carried out. Problems of standardization and unification of observations by standard instruments and also some questions of development of observation systems and of combined data processing have been considered. As a result, 50 per cent of the base stations of "KAPG" have standard amplitude-frequency responses of A type and all the stations have those of B type. Beginning in 1970, instruments of C type with a performance similar to that of the PRESS-EWING devices were installed at 15 stations (Table 1). The problem of a possibility to proceed in modern practice to data processing by sub-systems of stations equipped with C-type instruments and disposed along sections or in triangles (PUL - OBN - SIM; PUL - OBN - TIF; LVV - KIS - SIM - BKR; SIM - OBN - LVV; SIM - OBN - KIS) has been considered (Fig. 2). The following sub-systems of seismic stations with the participation of other countries are suggested: the section TIF - SIM - KIS - KRA - MOX; the triangles KIS - WAR - BUD; WAR - MOX - BUD; WAR - OBN - PUL. The dynamic range of instruments of B and C types when $V_m \approx 10^3$ has been found to be inadequate for recording of P waves from earthquakes of magnitude $m_{PF} = 7$ at epicentral distances 20° to 40° . In this connection lowered sensitivity channels (LSC) are proposed to be brought into use at least in instruments of B type with decrease $\beta \geq 10$. Statistical analysis of the order of arrivals of seismological information from the "KAPG" base stations (SOF, BUD, PVL, MOX, KRA, WAR, PRU, CLL) to the Treatment Centre and of the consistency of the data with those of the summary treatment have been made. Table 2 (columns 3, 4, 5, 7, 9, 11) shows the percentage of earthquakes for 1968 to 1973 in localization of which each of the stations has taken part (the total number of earthquakes with $M \geq 6.0$ given in the Operative Seismological Bulletin for these years is taken as 100 per cent). The same data for earthquakes with $M \geq 6.5$ are given in columns 6, 8, 10, 12 of this table. The example of data arrivals from SOF to the Centre during two months - 28 Dec. 1973 through 25 Feb. 1974 is shown in Table 3. Comparison of data corresponding to $M \geq 6.0$ and $M \geq 6.5$ of Table 2 and Tables 2 and 3 for SOF shows that the participation percentage in the Operative Seismological Bulletin does not depend on the threshold sensitivity of the station, but only on the regularity of the information arriving to the Centre, i.e. information can be used if it arrives to the Centre no later than 3 days after event occurrence. In Table 5 the mean deviations \bar{f}_k and $\bar{\delta}m_{PF}$ for near (Mediterranean) and far (Japanese) earthquakes are shown; n = number of events. The values of f_k are within ± 1 s, $m_{PV} = 0.2$ to 0.3 units of magnitude; evidence is given for consistency between the station data and those of the summary treatment.

¹⁾ Институт физики Земли АН СССР, Москва Д-242, Б. Грузинская 10

1. Введение

В настоящее время на территории стран-участниц "КАПГ" сформирована и функционирует опорная сеть сейсмических станций "КАПГ", включающая 30 сейсмических станций, в том числе 21 станция СССР, 2 - БНР, 2 - ВНР, 2 - ГДР, 2 - ПНР, 1 - ЧССР. В соответствии с рекомендациями региональных Совещаний КАПГ, опорные станции должны быть оснащены аппаратурой со стандартными характеристиками типов "А" и "В"[1]. На ряде опорных станций в соответствии с задачами по изучению внутреннего строения Земли установлены также длиннопериодные приборы типа "С" (Рис. 1). Координация работ по аппаратурному оснащению опорных станций "КАПГ", по унификации частотных характеристик и первичной обработке данных осуществляется в рамках рабочей группы 4.1. Целью настоящего доклада является анализ современного оснащения сейсмических станций "КАПГ", состояние и проблематика стандартизации и унификации наблюдений на типовой аппаратуре, некоторые вопросы развития системы наблюдений и сводной обработки данных.

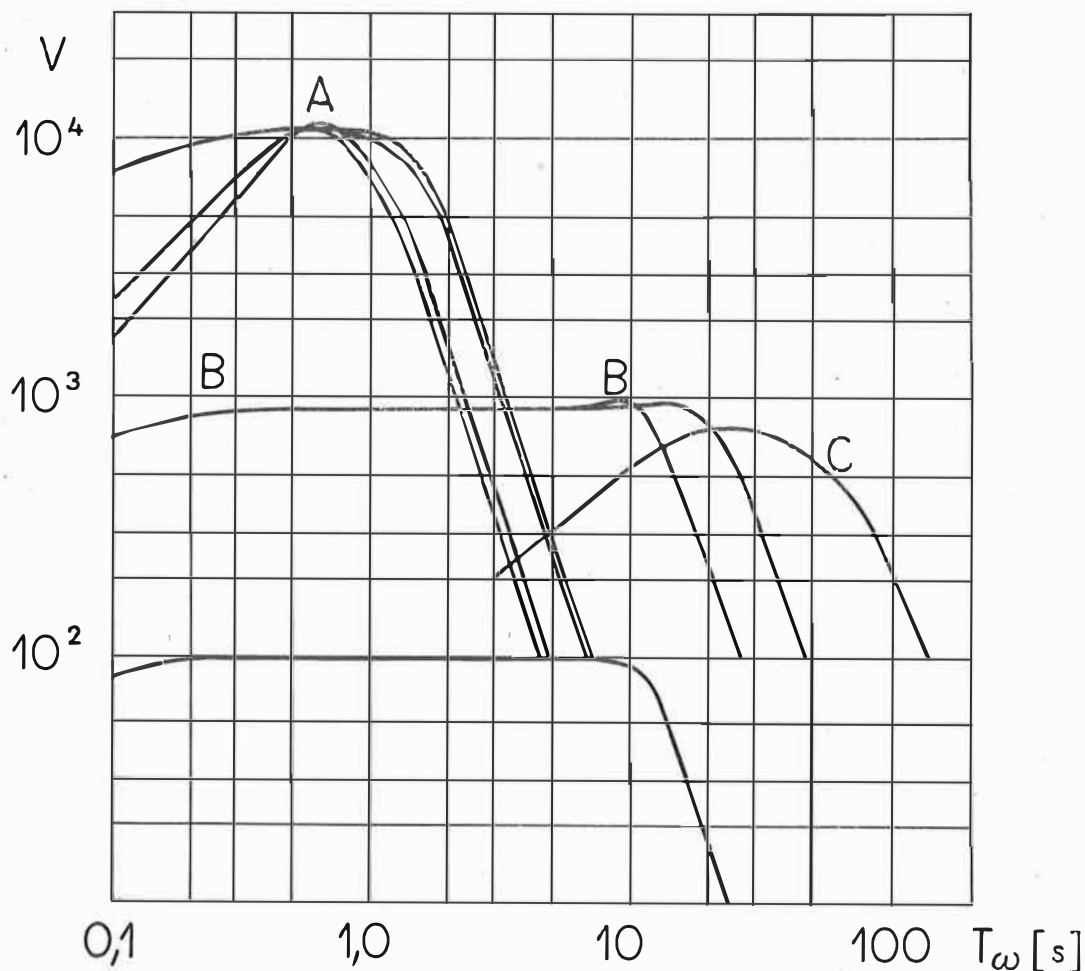


Рис. 1. Пример стандартных амплитудно-частотных характеристик приборов типов "А", "В", "С" и КЛЧ приборов типа "В"

