

MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET
HUNGARIAN GEOPHYSICAL INSTITUTE 'ROLAND EÖTVÖS'
ВЕНГЕРСКИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. Л. ЭТВЕША

GEOPHYSICAL TRANSACTIONS

ГЕОФИЗИКАИ КÖZLEMÉNYEK
ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ БЮЛЛЕТЕНЬ

XX. 1—2.

MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST
1971

Felelős szerkesztő
Managing Editor
Ответственный редактор
MÜLLER PÁL

Szerkesztő bizottság
Editorial Board
Редакционная коллегия
**ÁDÁM OSZKÁR, ERKEL ANDRÁS, SZ. PINTÉR ANNA, POSGAY KÁROLY
SEBESTYÉN KÁROLY**

Szerkesztő
Editor
Редактор
SZÉNÁS GYÖRGY

ETO (UDC) 550.3 (061.6.055.2) (439.151)

Felelős kiadó: **MÜLLER PÁL**
Technikai szerkesztő: **NAGY MAGDOLNA**
Grafikai szerkesztő: **NÉMETH LAJOS**
Megjelent a Műszaki Könyvkiadó gondozásában
Azonossági szám: 0335 – Terjedelme: 6,25 A/5 ív – Példányszám: 1140
70.5464 Egyetemi Nyomda, Budapest
Felelős vezető: **JANKA GYULA** igazgató



FÖLDTANI ÉS Bányászati RT.

Budapest, II., Varsányi I. u. 40—44.



FELHÍVÁS

Részvénytársaságunk, mint a földtan és a bányászat körébe vágó tevékenység exportvállalata, széles körben kívánja propagálni a magyar szakemberek tudományos és gyakorlati eredményeit külföldön. Ezért felkéri e lap magyar olvasóit, hogy kutatásaik színvonalas dokumentációból néhány példányt sokszorosítás, ill. külföldi propaganda végett szíveskedjenek a vállalat rendelkezésére bocsátani.

Elsősorban a következő témakörök iránt érdeklődünk:

az ásványi nyersanyagkutatással kapcsolatos új módszerek (földtani, geofizikai, laboratóriumi),

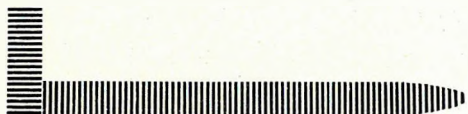
ásványi nyersanyagok kitermelésével, dúsításával kapcsolatos új eljárások,

mélyfúrásokkal összefüggő olyan eljárások leírásai, amelyek bonyolult kőzetviszonyok mellett elért eredményeket tárgyalnak,

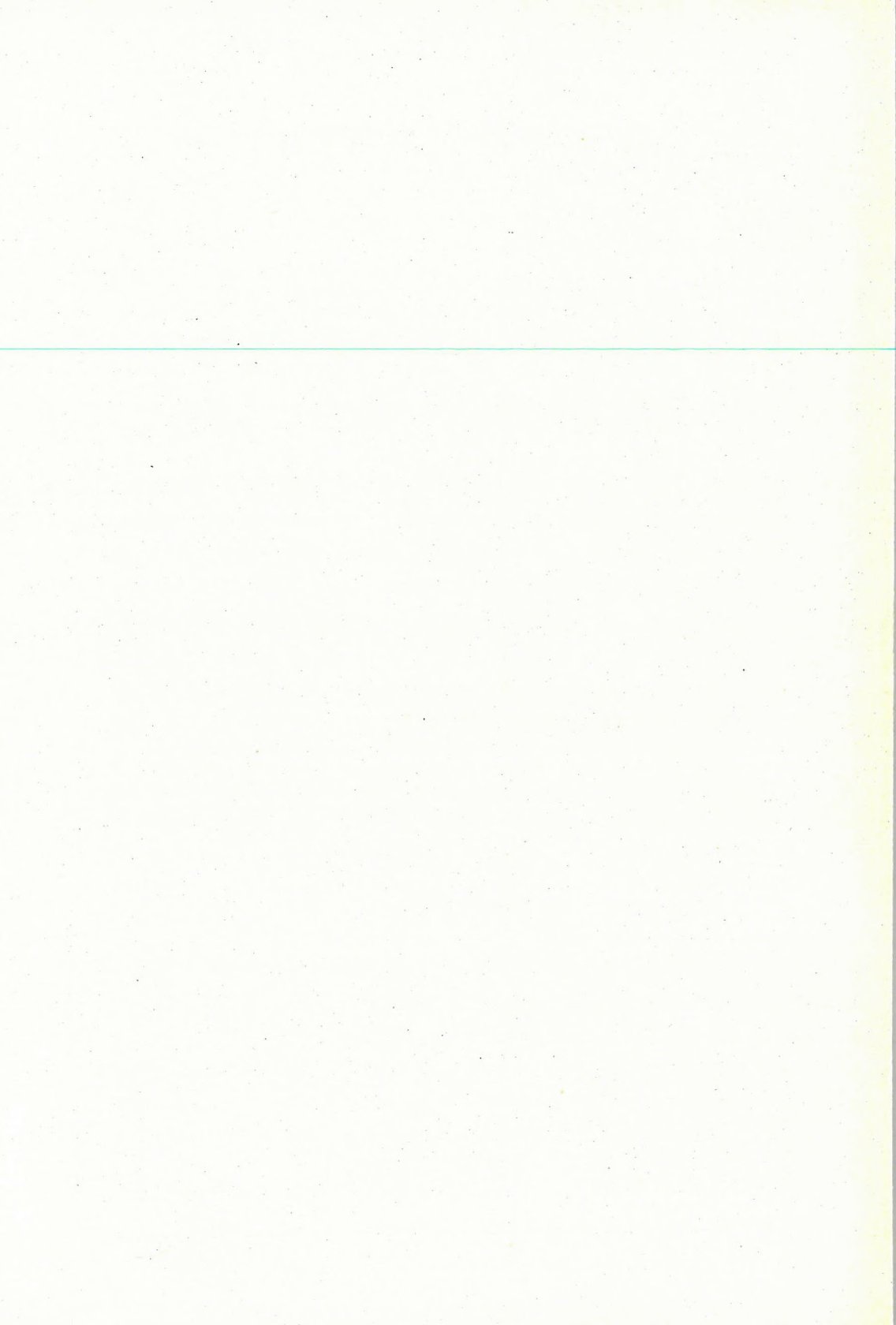
ásvány-kőzettani meghatározások gyors eljárásokkal,

elemző vizsgálatok termelőeszközök racionális alkalmazására a termelékenység növelése végett.

Szeretnénk, ha egész szaktársadalmunkat érintő exporttevékenységünk kiszélesítésénél valamennyi érdekelt szakember segítségére számíthatnánk.



GEOMINCO
FÖLDTANI ÉS Bányászati RT.



CONTENTS

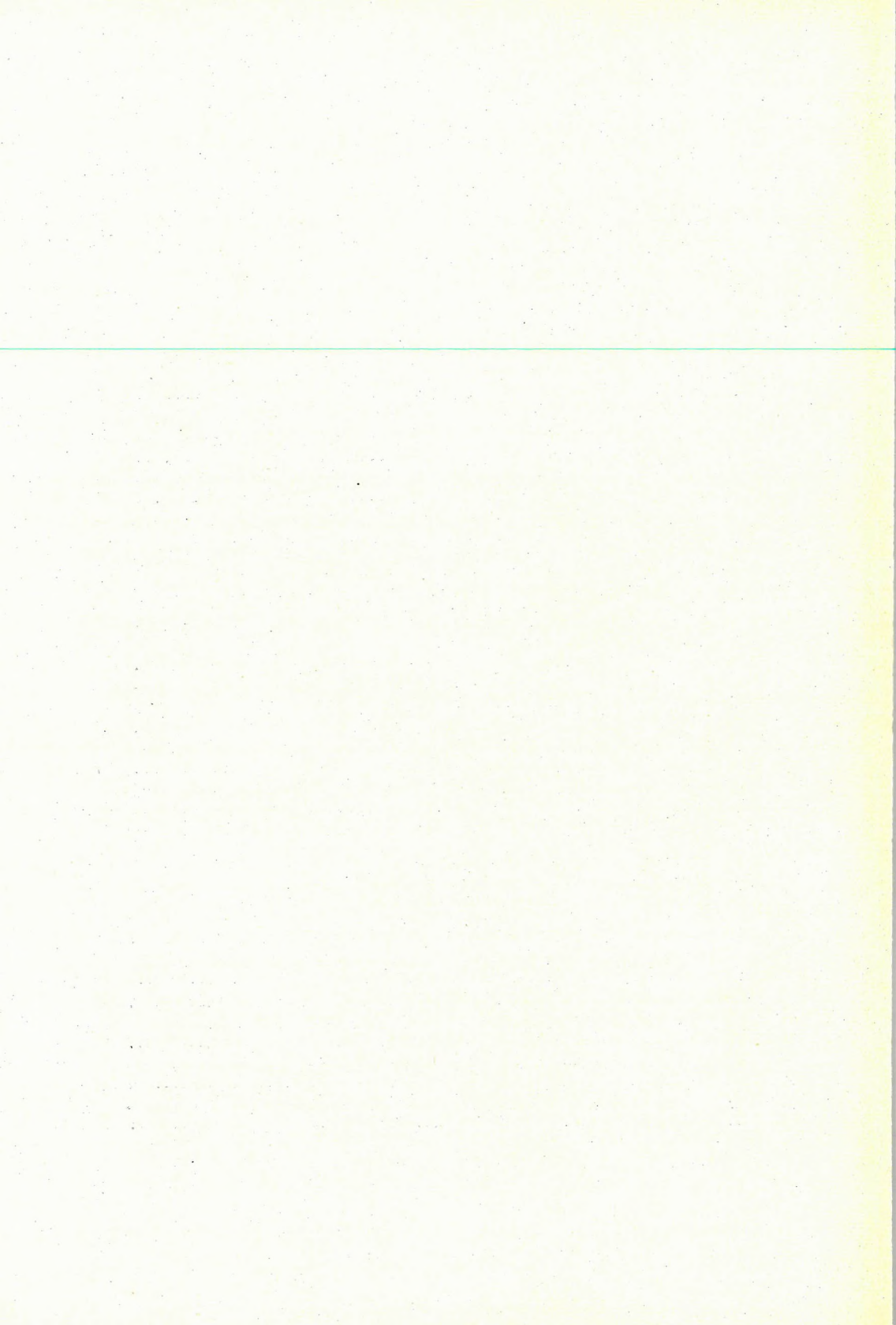
Foreword	7
<i>Posgay, K.—Korvin, G.—Vincze, J.</i> : Concepts of seismic digital instrumental and methodological development in the ELGI	9
<i>Bodoky, T.</i> : Investigation of interpolation procedures	17
<i>Gróh, E.—Karas, Gy.—Korvin, G.—Lendvai, K.—Sipos, J.</i> : Computation of synthetic seismograms from acoustic log	39
<i>Zilahi Sebess, L.—Kőrös, I.</i> : Computer processing and representation of multi-layer geoelectric sounding curves	41
<i>Stomfai, R.</i> : On the unambiguity of gravitational and magnetic body-calculations	61

TARTALOM

Előszó	7
<i>Posgay Károly—Korvin Gábor—Vincze János</i> : Digitális szeizmikus műszer- és módszerfejlesztés az ELGI-ben	15
<i>Bodoky Tamás</i> : Interpolációs eljárások vizsgálata	21
<i>Gróh Edina—Karas Gyula—Korvin Gábor—Lendvai Károly—Sipos József</i> : Szintetikus szeizmogram számítása akusztikus lyukszelvényből	37
<i>Zilahi Sebess László—Kőrös István</i> : Sokréteges elektromos szondázási görbék gépi számítása	46
<i>Stomfai Róbert</i> : A gravitációs és mágneses hatószámítás egyértelműségéről	49

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	8
<i>Пошгаи, К.—Корвин, Г.—Винце, Й.</i> : Разработка цифровой сейсмической аппаратуры и методики в ЭЛГИ	16
<i>Бодоки, Т.</i> : Исследование методов интерполяции	22
<i>Гро, Э.—Караш, Дь.—Корвин, Г.—Лендваи, К.—Шипош, Й.</i> : Вычисление синтетических сейсмограмм по кривым акустического каротажа	23
<i>Зилахи-Шебеш, Л.—Кэрши, И.</i> : Вычисление многослойных кривых электрического зондирования на ЭВМ	47
<i>Штомфай, Р.</i> : Об однозначности решения обратной задачи гравиметрии и магнитометрии	55



ELŐSZÓ
A GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK XX. KÖTETÉHEZ

A fennállásának 20. évét élő Geofizikai Közlemények új alakban lép a szakközönség elé.

A geofizika az elmúlt 20 év alatt Magyarországon is nagyot fejlődött. Hisszük, hogy eredményeink a világ bármely országában érdeklődést kelthetnek. Munkánk nemzetközi elismerését azonban nyelvi elszigeteltségünk megnehezíti. Ezért a Geofizikai Közleményeket, a magyar geofizikusok tevékenységének egyik legfontosabb irodalmi fórumát, 1971-től angol, orosz és magyar nyelven jelentetjük meg. Ha a tanulmány témája (a várható érdeklődés) miatt előnyt adunk valamely nyelvnek, a másik két nyelven bőséges tartalmi kivonatot közlünk.

Folyóiratunk társintézményeink munkatársainak is nyitva áll. Kérjük, keresenek fel bennünket a külföld érdeklődését is felkeltő, színvonalas — főleg módszertani — tanulmányaikkal.

SZERKESZTŐ BIZOTTSÁG

FOREWORD
TO THE VOL. XXTH OF THE
GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK (GEOPHYSICAL TRANSACTIONS)

Geofizikai Közlemények (Geophysical Transactions), in the twentieth anniversary of its life, adopts a new, international form of publication.

Geophysics has, in the past twenty years, developed rapidly in Hungary, too. We expect our results to arouse interest all over the world. The international cognizance and recognizance of our work, however, is rendered difficult by the isolated nature of our language. For this reason, *Geofizikai Közlemények (Geophysical Transactions)*, one of the most authentic publications of the activity of Hungarian geophysicists, will, from 1971 on, appear either in English, or in Russian and in Hungarian languages. When preference will be given to either of the foreign languages (e.g. for local interest), a substantial summary is going to be attached in the other and in the Hungarian language.

Foreign papers, especially methodological ones, are welcome. No authors' fees will be paid, but no charges will be imposed either. The authors are entitled to 25 *Separata* altogether, with no regard to the number of co-authors.

As to submitting a manuscript, the authors are referred to the prevailing rules of EDITERRA (European Association of Earth Science Editors, Cortezlaan 9, Utrecht, The Netherlands).

A brief extract of our specific requirements is printed on the back-cover.

For foreign authors an enclosed report from a renowned co-scientist is desirable; the paper will, nevertheless, pass the reading of at least one Hungarian expert of the field.

THE EDITORIAL BOARD

ПРЕДИСЛОВИЕ

К ТОМУ XX ЖУРНАЛА Geofizikai Közlemények

Geofizikai Közlemények (*Геофизический бюллетень*) в 20 году его издания выходит на свет в новой форме, соответствующей международному стандарту.

За последние 20 лет геофизика прошла большое развитие и в Венгрии. Мы убеждены в том, что наши результаты представляют собой интерес в любой стране мира. Однако изолированность нашего языка затрудняет международное признание нашей работы. Поэтому начиная с 1971 г. Geofizikai Közlemények (*Геофизический бюллетень*), как один из важнейших изданий по деятельности венгерских геофизиков, будет появляться на английском или русском и на венгерском языках. Если первенство придется одному из иностранных языков (например, в связи с ожидаемым интересом), то подробное резюме прилагается на остальных двух языках.

Для публикации радушно принимаются статьи заграничных авторов, особенно работы методологического характера. Авторам не выплачивается гонорар, но также не взимается никакой взнос. Авторы получают 25 оттисков независимо от числа соавторов.

Просьба оформить статьи в соответствии с правилами EDITERRA (European Association of Earth Science Editors, Cortezlaan 9, Utrecht, The Netherlands).

Краткое резюме наших специальных требований напечатывается на задней обложке.

Заграничным авторам целесообразно приложить рецензию от знатного специалиста в данной области; во всяком случае, однако, статья прочитается также соответствующим венгерским экспертом.

ОТ РЕДАКЦИИ

CONCEPTS OF SEISMIC DIGITAL INSTRUMENTAL AND METHODOLOGICAL DEVELOPMENT IN THE ELGI

K. POSGAY — G. KORVIN — J. VINCZE*

The *requirements* which brought seismic digital instrumental and methodological development into the foreground are in connection with the increasing difficulties of deep-exploration. The direct tasks are: detailed analysis of thick (4—5 km) clastic Tertiary complexes and penetration below the underlying Preaustrian basin-floor.** The methodological development should, as a by-product, serve the improvement of shallow and ultra-deep (crust, mantle) exploration as well.

Seismogeological difficulties mean, in terms of instrumental parameters, a need for wider dynamic range and a higher degree of accuracy. Seismic digital field equipments are characterized just by the extension of dynamic range, and by greater accuracy.

Let us start with absorption analysis. Fig. 1 shows the absorption coefficients for an Eastern Hungarian area. The values represented by circles are based on pressure measurements in a depth range of 0—40 m. Those represented by triangles are based on seismic well logging data down to a depth of 1550 m (HUANG YEN-HU, 1961). The values for greater depth are extrapolated with the aid of published relevant material (BERSON et al., 1962; ATTEWELL—RAMANA, 1966).

Fig. 2 shows dynamic curves for different depths and frequencies. Solid lines indicate near-shot dynamic ranges, dash-and-dots indicate ones with a 400 m offset. High frequencies are quickly attenuated, therefore their dynamic ranges exceed 180 dB in as small depths as 2—3000 m.

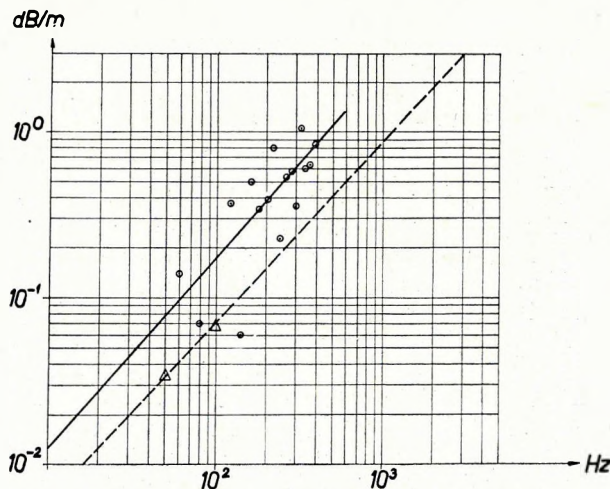


Fig. 1 Absorption coefficient curves
1. ábra. Abszorpciós tényező diagram
Рис. 1. Диаграмма фактора поглощения

Manuscript received: 12. 9. 1970.

* Roland Eötvös Geophysical Institute, Budapest.

** The varying (sedimentary, metamorphic) complex which came into being before the Austrian movements, unconformably underlying the Upper Cretaceous—Tertiary complex.

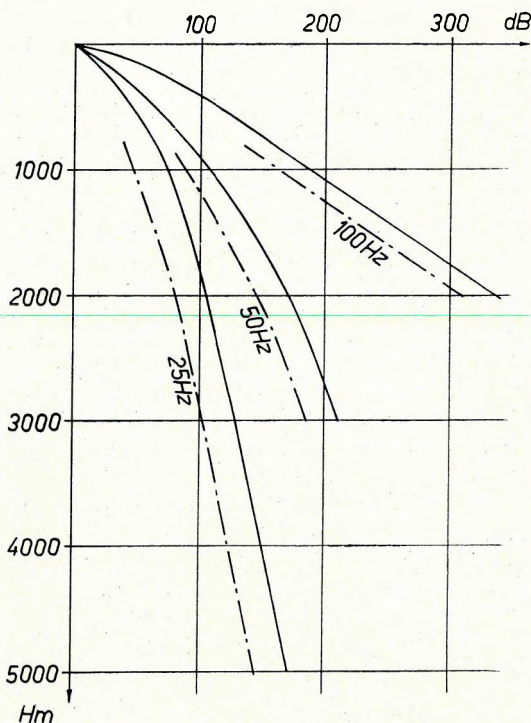


Fig. 2 Energy loss with depth
 2. ábra. Energiacsökkenés a mélység függvényében
 Рис. 2. Снижение энергии в зависимости от глубины

Even the dynamic-range of 25 cps reaches 150–170 dB in a depth of 5000 m.

No general conclusion is suggested from the above-said. In CDP stacking, the first several hundred msec starting sections of the records are neglected anyway. Still the example selected is thought to illustrate the seismogeological background for extending the dynamic range far beyond the analog limits. To utilize an extended range, however, the accuracy of computer-interpretation is indispensable.