2. Состояние и проблематика аппаратного оснащения опорных станций стран-участниц "КАПГ"

За последние 5 лет оснащение сейсмических станций развивалось как в направлении стандартизации характеристик типа "А" [2, 3], так и расширения частотного и динамического диапазонов аппаратуры, путем внедрения приборов типа "С" и каналов пониженной чувствительности приборов типа "В" (см. Табл.1).

Так, в соответствии с рекомендациями "Инструкции по стандартизации амплитудно-частотных характеристик высокочувствительных короткопериодных сейсмографов" (Москва 1968) на 50 % опорных станций, оборудованных приборами типа "А", были стандартизованы характеристики. Как видно из таблицы, характеристики IУ типа имеются на пяти сейсмических станциях, I типа - на четырех и на двух станциях соответственно характеристики II и III типов.

С 1970 года началось активное внедрение приборов типа "С" с характеристикой аналогичной сейсмографам ПРЕССА-ЮИНГА. При этом в основу плана внедрения вошли предложения, намеченные "Проектом исследования верхней мантии Европы по длиннопериодным сейсмическим наблюдениям".

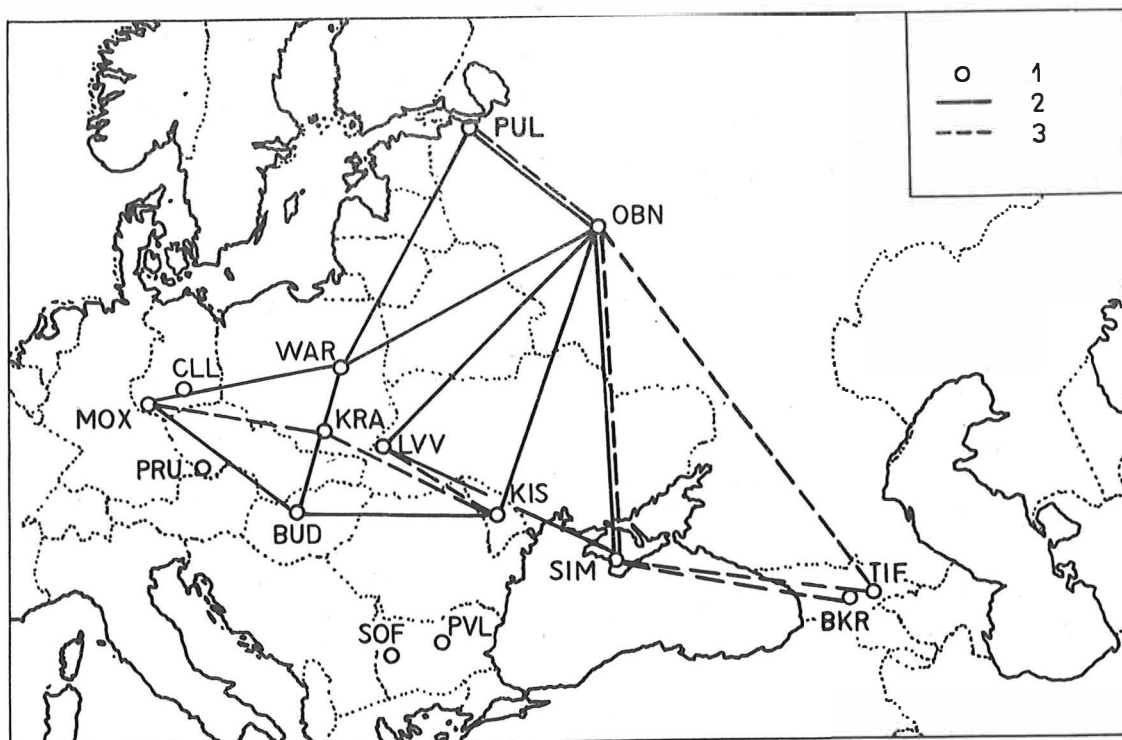


Рис. 2. Система наблюдений приборами типа "С" (треугольники и профили)
 1 - Опорные станции "КАПГ"
 2 - система наблюдений - треугольники
 3 - профили

Табл. 1

№	Название станций	Страна	Тип аппаратуры			К П Ч	
			А	В	С	В	С
1	2	3	4	5	6	7	8
1.	Москва ^{х)}	СССР	-	+	+	+	-
2.	Апатиты	СССР	23 000	+	-	+	-
3.	Ашхабад	СССР	10 000	+	-	-	-
4.	Бакуриани	СССР	IV 50 000	+	+	+	+
5.	Владивосток	СССР	I 30 000	+	-	+	-
6.	Гарм	СССР	40 000	+	+	+	-
7.	Закаменск	СССР	IV 50 000	+	-	-	-
8.	Кировабад	СССР	IV 50 000	+	-	+	-
9.	Кишинев ^{х)}	СССР	-	+	+	+	-
10.	Львов	СССР	-	+	+	+	-
11.	Петропавловск	СССР	I 25 000	+	+	+	-
12.	Пулково ^{х)}	СССР	-	+	+	+	-
13.	Симферополь	СССР	II 10 000	+	+	+	-
14.	Сочи	СССР	10 000	+	-	+	-
15.	Талгар	СССР	80 000	+	-	+	-
16.	Ташкент ^{х)}	СССР	-	+	-	+	-
17.	Тбилиси ^{х)}	СССР	-	+	+	+	-
18.	Ужгород	СССР	45 000	+	-	+	-
19.	Фрунзе	СССР	III 25 000	+	+	+	-
20.	Ю. Сахалинск	СССР	I 33 000	+	+	+	-
21.	Якутск	СССР	40 000	+	-	+	-
22.	София ^{х)}	ВНР	-	+	-	-	-
23.	Павликены	ВНР	60 000	-	-	-	-
24.	Будапешт	ВНР	64 000	+	+	+	-
25.	Эшвафе	ВНР	70 000	-	-	-	-
26.	Мокса	ГДР	IV 27 000	+	+	-	-
27.	Коллмберг	ГДР	IV 60 000	+	-	-	-
28.	Варшава ^{х)}	ПНР	-	-	+	-	-
29.	Краков	ПНР	I 25 000	-	+	-	-
30.	Пругонице	ЧССР	40 000	+	-	-	-

х)

На сейсмостанциях "Москва", "Кишинев", "Львов", "Пулково", "Ташкент", "Тбилиси", "София", "Варшава" нецелесообразно устанавливать аппаратуру типа "А" из-за высокого уровня промышленных помех.

Как видно из Табл. 1, приборы типа "С" установлены на 15 станциях "КАП", в том числе на 11 станциях расположенных в Европейской части региона. Проведенный анализ возможностей сети станций оборудованных приборами типа "С" [4] свидетельствует о том, что уже в настоящее время следует совместно с группой 1.3 "КАП" приступить к обработке сейсмологической информации по подсистемам станций (профили и треугольники). Примером таких подсистем в СССР являются профили: PUL-OBN-SIM; PUL-OBN-TIF; LVV-KIS-SIM-BKR и треугольники: SIM-OBN-LVV; SIM-OBN-KIS (Рис. 2).

Кроме этого можно было бы предложить следующие подсистемы сейсмических станций с участием других стран: треугольники "Варшава" - "Обнинск" - "Пулково"; "Кишинев" - "Варшава" - "Будапешт"; "Варшава" - "Мокса" - "Будапешт" и профиль: "Тбилиси" - "Симферополь" - "Кишинев" - "Краков" - "Мокса".

Вместе с тем внедрение приборов типа "С" выдвинуло ряд специфических задач по унификации характеристик, усилению помехозащищенности приборов этого типа и изучению источников длиннопериодных шумов.

В связи с этим в рамках рабочей группы 4.1 в течение последующих двух лет поставлена задача силами специалистов ГДР и СССР подготовить руководство по установке и эксплуатации длиннопериодных сейсмических приборов. В основу этого руководства будут положены "Предварительная инструкция по установке и эксплуатации комплекта длиннопериодных сейсмографов СКД в канале с гальванометрами СП-4 (комплект СД-1)" (СССР) и "Руководство по калибровке и определению параметров длиннопериодного сейсмографа SSJ-1" (ГДР).

Известным фактом в практике наблюдений является то, что при регистрации землетрясений больших магнитуд значительная часть записи из-за недостаточного динамического диапазона фотогальванометрической регистрации становится нечитаемой.

Анализ возможностей регистрации приборов типа "В" и "С" [1, 4] свидетельствует о том, что динамического диапазона этой аппаратуры при $v_m \approx 10^3$ не хватает даже при регистрации волн Р землетрясений с магнитудой $m_{PV} = 7$ для эпицентральных расстояний $20^\circ - 40^\circ$.

В рамках существующей аппаратуры выходом из положения является внедрение каналов пониженной чувствительности (КПЧ) по меньшей мере на приборах типа "В" с заглублением $\beta \geq 10$. Из опыта сейсмической сети СССР достаточно использовать демпфирующие катушки сейсмографов с выходом на дополнительные гальванометры через специально подобранные цепи с коэффициентами связи, близкими к нулю [5].

В качестве регистратора можно использовать либо отдельный регистр, либо вывести дополнительный четвертый канал на основной регистр. В частности, в СССР для внедрения КПЧ разработан специальный регистр ждущего режима РЗЗ, который включается от станционного автомата амплитудного превышения и автоматически выключается через 30 мин. Запись производится на рулонной фотобумаге тремя гальванометрами типа ГБ [7].

К сожалению, рекомендации регионального совещания в Иене (1968 год) в части установки КПЧ на станциях для большинства стран-участниц оказались невыполненными. В то время, как в СССР КПЧ установлены на 19 из 21 станций, в других странах КПЧ установлен лишь на станции Будапешт.

Для повышения уровня унификации сейсмологических материалов в течение 1974 года необходимо внедрить на опорных станциях "КАПГ" подготовленное руководство "О порядке производства и обработки наблюдений на опорных сейсмических станциях стран-участниц "КАПГ", а также наладить периодическую публикацию параметров, амплитудно-частотных и фазовых характеристик приборов станций "КАПГ". Первый выпуск такого сборника намечен в настоящем году.

Необходимо отметить, что в последние годы в СССР, ГДР и ЧССР проводятся интересные исследования по разработке и опробованию длиннопериодных сейсмометрических каналов, как на традиционной основе (сейсмометр в комплекте с длиннопериодным гальванометром с периодом $T_g \approx 300$ сек), так и на базе длиннопериодных электронных сейсмографов с цифровой регистрацией. Это направление представляется актуальным и перспективным.

3. Вопросы обобщения материалов наблюдений при составлении Оперативного Сейсмологического Бюллетеня

Оперативный Сейсмологический Бюллетень, выпускаемый Центром, является ежедекадным периодическим изданием, в котором помещаются первые результаты сводной обработки данных, поступающим с ряда сейсмических станций. Оперативная выдача информации из Центра подразумевает оперативное поступление исходных данных с достаточного количества станций в Центр. Был проведен соответствующий анализ для ряда опорных станций "КАПГ": София, Павликены, Будапешт, Мокса, Коллмберг, Варшава, Краков, Пругоницы.

В Табл. 2 (столбцы 3, 4, 5, 7, 9, 11) показан процент землетрясений, в определении координат эпицентров которых каждая из рассматриваемых станций принимала участие (за 100 % принято общее количество землетрясений с $M \geq 6,0$, для которых опубликованы соответствующие сведения в Оперативном Бюллетене за 1968 - 1973 гг.).