Fig. 3 shows the dynamic range of our digital field equipment SDT-1 (ordinate: voltage range, abscissa: gain). The present dynamic range of the AD converter lies between 900 microvolts and 3,6 volts (72 dB). The gain of the pre-amplifier is 30 dB. The present range of the gain-controlled amplifier is 42 dB, but it is going to be extended to 84 dB.

The present "useful" range is 114 dB; this will be increased to 162 dB, depending on the converter development. Then, however, the 48 dB range of the converter overlaps the noise-range of the am-

plifier, at full gain. This range can consequently be utilized with multiple coverages and repeated wave-generation only.

Fig. 4 shows the filter-characteristics of the uppermost 1000 m (solid line). Absorption parameters are identical with those of Fig. 2. The dash-and-dot curve implies the blast-spectrum for usual charges (PEET, 1960). It is clear that the ground cuts off frequencies between 100 and 200 cps steeply: 160 dB/octave. In this frequency range therefore, mainly ambient noise is recorded, whose suppressing by antialiasing filter infers no considerable loss.

The above-said guided the first model of our digital field recording equipment in 1967. A prompt realization required the limitation of the dynamic range to 114 dB, as shown in Fig. 3.

The schematic diagram of the equipment is shown in Fig. 5. The recorder consists of pre-amplifier, binary gain amplifier, multiplexer, AD converter, format and control unit, and digital tape recorder. It is completed by a TEST generator (CU) and radio signal transceiver.

A specially coded automatic after-start shot-command and a likewise coded time-break provide a trouble-free performance and a possible simultaneous operation of different equipments.

The TEST generator, through automatic recording, ensures a stability in identity, dynamics, noise level, etc. This device is of fundamental importance in the geared operations of field-work.

The play-back unit of the equipment contains, besides the conventional subunits, ABGC and AGC units. Field monitors played back through these devices are free from stepwise changes in gain, in favour of analog-accustomed operators.

The equipment underwent its first field test in 1969. It is suitable, besides reflexion measurements, for refraction measurements and deep seismic soundings too.

Our further efforts are directed to attaining more up-to-date techniques (e.g. IC), to a 6 dB increase of the dynamic range of the converter and to a 42 dB increase of that of the BGC (mainly in the range of higher gain).

Full use of digital field recording can be made by digital data-processing and interpretation only. In this respect even digital processing of analog records is

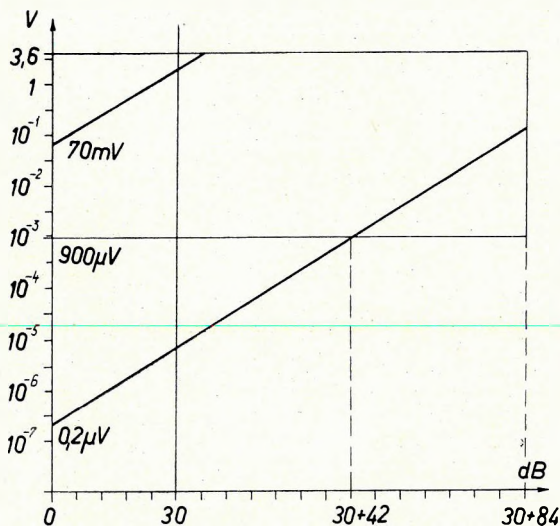


Fig. 3 Dynamics characteristics of the seismic digital field equipment SDT-1

3. ábra. Az SDT-1 terepi digitális szeizmikus berendezés dinamikakaraktisztikája

Рис. 3. Динамическая характеристика полевой цифровой сейсмической станции типа СДТ-1

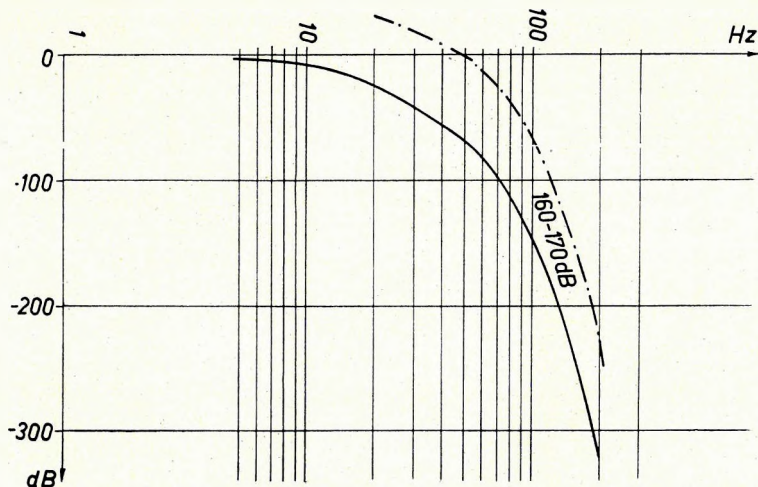


Fig. 4 Filter response of the ground

4. ábra. A talaj szűrőkaraktisztikája

Рис. 4. Фильтрационная характеристика почвы

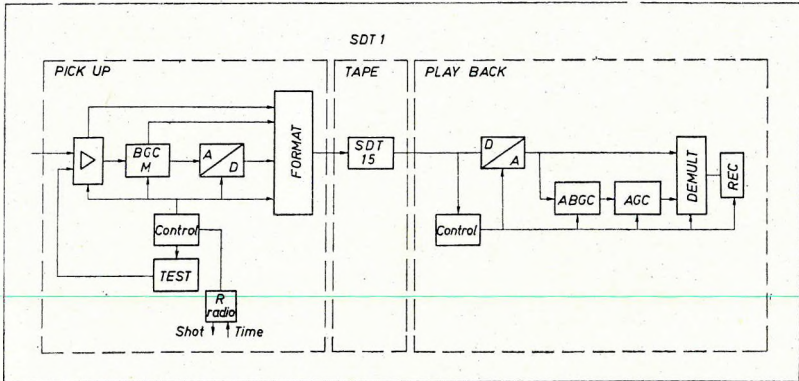


Fig. 5 Schematic diagram of SDT-1

5. ábra. Az SDT-1 tömbvázlata

Рис. 5. Блок-схема станции СДТ-1

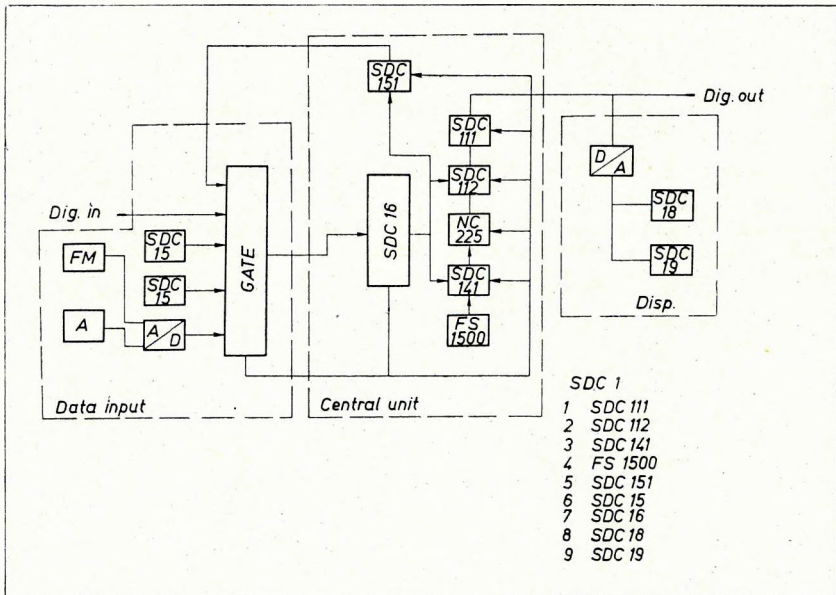


Fig. 6 Schematic diagram of the minicenter SDC-1

1 arithmetical unit, 2 convolver, 3 sorter, 4 punched-tape reader, 5 inner tape memory, 6 digital tape recorder, 7 central control unit, 8 line printer, 9 section plotter

6. ábra. A minicentrum tömbvázlata

1 aritmetikai egység, 2 konvolver, 3 adatrendező egység, 4 lyukszalagolvasó, 5 mágnesszalagos belső memória, 6 digitális mágnesszalagos egység, 7 központi vezérlő egység, 8 vonaliró, 9 szelvényiró

Рис. 6. Блок-схема миницентра

1 арифметическое устройство, 2 конвольвер, 3 редактирующее устройство, 4 устройство считывания с перфолент, 5 запоминающее устройство на магнитной ленте, 6 цифровой магнитофон, 7 управляющее устройство, 8 графопостроитель, 9 плоттер

advantageous on account of the greater flexibility of the digital way (corrections, filterings). By the way, changing from analog to digital way is never abrupt, in the period of their "peaceful co-existence" digital processing of analog records is inevitable.

In view of these considerations was the development of a special seismic digital computer, the so-called *minicenter*, type SDC-1 started, in cooperation with the Central Physical Research Institute (KFKI), likewise in 1967.

The minicenter, besides meeting the demands mentioned, has been designed to ease off the big computer center. Being inexpensive and portable, it can be set up in the field-bases for processing both analog and digital records. Thus, it provides a direct control of field-work, which big centers fail to do.

The schematic diagram of the minicenter is shown in Fig. 6. The incoming data are separated in the central control unit into two kinds of information, namely, of address and of content character. To distinguish informations of address character is significant in the static and dynamic corrections carried out simultaneously with the data input.

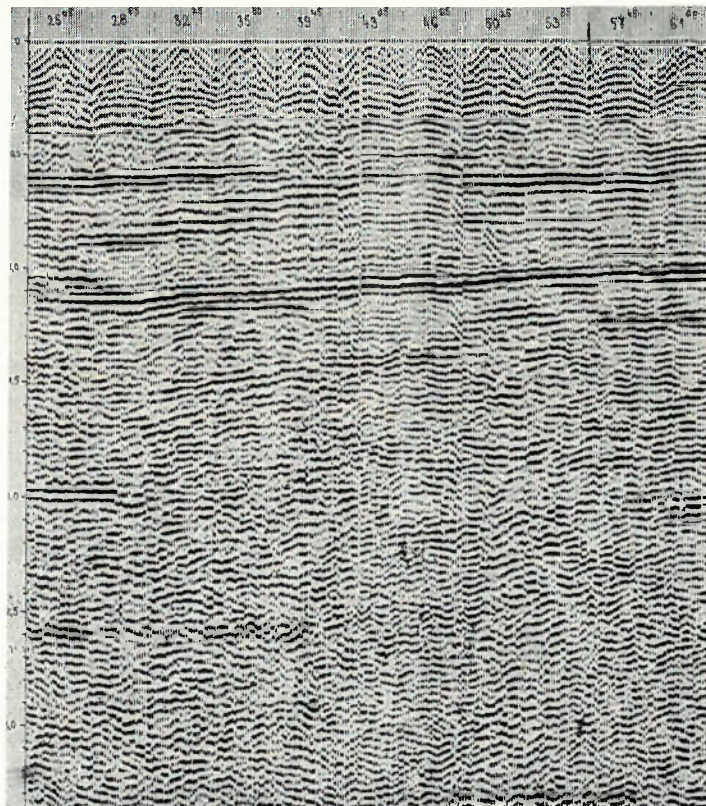


Fig. 7 Variable area section prepared in the minicenter

7. ábra. A minicentrumon készült szelvény

Рис. 7. Разрез, построенный на миницентре

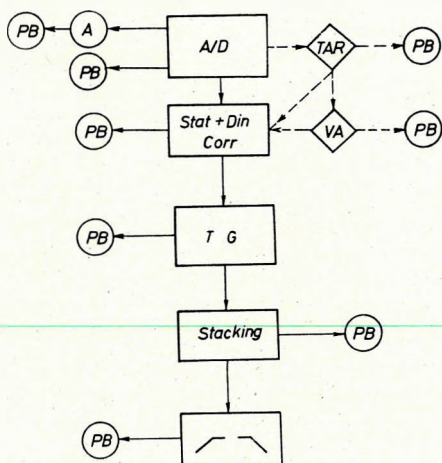


Fig. 8 Schematic diagram of digital processing

S. ábra. Digitális feldolgozás elvi vázlat
 Рус. 8. Принципиальная схема цифровой обработки

The static correction range of the minicenter is 8 sec, the dynamic corrections can arbitrarily be controlled between 1 and 7 sec/sec. The minicenter, in its present form, is suitable to process max. 12-fold stacking material. Digital filtering is possible with a filter-function of max. 128 operators. Auto-correlation, cross-correlation, mixing, etc., can conveniently be carried out. In order to process records prepared with BGC in the field unit, the minicenter is going to be completed by TAR function. It can serve the wants of 4–6 field parties. The operation is of single-channel kind. The final result is a variable area section (Fig. 7).

One way of digital processing is the described minicenter-way. Efforts are, nevertheless, made to prepare processing (Fig. 8) in a big computer center. At present a low-speed computer Minsk-2 is at disposal. Consequently no routine work, only experiments have been made so far

in order to gather experiences to be utilized in the high-speed Minsk-32, under set-up.

A brief review of the steps of processing:

1. To check-up feed-in, analog monitor play-back is made in AD-DA and AD-M2-DA running. Before processing, *stepped sine* signals are fed in to check up dynamics; to check up wiggle trace plotter, different TEST programs are at disposal.

2. The first step of processing is performing the static and dynamic corrections, according to predetermined static correction values, resp. velocity function.

3. In the next step traces are gathered on tape according to the stacking array and played back properly; this is the trace gathering (TG) program.

4. After TG play-back static corrections can be adjusted, reverse or "dead" traces can be recognized and eliminated, replacing them by averages of adjoining traces.

Besides these programs several others are under preparation. Such are e.g.: true amplitude recovery, automatic velocity determination, deconvolution, automatic static correction, velocity filtering, migration, etc.

All these are expected to yield better geological information.

REFERENCES

- ATTEWELL, P. B.—RAMANA, Y. V., 1966: Wave attenuation and internal friction as function of frequency in rocks. *Geophysics*, Vol. 31.
- BERSON, I. S.—YEPINATYEVA, A. M.—PARIISKAYA, G. N.—STARODUBROVSKAYA, S. P., 1962: Dinamicheskie karakteristiki seismicheskikh voln v realnyh sredah (Dynamic characteristics of seismic waves in real media) Izd. AN SSSR.
- HUANG YEN-HU, 1961: A szeizmikus hullám frekvenciaspektrumának kialakulása a gerjesztés, tovaterjedés és észlelés folyamán. Kandidátusi disszertáció (The formation of the frequency spectrum of seismic waves in course of their generation, propagation and observation. Ph. D. thesis), Budapest.
- PEET, W. E., 1960: A shock wave theory for the generation of the seismic signal around a spherical shot hole. *Geoph. Prosp.* Vol. 8.

POSGAY KÁROLY — KORVIN GÁBOR — VINCZE JÁNOS

DIGITÁLIS SZEIZMIKUS MŰSZER- ÉS MÓDSZERFEJLESZTÉS
AZ ELGI-BEN

A szeizmika feladatai egyre bonyolultabbak lesznek. Ez szabja meg a fejlődést, és ez hozza előtérbe a digitális műszer- és módszerfejlesztést. A tanulmány a szeizmogeológiai viszonyokból kiindulva elemzi a műszerparamétereiket. A terepi digitális berendezések elsősorban a dinamikartomány kiterjesztésével értek el újszerű eredményeket. Abszorpciós adatokból (1. ábra) számítottuk ki a mélység és frekvencia függvényében várható dinamikaviszonyokat. A nagyobb frekvenciák dinamikartománya — gyors csillapodásuk miatt — már viszonylag kis, 2—3000 m-es mélységeknél is túllépi a 180 dB-es dinamika-határt (2. ábra). A rezgékeltés közelében még a 25 Hz-es rezgések tartománya is eléri — 5000 m kutatási mélységnél — a 150—170 dB-t. A gyakorlatban kisebb dinamikartomány elegendő, mivel a közös mélységpontos összegezésnél a szeizmogramok elején levő többszáz millisec-os nagyenergiájú szakaszt elhanyagoljuk. Az SDT-1 digitális terepi szeizmikus berendezés dinamikajellemzőit a két szempont együttes figyelembevételével alakítottuk ki (3. ábra).

Ugyancsak szeizmogeológiai adottság a talaj szűrőkarakterisztikája. Megállapítottuk, hogy a felső 1000 m-es rétegösszetlet 100 és 200 Hz között már rendkívül meredeken, 160 dB/oktávval vág (4. ábra). Ebben a frekvenciatartományban tehát elsősorban felszíni zajokat regisztrálunk. Ezek kirekesztése antialiasing szűrővel, nem okoz veszteséget.

A számítások alapján kifejlesztett SDT-1 (5. ábra) és a fejlesztés alatt álló SDT-2 berendezés, egyaránt alkalmas reflexiós és refrakciós mérésekre, igen nagy mélységben is.

A berendezés visszajátszó egysége a szokványos megoldásokon túlmenően egy, a bináris erősítésváltozásokat visszaállító ABGC egységet is tartalmaz. Az így kapott ellenőrző szeizmogram vizsgálhatóságát a BGC gyors erősítésváltozásai nem nehezítik.

A továbbfejlesztés célja — összhangban az időközben létrejött és kétoldalú szerződésben rögzített nemzetközi kooperációval — a korszerűbb (integrált áramkörös) technikai kivitel mellett, a konverter és a bináris erősítő dinamikartományának növelése.

Az analóg és digitális felvételek digitális feldolgozására a KFKI-vel közösen alakítottuk ki az SDC-1 „minicentrumot” (6. ábra). A berendezés nagy számítógépek tehermentesítésére és expedíciós bázisokon történő feldolgozásra is alkalmas. Statikus korrekciótartománya 8 sec, a dinamikus korrekció 1—7 sec/sec között tetszőlegesen vezérelhető (7. ábra). Jelenlegi állapotában maximálisan 12-szeres fedésű stacking-anyag feldolgozására alkalmas. A digitális szűrés 128 operátorig végezhető.

A nagyszámítógépes digitális feldolgozás előkészítéjére egy MINSZK-2 gépen végeztünk kísérleteket (8. ábra). A szerzett tapasztalatokat a Földtani Számítógépközpont közeljövőben felállítandó MINSZK-32 gépen kívánjuk felhasználni. Több program használatbavétele folyamatban van. Ilyenek pl.: automatikus sebességhatározás, dekonvolúció, automatikus statikus korrekció, sebességszűrés. Ezekről és a továbbiakban kidolgozandó programokról (pl. migráció) várjuk, hogy a digitálisan kiértékelt kép még tovább tisztuljon, földtanilag még pontosabban és finomabban értelmezhető legyen.

К. ПОШГАЙ — Г. КОРВИН — Й. ВИНЦЕ

РАЗРАБОТКА ЦИФРОВОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ И МЕТОДИКИ
В ЭЛГИ

Задачи сейсморазведки становятся все более сложными. Это обстоятельство определяет необходимость развития и выдвигает работы по созданию цифровой аппаратуры и методики на передний план. Исходя из сейсмогеологических условий, авторы подвергают анализу параметры цифровой аппаратуры. Полевые цифровые станции достигли новых результатов прежде всего за счет расширения динамики. Условия динамики, ожидаемые в зависимости от глубины и частоты, расчислялись по данным поглощения (рис. 1). Динамический диапазон больших частот — в связи с быстрым затуханием — уже при относительно небольших глубинах порядка 2—3000 м превышает предел динамики, равный 180 дБ (рис. 2). Вблизи возбуждения колебаний даже диапазон колебаний 25 гц достигает 150—180 дБ при глубине исследования, равной 5000 м. В практике достаточно пользоваться меньшим диапазоном динамики, так как при накоплении по методу ОГТ пренебрегается участок высокой энергии в начале сейсмограмм с продолжительностью нескольких сотен миллисекунд. Динамические характеристики цифровой сейсмической станции типа СДТ-1 определялись при учете этих двух условий (рис. 3).

Фильтрационная характеристика почвы также представляет собой заданное сейсмогеологическое условие. Было установлено, что верхняя часть толщи мощностью 1000 м срезают исключительно круто уже между 100 и 200 гц, причем крутизна среза равна 160 дБ за октаву (рис. 4). В этом диапазоне частот регистрируются прежде всего поверхностные волны. Устранение этих шумов при помощи антиальсяного фильтра не приводит к потерям.

Станция СДТ-1 (рис. 5), разработанная в результате расчетов, а также станция СДТ-2, которая в настоящее время разрабатывается, предназначены в одинаковой мере для проведения измерений по методам отраженных и преломленных волн, даже при очень больших глубинах исследования.

Воспроизводящее устройство станции, выходя за пределы стандартных конструкций, содержит блок БАРУ, восстанавливающий изменения бинарного усиления. Проверимость полученных таким путем контрольных сейсмограмм не затрудняется за счет быстрых изменений усиления БРУ.

Целью дальнейшей разработки — в соответствии с договором по двухстороннему сотрудничеству — является расширение динамического диапазона преобразователя и бинарного усилителя при усовершенствовании конструкции (внедрение интегральных схем).

Для цифровой обработки аналоговых и цифровых записей был создан «миницентр» типа СДЦ-1 в сотрудничестве с Центральным физическим исследовательским институтом (КФКИ) (рис. 6). Аппаратура дает возможность разгружать большие вычислительные машины и проводить обработку на базах экспедиций. Диапазон статической поправки составляет 8 сек, и динамическая поправка устанавливается в пределах 1 и 7 сек/сек (рис. 7). В настоящем состоянии миницентр позволяет обработать материалы накопления с максимально 12-кратным перекрытием. Цифровая фильтрация осуществляется до 128 операторов.

Для подготовки цифровой обработки на ЭВМ проводились эксперименты на ЭВМ Минск-2 (рис. 8). Приобретенный опыт будет использоваться на ЭВМ Минск-32, которая будет установлена в близком будущем в Геологическом вычислительном центре. В настоящее время осуществляется внедрение нескольких программ, в том числе: автоматического определения скорости, деконволюции, автоматического введения статической поправки, скоростной фильтрации. Они вместе с программами, которые будут еще разрабатываться (напр. программа миграции), должны способствовать все более ясному и точному геологическому истолкованию результатов цифровой обработки.

INVESTIGATION OF INTERPOLATION PROCEDURES

T. BODOKY*

One of the basic operations in the digital processing of seismic data is normal correction. In the normal correction of seismic channels, a frequently repeated application of one of the interpolation procedures is necessary. Since several different interpolation procedures may be used in order to select the most suitable one for the problem given, the "goodness" of the individual procedures, serving as a base of comparison must be determined.

By the interpolation procedures, not the required values themselves, but their more or less good approximations are furnished, i.e. they are burdened with errors. As a measure of the "goodness" of the individual procedures, it is advisable to choose just their so-called interpolation errors.

The error of a given procedure can be characterized by the first absolute momentum of the error, giving the average size of the error (for this purpose, not the expectable value of the error is used, since a seismic channel can be divided into trigonometric components; for the latter, however, the expectable interpolation error is, on account of the symmetry of positive and negative sections, always zero). In order to accept a procedure as suitable, this value has to remain under a certain limit. Its determination is best done in a frequency-dependent form:

Be $\alpha(f)$ the first absolute momentum of the error of a certain interpolation procedure. For the determination of $\alpha(f)$, let us consider the digitally sampled form of a $\sin t$ function with a given frequency f . Be the sampling interval τ — the place of an arbitrary sample t_0 . Let us calculate, with a given interpolation procedure, the value belonging to the place $t_0 + t$, lying between the places t_0 and $t_0 + \tau$ (if $0 \leq t \leq \tau$). Let us denote this value, burdened with an interpolation error, by $g(t_0, t)$ (Fig. 1) and the interpolation error by h . Then,

$$h = \sin 2\pi f(t_0 + t) - g(t_0, t).$$

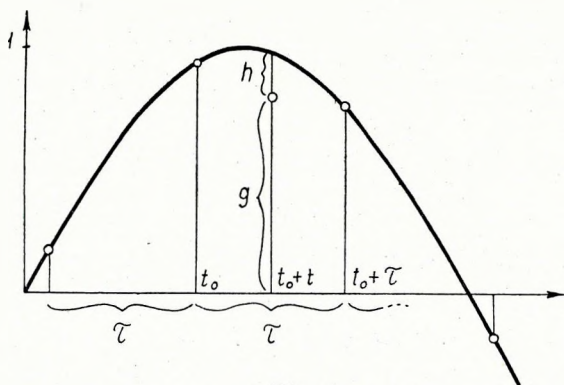


Fig. 1
 1. ábra
 Puc. 1

* Manuscript received: 17, 8, 1970.
 Roland Eötvös Geophysical Institute, Budapest.

In case a certain procedure, the value of h depends on the frequency f , on the sampling interval τ and on the values of t_0 and t . Consequently the interpolation error is a function of a form of $h(f, \tau, t_0, t)$.

In actual data-processing, f and τ are fixed. The choice of t_0 and t is, on the other hand, at random; i.e. these are probability variables. As to their distribution, the following can be said:

t_0 can take any value in the interval $\left(0, \frac{1}{2f} = \frac{T}{2}\right)$ with equal probability.

t can take any value in the interval $(0, \tau)$ with equal probability as a consequence of its choice.

This means that the density functions of both variables are constant, in the interval mentioned, otherwise zero. Considering this, the first absolute momentum, i.e. the expected absolute value of the error is:

$$\alpha(f, \tau) = \int_0^{\frac{T}{2}} \int_0^{\tau} |h(f, \tau, t_0, t)| \frac{1}{\tau} \frac{2}{T} dt dt_0.$$

In order to simplify the calculations it is advisable to introduce instead of τ , the dimensionless variable $\tau \cdot f = \nu$, and to choose 1 cps as f . Then we have a function $\alpha(\nu)$, from which, by fixing the value of τ , function $\alpha(f)$, corresponding to any value of τ , can easily be obtained.

In order to illustrate the above-said, the $\alpha(f)$ functions of the stepwise interpolation and linear interpolation have been calculated.

Stepwise interpolation. To the place to be interpolated, always the value of the immediately preceding sampling point is ordered by this procedure (Fig. 2):

$$h = \sin 2\pi(t_0 + t) - \sin 2\pi t_0$$

$$\tau \cdot f = \nu \quad f = 1.$$

As a result of the calculations, the $\alpha(f)$ function for $\alpha(\nu)$, resp. $\tau = 2$ msec is presented in Fig. 3. The percentage values marked on the vertical axis represent the percentage as compared to the amplitude of the original function.

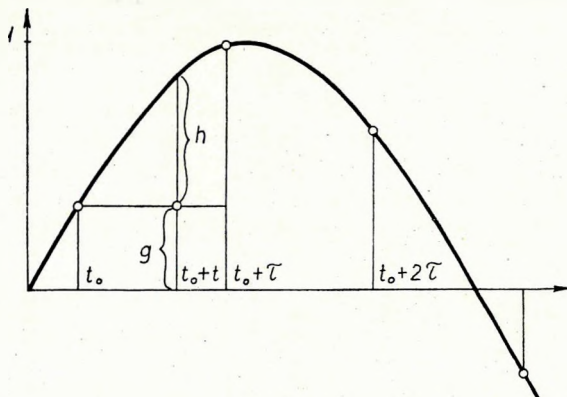


Fig. 2
2. ábra
Puc. 2

Linear interpolation. This orders to the place to be interpolated the value calculated from the value of the two adjacent sampling points in proportion of the distance between the place to be interpolated and the sampling points (Fig. 4):

$$f \cdot \tau = \nu \quad f = 1$$

$$h = \sin 2\pi(t_0 + t) -$$

$$-\frac{t}{\nu} \sin 2\pi(t_0 + \nu) - \frac{\nu - t}{\nu} \sin 2\pi t_0.$$

According to the calculations, the $\alpha(f)$ functions for $\alpha(\nu)$, resp. $\tau = 2$ msec, are shown in Fig. 5. In Figs. 6 and 7, two examples are presented for the illustration of the calculation results.

In Fig. 6, a sine curve of 28 cps is shown, sampled by 2 milliseconds. This series of data (A) must be expanded in a ratio of 4:5, i.e. the curve values must be read off by 1,6 milliseconds. These values are interpolated from the values of the A series of data, first by the stepwise method. Thus, the data series B, then C, with linear method, will be obtained. For the sake of comparability, the original curve is superposed to all the three data series.

In Fig. 7, the same is repeated with a sine curve of 70 cps.

It is visible that, in Fig. 6, the B series of data shows smaller variations in comparison to the actual values, while practically no deviations are present in the C series of data. This corresponds to that result of Figs. 3 and 5, that the average value of the error of the first procedure, at a frequency

of 28 cps and a sampling interval of 2 msec, is about 10% of the amplitude of the curve sampled, while the same value is about only 1,5% with the second procedure.

By the deviations of the data series of Fig. 7 the expectable errors of 27, resp. 7% are similarly well reflected.

*

Summing up the results of our calculations, the following conclusion can be drawn:

In the course of seismic data-processing, the frequency range allowed by the Shannon-theorem cannot be entirely exploited, and a narrower (eventually much narrower) one is utilized, the upper limit of which is a function of the maximum error predetermined and of the interpolation procedure applied.

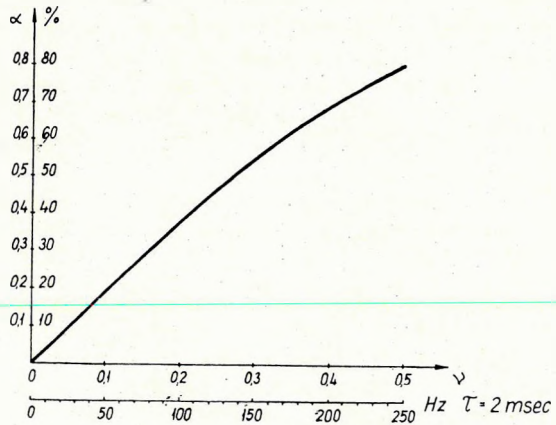


Fig. 3

3. abra

Puc. 3

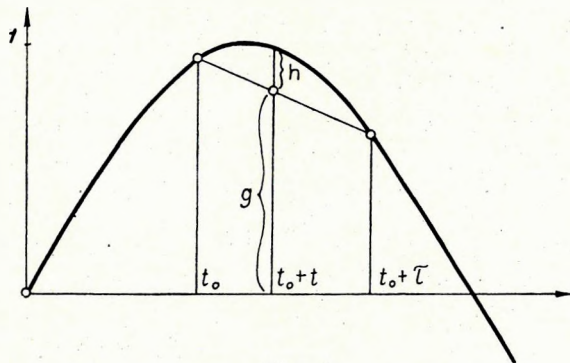


Fig. 4

4. abra

Puc. 4

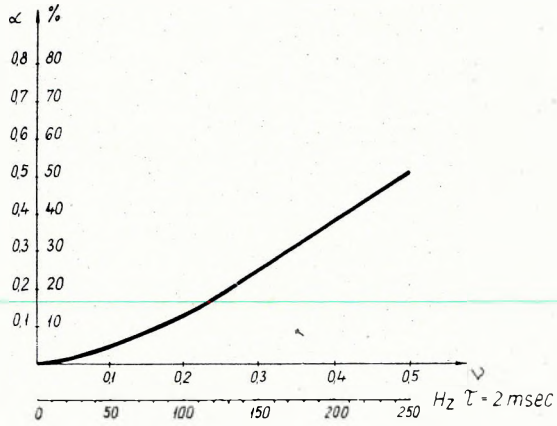


Fig. 5
5. ábra
Puc. 5

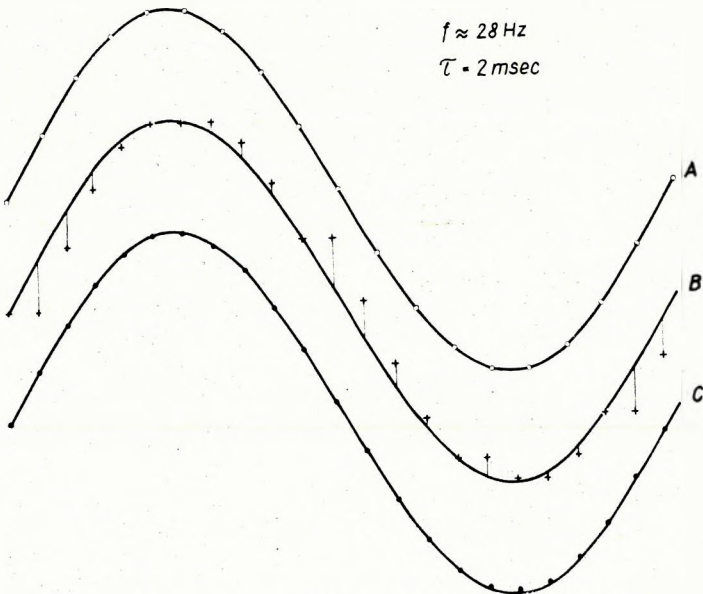


Fig. 6
6. ábra
Puc. 6

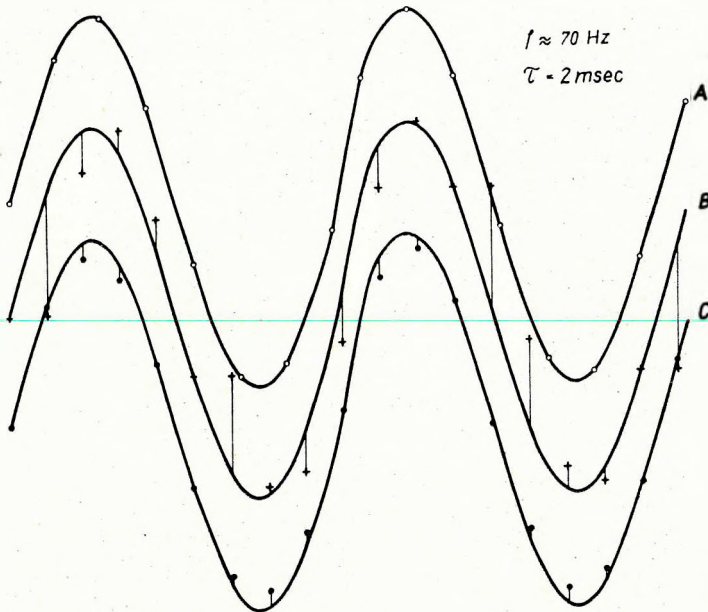


Fig. 7
7. ábra
Puc. 7

It is planned to extend the calculations, in the future, to other interpolation procedures used or usable in seismic data-processing, paying attention to the economic side of each procedure, too.

BODOKY TAMÁS

INTERPOLÁCIÓS ELJÁRÁSOK VIZSGÁLATA

A szeizmikus adatok digitális feldolgozásának egyik alpművelete a normálkorrekció. A cikkben a normálkorrekció egyik sokszor ismételt lépését, az interpolációt vizsgáljuk. Az egyes interpolációs eljárások jellemzésére az interpolációs hiba első abszolút momentumát használjuk. Ezt az f frekvencia és a τ mintavételi távolság szorzatából képzett dimenziótlan ν változó függvényében számítjuk ki. A számolást két egyszerű interpolációs eljárásra végeztük el.

A bemutatott eredményekből kitűnik, hogy a felső határfrekvencia megengedhető értéke függ az alkalmazni kívánt interpolációs eljárástól és az elméleti értéknél sokkal kisebb lehet (Shannon-tétel).

Т. БОДОКИ

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ИНТЕРПОЛЯЦИИ

Одной из основных операций по цифровой обработке сейсмических данных является введение кинематической поправки. В статье рассматривается один из часто повторяющихся шагов по введению этой поправки — интерполяция. Для характеристики отдельных методов интерполяции применяется первый абсолютный момент ошибки интерполяции. Он вычисляется как функция безразмерной переменной ν , образованной из произведения частоты f и шага квантования τ . Вычисление было выполнено для двух простых методов интерполяции.

Из приведенных результатов видно, что допустимое значение верхней предельной частоты зависит от применяемого метода интерполяции и может быть значительно ниже теоретической величины (положение Шаннона).

ВЫЧИСЛЕНИЕ СИНТЕТИЧЕСКИХ СЕЙСМОГРАММ ПО КРИВЫМ АКУСТИЧЕСКОГО КАРОТАЖА

ГРО Э. — КАРАШ ДЬ. — КОРВИН Г. — ЛЕНДВАИ К. — ШИПОШ Й.*

ВВЕДЕНИЕ

В сейсмическом отделе Геофизического института им. Этвеша уже давно возник вопрос о необходимости получения синтетических сейсмограмм, т. е. искусственных сейсмограмм, вычисляемых с использованием коэффициентов отражения, определяемых по непрерывной кривой времени пробега волн, а также соответствующим образом подобранного первичного сигнала. Однако, решению этой задачи препятствовало отсутствие необходимой для этой цели аппаратуры акустического каротажа. В Венгрии к работам по *акустическому каротажу* можно было приступить только после приобретения в 1968 г. у Национального предприятия «Геофизика» в Лейпциге аппаратуры типа УСБА-21.

В сейсмическом отделе работы по изучению теории синтетических сейсмограмм проводятся с 1967 г. Уже в то время были составлены программы для вычисления синтетических сейсмограмм. Первые опытные работы на фактическом материале проводились в 1969 г. после внедрения аппаратуры УСБА-21. Как нам известно, в Венгрии до сих пор не применялись известные из иностранной литературы способы составления синтетических сейсмограмм, хотя последние обладают рядом преимуществ, не достигаемых иным путем. Хотя эти способы известны из литературы, здесь мы остановимся на коротком изложении основных из них.

Первоначальная задача, решение которой потребовало составления синтетических сейсмограмм, заключалась в необходимости найти путь для выделения *фактических отражающих горизонтов* — главным образом опорных — в отдельных районах работ и для их корреляции по сейсмограммам МОВ.

С этим тесно связан вопрос о *кратных отражениях*. Синтетические сейсмограммы можно составлять с кратными волнами и без них. Следовательно, существует возможность распознавания и выделения этих волн на сейсмических записях МОВ.

Сопоставление фактических записей МОВ с синтетическими сейсмограммами позволяет выявить отражения (или горизонты), «*перекрытые*» на стандартных записях помехами, кратными волнами и т. д., но явно выделяющихся на синтетических сейсмограммах.

Синтетические сейсмограммы позволяют обнаружить *истинный характер* как одно-, так и многократно отраженных волн, и, поскольку при их вычислении используются различные первичные сигналы, выяснить степень *поглощения частоты* различными участками геологического разреза. А при помощи первичного сигнала с изменяющейся во времени частотой, можно учесть осо-

* Дата поступления — 7 апреля 1970 г. Венгерский геофизический институт им. Л. Этвеша

бенность верхней части разреза, заключающуюся в более интенсивном поглощении более высоких частот. Это позволяет соответствующим образом подбирать параметры применяемой фильтрации и регулировки амплитуд, отчасти для выделения отдельных горизонтов и отчасти для подавления кратных волн.

Синтетические сейсмограммы способствуют более точному вычислению скоростей по годографам отраженных волн, благодаря уточненному выделению отражений.

В области геологической интерпретации данных синтетические сейсмограммы помогают повысить уверенность опознавания отдельных горизонтов, и их корреляции между профилями, а также увеличить надежность прослеживания различных своеобразных стратиграфических и структурных элементов, благодаря изучению истинного характера отражений.

Однако, необходимо указать и на затруднения, которые могут возникать, в частности, в условиях молодых бассейнов: в верхней части их разрезов мощностью в сотни метров или больше, в отдельных случаях акустический каротаж может давать неуверенные или вовсе неиспользуемые результаты. Эти затруднения, как правило, устраняются путем исследования скважины методами сопротивления, ГГК и сейсмического каротажа, а также с использованием так назыв. формулы Фауста. Ниже излагаемый материал — поскольку кривая акустического каротажа относится только к определенному интервалу глубин — должен рассматриваться с учетом указанного ограничения, так как в нем не содержатся возможные кратные волны, связанные с верхней частью разреза.

Сам акустический каротаж, как и все виды измерений, имеет свои характерные источники погрешностей. Более подробно они будут рассматриваться в добавлении II к настоящей работе.

ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ОБРАБОТКИ

Вычисления проводились по кривой акустического каротажа (рис. 1) скважины, пробуренной в районе с. Надьката.*

Вблизи от скважины протягиваются сейсмические профили Нк-7 и Нк-14, проведенные Сейсморазведочным предприятием Треста нефтяной и газовой промышленности в 1964 г. методом отраженных волн. Таким образом имелась возможность сопоставить синтетические сейсмограммы с полевыми записями. Акустический каротаж был проведен в интервале глубин от 902 до 1466 м.

Обработка материала проводилась в следующие этапы:

а) Кодирование: выяснение вопросов квантования

Кодирование данных осуществлялось при помощи полуавтоматического устройства, разработанного отделом промысловой геофизики Института. Это устройство через дискретные шаги отсчитывает данные, представленные в

* Принцип акустического каротажа (т. е. каротажной аппаратуры) описывается в Дополнении II.