Табл. 2

№	Станция	1968 г.		1969 г.		1970 г.		1971 г.		1972 г.		1973 г.	
		3	4	5	6	7	8	9	10	11	12		
1.	Соф	25	25	48	51	57	61	55	77	57	74		
2.	Пвл	0	0	0	0	0	0	40	42	46	59		
3.	Буд	39	16	8	8	0	0	3	3	27	19		
4.	Мок	85	77	87	87	81	91	92	100	89	85		
5.	Клл	85	75	89	95	79	91	86	97	87	93		
6.	Вар	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
7.	Крк	47	89	84	90	86	91	84	100	83	85		
8.	Прг	74	39	17	18	11	3	71	90	67	64		

Наиболее высокий и стабильный во времени % участия в Оперативном Бюллетене имеют станции Мокса, Коллимберг и с 1969 г. - Краков; наименьший - Павликены и Будапешт; совсем не участвует в сводной обработке ст. Варшава. Чтобы установить, влияет ли фактор пороговой чувствительности станций на % их участия в Оперативном Бюллетене, данные по землетрясениям с $M \geq 6$ (столбцы 3, 5, 7, 9, 11 в Табл. 2) были сравнены с таковыми по $M \geq 6,5$ (см. столбцы 4, 6, 8, 10, 12 в Табл. 2), которые регистрируются всеми станциями Земного Шара с увеличением не ниже 1000. Как видно, количество сводок возросло значительно лишь в нескольких случаях, следовательно причину нужно искать не в этом, а в отсутствии необходимой оперативности поступления сводок со станций в Центр.

При сводной обработке данных станций, поступающих в Центр, используется лишь та часть информации (полезная информация), которая охватывает срок в трое суток с момента регистрации станциями землетрясений. В силу специфики работы Центра запоздавшая информация не используется.

В Табл. 3 помещен пример, показывающий прохождение информации со станции София и использование её для сводной обработки за период с 24 XII-1973 г. по 25 февраля 1974 г.

Табл. 3

День приема сводки	За какое время поданы сведения	Полезная информация	Неиспользуемая информация	Примечание
1	2	3	4	5
4.I.1974 г.	24.XII.73 - 3.I.74 г.	1.-3.I.74 г.	24.-31.XII.73 г.	
8.I.	5.-7.I.	5.-7.I.	-	
11.I.	8.-10.I.	8.-10.I.	-	
15.I.	11.-12.I. 13.-14.I.	12.I.	11.I.	нет сведений
22.I.	15.-18.I. 19.-20.I.	-	15.-18.I.	нет сведений
25.I.	21.-24.I.	22.-24.I.	21.I.	
5.II.	25.I.-4.II.	2.-4.II.	25.I.-1.II.	
8.II.	5.-7.II.	5.-7.II.	-	
12.II.	8.II. 9.-11.II.	-	8.II.	нет сведений
15.II.	12.-14.II. 15.II.	12.-14.II.	-	нет сведений
19.II.	16.-19.II. 20.II.	16.-19.II.	-	нет сведений
26.II.	22.-25.II.	23.-25.II.	22.II.	

Как видно из таблицы, "полезными" оказались лишь сводки за 29 дней и неиспользуемыми за 24 дня из общего количества за 53 дня, т.е. соответственно 55 % и 45 % (сравним с 55 - 57 % участия ст. София в Табл. 2 за 1971 - 1973 гг.).

В Табл. 4 показан процент полезной информации относительно всей поступившей в Центр за январь-февраль 1974 г. с 7 опорных станций "КАПГ".

Табл. 4

Станция	Соф	Пвл	Буд	Мок	Клл	Крк	Прг
Полезная информация	55 %	53 %	29 %	60 %	70 %	34 %	58 %

Несколько больший процент участия в сводной обработке таких станций, как Мокса, Коллмберг и Краков (сравнение Табл. 4 и 2) свидетельствует лишь о том, что Центр вынужден использовать информацию за больший период чем 3 суток, прошедших со времени возникновения землетрясения, что естественно приводит к увеличению сроков выпуска Оперативного Бюллетеня.

Аналогичный анализ был проведен для ряда региональных станций, присылающих оперативные сводки в Центр, таких как Рацибуж, Кашперские Горы, Кырджали, Димитровград. По данным 1973 года лучшими из них являются станции Кашперские Горы и Кырджали соответственно 75 % и 45 % участия в обработке.

Для опорных станций, принимающих наибольшее участие в Оперативном Бюллетене, был проведен статистический анализ согласованности их данных с данными сводной обработки. Для станций "Коллмберг", "Мокса", "Краков" и "Пругоницы" с этой целью рассматривались как отклонения от годографа ДЖЕФРИСА-БУЛЛЕНА f_k , так и динамические невязки δm_{PV} .

В Табл. 5 помещены осредненные значения f_k и δm_{PV} для двух случаев расположения очагов землетрясений относительно регистрирующих станций - близкого (район Средиземноморья) и удаленного (район Японии); n - число землетрясений, по которому проводилось осреднение.

Табл. 5

Станция	Средиземноморье				Япония			
	f_k [сек]	n	δm_{PV}	n	f_k [сек]	n	δm_{PV}	n
Клл	+0,6	214	-0,2	28	-0,1	76	0	47
Мок	+0,7	192	-0,3	19	+0,4	67	-0,2	57
Прг	+1,0	66	-0,2	6	+0,7	66	0	45
Крк	+0,2	182			+0,1	70		

Погрешности осреднения невелики - для f_k не превышают $\pm 0,25$ сек, для δm_{PV} - $\pm 0,1-0,15$ единиц m_{PV} . Следует отметить, что по всем указанным станциям знак f_k положителен, что говорит, по-видимому, о несколько меньших скоростях распространения сейсмических волн, чем это принято в модели ДЖЕФФРИСА.

Динамические невязки δm_{PV} малы, их величины находятся в пределах точности осреднения.

4. Заключение

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. За последние пять лет в сети опорных сейсмических станций "КАП" достигнуты успехи в стандартизации характеристик приборов типа "А".
2. Существенно расширена сеть станций, оснащенных приборами типа "С". На многих станциях в два раза расширен частотный диапазон приборов типа "В", за счет внедрения сейсмометров СКД.
3. Ряд опорных станций постоянно и на хорошем уровне участвует в сводной обработке (Коллмберг, Мокса, Краков, Павликены, София, Пругонице). Из состава региональных станций, присылающих информацию в Центр, следует отметить станцию "Кашперские Горы".
4. Установлена хорошая согласованность данных станций Клл, Мок, Пвл, Крк с данными сводной обработки - отклонения от годографа ДЖЕФФРИСА-БУЛЛЕНА не превышает 1 сек; динамические невязки $\delta m_{PV} = 0,2-0,3$ единиц m_{PV} .
5. В ближайшие годы необходимо внедрить каналы пониженной чувствительности по меньшей мере на приборах типа "В" следует также рекомендовать продолжать работу по стандартизации амплитудно-частотных характеристик типа "А".
6. Следует обратить внимание на необходимость оснащения приборами типа "В" станций "Павликены", "Ешвафе", "Варшава", "Краков".
7. В рамках сотрудничества с рабочей группой 1.3 "КАП" необходимо также организовать обработку материалов регистрации приборами типа "С", дополняя по необходимости этими приборами сейсмические станции стран-участниц "КАП". В связи с этим следует также ускорить подготовку "Руководства по установке и эксплуатации длиннопериодных сейсмометрических каналов".
8. Обратит внимание национальных представителей Подкомиссии № 4 "КАП" на необходимость обеспечения должной оперативной передачи и приема информации со станций в Центр обработки.