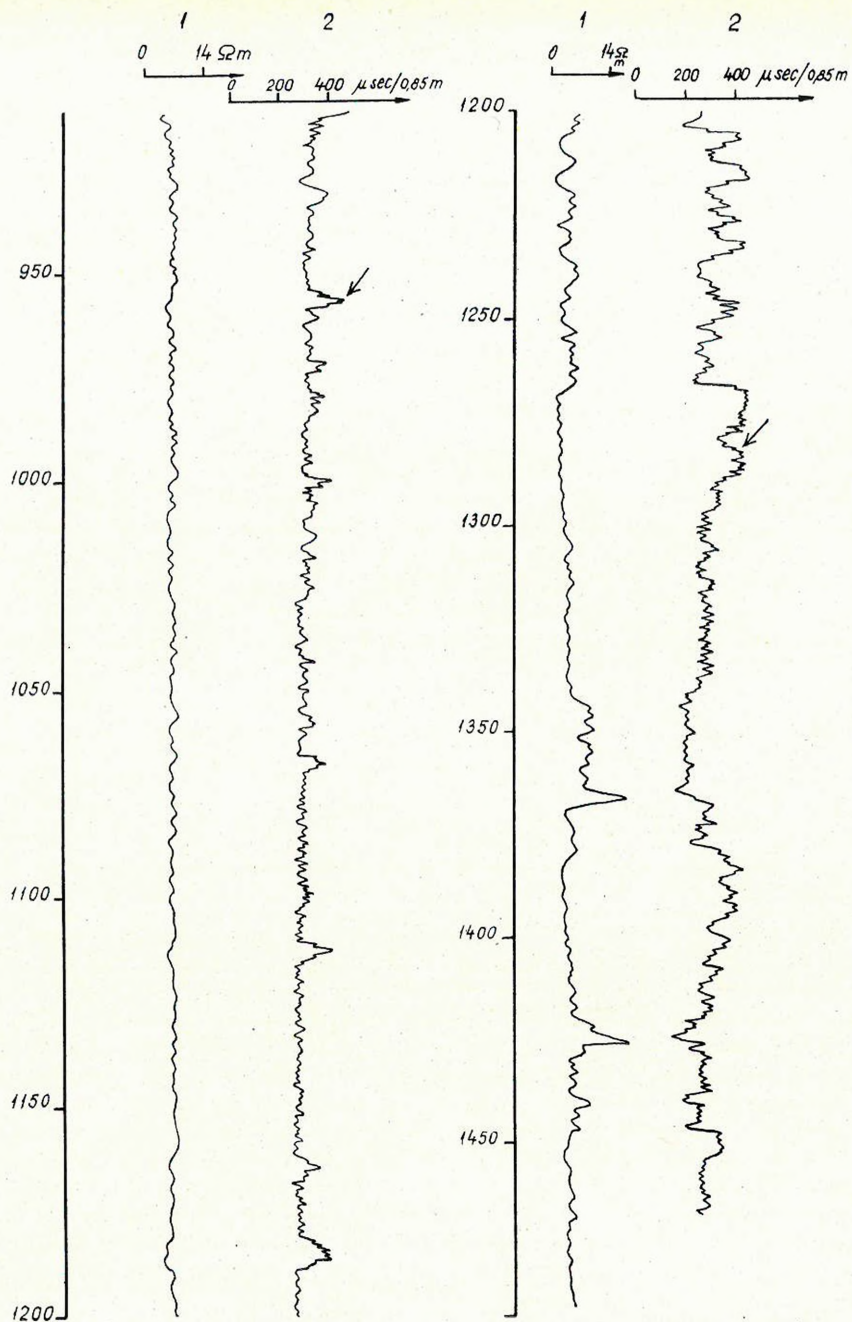


Рис. 1. Отрезок использованной кривой акустического каротажа (Отдел промышленной геофизики Геофизического института им. Этвеша, 1968)

1. ábra: Részlet a felhasznált akusztikus karotázsszelvényből (ELGI Mélyfúrási Geo-fizikai Osztály, 1968)

Fig. 1 Part of the acoustic log used (Well-logging Department of the ELGI, 1968)

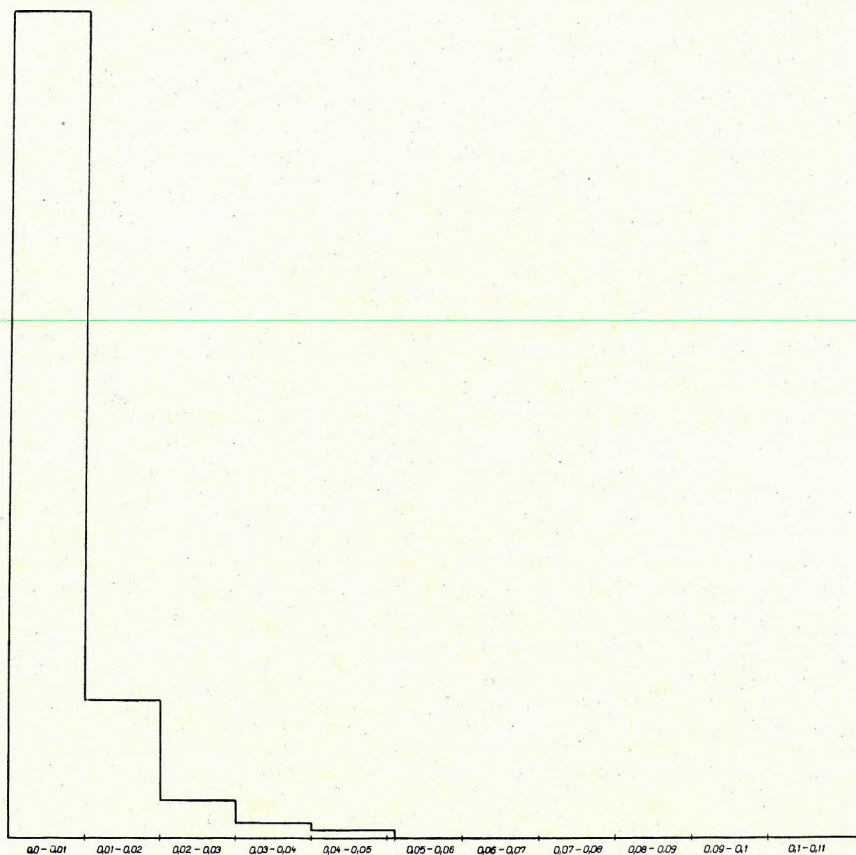


Рис. 2. Гистограмма погрешности квантования, вычисленная с использованием 1000 данных. $\Delta = 20$ см

2. ábra: Mintavételezési hiba hisztogramja 1000 adatból számítva. $\Delta = 20$ cm

Fig. 2 Histogram of sampling error, computed from 1000 data. $\Delta = 20$ cm

графическом виде и перфорирует их в так называемом коде Грея на 5-дорожечную перфоленту.* Затем информация уже может обрабатываться с использованием соответствующей программы. На данном устройстве возможно применять шаги квантования 0,25, 0,5, 1 и 2 мм. (1 мм записи соответствует интервалу глубин, равному 20 см.)

Были проведены исследования для определения *подходящего шага квантования*. При этом критерием считалась возможность восстановления пропущенных данных линейной интерполяцией с небольшими относительными

* Кодирующее устройство и код Грея описываются в работе Салаи М., публикуемой в ближайшем будущем.

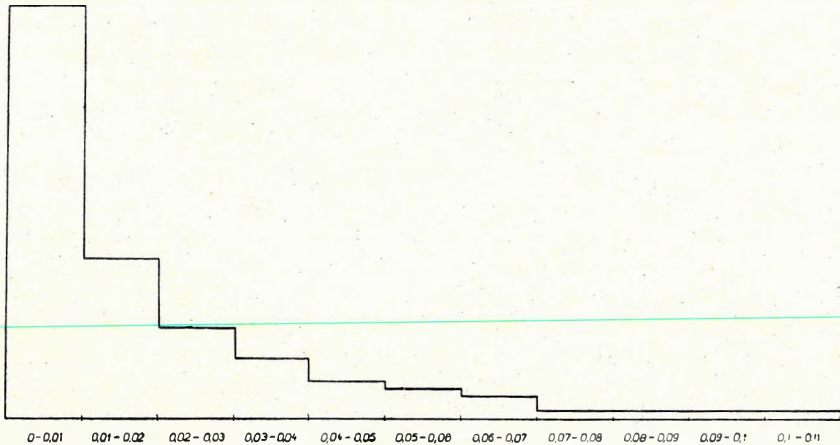


Рис. 3. Гистограмма погрешности квантования, вычисленная с использованием 1000 данных. $\Delta = 40$ см

3. ábra: Mintavételezési hiba histogramja 1000 adatból számítva. $\Delta = 40$ cm

Fig. 3 Histogram of sampling error, computed from 1000 data. $\Delta = 40$ cm

погрешностями, точнее, применяя обозначения изучаемой функции $t(x)$ и шага квантования — Δ , — выполнение соотношения

$$\left| t\left(\frac{x_i + x_{i+1}}{2}\right) - \frac{t(x_i) + t(x_{i+1})}{2} \right| \leq \varepsilon \left| t\left(\frac{x_i + x_{i+1}}{2}\right) \right| \quad (1)$$

где $x_i = i \cdot \Delta$.

Составлены гистограммы зависимости распределения относительных погрешностей ε от шага квантования Δ (рис. 2, 3). Из рисунков видно, что при шаге $\Delta = 20$ см получают менее значительные погрешности, но для практических целей подходящим шагом может быть $\Delta = 40$ см. Следует заметить, что с теоретической точки зрения правильно определить шаг квантования можно по теореме Шаннона с учетом спектра записи. Для практических целей можно применять и вышеуказанный, менее трудоемкий статистический анализ.

б) Вычисление коэффициентов отражения

Вычисление синтетических сейсмограмм осуществляется по методу «неизменяющийся прослой» («invariant imbedding») Беллмана (см. Дополнение I). В данном методе (как и в большинстве методов) среда подразделяется на слои с одинаковыми временами проникновения (в данном случае равными 1 мсек). При наличии двух слоев коэффициенты отражения и трансмиссии выражаются соотношениями

$$r_{12} = \frac{\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2} \quad (2)$$

$$t_{12} = \frac{2\rho_1 v_1}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2} \quad (3)$$

где v_1, v_2, ρ_1, ρ_2 — соответственно величины скорости и плотности обоих пластов. При отсутствии данных о плотностях, применяется общепринятое приближение $\rho \equiv 1$.

Зонд акустического каротажа записывает зависимость времени t , необходимого для пробега пути, соответствующего расстоянию между двумя датчиками — 85 см — от глубины $h[t(h)]$. По функции $t(h)$ сначала определялось время $T(x)$, соответствующее времени пробега волны от глубины 902 м до $(902+x)$ м:

$$T(x) = \frac{1}{0.85} \int_{902}^{902+x} t(h) dh \approx \frac{\Delta}{0.85} \sum_{902 \leq h_i \leq 902+x} t(h_i) \quad (4)$$

где Δ — шаг квантования, а $h_i = 902 + i \cdot \Delta$.

По величинам $T(x)$ можно определить слои времени и их скорости. Границы пластов получаются по величинам x_k , удовлетворяющим уравнениям

$T(x_k) = k \quad k=0, 1, 2, \dots$ мсек. А скорость k -го пласта равна

$$v_k = \frac{x_k - x_{k-1}}{0.001 \text{ sec}} \quad (5)$$

Расчетные кривые скоростей представлены на рис. 4, 5, для шагов квантования $\Delta = 20$ см и $\Delta = 40$ см. Кривые, вычисленные двумя различными способами, хорошо согласуются между собой (при корреляционном коэффициенте равном 0,998). При этом верхняя часть разреза, не изученная акустическим каротажем, считалась однородной, а величины скорости брались из полученной в этом районе кривой средних скоростей (Варкони, 1966). Для контроля было проверено совпадение средних скоростей, полученных по кривой акусти

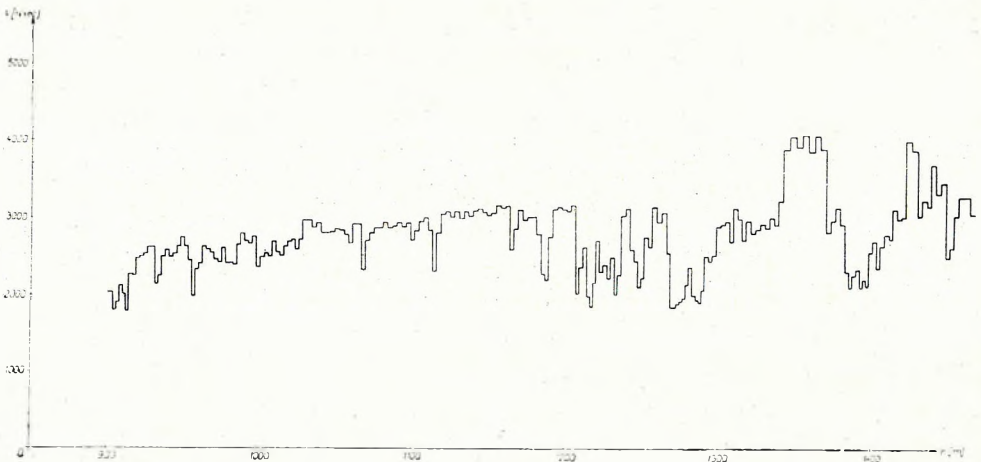


Рис. 4. Зависимость пластовых скоростей от глубины при шаге квантования $\Delta = 20$ см
4. ábra: Rétegssebességek a mélység függvényében, $\Delta = 20$ cm mintavételezés esetén
Fig. 4 Layer velocities as function of depth; sampling interval $\Delta = 20$ cm

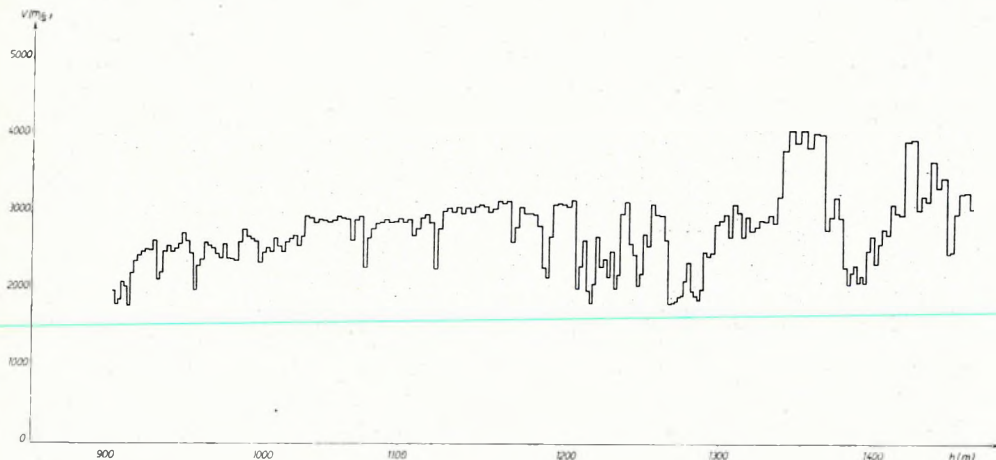


Рис. 5. Зависимость пластовых скоростей от глубины при шаге квантования $\Delta=40$ см
 5. ábra: Rétegebességek a mélység függvényében, $\Delta=40$ cm mintavételezés esetén
 Fig. 5 Layer velocities as function of depth; sampling interval $\Delta=40$ cm



Рис. 6. Сопоставление средних скоростей:
 ————— кривая средних скоростей, полученная по кривой акустического каротажа
 - - - - - кривая средних скоростей, полученная по сейсморазведочным данным
 6. ábra: Átlagebességek összehasonlítása: ————— akusztikus szelvényből számított görbe; - - - - - szeizmikus módszerrel nyert átlagebesség
 Fig. 6 Comparison of mean velocities: ————— from acoustic log; - - - - - from seismic data

ческого каротажа с средними скоростями, определенными по сейсмическим данным (рис. 6), причем для участка до 902 м предполагалось согласие. По пластовым скоростям (при пренебрежении плотностями) получают коэффициенты (2); (3) (рис. 7).

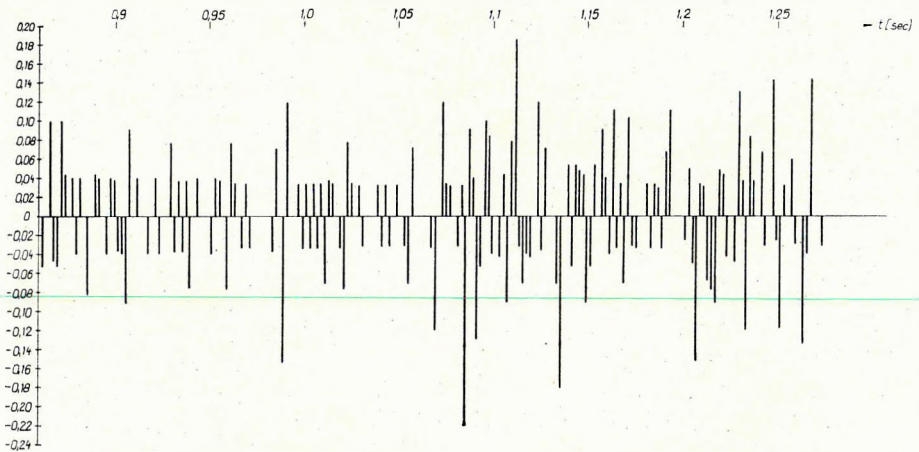


Рис. 7. Зависимость коэффициентов отражения от времени вступления
 7. ábra: Reflexiók együtthatók a beérkezési idő függvényében
 Fig. 7 Reflection coefficients as function of arrival time

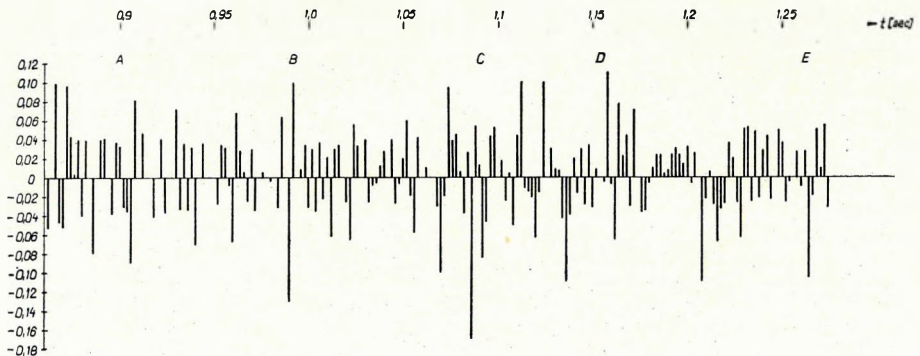


Рис. 8. Импульсный сейсмический канал
 8. ábra: Impulzusos szeizmikus csatorna
 Fig. 8 Seismic impulse-channel

в) Вычисление синтетических сейсмограмм

С использованием коэффициентов отражения для интервала глубин, соответствующего кривой акустического каротажа, была вычислена *импульсная сейсмограмма*. Она содержит все однократные и кратные отражения, которые могут быть вычислены (рис. 8). Вычисления действительны для нормального падения, т. е., практически моделируется трасса сейсмоприемника, расположенного у пункта взрыва. (При вводе динамических поправок можно аппроксимировать и многоканальную сейсмограмму.) Сферическое и неупругое рассеивание не учитывалось.