Литература

[1] АРАНОВИЧ, Э.И.;
КОНДОРСКАЯ, Н.В.

Состояние и некоторые вопросы развития производства и обобщения наблюдений опорных станций стран-участниц "КАП". Сб. "Vorträge der KAPG-Tagung", Jena 1968.

Berlin: Akademie-Verlag 1969

- [2] АРАНОВИЧ, З.И.;
КОРЧАГИНА, О.А.;
КУДРЯВЦЕВА, Г.А. О стандартизации амплитудно-частотных характеристик сейсмографов повышенной чувствительности. Сб. "Аппаратура и методика сейсмометрических наблюдений".
Москва: "Наука" 1967
- [3] ARANOVICH, Z.I.;
KORCHAGINA, O.A.;
TOBYAS, V. A proposition of the standardization of amplitude characteristics of short-period highly sensitive seismographs.
Studia geophys. et geod. 12 (1968) 1
- [4] АРАНОВИЧ, З.И.;
СТАРОВОИТ, О.П. Современное состояние наблюдений длиннопериодной аппаратурой СД-1 в СССР.
Изв. АН СССР, Физ. Земли (1974) (в печати)
- [5] АРХАНГЕЛЬСКИЙ, В.Т.;
и др. Аппаратура и методика наблюдений на сейсмических станциях СССР.
Москва: Изд. АН СССР 1962
- [6] КОНДОРСКАЯ, Н.З.;
АРАНОВИЧ, З.И. Методические основы оптимизации системы сейсмических наблюдений.
Изв. АН СССР, Физ. Земли (1971) 7
- [7] ... Информационный справочник по сейсмической аппаратуре. Выпуск II.
Москва (ротопринт) 1970

New Method of Recording of Seismic Events

by

D. ALEKSANDROWICZ ¹⁾Summary

In the paper a discussion is presented on different methods of recording used in seismological stations. The author proposes to apply a method of pulse duration modulation for recording of seismic events. Results obtained by the specially designed system and further possibilities are discussed.

¹⁾ Institute of Geophysics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland

Digital Data Recording and Processing at the Hagfors Observatory

by

O. DAHLMAN ¹⁾Summary

This paper presents the Hagfors Seismological Observatory in Sweden. The digital data acquisition system, the data analysis routines, the available bulletin, and time series data are discussed. The paper also shortly outlines the detection of the location and the identification capability of the Observatory for seismic events in different regions.

¹⁾ Hagfors Observatory, FOA 478, S-10450 Stockholm 80, Sweden

The Seismological Station of Moxa

by

CHRISTIAN TEUPSER ¹⁾Summary

The history of building and the geological situation of Moxa station are presented. The buildings and the equipments of the station are described in detail, especially regarding the installed seismographs and their frequency responses.

Zusammenfassung

Die Baugeschichte und die geologische Lage der Station Moxa wird dargestellt. Dabei erfolgt eine ausführliche Beschreibung der Gebäude und der technischen Einrichtungen der Station. Auf die installierten seismischen Geräte und ihre Frequenzcharakteristiken wird besonders eingegangen.

We are going to finish our symposium now. Thanks to your active co-operation we heard a lot of interesting scientific contributions and had important conferences during the last days. Though informing about new scientific results and knowledges is the main purpose of a symposium, there shall be opportunities of deepening amicable connections existing and entering into new relations. A jubilee is very suitable for this end because the guests are buoyant. We will follow a good tradition by joining the participants of our symposium in an excursion. Though many of you have been to the destination of our excursion, the Moxa station, nevertheless we have chosen it because the station has been celebrating an anniversary, too. It started its work on January 1st, 1964. On this occasion, my paper is intended to give not only an introduction into the excursion, but we also want to recall the years of its rise and operation to our mind.

The new building of our seismological station was planned by Prof. KRUMBACH in the middle of the fifties, together with the new structure of the Institute in the Burgweg. The fast development of seismology has demanded sites for a new station, which this first project did not offer any longer. The installation of highly sensitive and long-period seismographs at Jena could not be recommended. The demand of records of such modern instruments and the shortage of rooms in the old station in the Fröbelstieg involved a new building. So, a suitable site was looked for shortly after Prof. MARTIN's entering office. This site should be far from disturbing noise

¹⁾ Central Earth Physics Institute of the Acad. of Science of the GDR, part Jena, 69 Jena (GDR), Burgweg 11

sources, however, it was to be reached by car easily and to have a suitable geological underground. As the place was intended to be not too far from Jena, either, the search was not easy. In autumn 1956 a compromise of all these demands was found in co-operation with Prof. DEUBEL, an excellent expert of the geology of Thuringia. We chose the valley of the Silberleite near the village of Moxa, 32 km south of Jena. This site meets the mentioned purposes fairly well, the expense for the connection with electric power and telephone being not too high. Last not least, we had found a steep slope, in which a tunnel for the planned strain seismograph could be built. It was a happy coincidence that this slope was in N—S direction so that the building of the station could be erected exactly in the main quarters.

Let us have a look at the geological situation now. The chosen site is in the region of Lower Carboniferous (Ziegenrucker Kulmmulde) of the Thuringian-Franconian Slate Mountains, about 5 km south of its margin, within the intensively folded, cleaved and jointed basement. This region, the Thuringian Forest and the Thuringian-Franconian Slate Mountains, is part of the Middle European Variscan orogen, and within these mountains it is part of the Saxo-Thuringian Zone, which got its main folding during the Sudetic phase. In the surroundings of Moxa station we find only thick series of slates and graywackes of Lower Carboniferous. The foundation on rocks of the Variscan basement has the advantage that you have not to take into account influencing of the seismic energy by the evaporites of Upper Permian as you would have to at Jena (Fig. 1).