Синтетическая сейсмограмма получается путем конволюции импульсной сейсмограммы по форме сигнала. При рассматриваемых вычислениях применялась форма сигнала, характерная для данного района и для данной глубины (рис. 9), которая была взята из сейсмограммы ПВ 66⁰⁰ профиля Нк-7 (1964 г., Сейсморазведочное предприятие Треста нефтяной и газовой промышленности). Синтетическая сейсмограмма представлена на рис. 10. Для сопо-

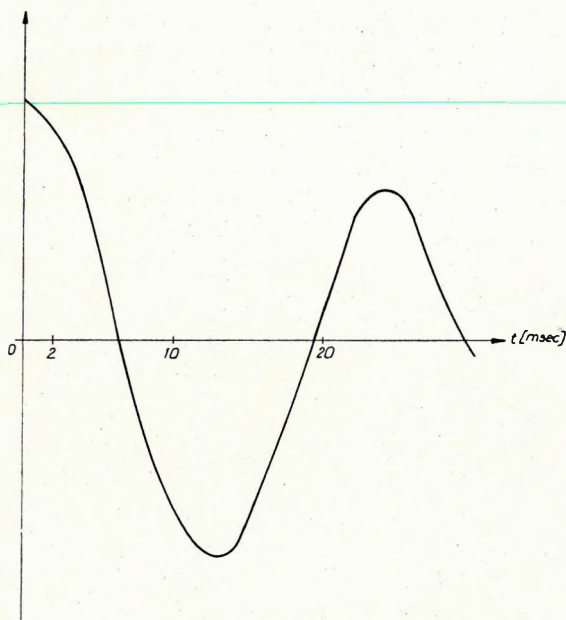


Рис. 9. Исползованная форма сигнала

9. ábra: A felhasznált jelalak

Fig. 9 Applied signal form

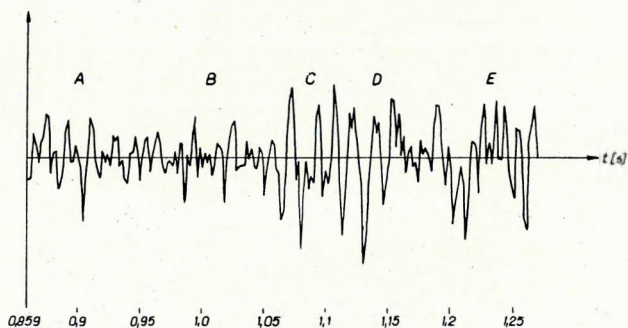


Рис. 10. Синтетический сейсмический канал

10. ábra: Szintetikus szeizmikus csatorna

Fig. 10 Synthetic seismic channel

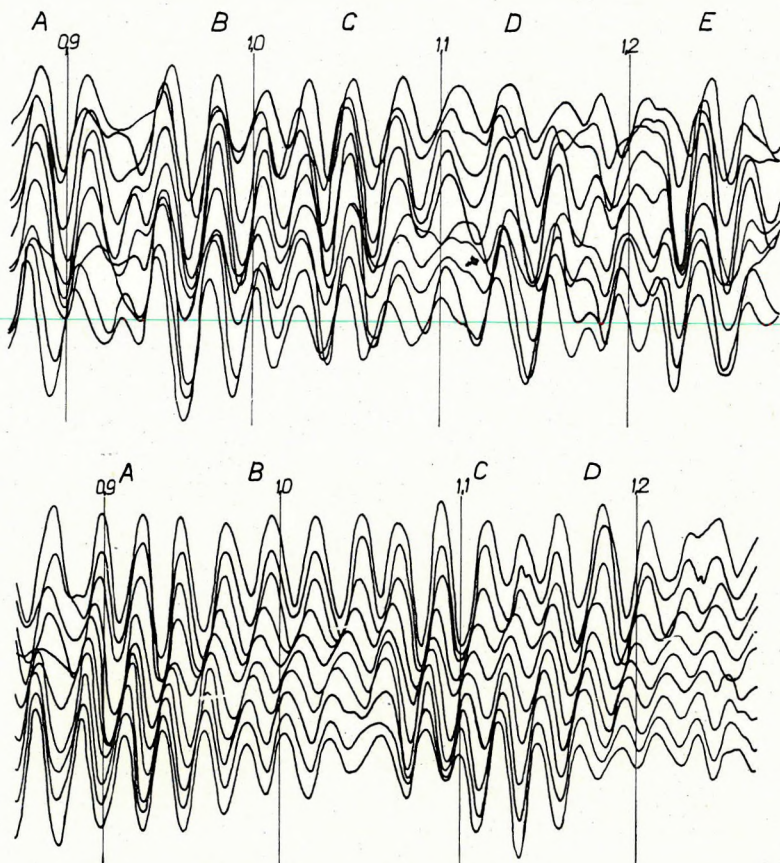


Рис. 11. Отрезки сейсмограмм, полученных в ПВ 66⁰⁰ профиля Нк-7 (а) и в ПВ 74⁴⁰ профиля Нк-14 (б) (Сейсморазведочное предприятие Треста нефтяной и газовой пром. 1964 г.)

11. ábra: Részletek az Nk-7 Rp. 66⁰⁰ (a) és Nk-14 Rp. 74⁴⁰ (b) szeizmogramokból. (OKGT SzKŰ, 1964)

Fig. 11 Details of seismic records: a) Profile Nk-17, S. P. 66⁰⁰; b) Profile Nk-14, S. P. 74⁴⁰ (OKGT SzKŰ, 1964)

ставления здесь приводятся и соответствующие отрезки полевых записей (рис. 11). Отражения, выделяющиеся на синтетической сейсмограмме и на отрезках полевых записей, хорошо согласуются между собой.

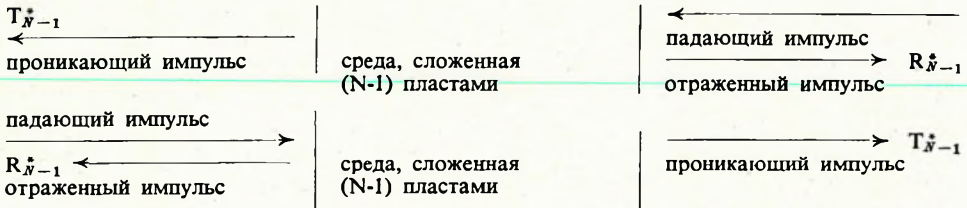
ВЫВОДЫ

По имеющемуся небольшому объему фактического материала, само собой разумеется, нельзя получить полную картину о применимости синтетических сейсмограмм. Перед нами была лишь поставлена цель разработать применимый метод для обработки данных акустического каротажа.

Дополнение I.

Короткое описание способа вычисления синтетической сейсмограммы

В соответствии с методом «неизменного просяла» (invariant imbedding) (БЕЛЛМАН—КАЛАБА, 1956) задача сводится к двухэтапной задаче, благодаря чему для функции импульсного ответа получаются рекуррентные соотношения. Любая неоднородная среда, слагающаяся из $N-1$ пластов, характеризуется следующими четырьмя величинами: R_{N-1}^* ; T_{N-1}^* ; R_N ; T_N . Их объяснение сводится к следующему:



Каждая из величин R_{N-1}^* ; T_{N-1}^* ; R_N ; T_N представляет собой бесконечный полином переменной

$$Z^{1/2} = \exp(-j\omega\tau/2),$$

$\tau = 2$ мсек (см., напр. РОБИНСОН—ТРЕЙТЕЛ, 1964).

Нам необходимы коэффициенты Френсела, относящиеся к границам элементарных пластов:

$$\begin{aligned} \Gamma_N &= \frac{\rho_{N-1}v_{N-1} - \rho_N v_N}{\rho_N v_N + \rho_{N-1}v_{N-1}}, \\ \Gamma_N' &= \frac{\rho_N v_N - \rho_{N-1}v_{N-1}}{\rho_N v_N + \rho_{N-1}v_{N-1}}, \\ t_N &= \frac{2\rho_{N-1}v_{N-1}}{\rho_N v_N + \rho_{N-1}v_{N-1}}, \\ t_N' &= \frac{2\rho_N v_N}{\rho_N v_N + \rho_{N-1}v_{N-1}} \end{aligned} \tag{6}$$

где Γ_N ; t_N касаются волны, падающих справа, а Γ_N' ; t_N' волн, падающих слева.

Величины Γ_N ; t_N ; Γ_N' ; t_N' связаны между собой следующими соотношениями Стокса:

$$\begin{aligned} \Gamma_N + \Gamma_N' &= 0, \\ t_N t_N' &= 1 - \Gamma_N^2, \\ t_N + t_N' &= 2. \end{aligned} \tag{7}$$

Допустим, что для среды, сложенной $(N-1)$ пластами, уже известны функции ответа R_{N-1}^* ; T_{N-1}^* ; R_{N-1} ; T_{N-1} и добавим к неоднородной среде дополнительный N -ый пласт. В этом случае напр. величина R_N^* слагается из следующих факторов (ДЭРБИ—НЕЙДЕЛЛ, 1966; ЭДЭМС—ДЕНМАН, 1966):

$R_N^* = r_N$ (Отражение от границы N-ого слоя)			
$+ t_N$ Прохождение через границу N-ого слоя	$\cdot Z^{1/2}$ (распространение налево)		
$\cdot R_{N-1}^*$ (коэффициент отражения неоднородн. слоя)	$\cdot Z^{1/2}$ (распространение направо)	$\cdot t_N'$ (проникновение через границу N-ого слоя слева)	
$+ t_N$ (прохождение через границу слоя)	$\cdot Z^{1/2}$ (распространение 1)		
$\cdot R_{N-1}^*$ (отражение от неоднородного слоя)	$\cdot Z^{1/2}$ (распространение 2)		
$\cdot r_N'$ (отражение от N-ого слоя)	$\cdot Z^{1/2}$ (распространение 3)		
$\cdot R_{N-1}^*$ (отражение от неоднородн. слоя)	$\cdot Z^{1/2}$ (распространение 4)	$\cdot t_N'$ (прохождение слева)	

+ члены более высокого порядка.

В выражении R_N^* члены 2, 3 и т. д. образуют геометрический ряд, следовательно

$$R_N^* = r_N + \frac{t_N t_N' R_{N-1}^* Z}{1 - r_N R_{N-1}^* Z};$$

или, при использовании формул Стокса:

$$R_N^* = \frac{r_N + Z R_{N-1}^*}{1 + R_{N-1}^* r_N Z} \quad (8)$$

По подобным соображениям:

$$T_N^* = \frac{t_N Z^{1/2} T_{N-1}^*}{1 + R_{N-1}^* r_N Z}, \quad (9)$$

$$R_N = \frac{R_{N-1} + r_N Z (R_{N-1} R_{N-1}^* - T_{N-1} T_{N-1}^*)}{1 + R_{N-1}^* r_N Z}, \quad (10)$$

$$T_N = \frac{t_N Z^{1/2} T_{N-1}}{1 + R_{N-1}^* r_N Z} \quad (11)$$

Начальные величины рекуррентных формул (8)—(11):

$$R_1^* = r_1 \quad R_1 = r_1' = -r_1 \quad (12)$$

$$T_1^* = r_1 \quad T_1 = t_1' = 1 - r_1$$

Для вычисления синтетической сейсмограммы составляется ряд

$$\bar{R}_N = \frac{R_N + 2r_1 + 1}{1 + r_1}$$

получаемый из R_N линейной трансформацией.

Решая формулы (8)—(12) по \bar{R}_N , получаем следующие рекуррентные соотношения (ДЭРБИ—НЕИДЕЛЛ, 1966; формулы (26), (27), (36)):

$$A_N = A_{N-1} + Z r_N E_{N-1}$$

$$E_N = r_N A_{N-1} + Z E_{N-1}$$

$$R_N(Z^{N-1}) = -r_N - \sum_{i=0}^{N-2} A_N(Z^{N-1-i}) R_{i+1}(Z^i)$$

$$(N \geq 2)$$

и

$$A_1 = 1; E_1 = r_1; \bar{R}_1 = 1.$$

Величины A_N ; E_N представляют собой вспомогательные ряды для рекуррентных формул. Величина $\bar{R}(Z^k)$ означает коэффициент Z^k в полиноме.

Следует заметить, что вместо вышеизложенного длительного вывода, рекуррентные соотношения (8)—(11) легко и удобно получаются при помощи стандартных методов вычисления линейных сетей (signal flow graphs) (ЭДЭМС—ДЕНМАН, 1966; МЭЗОН—ЦИММЕРМАН, 1960).

Методы теории графов позволяют рассмотреть и случай глубоко заложеного пункта взрыва, а также падения под любым углом.

Дополнение II.

Основы акустического каротажа; тип и основные характеристики применяемой аппаратуры; погрешности измерения и их характер

В основе акустического каротажа лежит измерение времени пробега от датчиков до приемников пачки волн, приходящих из источников через буровой раствор и распространяющихся по стенке скважины в виде преломленных волн; для этой цели применяется непрерывно перемещающаяся по стволу скважины система зондов, состоящая, как правило, из пары источников и пары приемников акустических волн.

Аппаратурой определяется разность времени пробега волны между отдельными парами источников и приемников, причем в виде стандартной для каротажных работ аналоговой кривой записывается время, необходимое для пробега волны по интервалу стенки скважины, соответствующему базе зонда, в данном случае 0,85 м.

Как указано в введении, у нас применяется аппаратура акустического каротажа типа УСБА-21/II производства ГДР. Основные характеристики аппаратуры сводятся к следующему.

Система состоит из трех элементов, 2 датчиков и 1 приемника; датчики магнитоотрицательные, а приемники — пьезоэлектрические; размеры: $A_2 = 0,85$ м, $A_1 = 1,05$ м. Датчики испускают пачки волн 23 кгц с частотой 5,56 гц. (При частоте 5,56 гц и при стандартной скорости подъема зонда в промежутке между последовательными сигналами двух датчиков зонд перемещается лишь на несколько см, что обеспечивает практически непрерывную кривую времени.) Диаметр зонда составляет 102 мм, прочность на температуру 120 °С и на давление — 600 атм. В процессе измерений — в скважинах соответствующего диаметра — для повышения точности измерения времени может применяться центрирующее устройство, обеспечивающее цилиндрическую симметрию.

На рис. 1 представлена кривая времени « Δt » для изученного в данном случае интервала скважины, и для сопоставления здесь же приведена кривая удельного сопротивления, полученная потенциальной установкой 0,5 м.

Уже на первый взгляд из рисунка видно очень хорошее совпадение кривой времени с кривой сопротивления, в частности на нижнем участке.

Изученный участок разреза складывается известняками различной твердости, известковыми мергелями, мергелями, глинистыми мергелями с полосами песков и чистыми глинистыми

мергелями. Такой очередности петрографических разновидностей с хорошим приближением соответствуют постепенно понижающиеся величины сопротивления и скорости распространения волн.

Точность измерения времени, т. е. определения пластовой скорости, а также всех операций дальнейшей обработки данных определяется, в основном, следующими факторами:

- а) эффектом кавернозности
- б) сменой циклов
- в) механическими шумами, создающимися при подъеме зонда
- г) эксцентричностью зонда
- д) изменением скорости в радиальном направлении.

При применении 3-элементного зонда эффект кавернозности выражается — в начале и конце интервала изменения диаметра — в появлении аномалий, зависящих главным образом от размера изменения, но имеющих противоположный знак. На рассматриваемой кривой подобного характера аномалии не выделяются, но в связи с их обратным знаком, при определении средних величин они все-равно компенсируют друг друга.

Смена циклов имеет место в разрезах рыхлых отложений, характеризующихся высоким коэффициентом затухания волн или в толщах нарушенных, трещиноватых пород, когда энергия фактических первых вступлений не достигает требуемой пороговой величины, а в качестве кажущихся первых вступлений приходит одна из последующих волн. В принципе эта погрешность может иметь переменный знак, но практически основная доля скачков циклов вызывается повышенным затуханием, наблюдающимся при большем расстоянии датчик-приемник. В существующей аппаратуре эта погрешность может быть исправлена впоследствии путем ввода поправок вручную, если скачки циклов явно выделяются, но полностью устранить ее можно только при записи полной волновой картины и последующей ее интерпретации. (На рис. 1 скачки циклов однозначно выделяются в местах, отмеченных стрелками.)

Погрешности, связанные с эффектом шумов, создающихся при подъеме зонда и с эксцентричностью зонда, устраняются общим приемом. Оба вида погрешностей могут быть уменьшены за счет применения упругих центрирующих устройств. (Поскольку появление погрешностей на обоих каналах носит случайный характер, при определении средних величин их эффект в определенной мере компенсируется.) По кривой погрешности подобного характера не выделяются, об их величине можно судить по допускаемому отклонению результатов повторных измерений. (Напр. при среднем времени вступления 200 мксек допустимое отклонение не должно превышать 10 мксек.)

Изменение скорости в радиальном направлении сказывается не на погрешности определения пластовых скоростей, а на определении суммарной средней величины времени, что может иметь решающее значение при сопоставлении кривой с сейсморазведочными данными. До сих пор в условиях Венгрии не накоплен значительный опыт относительно величины градиента скоростей, в связи с чем при обработке данных этот фактор не учитывался.

ЛИТЕРАТУРА

- R. N. ADAMS, E. D. DENMAN, 1966: Wave propagation and turbulent media. American Elsevier Publ. Co. New-York.
- R. BELLMAN, R. KALABA, 1956: On the principle of invariant imbedding and propagation through inhomogeneous media. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, XLII pp. 629—632.
- E. K. DARBY, N. S. NEIDELL, 1966: Application of dynamic programming to the problem of plane wave propagation in a layered medium. Geophysics 31. pp. 1037—1048.
- GROHE, J.—LEHNERT, K.L., 1967: Akustiklog, Zeitschrift für angew. Geologie, Bd. 131 (1967) Heft 11/12.
- KARAS Gy., 1970: Akusztikus karotázsmérések hevezetése Magyarországon (Введение метода акустического каротажа в Венгрии). Földtani Kutatás, XIII. évf. 3—4, pp. 25—28.
- S. J. MASON, H. J. ZIMMERMANN, 1960: Electronic circuits, signals and systems. John Wiley and Sons, New-York, London.
- E. A. ROBINSON, S. TREITEL, 1964: Principles of digital filtering. Geophysics 29, pp. 395—404.

VÁRKONYI L. 1966: 88. sz. jelentés az 1964. és 1965. évben Nagykáta—Tápióbieske kutatási területen végzett reflexiós mérésekről. Országos Kőolaj és Gázipari Tröszt Kőolajipari Szeizmikus Kutatási Üzem. (Отчет № 88 о сейсмических работах, проведенных в 1964 и 1965 гг. в районе сс. Надьката-Тáпиобичке, методом отраженных волн. Сейсморазведочное предприятие Треста нефтяной и газовой промышленности.)

GRÓH EDINA — KARAS GYULA — KORVIN GÁBOR — LENDVAI KÁROLY — SIPOS JÓZSEF

SZINTETIKUS SZEIZMOGRAM SZÁMÍTÁSA AKUSZTIKUS LYUKSZELVÉNYBŐL

Az ELGI szeizmikus osztályán már régebben elkészített szintetikus szeizmogram programot akkor lehetett első ízben megvalósítani, amikor az NDK-ban vásárolt USBA 21 típusú akusztikus karotázsberendezés 1969-ben üzembe állt. A cikk az első ilyen kísérletről számol be.

A kiindulási anyag az egyik alföldi mélyfúrás akusztikus szelvénye volt, 902 és 1466 m közötti mélységből (1. ábra). A fúrás közelében reflexiós szelvények is húzódtak és sebességmeghatározó mérések is történtek. Így mód nyílt mind a sebességértékek, mind a reflexiók összehasonlítására.

Az alkalmazott lyukszelvényező berendezést, az akusztikus lyukszelvényezés alapjait és a mérési hibák kérdéseit a II. Függelék ismerteti.

A rendszer velejáró hibalehetőségei mellett, hazai viszonyok között nehézséget okoz, hogy a fiatal medenceüledék felső néhány száz méteres szakaszán az akusztikus szelvényezés esetenként bizonytalan eredményeket nyújthat, illetve esetleg el sem végezhető észszerűen. Ezt a nehézséget általában elektromos ellenállásszelvényezés, sűrűségi szelvényezés és szeizmikus lyukszelvényezés, valamint az ún. Faust-képlet segítségével szokás át-hidalni. A cikkben szereplő anyagot — minthogy az akusztikus lyukszelvény csak egy bizonyos mélységszakaszra vonatkozik — ennek a korlátozásnak a figyelembevételével kell szemlélünk, mivel a felső szakasszal kapcsolatos esetleges többszörösöket ez az anyag nem tartalmazhatja.

A feldolgozás a következő lépésekben történt:

1. Digitálás: mintavételi kérdések tisztázása

A digitálást az ELGI mélyfúrási geofizikai osztályán készített félautomatikus digitálóval végeztük. Az ilyen módon lyukszalagra vitt információ megfelelő átkódoló program segítségével feldolgozható. Mintavételi közök: 0,25, 0,5, 1,0 és 2,0 mm (1 mm = 20 cm mélységkülönbség).

Megvizsgáltuk, mi a legnagyobb olyan mintavételi köz, amelynél a kihagyott adatok lineáris interpolációval kis relatív hibával visszaállíthatók. Azt találtuk, hogy gyakorlati célokra 40 cm is megfelelő (2. és 3. ábra).

2. Reflexiós koeficiensek számítása

A szintetikus szeizmogram számítása Bellman „invariant imbedding” módszerével történt. Ennél a közeget egyenlő áthatolási idejű (esetünkben 1 msec) „rétegekre” kell bontani. Az így végzett felbontás után számított sebesség-görbék (4. és 5. ábra) jól egyeznek. Az akusztikusan nem szelvényezett felső szakaszt homogénnek tekintettük; sebességét a területi átlagsebesség görbéből vettük. Az így számított átlagsebesség-görbe azután jól követi a szeizmikus módszerekkel számított átlagsebesség-görbét (6. ábra). A rétegebességekből a sűrűség elhanyagolásával a (2) és (3) képlettel megadott együtthatók számolhatók (7. ábra).

3. A szintetikus szeizmogram számítása

A reflexiós koeficiensek felhasználásával impulzusos szeizmogramot számítottunk (8. ábra). Ez valamennyi számítható egyszeres és többszörös reflexiót tartalmazza. A számítás normális beesésre vonatkozott. A szférikus és inelasztikus szóródást nem vettük figyelembe.

Az impulzusos szeizmogramnak jelalakkal való konvolválása útján számítható szintetikus szeizmogramhoz a területre és az adott mélységre jellemző jelalakot használtuk

fel (9. ábra). A szintetikus szeizmogram a 10. ábrán látható. Összehasonlításként közöljük a megfelelő észlelt szeizmogramok részleteit (11. és 12. ábra). A megjelölt reflexiók jól azonosíthatók.

Az I. Függelék a szintetikus szeizmogram számításának menetét, a II. Függelék az akusztikus lyukszelvényezés alapjait, az alkalmazott berendezés főbb jellemzőit és a mérési hibák kérdéseit ismerteti. Az I. Függelék és az irodalmi jegyzék az orosz nyelvű változatban található; a II. Függelékét — számítva a magyar olvasók érdeklődésére — magyar nyelven is közöljük.

II. Függelék

Az akusztikus lyukszelvényezés alapjai: az alkalmazott berendezés típusa s főbb jellemzői: a méréseket terhelő hibák, s azok jellege

Az akusztikus lyukszelvényezés azon alapszik, hogy a fúrólukban folyamatosan mozgó szondarendszerrel — amely általában ultraszonikus adó- és vevópárokból áll — mérjük az adókból a fúrólyadékon keresztülhaladó s a lyuk falán refraktált hullámként terjedő hullámcsomagok terjedési idejét, az adó-vevópárok távolságait.

A berendezés az egyes adó-vevópárok terjedési időkülönbségét képezve a karotázis gyakorlatban szokásos analóg görbe formájában rögzíti a szonda bázisának — itt 0,85 m-es távolságnak — megfelelő, a lyukfalon megtett út befutásához szükséges időt.

Mint a bevezetés is utal rá, az általunk alkalmazott rendszer NDK-gyártmányú, USBА-21/II. típusú akusztikus karotázisberendezés. Főbb adatai az alábbiak.

Háromeleemes, kétadós, egyvevős rendszer, magnetostrikciós adókkal és piezoelektromos vevővel, $A_2=0,85$ m, $A_1=1,05$ m méretekkkel. Az adók egymáshoz viszonyítva 5,56 Hz-es gyakorisággal 23 kHz-es hullámcsomagokat bocsátanak ki (az 5,56 Hz-es ismétlődési frekvencia értékéből adódik, hogy a szonda szokásos vontatási sebessége mellett csak néhány cm-es elmozdulás következik be a két adó egymás utáni jelei között, ami gyakorlatilag folytonos időgörbét biztosít). A szonda átmérője 102 mm, hő- és nyomástűrése 120 °C, illetve 600 atm. Mérés közben — megfelelő átmérőjű furatban — az időmérési pontosság növelésére a hengersizmetria biztosítása végett központosító alkalmazható.

Az 1. ábrán látható az esetünkben mért lyukszakasz „I” időgörbéje, valamint ugyanarra a szakaszra vonatkozó, összehasonlító anyagként feltüntetett, 0,5 m méretű potenciál-elrendezéssel felvett fajlagos ellenállásgörbe.

Az időszelvény és az ellenállásgörbe igen jól megfelel egymásnak; ez első rátekintésre is kitűnik, főleg a szelvény alsó szakaszán.

Közvetlenül a mért szakaszon több különböző keménységű mészkő, mészmárga, márga, homokos — homokkőcsikós agyagmárga és tiszta agyagmárga található. A sorrend jó közelítéssel csökkenő ellenállást és csökkenő terjedési sebességet is jelent.

Az időmérésnek, illetve a rétegssebesség meghatározásának, valamint minden további feldolgozásnak a pontosságát főleg az alábbi tényezők határozzák meg:

- a) kavernahatás,
- b) ciklusváltás,
- c) a szonda vontatásakor keletkező mechanikus zajok,
- d) a szonda excentricitása,
- e) sugárirányú sebességváltozás.

A kavernahatás az alkalmazott háromeleemes szondánál abban nyilvánul meg, hogy az átmérváltozás alján és tetején elsősorban a változás nagyságától függő, de ellenkező előjelű idő anomáliák jelentkeznek. A szóban forgó szelvényen ilyen jellegű anomáliák nem ismerhetők fel, ellenkező előjelük folytán a középértékképzésnél egyébként is kompenzálják egymást.

A ciklusváltás nagy csillapítású laza, vagy töredezett, repedezett kőzetösszletekben következik be, amikor a tényleges első beérkezések energiája a szükséges küszöbérték alatt marad, s látszólagos első beérkezésként a későbbi beérkezések valamelyike szerepel. E hiba értéke elvileg váltakozó előjelű lehet, gyakorlatilag azonban a ciklusugrások nagyobbik hányadát a nagyobb adó-vevő távolságon létrejövő nagyobb mérvű csillapodás okozza. Ezen a hibán javítani a jelenlegi berendezésnél a világosan felismerhető esetekben

utólagos manuális korrekcióval, teljesen azonban csak az egész hullámkép rögzítésével s ezek utólagos kiértékelésével lehet (ciklusugrások az 1. ábrán nyíllal jelölt helyeken ismerhetők fel egyértelműen).

A szonda vontatásakor keletkező zajok hatása és az excentricitásból származó hibák kirekesztésének módja bizonyos mértékig közös. Mindkettő rugalmas központosítók alkalmazásával csökkenthető (mivel a hiba fellépése mindkét csatornára vonatkozóan véletlenszerű, az átlagidő képzésénél hatásuk bizonyos mértékig kompenzálódik).

A szelvényen az ilyen jellegű hibák nem lokalizálhatók, mértékükre az ismételt mérések megengedett eltéréseiből lehet következtetni (pl. 10 μ sec-on belüli megengedett eltérés 200 μ sec-os átlagos beérkezési idő mellett).

A sugárirányú sebességváltozás nem az egyes rétegebességek meghatározási hibájára hat, hanem az eredő átlagidő-értékek meghatározásában, s ezeknek szeizmikus adatokkal való összehasonlításában lehet döntő jelentőségű. Hazai tapasztalataink a sebességgradiens értékét illetően nincsenek, így a feldolgozásnál ezt a ténytet nem is vettük figyelembe.

E. GRÓH — GY. KARAS — G. KORVIN — K. LENDVAI — J. SIPOS

COMPUTATION OF SYNTHETIC SEISMOGRAMS FROM ACOUSTIC LOG

A program for the computation of synthetic seismograms was already set up in the Seismic Department of ELGI a few years ago. Its realization, however, become possible only when the operations with the GDR-made acoustic logging equipment USBA 21 started in 1969.

The initial material (Fig. 1) is an acoustic log recorded in a borehole on the Great Hungarian Plain, from the depth-range 902—1466 m. Also a reflexion survey was run in the neighbourhood of the borehole, and velocity determinations have been made. This gave the possibility for a comparison of velocity values, resp. reflexions.

The USBA 21 equipment has a system of 2 magnetostrictive transmitters and 1 piezoceramic receiver. The base — i.e. the spacing between the two transmitters — is 85 cm. The transmitters radiate 25 Kcps wave-packets with a frequency of 5,56 cps alternately. During the period between two subsequent signals, the borehole-tool is shifted somewhat, this means, however, with the usual hoisting velocity, a few cm-s only, practically yielding a continuous time-log.

The upper temperature limit of the tool is 120 °C, its pressure-resistance is 600 atm.

Apart from the innate error-possibilities of the system, difficulty arises, under the conditions in Hungary, from the fact that acoustic logging may give uncertain or wrong results in the topmost few hundred meters of the overburden. This difficulty can usually be settled with the aid of electric resistivity logs, density logs and seismic well-logs, further of the so-called Faust-formula. The material discussed in this paper must be considered with the limitation that the acoustic log refers to a certain depth-range only. Thus the material cannot contain eventual multiples originating from the upper section.

The operations included the following steps:

1. Digitizing: clarifying of sampling problems

The digitizing of the initial material was made with the half-automatic digitizer constructed in the Well-logging Department of the ELGI. The information recorded on punched-tape can be processed with the aid of a suitable program. Sampling intervals: 0.25, 0.5, 1.0, 2.0 mm (1 mm = 20 cm depth-difference).

Next, the question has been investigated, which is the longest sampling interval at which the left-out data can be reconstructed with a small relative error by linear interpolation. It was found that for practical purposes even 40 cm is satisfactory (Figs. 2 and 3).

2. Computation of reflexion coefficients

The computation of the synthetic seismogram was made with the "invariant imbedding" method of Bellman. Here, the medium has to be divided into "layers" of equal transit time (in our case 1 msec). The velocity curves calculated after this dissection into

layers showed a good agreement (Figs. 4 and 5). The upper section with no acoustic logging has been considered as homogeneous; its velocity having been taken from the areal average velocity curve. The computed average velocity curve fairly follows the seismic average velocity curve (Fig. 6). From the layer velocities, the coefficients in Formulae (2) and (3) can be computed, with the neglect of density.

3. Computation of the synthetic seismogram

Using the reflection coefficients, an impulse-seismogram has been computed (Fig 8). This contains all calculable single and multiple reflexions. The calculations refer to normal incidence. Spherical and inelastic dispersion has not been considered.

For the synthetic seismogram, computed by convolving the impulse-seismogram with a signal shape, a wavelet characteristic for the area and depth involved (Fig. 9) has been used. The synthetic seismogram itself is shown in Fig. 10. For a comparison, corresponding parts of recorded seismograms are presented in Figs. 11 and 12. The reflections marked can be well identified.

Appendix I describes the process of computing the synthetic seismogram; Appendix II discusses the basic principles of acoustic logging, the main characteristics of the equipment used and problems related to measuring errors.

COMPUTER PROCESSING AND REPRESENTATION OF MULTI-LAYER GEOELECTRIC SOUNDING CURVES

L. ZILAHÍ SEBESS — I. KŐRÖS*

The advantages offered by electronic computers for computation of families of theoretical curves had been recognized in the early sixties.

The first program for computation of two-layer $G(r)$ and $H(r)$ curves was set up for an IBM-628 computer. The external programming, small capacity and restricted number of operations of this machine had set limits to the preparation of any more general program.

The Polish computer UMC-1 could already tackle three-layer problems. The routine processing, however, due to its low operation speed was not economical.

In the meantime requirements were raised for computation of four-, or more than four-layer curve families. The facilities became more favourable as soon as the Soviet-made computer MINSK-2 started working.

The new machine required a completely new program. The idea necessarily arose: the new program for values $H(r)$ and $G(r)$ should apply to arbitrary n -s, and, on the other hand, its efficacy must be optimized — naturally within the computer's possibilities. In order to achieve this goal the program was written in machine language. The original algorithm for computing n -layer theoretical curves was prepared by Csókás (1969), certain modifications were later introduced because of computational ease.

The algorithm of the program is described in what follows.

In order to compute curves $G(r)$ and $H(r)$ one must give an algorithm for $q[n]$, figuring in the function

$$F(r) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q[n]}{\left[1 + \left(\frac{2n}{r}\right)^2\right]^\alpha}$$

The computation of $q[n]$ depends on the number of layers, their relative resistivity and thickness according to the following recursive algorithm:

$$q[n] = 0 \text{ if } n \leq 0;$$

the value of $q[n]$ can be determined when all terms with smaller indices are known.

* Manuscript received: 17, 4, 1970.
Roland Eötvös Geophysical Institute, Budapest.

Let the number of interfaces be denoted by N , the depths by $h(i)$ and the corresponding constants of resistivity by $k(i)$, where $1 \leq i \leq N-1$; $h(i)$ an integer; $k_i = \frac{\rho_{i+1} - \rho_i}{\rho_{i+1} + \rho_i}$, ρ_i being the relative value of the electric resistivity of the i -th layer.

Let us arrange the pairs $h(i)$, $k(i)$ in a decreasing order with respect to the $k(i)$ -s. Let us take further all binary numbers consisting of $N-1$ digits. Each binary number m will furnish a conditional term $F(m)$ and an absolute term $P(m)$. One has the following recursive formula for $q[n]$:

$$q[n] = \sum_{m=1}^{2^{N-1}} \{F(m) + P(m)\}.$$

The terms $F(m)$ and $P(m)$ are constructed as follows. We assign to each of the $N-1$ bits of the binary number m one of the pairs $h(i)$, $k(i)$ according to the order defined above. Now, we select only those values $h[i(m)]$, $k[i(m)]$ which correspond to 1-s in the binary representation of m and we form the product of the $k[i(m)]$ values selected; denote it by $K(m)$.

We compute $H(m)$, i.e. the sum with alternating signs of the $h[i(m)]$ values chosen, taking the greatest of them as positive. For example if m is the decimal number 11, its binary equivalent is 1011, i.e. in this case

$$K(m) = k_4 k_2 k_1 \\ H(m) = h_4 - h_2 + h_1.$$

Having obtained $K(m)$ and $H(m)$ we count the number of ones in the binary form of m (in the above example this is 3) and check whether it is even or odd.

If even, then

$$F(m) = 0$$

$$P(m) = -K(m) \cdot q[N - H(m)].$$

If odd, then

$$F(m) = K(m), \text{ if } N = H(m)$$

$$P(m) = K(m) \cdot q[N - H(m)].$$

Care is taken by the program that the computation of the conditional term $F(m)$ for $n > h_{max}$ should cause no extra-work and that also the absolute terms be optimally computed.

The program has found practical applications for the computation of 3- and 4 layer curves and, in a few cases, also for 5- and 6 layer curves.

A further significant saving in machine time can be gained if one rearranges the infinite series in question.

Indeed, if in the expression $\varphi(x) = (1+x)^{-\alpha}$ one has $x \ll 1$, then the binomial series

$$\varphi(x) = \sum_{i=0}^{\infty} \binom{-\alpha}{i} x^i$$

has a rapid convergence. In our case the series

$$\varrho(r) = \varrho_1 \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q[n]}{\left(1 + \left(\frac{2n}{r} \right)^2 \right)^{3/2}} \right)$$

can be re-written as

$$\varrho(r) = \varrho_1 \left(1 + \frac{r^3}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q[n]}{n^3 \left(1 + \left(\frac{r}{2n} \right)^2 \right)^{3/2}} \right).$$

For a sufficiently large n , say $n = N$, we may suppose that $\frac{r}{2n} \ll 1$. In this case

$$\varrho(r) = \varrho_1 \left[1 + \frac{r^3}{4} \left[\sum_{n=1}^N \frac{q[n]}{n^3 \left(1 + \left(\frac{r}{2n} \right)^2 \right)^{3/2}} + \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{q[n]}{n^3 \left(1 + \left(\frac{r}{2n} \right)^2 \right)^{3/2}} \right] \right],$$

where the terms within the brackets may be further modified, making use of the general binomial relation mentioned above:

$$\sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{q[n]}{n^3 \left(1 + \left(\frac{r}{2n} \right)^2 \right)^{3/2}} = \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{q[n]}{n^3} \sum_{i=0}^{\infty} \binom{-3/2}{i} \left(\frac{r}{2n} \right)^{2i}.$$

Changing the order of summations

$$\sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{q[n]}{n^3 \left(1 + \left(\frac{r}{2n} \right)^2 \right)^{3/2}} = \sum_{i=1}^{\infty} \binom{-3/2}{i} \left(\frac{r}{2} \right)^{2i} \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{q[n]}{n^3 + 2i},$$

where the term

$$\sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{q[n]}{n^3 + 2i}$$

is already independent of r , and for a given theoretical curve and for different values i can be computed in advance and stored in the memory for further applications.

Since the development in general binomial series is applied only if $\frac{r}{2n} \ll 1$ holds, the convergence of the series is assured and is sufficiently rapid. The sum

$$\sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{q[n]}{n^3 + 2i}$$

is to be determined only for a few values of i . For example, if $\frac{r}{2n} \approx 0.5$, then it is enough to go in the development of the series until $i = 7$, since in this case, the error is already of the order of 10^{-5} .

The computational method described makes it possible to avoid the repeated calculation of the $q[n]$ -s and reduces the number of the time-consuming extraction of square roots.

The coordinates of the $\rho(r)$ curves computed in this way must be prepared for automatic plotting. Curves, and families of curves, are plotted with a ZUSE Graphomat, in a form ready for printing, as a rule.

When writing the programs for automatic plotting we were faced with the following problem: the coordinates calculated furnished certain discrete points of the curves only, while field-work required completely continuous curves. The densification of the points is obviously not economical. On the other hand, the approximation of the curves by line segments through the points given, proved to be inaccurate. The continuity of the curves can only be assured by using a suitable polynomial interpolation relying on many points.

In the actual program third-order interpolating polynomials were used where, as a subcondition, the continuous matching of derivatives in the points of change had also been prescribed. The third-order polynomial sections obtained in this way possess the same tangent at the borders of sections, the curve used for interpolation is everywhere continuous and in each point differentiable. For practical purposes the curves obtained are of a continuous shape and approximate well enough the real situation. This piece-wise polynomial curve is then represented by the plotter by small line-segments so that the final result has the appearance of a continuous curve. The plotting of coordinate axes and scale is also incorporated in the program. The parameters of curves and other alphanumerical data can be, however, more conveniently displayed on the curves by a photo-compositor.

The complete processing is automatic: the computer calculates curve families, they are then represented by the graphomat (and the photo-compositor) with ± 0.1 mm accuracy in a form ready for printing.

Finally we show three illustrative examples, prepared for routine field-work by Mrs. E. Veró at the Geoelectric Mathematical Group.

Figure 1 displays families of three-layer curves of Q type ($\rho_1 > \rho_2 > \rho_3$). Figure 2

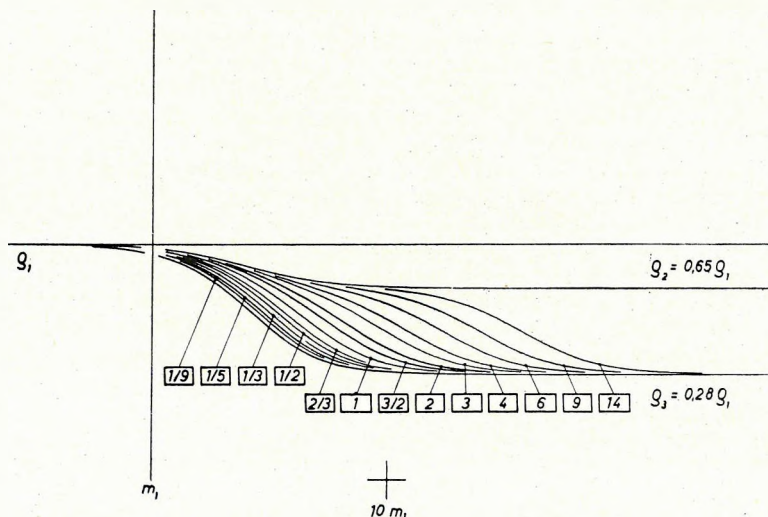


Fig. 1 Family of Q -type 3-layer curves

1. ábra Q típusú háromréteges görbesereg

Рис. 1. Семейство трехслойных кривых типа Q

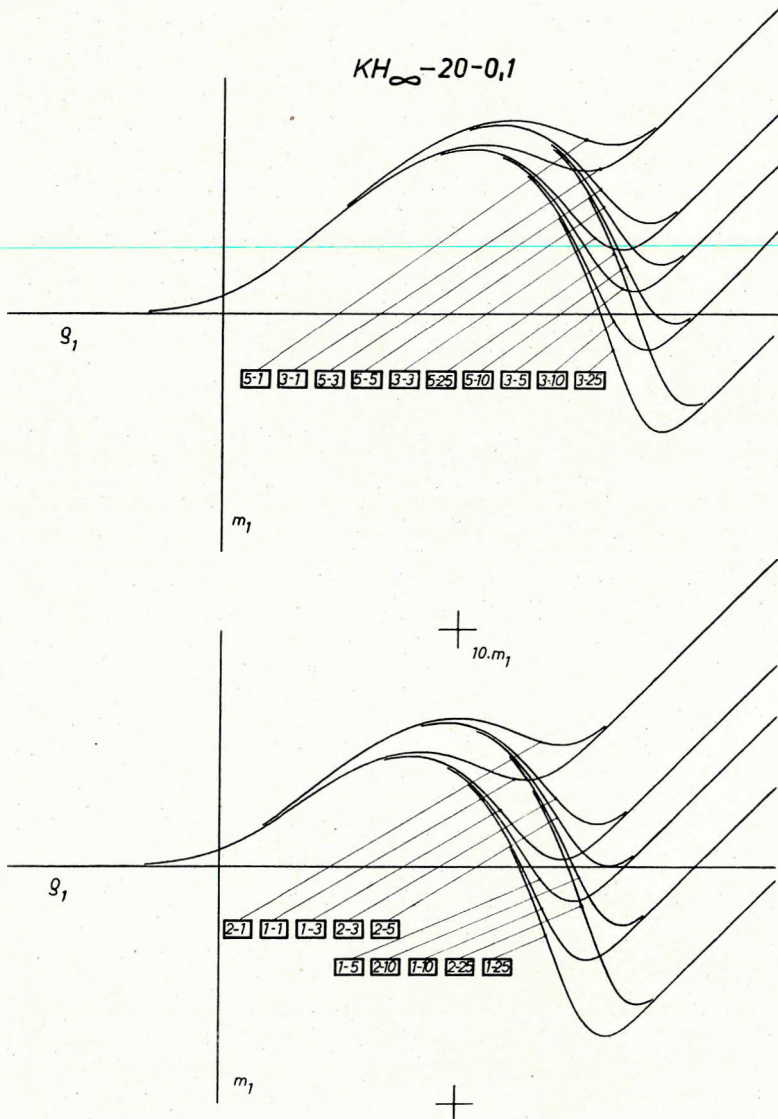


Fig. 2 Family of KH_{∞} type 4-layer curves
 2. ábra KH_{∞} típusú négyréteges görbesereg
 Рис. 2. Семейство четырехслойных кривых типа KH_{∞}

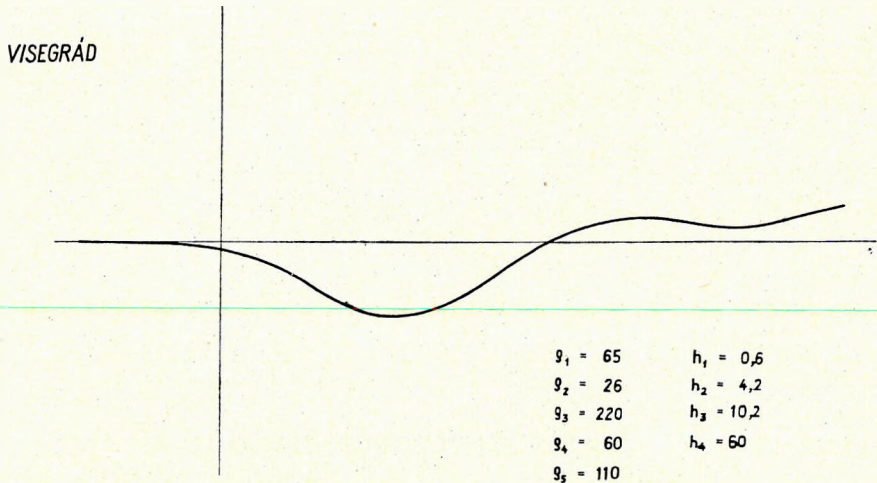


Fig. 3 5-layer sounding curves of the HKH type for direct interpretation of field-work
3. ábra Terepi kutatás közvetlen kiértékeléséhez számított HKH típusú ötréteges szondázási görbe

Рис. 3. Пятислойные кривые ВЭЗ типа HKH, вычисленные для непосредственной интерпретации данных полевых работ

gives curve families of the KH type ($\rho_1 < \rho_2 < \rho_3 < \rho_4$) for two variations (curve parameters: m_2 resp. m_2 and m_3 ; display: on commercial log-log paper of 6,25 mm mod).