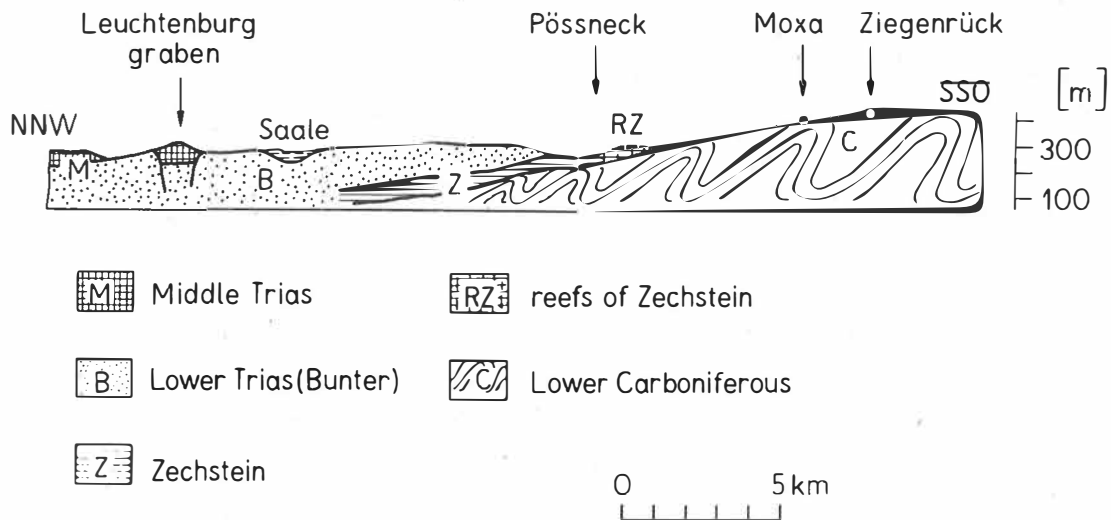


Fig. 1. Tectonical section

After the site had been chosen, experimental measurements were carried out in the same year and the time of planning started, which was finished by the final project in 1959. According to this project, a building was to be erected offering suitable rooms for the installation of seismographs and photographic recorders. A tunnel, which was intended for taking up the strain seismographs with about 25 m length in N-S and E-W direction, had to be built. Near the station a house for the operator and his family with living and bed rooms for the staff from Jena had to be erected. In 1960 the building of the tunnel was started. It first was to be built for about 30 m in E-W direction and was to turn in N-S direction then. As we met a fault in the beginning, we elongated the E-W tunnel by 15 meters so that we get an air lock of this length in front of the strain seismographs, yielding a better isolation against thermal disturbances. In the same year we built a well of our own because a connection with the public water supply was not possible. At the end of 1960 the building of a new road was initiated. It was to lead from the road Moxa - Schmorda passing the dwelling-house to the station (Fig. 2).

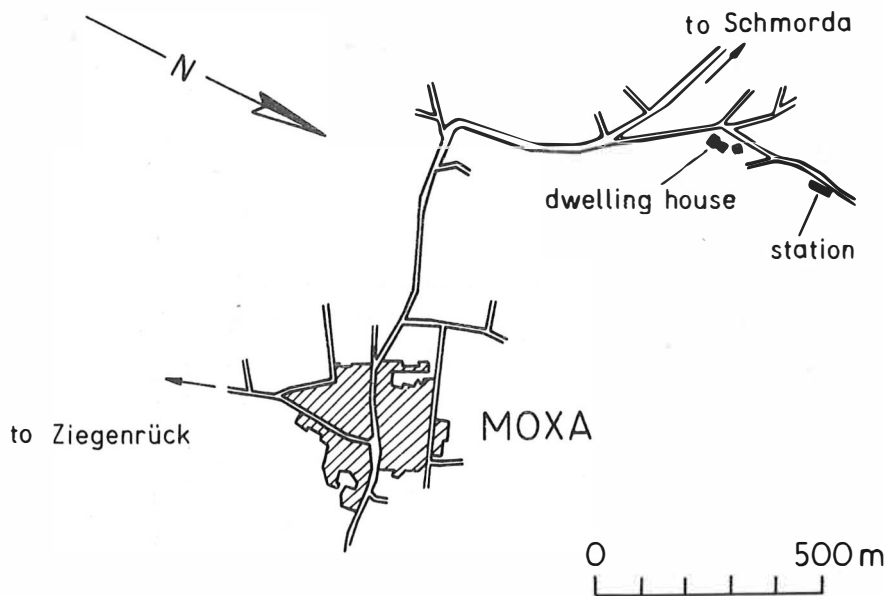


Fig. 2. Plan of the site

For its line we also used material which was provided by the tunnel building. In 1961 the erecting of the dwelling-house was the main task; it was finished in 1962. In October 1962, shortly after the assembly of the ESC held at Jena, the operator and his family could move into the house. In the same year the construction of the station building had been started. The indoor equipment with electric installation and air conditioning was started in the winter 1962/63. This air conditioner has the task to get fresh air into the tunnel and the rooms of seismographs and to

reduce humidity in these rooms. The temperature of about 10°C in the seismograph rooms and of about 8°C in the tunnel is about the natural temperature in rocks. At last the station was finished. The first instruments were immediately installed and test registrations were started.

On January 1st, 1964, the station started work officially and was taken up in the world network. During the last ten years only one essential enlargement was made by erecting a building with a standby supply of 60 kW in 1966. This equipment is needed because the energy supply is susceptible to breaking down due to thunderstorms as well as heavy snowfalls.

The exact co-ordinates of the station are

$$\lambda = 11^{\circ} 36' 58'' \text{ E}, \quad \varphi = 50^{\circ} 38' 46'' \text{ N}, \quad h = 455 \text{ m}.$$

The ground-plan of the station can be seen in Fig. 3.