Figure 3 is of special interest since it was used by the Hungarian party at the field-demonstration of the Hydrogeophysical Conference held by the UNESCO in Hungary, 1969 September. In Visegrád the subsurface geoelectric model was very complicated. Five-layered curves were prepared by computer in many variations and the curve illustrated by Fig. 3 gave the best approximation to the measured one. The participants of this demonstration were much impressed by an instant machine interpretation of the measurements. The results obtained were soon, actually within a couple of hours, verified by drilling.

REFERENCE

Csókás J., 1969: Use of computers in the development of the theory of geoelectrical sounding curves. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 4., 1–2.

ZILAHÍ SEBESS LÁSZLÓ — KÖRÖS ISTVÁN

SOKRÉTEGES ELEKTROMOS SZONDÁZÁSI GÖRBÉK GÉPI SZÁMÍTÁSA

A geoelektromos vertikális szondázási görbék pontjainak a számítása időigényes munka. A végtelen sor alakja, amely az elméleti függvényértékeket szolgáltatja, a rétegek számától és azok vastagságától függ.

Általános program készült az elméleti görbék pontjainak számítására, amely tetszőleges rétegszám és vastagságviszonyok között alkalmazható a gyakorlati követelmények határai közt. A gépi számítással nyert pontokat a ZUSE Graphomat ábrázolja.

A dolgozat részletesen ismerteti az elméleti görbék számítására talált rekurzív algoritmust és a számítás gyorsítására felhasznált módszereket.

A görbeseregek ábrázolásánál problémát jelentett, hogy a program csak bizonyos diszkrét pontokban adja meg a görbék koordinátáit, míg a terepi kiértékelés csak *teljesen folyamatos* görbéket tud használni. A számított pontok sűrítése gazdaságtalan, ehelyett egy különleges interpolációt használ a program. Az interpoláció harmadfokú parabolákkal történik, és a váltási pontokban a deriváltak folytonosságát is biztosítja.

A bemutatott ábrák között Q és KH típusú görbeseregek, valamint az UNESCO által 1969 szeptemberében megrendezett Hidrogeofizikai Konferencia terepi bemutatóján felhasznált görbék láthatók.

Л. ЗИЛАХИ-Ш. И. КЕРЁШ

ВЫЧИСЛЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ КРИВЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НА ЭВМ

Вычисление точек теоретических кривых вертикального электрического зондирования является трудоемкой работой. Форма бесконечного ряда, дающая значения теоретической функции, зависит от числа слоев и их мощности.

Разработана общая программа для вычисления точек теоретических кривых, которая может применяться для любого числа слоев и любых условий мощности в пределах практических требований. Точки, полученные в результате вычисления на ЭВМ, изображаются графопостроителем типа ZUSE Graphomat.

В работе подробно излагаются рекурсивный алгоритм, созданный для вычисления теоретических кривых, и способы, использованные для ускорения вычислений.

При изображении семейств кривых одна из проблем заключилась в том, что программа дает координаты кривых только в определенных дискретных точках, а полевая интерпретация требует *полностью непрерывных* кривых. Уплотнение расчетных точек является неэкономичным, вместо этого программа применяет специальную интерполяцию. Интерполяция осуществляется параболой третьей степени и обеспечивает также непрерывность производных в точках перегиба.

На прилагаемых рисунках показаны семейства кривых типов Q и KH , а также кривые, используемые при полевой демонстрации в связи с Гидрогеофизической конференцией, организованной ЮНЕСКО в сентябре 1969 г.

A GRAVITÁCIÓS ÉS MÁGNESES HATÓSZÁMÍTÁS EGYÉRTELMESSÉGÉRŐL STOMFAI RÓBERT*

Régóta ismeretesek olyan példák, amelyek szerint a gravitációs és mágneses hatószámítások nem adhatnak egyértelmű eredményt, azaz különböző alakú hatótestek pontosan megegyező gravitációs, ill. mágneses anomáliát okozhatnak. Ezek a példák bénítólag hatnak a gravitációs és mágneses értelmezésre, hiszen állandóan számolni kell azzal a lehetőséggel, hogy a hatószámításokkal nem a hatást okozó testek paramétereit kapjuk meg.

A hatószámítási eljárások egyéni korlátait ismerjük. Minden eljárásnál fel kell tételezni, hogy a ható egyszerű geometriai formákkal jól közelíthető, magában áll, homogén, végtelenbe nyúlik, stb. Ha e követelmények közül valamelyik nem teljesül, a hatóról alig mondhatunk valamit.

Önként adódik a kérdés: hol van ennek a bizonytalanságnak az elvi határa; mennyi írható az egyes hatószámítási eljárások rovására, és egyáltalában érdemes-e újabb eljárásokkal kísérletezni?

A kérdés behatódóbb vizsgálatához szolgáljon példaként a földmágneses hatószámítások valamelyike. A hatószámítást mindig egy mágneses mérési szelvény anomáliagörbéjére alapozzuk. Az anomáliatérképről nem is veszünk más figyelembe, csak a szelvény mentén mért térerősségkülönbségeket; maga a térkép legfeljebb arra szolgál, hogy a szelvényt a legjobban válasszuk meg. A mérési pontokat legtöbbször csak a szelvény mentén telepítjük sűrűbben, és feltételezzük, hogy a vele párhuzamos vonalakon ugyanolyan értékeket mérnénk. Ezt a feltevést akkor is fenntartjuk, ha az előzetes áttekintő felmérés más mutatót mutat. Más nem is tehetünk; ez a feltevés következménye annak, hogy a hatót „oldairányban végtelennek” tekintjük.

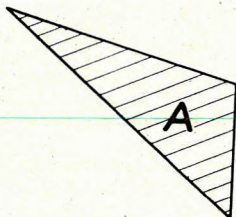
A szóban forgó szelvénynek is csak egy rövid darabját vonjuk be a vizsgálatba, és e rövid darab néhány pontjából vagy érintőjéből következtetünk a ható paramétereire. Az eltakart mágneses hatók valóságos felszíni hatásából tehát végeredményben nagyon keveset veszünk számításba; az anomáliatérképben foglalt információ nagy részét egyszerűen figyelmen kívül hagyjuk.

Mindez bizonyos fokig kényszer volt mindmáig, hiszen a mérési és értelmezési technika ennél többet nem engedett meg. Az átlagos geofizikus nem is foglalkozott az elvi korlátokkal, hiszen elég baja volt a technikai korlátokkal.

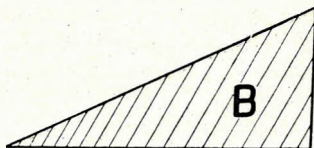
Az utóbbi években azonban a műszertechnika fejlődése és a tároltprogramú számológépek alkalmazása a technikai lehetőségeket ugrásszerűen megnövelte. A légi-mágneses mérés gyorsan és nagy területekről ad egyöntetűen pontos anomáliatérképet; a számítógéppel pedig sokezer mért adaton végezhetünk sokmillió műveletet igénylő vizsgálatokat.

* Kézirat beérkezése: 1970. IV. 17.

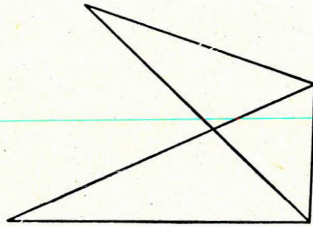
Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, Budapest.



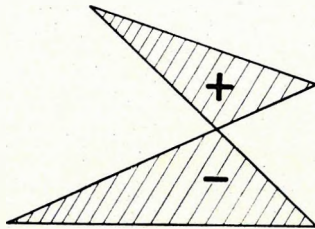
1. ábra
Puc. 1
Fig. 1



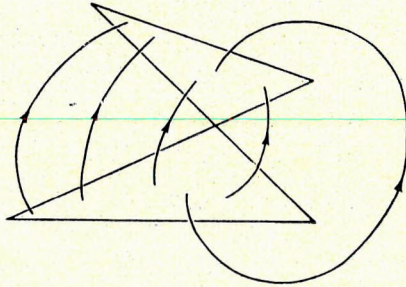
2. ábra
Puc. 2
Fig. 2



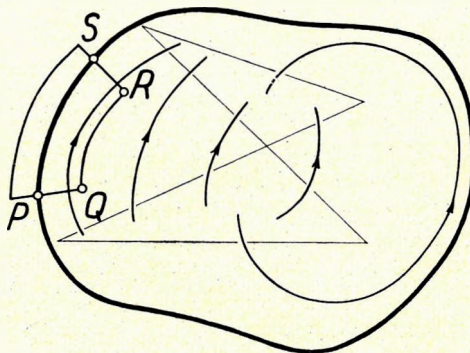
3. ábra
Puc. 3
Fig. 3



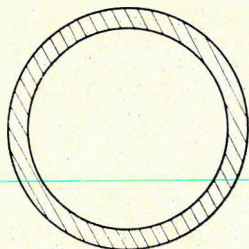
4. ábra
Puc. 4
Fig. 4



5. ábra
Puc. 5
Fig. 5



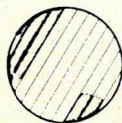
6. ábra
Puc. 6
Fig. 6



7. ábra

Puc. 7

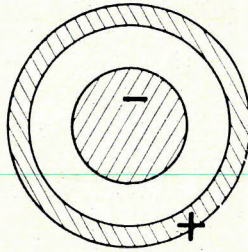
Fig. 7



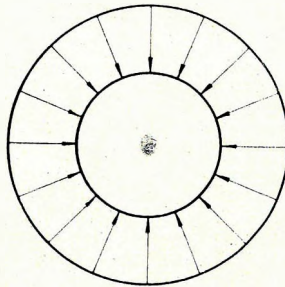
8. ábra

Puc. 8

Fig. 8



9. ábra
Puc. 9
Fig. 9



10. ábra
Puc. 10
Fig. 10

Így vált lehetővé, hogy nagy területek anomália-képét egyszerre vizsgáljuk, és az eltakart hatók felszíni hatását a maga teljességében, elhanyagolások és erőszakolt egyszerűsítések nélkül vegyük számításba. A lehetőségeknek ez a bővülése indokolja, hogy a hatószámítás egyértelműségének a kérdését ismét megvizsgáljuk.

A következő meggondolásokban anomálián mindig területi anomáliát értünk. Feltételezzük, hogy nagy területen, eléggé sűrűn, eléggé pontosan meg van mérve valamelyik téterősségkomponens anomáliája, és ez az anomáliatérkép rendelkezésünkre áll. Valószínű, hogy egy ilyen területi adatrendszerben igen sokszor több információ fér el, mint egy-egy mérési szelvény adataiban, és ezért egy ilyen adatrendszer a ható minden paraméterét egyértelműen megadhatja.

Majdnem így van. Igaz ti. a következő — egész pontosan meg sem fogalmazható, de a maga pontatlanságában is nagyon figyelemre méltó — állítás. Ha egy véges kiterjedésű gravitációs vagy mágneses hatóalakulatot nem a matematikus fantázia, hanem a természet hozott létre, akkor ez a földfelszínen olyan anomáliát okoz, amely erre az egyetlen hatóelőrendeződésre jellemző, és minden más természetes ható anomáliájától különbözik. A földtanilag lehetséges esetekben tehát a gravitációs és a mágneses hatószámítás elvileg egyértelmű, és kizárólag a mérések pontosságán múlik, hogy a hatóalakzat paramétereit mekkora hibával kaphatjuk meg.

Egy ilyen — bizonytalan fogalmakkal dolgozó — állítás bizonyítását tulajdonképpen nem volna szabad elkezdni sem. Ennek ellenére menjünk végig a következő gondolatsoron, mert a bizonyítási gondolatlánc mutatja majd meg pontosan, hogy mit kell az egyelőre ködös fogalmakon érteni.

Foglalkozunk először az egyszerűbb gravitációs esettel. Kezdjük a bizonyítást indirekt módon, vagyis tételezzük fel, hogy az állítással ellentétben létezik két olyan lényegesen különböző véges A és B hatóalakulat, amelynek gravitációs hatása a felszínen teljesen megegyezik. Az egyszerűség kedvéért két egészen egyszerű hatóalakulattal és mindkettőnél $\Delta\sigma = 1 \text{ g/cm}^3$ sűrűségkontraszttal számolunk, de a gondolatmenet bármilyen bonyolult esetre alkalmazható. Az 1. ábrán az A ható, a 2. ábrán a B ható egy függőleges metszetét látjuk; a 3. ábrán a két ható egymáshoz viszonyított helyzetét érzékeltetjük.

Helyettesítsük most gondolatban a B hatót egy olyan C hatóval, amelyik csak a $\Delta\sigma$ előjelében tér el a B hatótól. A C ható anomáliája abszolút értékben nyilván megegyezik a B hatóéval, előjele azonban ellentétes. Az indirekt feltevés szerint tehát a C ható hatása az A ható hatásával is mindenütt ellentétben egyenlő.

Egyesítsük most gondolatban azt az anyagtöbbletet, amelyet az A ható, és azt az anyagihiányt, amelyet a C ható képvisel. A 3. ábrát szemlélve könnyen beláthatjuk, hogy olyan összetett hatót kapunk, amelyet a 4. ábra mutat. Felül az A hatótól származó anyagtöbblet, alul a C hatótól eredő anyagihiány van. Az átfedéses részen az anyagtöbblet és az anyagihiány éppen kompenzálja egymást. A 4. ábrán látható ható bizonyos értelemben az A és B hatók különbsége.

Az indirekt feltevés és az előbb mondottak szerint ez a „különbség-ható” a felszínen anomáliát nem hozhat létre, mert az ellentétben egyenlő hatások összege mindenütt nulla. A 4. ábrán látható konfigurációnál azonban ez alig képzelhető el, hiszen fölül anyagtöbblet, alul anyagihiány van; ezért nyilvánvaló, hogy a hatóalakzat közvetlen közelében lesz gravitációs hatás.

Vizsgáljuk meg, hogy korlátozódhat-e ez a hatás a ható közvetlen környezetére; lehetséges-e olyan földalatti anomália, amely nem éri el a felszínt? Ennek behatóbb vizsgálatához megrajzoljuk a 4. ábrán látható hatóalakzat gravitációs erővonalait.

Az anomáliát jelentő erővonalak a tömeghiányból indulnak ki, és ott végződnek, ahol tömegtöbblet van (5. ábra). A kép hasonló az elektromosan töltött testek erővonalrajzához, ott az elektronhiányból áradnak ki, és az elektrontöbbletbe futnak be az erővonalak.

Éppen az elektromos analógia alapján kívánkoznak ehhez a dipólusszerű képződményhez olyan nagy ívben futó erővonalak is, amelyek átmetszik a földfelszínt, mi azonban — az indirekt feltevéshez egyelőre görcsösen ragaszkodva — próbáljuk elképzelni, hogy az erővonalak nem töltik be az egész teret, hanem a 6. ábrán körülhatárolt térrészre korlátozódnak. Az ábrán vastagon kihúzott burkoló felület választja el egymástól azt a térrészt, amelyikben futnak erővonalak, és azt, amelyikről igyekszünk feltételezni, hogy erővonalmentes.

Megmutatjuk, hogy a 4. ábrán látható hatónál ez a feltevés tarthatatlan, a 6. ábrán vastagon kihúzott felület nem létezhet, az erőter nem korlátozódhat a tér bizonyos részére. Ennek belátásához szemeljük ki a feltételezett burkoló felületnek egy olyan P pontját, amelyik bizonyos környezetével együtt a hatón kívül, a beágyazó közegben fekszik. A 6. ábrán ilyen van, és ezt a tényt az ábrából most kihasználjuk. Húzzunk egy zárt görbe vonalat a következő módon. A P pontból a burkoló felületre és az erővonalakra merőlegesen haladjon a Q pontig; onnan egy erővonal mentén vesszük tovább az R pontig, majd ismét az erővonalakra és a burkoló felületre merőlegesen az utóbbinak S pontjáig; innen haladjon az erőmentes külső zónában a kiinduló P pontig. A vonalszakaszokat olyan rövidre választjuk, hogy az egész zárt görbe a P pontnak abba a környezetébe essék, amelyik teljesen a beágyazó közegben, a hatón kívül fekszik. Ez azért lényeges, mert csak a hatón kívül biztos az, hogy a feltételezett burkoló felület párhuzamos a szomszédos erővonalakkal.

Képezzük az anomáliát jelentő térerősségnek e zárt görbére vonatkozó körintegrálját. A \overline{QR} szakaszon integrálva biztosan zérustól különböző értéket, a görbe többi részén viszont mindenütt zérust kapunk. A \overline{PQ} és az \overline{RS} szakaszon az integrál azért zérus, mert a görbe az erővonalakra merőleges, az SP szakaszon pedig azért, mert ez a szakasz erőmentes térben halad. A teljes körintegrál tehát végeredményben nem zérus. Mint ismeretes, ez egyenértékű azzal, hogy a 4. ábrán látható különbség-ható gravitációs erőterének nincs potenciálja. Ez fizikai lehetetlenség. Ellentmondásra vezetett az a feltevés, hogy a különbség-ható gravitációs erőtere a beágyazó közegnek valamilyen zárt tartományára korlátozódik. A 6. ábrán megrajzolt burkolófelület ezek szerint nem létezhet. Ezzel bebizonyítottuk a következő tételt. Ha egy gravitációs hatóalakzat erővonalai a környező beágyazó közegbe egyáltalában belépnek, akkor a ható erőtere a teljes teret betölti, és így a földfelszínt is eléri.

Ily módon a példaként szereplő különbség-hatónak az 5. ábrán látható erővonalrajza nem lehet teljes. Kell, hogy legyenek olyan erővonalai, amelyek átdöfik a felszínt, és ott gravitációs anomáliát okoznak. Ez ellentétben áll a kezdeti indirekt feltevessel, amely szerint az A és B ható gravitációs hatása pontról pontra megegyezik, és így bizonyítást nyert, hogy az A és B ható anomáliája különböző.

Az A és a B ható az előző példában egyetlen darabból álló, szabályos alakú, homogén anyagú test volt. A gondolatláncához mindez természetesen nem volt szükséges, és csak az egyszerűség kedvéért vettük fel így. Bármelyik ható lehetett volna pl. éles határok, ill. anyagi változás nélküli sűrűség-ingadozás is.

Látható mindebből, hogy a gravitációs hatószámítás egyértelműsége igen általános feltételek mellett áll fenn, hiszen alig lehet elképzelni két olyan egymástól

különböző A és B földtani alakulatot, amelyeknek a különbség-hatója egyetlen erővonalat sem ereszt ki a környezetbe.