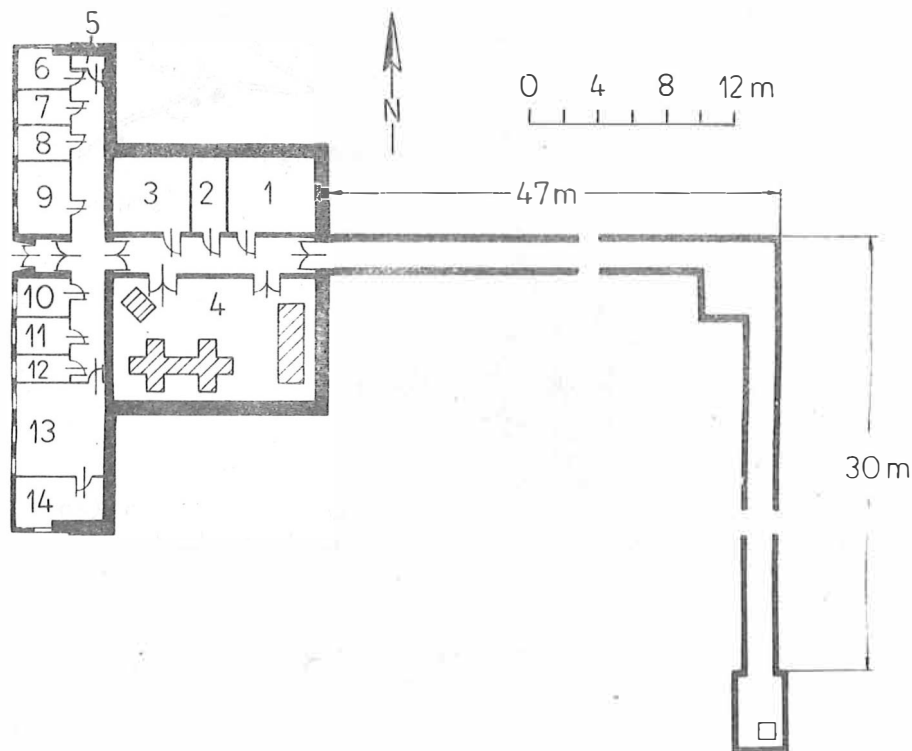


Fig. 3. Ground-plan of the station

In the front part of the building, on the left there are the battery room (5), three recording rooms (6, 7, 8) and the control room (9). Here all electric wires meet, the clocks are compared with the time signal, and last not least our first digital data acquisition systems have been installed here. On the right there are the dark room (10), another recording room (11), the WC (12), and the air-conditioning system (13, 14). Behind these rooms there are the seismograph rooms, which have been covered with a two meters layer of soil for reasons of better thermal isolation. In the large seismograph room (4) the main instruments have been installed. On the left there are another seismograph room (1), the clock room (2) and a room for experiments (3). Behind these rooms there is a tunnel for the strain seismographs. At its end there is a small measuring room for special purposes.

We now shall have a look at the instrumental equipment of the station. In the first years after starting work we still had smoked paper seismographs, two 200 kg after MAINKA and one 1200 kg after WIECHERT. But they are no longer in use, nor are the optical seismographs after KRUMBACH. Only the WIECHERT seismograph can be inspected. Actually, the main instruments of the station are electromagnetic seismographs. All of these are constructions of our own and have mostly been manufactured in our workshop, but the seismographs of the type SKM III have been given to us as a generous present by our soviet colleagues on occasion of our start at Moxa. Mainly you will see the long-period seismographs HSJ-I and VSJ-I [2, 4, 8], tuned to periods of 20 to 30 s, and the short-period seismograph VSJ-II [6] having periods of 0.5 to 2 s.

For recording we use recorders of the type RGJ, the older of which are still equipped with a mechanical governor for stabilizing the paper speed, whereas the modern devices have synchronous motors controlled by a quartz crystal clock. The frequency responses of the instruments are shown in Fig. 4. For all characteristics A, B, C standardized in the socialist countries [1, 12] a complete set of three components is at our disposal. The short-period type A is recording in the range of 0.1 to 1.6s with a magnification of 25,000 (curve 1). In the medium-period range (type B), from 0.1 to 20 s, the magnification is 1,000 (curve 3) and 100 (curve 4) and in the long-period range it is 1,000 (curve 5). Furthermore, one vertical seismograph works in the range of 4 to 20 cps with a magnification of 300,000 [5] (curve 7) and a second one with a characteristic adapted to the noise spectrum and a peak magnification of 100,000 at 1s (curve 2). These two instruments make it possible to detect weak signals and to distinguish between nearby blasts and remote events. A broad-band vertical seismograph with a magnification of 50 in the range of 4 to 250 s (curve 6) is suitable especially for the recording of strong earthquakes [7].

The records of long-period seismographs were often disturbed by non-seismic noises so that a better protection of the instruments against the variations of temperature and air pressure had to be planned. Recently, the instruments were covered by steel containers.

The strain seismographs were started at the close of 1965. Each component consists of 13 pipes of fused quartz with a length of two meters, suspended from tungsten wires [3]. For transducers we first used coil and magnet assemblies connected

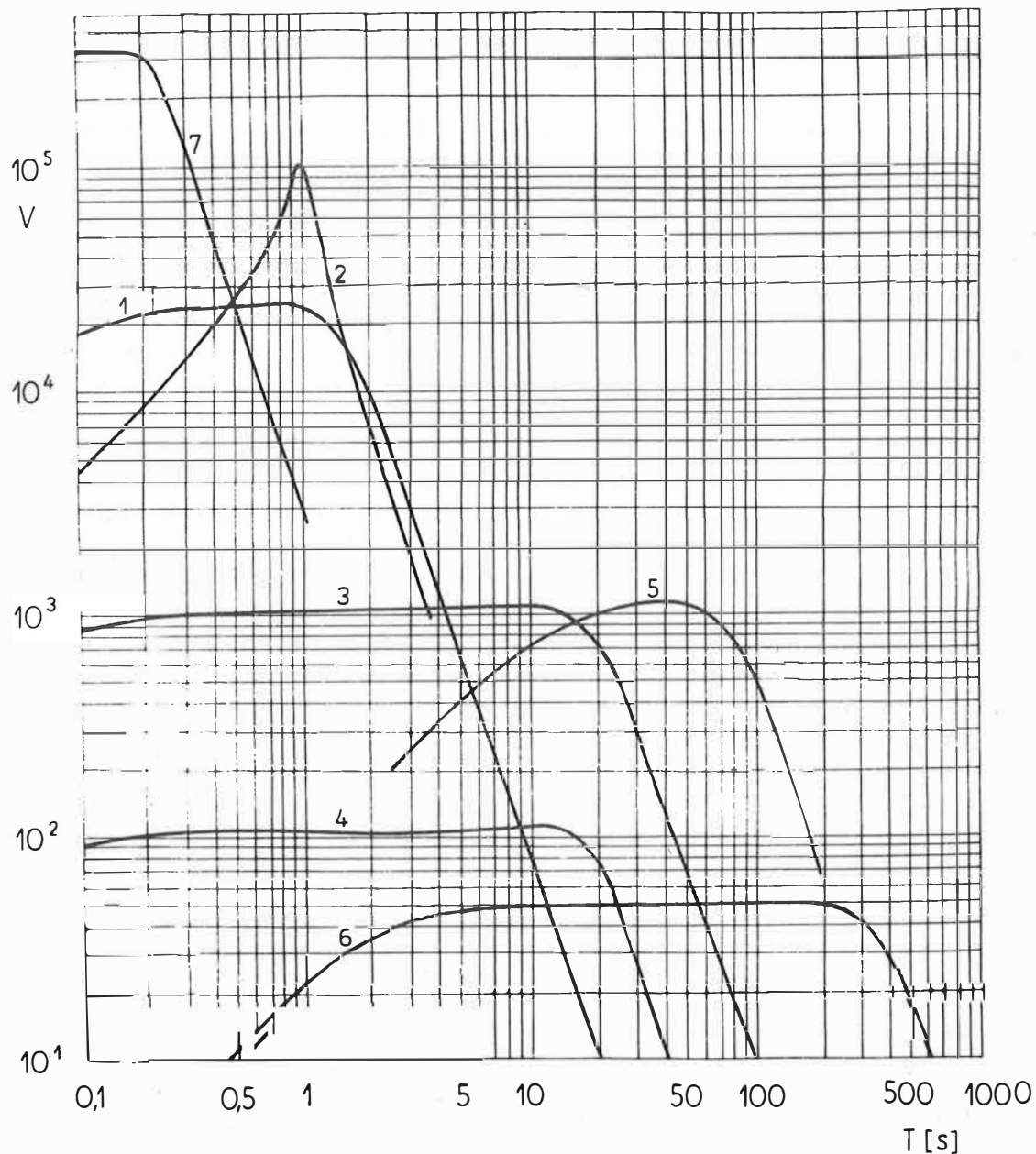


Fig. 4. Frequency responses

with a short- and a long-period galvanometer, respectively. Since 1968 records have exclusively been done by means of long-period galvanometers. In addition to the N—S and E—W components the sum of both is also recorded, in order to suppress LOVE waves. At the same time we started tests to directly record Earth strain. However, the variations of temperature of 0.2°C induced by the air conditioning system disturbed the records heavily. Only the shielding of the strain seismographs with covers of polystyrene and good coupling to the underground with constant temperature made it

possible to record the Earth tides with a sensitivity of $1.5 \cdot 10^{-9}$ to a satisfactory degree [9]. In addition, the frequency response of the strain seismographs has recently been fitted to the response of long-period seismographs by means of an active filter amplifier so that good comparisons will be possible in the future.

Of course, we have recently made efforts to introduce methods of digital data acquisition into observatory work. The first equipment of this type is recording the vertical ground motion with a frequency response corresponding to type B [10]. As only punched tapes were at our disposal, we had to restrict ourselves to an event-selecting acquisition of earthquakes with a magnitude of more than 6. A short-period seismograph serves as a detector, starting the equipment for the recording of S and surface waves when a sufficient strong P wave arrives. During this symposium I have shown a new device for the event-selecting acquisition of P waves [11]. It is equipped with a storage so that the P waves as well as the ground motion are recorded 1.7 minutes before the triggering impulse.

Going to finish the description of Moxa station it will be my last task to recommend a visit of the museum in Ranis castle near by Moxa. Here, with the help of our institute, a seismologic department has been arranged, where you can inspect valuable historical instruments. There are especially the 1200 kg after WIECHERT from Potsdam station, the reconstruction of seismographs after GALITZIN and BENIOFF, the 200 kg after MAINKA from Jena station and optical seismographs after KRUMBACH. I hope that you will also like it and I wish you an enjoyable trip to end our symposium.

References

- [1] ARANOVICH, Z.I.;
KORCHAGINA, O.A.;
TOBYÁŠ, V. A proposition of the standardization of amplitude characteristics of short-period highly sensitive seismographs.
Studia geophys. et geod. 12 (1968)
- [2] MALISCHEWSKY, P.;
TEUPSER, CH.;
ULLMANN, W. Der Vertikalseismograph unter besonderer Berücksichtigung des Typs VSJ-I.
Veröff. Inst. Geodyn. (1970) 15
- [3] STILLER, H.; et al. Der Strain-Seismograph der seismologischen Station Moxa.
Proc. 10th Assembly ESC Leningrad, Tom 2 (1970), p. 463-471
- [4] TEUPSER, CH. Seismological instruments developed in the Institute of Geodynamics Jena.
Proc. 10th Assembly ESC Leningrad, Tom 2 (1970), p. 448-461
- [5] TEUPSER, CH. Ein verstärkerloser Seismograph mit millionenfacher Vergrößerung.
Gerlands Beitr. Geophysik 79 (1970), p. 16-22
- [6] TEUPSER, CH. Die kurzperiodischen Seismographen Typ VSJ-II und HSJ-II.
Veröff. Zentralinst. Physik d. Erde (1971) 12

- [7] TEUPSER, CH.;
GENSCHEL, G.;
RIBNITZ, W. Langperiodische Seismographen mit 330-s-Galvanometern.
Gerlands Beitr. Geophysik 80 (1971) 6, p. 469-474
- [8] TEUPSER, CH.;
ULLMANN, W. Der neue Jenaer Horizontalseismograph HSJ-I.
Veröff. Inst. Bodendyn. u. Erdbebenforsch. Jena
(1964) 76
- [9] TEUPSER, CH.;
UNTERREITMEIER, E. Zur Verbesserung des Einsatzes von oberflächennahen
Strainseismographen am Beispiel der Station Moxa.
Veröff. Zentralinst. Physik d. Erde (1974) 29
(in press)
- [10] TEUPSER, CH.; et al. An event-selecting seismograph system with digital
recording.
Gerlands Beitr. Geophysik 82 (1973) 2, p. 143-150
- [11] TEUPSER, CH.; et al. Event-selecting digital acquisition of short-period
seismic waves.
Veröff. Zentralinst. Physik d. Erde (1974) 31
(this volume)
- [12] ... Empfehlungen der Arbeitsgruppe zur Abstimmung der
Charakteristiken standardisierter Geräte für die Län-
der der Euro-Asiatischen Region, in: Standardisierung
in der Seismologie.
Jena 1965