Mégis van ilyen kivételes lehetőség. Legyen például az A ható egy homogén gömbhéj M tömegtöbblettel (7. ábra), a B ható egy ugyanolyan mély középpontú homogén gömb ugyan csak M tömegtöbblettel (8. ábra). Ez a két ható pontosan ugyanolyan gravitációs anomáliát kelt a felszínen, hiszen mindkettő úgy hat, mintha az egész M tömegtöbblet a középpontba lenne koncentrálna. A 4. ábrának megfelelő különbség-hatót erre az esetre, a 9. ábra mutatja. A belső gömb jelenti az anyaghiányt, a külső gömbhéj az anyag-többletet. Az „anomáliát okozó” erővonalak itt a belső gömbből erednek és a külső gömbhéjban végződnek; a beágyazó kőzetbe egyetlen erővonal sem fut ki, a 9. ábrán látható „hatóalakzat” a felszínen semmiféle gravitációs anomáliát nem okoz. Gravitációs erőtere ugyanúgy be van zárva, mint pl. egy elektromosan töltött gömbkondenzátor erőtere. Az ilyen, realitástól elrugaszkodott, egészen speciális „matematikus fantázia születe” kivételek előfordulása *elvileg* lehetséges, és ezért nem lehet teljes általánosságban bizonyítani a hatószámítás egyértelműségét.

Az eddigi megfontolások — csekély változtatásokkal — a mágneses hatószámításra is alkalmazhatók. A mágneses hatószámításról is elmondható: a természetes körülmények között keletkezett, véges mágneses hatók körében a hatószámítás egyértelmű feladat. Sajnos, a matematikus fantázia a mágneses esetben is talál a 9. ábrához hasonlóan „hatástalan hatót”. A 10. ábra mutat egy ilyet. A hatótest itt gömbhéj, amelynek mágnesezése sugárirányú, és gömbszimmetrikus. Az ilyen elvi lehetőségek miatt a mágneses hatószámítás egyértelműsége sem bizonyítható teljes általánosságban. Bátran kimondhatjuk azonban, hogy a 10. ábrán látható mágneses „ható” előfordulásától a gyakorlatban nem kell tartani.

A megfontolások kezdeténél feltételeztük, hogy az A és B ható véges. E feltételből azonban csak azt a következményt használtuk ki, hogy a különbség-ható is véges, és egy zárt felülettel beburkolható. A hatószámítás egyértelműsége tehát végtelen hatónál is az előzők szerint bizonyítható, ha legalább annyi igaz, hogy a különbség-ható véges.

Az egyértelműség belátásához ez természetesen csak elégséges, de nem szükséges. Akkor is, ha a különbség-ható nem véges, általában első ránézésre látható, hogy erőterét nem zárja magába, és ha ez igaz, akkor ugyancsak az előzők szerint látható be, hogy a hatószámítás a szóbanforgó esetben is elvileg egyértelműen dönthet a két alternatíva között.

Az ábrákon a felszínt síknak rajzoltuk, de a hatószámításhoz ez nem szükséges. Bármilyen felületen történjék is a mérés, a hatószámítás pontosan ugyanolyan mértékben egyértelmű, hiszen a különbség-ható erővonalai a szabálytalan felszínt is átdöfik, és így a hatások közti különbség bármilyen felületen jelentkezik és mérhető.

*

Az eddigiekből láttuk, hogy a gravitációs és a mágneses hatószámítás elvileg egyértelmű, eltekintve néhány olyan földtanilag képtelen „hatótól”, mint amelyet a 9. és a 10. ábra mutat.

A megfontolások sajnos nem adnak választ arra, hogy milyen mértékű ez az egyértelműség a gyakorlatban tehát, hogy mennyire kell különböznie egymástól két hatónak ahhoz, hogy a pontatlan mérésekből interpolációval szerkesztett anomáliák alapján ténylegesen is meg lehessen őket különböztetni. Nem adnak támpontot

a meggondolások arra sem, hogy miképpen kellene elkezdni valamilyen minden ediginél megbízhatóbb és általánosabb hatószámítási eljárás kidolgozását. Azt azonban mutatják, hogy az újabb és jobb eljárások keresésére fordított munka nem reménytelen; nem kell félni attól, hogy ezek a kísérletek megtörnek a lehetőségek elvi-elméleti korlátain. Ezek az elméleti korlátok messzebb vannak, mint azt általában gondoljuk, és csak azt zárják ki, amit a természet amúgy is kizár a lehetőségek közül.

Megjegyzés

Stomfai Róbert tanulmányához

Az igen összetett hatószámítási problematikának a szerző jelen cikke csak egyetlen aspektusát vizsgálja — tegyük hozzá: igen logikus okfejtéssel. A kérdésnek azonban még számos oldala van és a tanulmány akkor kapja meg az igazi értékelést, ha megkeressük helyét a teljes problémakörben.

Mindenekelőtt állapítsuk meg, hogy más a kutatás, és más a hatószámítás. A hatószámítás csak *equivik* eszköze a geofizikai kutatásnak, és a geofizikai kutatás maga is csak *equivik* tagja a földtudományi kutatásnak. A geofizikai kutatás annyit ér, amennyi hasznos földtani információt nyújt. A hatószámítás annyit ér, amennyire ennek a célnak elérésében segít.

A hatószámítás elvileg nem egyértelmű. Vizsgáljuk meg, hogy geofizikailag mennyire egyértelmű.

A hatószámítás földtani alapja az a feltétel, hogy valamely gravitációs, vagy mágneses hatást keltő (anomáliát okozó) eltakart test földtanilag egyértelműen definálható és meghatározása földtani információt nyújt.

Ha ez a feltétel nem teljesül, akkor a hatószámításnak értelme nincs. Ilyen esetben természetesen nem a hatószámítást illeti a bíráló, hanem a kutatási koncepciót.

Geofizikai szempontból közelítve a problémát, a hatószámítás nem egyértelmű. A természetben nem elszigetelt testek, hanem tényleges földtani alakulatok, ill. konfigurációk léteznek. *Létezhet* olyan konfiguráció, amelynél — tekintettel a szerző által is említett pontosságai korlátokra — két teljesen különböző alakulat azonos anomáliaképet hoz létre.

Azonos? Valójában — elvileg — nem. De gyakorlatilag (a gazdaságos állomáshálózat, a mérési pontosság, a feldolgozási eljárások felbontóképesége szempontjából) azonos.

Mi sem könnyebb, mint egy anomáliatérképpel játszodozni. Tetszés szerinti szelvényét ragadhatjuk ki; a szelvény anomáliamenetét közelíthetjük valamilyen függvényvel, felfoghatjuk aperiodikus „folyamatnak”, szűrhetjük, kozmetikázhatjuk, bármilyen matematikai játékot eljátszhatunk vele — sohasem kapunk hasznos földtani információt, ha előzőleg nem tisztáztuk, hogy mit kutatunk, mit akarunk megtudni és mit várhatunk eljárásainktól.

Ezt a kiegészítő megjegyzést tehát szeretnénk felhasználni arra, hogy a formalizmus veszélyére rámutassunk. A szerző maga is erre törekszik, mert elveti a „realitástól elrugaskodott” alakulatokat. De a matematikai formalizmus veszélye tulajdonképpen nem a fizikai korlátok, hanem a geofizikai korlátok szintjén a legnagyobb.

Irodalmi importunk általában táblás vidékekről származik. A mágneses testek földtani konfigurációja és földtani jelentősége, de még mágnesszetsége is egészen más pl. a Kanadai pajszon, vagy az Orosz táblán, mint a Kárpát-medencében. A Kárpát-medence egy „vulkáni” medence. De ha azt mondjuk, hogy vulkanizmusának mindössze tíz százaléka mágneses annyira, hogy anomáliát okozzon, és hogy földtanilag ennek a tíz százaléknak az elhelyezkedése sem szignifikáns, már meg is jelöltük az ilyen helyen alkalmazott mágneses hatószámítás (valójában hibás koncepciójú kutatás) gyakorlati értékét, sőt korlátját.

Gravitációs szempontból valamivel kedvezőbb a helyzet. A gravitációs hatószámítás nem feltétlenül valamilyen elszigetelt testet keres, hanem egy jó sűrűségkontrasztú szinttel is beéri. Ezenkívül a gravitációs kutatásnál legalább bipolaritást, remanens hatásokat nem kell figyelembe venni. Ennek ellenére, a gyakorlati korlátok a gravitációs hatószámítás geofizikai egyértelműségét is veszélyeztetik.

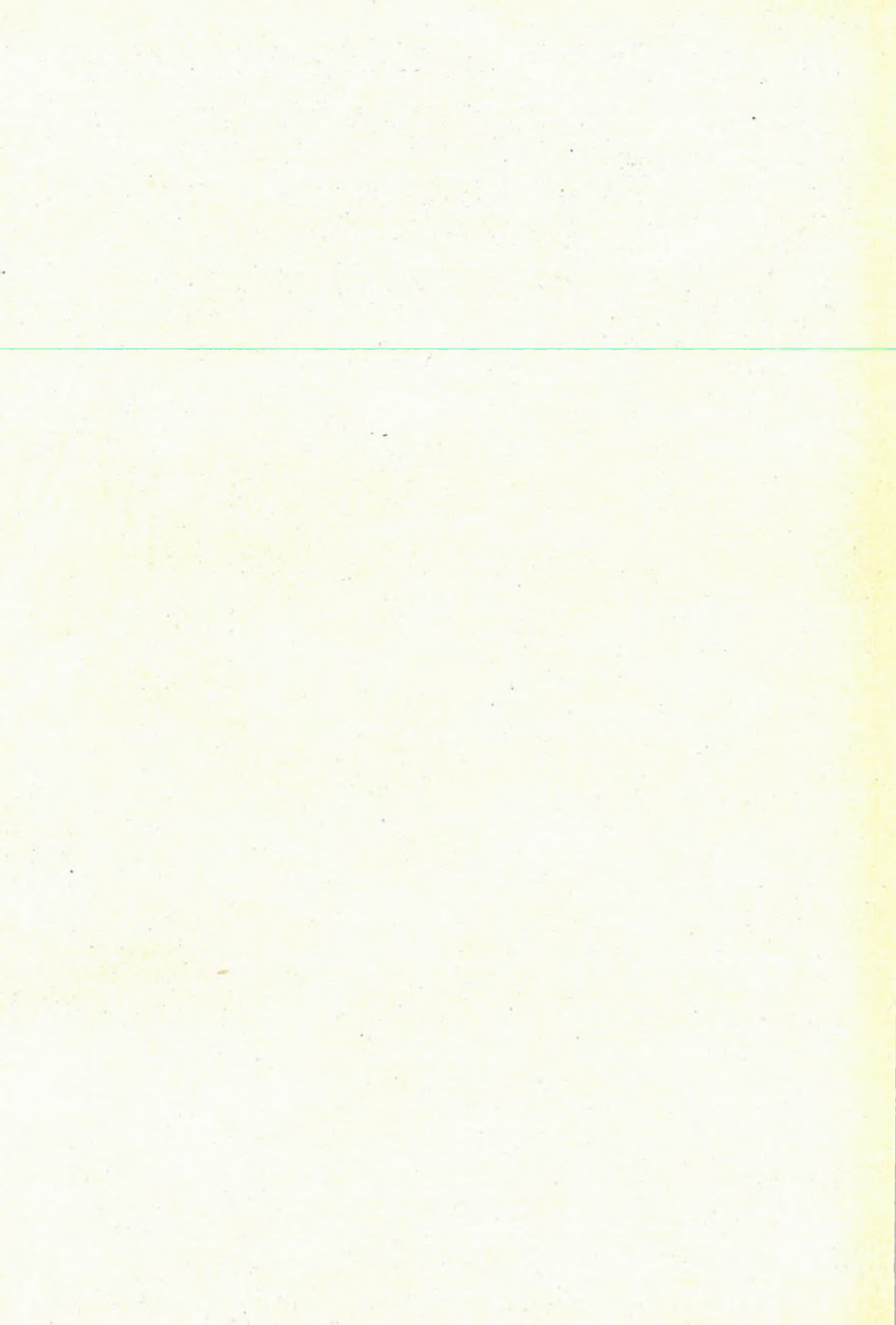
A gyakorlatban — amint említettük — nem ideális testekről, hanem kőzetekről szerkezetekről van szó, amelyeknek integrált képét egy — első látásra nagyon zavaros — Bouguer anomáliatérkép mutatja. Nyilván ez az oka, hogy a hatószámítások a formalizmusba menekülést választják.

A hatószámítás nem matematikai, mégcsak nem is fizikai, hanem geofizikai probléma. Elvi és gyakorlati korlátait egyaránt ebből a szempontból kell megítélni, sohasem feledve, hogy a „geo” toldatot nem véletlenül tették a „fizika” elé.

Egy igazán tekintélyre törekvő kutatószámítás földtani, ásványtani, kőzettani, szerkezettani elemzéssel kezdődik. Utána — ha szükséges — megvizsgálja az elemzés során kapott fizikai modell elvi realitását, a mérési paraméterek gazdasági aspektusát is figyelembe véve. És még ezek után is tisztában kell lennie azzal, hogy amit kap, csak halvány árnyképe annak az „eleven”, de sajnos eltakart földtani valóságnak, amelyet tulajdonképpen kutatunk.

Ha ezt a sorozatot nem csináljuk végig, vagy közben valahol az elemzés vézscsengőt szólaltat meg, a hatószámítás értelmetlen matematikai játékká fajul.

A SZERKESZTŐ



ОБ ОДНОЗНАЧНОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ГРАВИМЕТРИИ И МАГНИТОМЕТРИИ

Р. ШТОМФАИ

Вопрос об однозначности решения обратной задачи гравиметрии и магнитометрии уже давно оспаривается, так как считается, что источники различной формы могут вызывать на поверхности совершенно аналогичные гравитационные или магнитные аномалии. Эта неуверенность отрицательно влияет на интерпретацию гравиметрических и магнитометрических данных, поскольку все время имеется в виду, что результаты вычислений могут отражать параметры не фактических возмущающих тел.

Общеизвестны ограничения, характерные для методов решения обратной задачи. Во всех методах предполагается, что возмущающее тело является изолированным, однородным, бесконечным и хорошо аппроксимируется простыми геометрическими конфигурациями, и т. д. Если любое из этих условий не выполняется, то получается скудная информация об источниках аномалий.

Возникает ряд вопросов: где же теоретическая граница этой неуверенности; что может быть приписано неточности отдельных методов нахождения параметров скрытых тел, и, вообще, стоит ли пытаться разработать новые методы?

Для более подробного изучения этого вопроса возьмем в качестве примера любой из методов решения обратной задачи магнитометрии. В основе вычислений лежит всегда график, получаемый по профилю магнитометрической съемки. При этом по графику учитывается только разность интенсивности поля, наблюдающаяся по профилю. Сама карта аномалий служит только для возможно лучшего подбора профиля. Чаще всего пункты наблюдения задаются более густо только по этому профилю, причем предполагается, что по параллельным ему профилям получают такие же величины. К этому предположению мы придерживаемся и в том случае, если предварительная рекогносцировочная съемка дает иную картину. Но нечего делать, ведь оно вытекает из принимаемого нами условия бесконечности тела в горизонтальном направлении.

К тому же, в расчет берется лишь небольшой участок подобранного профиля и по нескольким пунктам этого участка или по касательной к нему делаются заключения о параметрах возмущающего тела. Следовательно, из наблюдаемого на поверхности эффекта скрытых аномальных магнитных тел принимается во внимание очень мало; основная часть информации, заключающейся в карте аномалий, просто не учитывается.

До настоящего времени все это было, до определенной степени, признанием, обусловленным техническими ограничениями. Однако, за последние годы развитие техники приборостроения и применение электронных вы-

числительных машин привели к скачкообразному расширению технических возможностей. Аэромагнитная съемка позволяет быстро получить точные карты аномалий по крупным площадям, а при помощи вычислительной машины можно проводить анализ тысяч данных наблюдений, требующий проведения миллионов операций.

Благодаря этому имеется возможность одновременно изучать аномальную картину по крупной площади и учитывать весь эффект возмущающих тел без всяких пренебрежений и необоснованных упрощений. В связи с этим вопрос об однозначности решения обратной задачи снова стал актуальным.

В дальнейших рассуждениях под аномалией всегда будет подразумеваться аномалия по площади. При этом будет предполагаться наличие карты аномалий по крупной площади, заснятой густой сетью пунктов и с достаточной точностью. Подобная площадная система данных, по всей вероятности, содержит больше информации по сравнению с профильной съемкой, благодаря чему по ней можно однозначно определить все параметры возмущающих тел.

Это почти так. Тут мы должны высказать трудно сформулируемое утверждение. Если определенный конечный источник гравитационных или магнитных аномалий создан природой и не математическими играми, то он вызывает аномалию, характерную только для него и отличающуюся от аномалий всех других естественных тел. Следовательно, в геологически возможных случаях обратная задача гравиметрии и магнитометрии решается, в принципе, однозначно и погрешность определения параметров источника зависит только от точности измерений.

Собственно говоря, трудно приступить к обоснованию подобного, четко не сформулируемого утверждения. Но несмотря на это, пройдем по следующей цепи мыслей, так как именно аргументация покажет нам, что должно точно подразумеваться под пока туманными понятиями.

Посмотрим сначала более простую задачу гравиметрии и приступим к аргументации по обратному пути, т. е. предположим, что — в противоположность вышеуказанному утверждению — существует два существенно различающихся между собой, конечных по протяжению тела A и B , гравитационные эффекты которых на поверхности полностью совпадают. Для простоты будем говорить о телах совершенно простой конфигурации с контрастом плотности $\Delta\sigma_1$ г/см³; но сам ход мыслей действителен для любого сложного случая. На рис. 1 и 2 представлены вертикальные разрезы возмущающих тел A и B соответственно. Рис. 3 иллюстрирует их взаимное положение. Заменим теперь тело B телом C , отличающемся от него только по знаку величины $\Delta\sigma$. Очевидно, что аномалия, вызываемая телом C , будет совпадать с аномалией тела B по абсолютной величине, только будет иметь обратный знак. Следовательно, по принятой обратной аргументации, эффект тела C будет антитетически равняться и эффекту тела A .

Объединим теперь мысленно избыточную массу, представляемую телом A , с недостатком массы тела C . Нетрудно видеть (см. рис. 3), что получится сложное тело, представленное на рис. 4. Наверху показана избыточная масса от тела A , а внизу — недостаток массы тела C . В участке перекрытия избыток и недостаток массы как раз компенсируются. Тело рисунка 4 представляет собой как бы разность тел A и B .

В соответствии с обратной аргументацией и с вышеизложенными соображениями, данное «разностное тело» не может вызывать аномалию на поверхно-

сти, так как сумма антитетически равных эффектов должна равняться нулю. Однако, для конфигурации, представленной на рис. 4 это вряд ли возможно, поскольку наверху имеется избыточная масса, а внизу — недостаток массы. В связи с этим очевидно, что в непосредственной близости тела создается гравитационный эффект.

Посмотрим теперь, может-ли ограничиваться этот эффект непосредственным окружением тела, т. е. другими словами: может-ли существовать подземная аномалия, не достигающая поверхности? Для более подробного изучения этого вопроса построим силовые линии поля силы тяжести для тела рис. 4. Эти силовые линии, представляющие собой аномалию, исходят из места с недостатком массы и кончаются в месте наличия избыточной массы (рис. 5), подобно картине силовых линий электрически заряженных тел, где линии исходят из места недостатка электронов и протягиваются к месту с избытком электронов.

Как раз по аналогии электрического поля, к подобному диполообразному телу следовало бы отнести силовые линии, которые, протягиваясь широким размахом, пересекают земную поверхность. Однако, придерживаясь к обратной аргументации мы будем предполагать, что силовые линии не заполняют все пространство, а ограничиваются участком, оконтуренным на рис. 6. Проведенная на рисунке жирной линией огибающая кривая (поверхность) разделяет участок пространства, в котором проходят силовые линии, от участка, предполагаемого свободным от таковых.

Покажем, что такое предположение в отношении тела рис. 4 несостоятельно, поверхность, указанная на рис. 6 не может существовать, силовое поле не может ограничиваться определенным участком пространства. Для этой цели зададимся пунктом P предполагаемой огибающей поверхности, находящимся вместе с определенным его окружением, вне тела, уже в вмещающей среде. На рис. 6 имеется как раз такая конфигурация и мы попытаемся воспользоваться этим фактом. Проведем замкнутую кривую так, чтобы она исходила из пункта P , протягивалась перпендикулярно огибающей кривой и силовым линиям до пункта Q ; пусть отсюда она проходит по силовой линии до пункта R , затем снова перпендикулярно силовым линиям и огибающей поверхности, до пункта S последней, а отсюда — по внешней зоне, свободной от силового поля, до исходного пункта P . Отрезки кривой подбираются такими короткими, чтобы вся замкнутая кривая приходилась на окружение пункта P , которое находится полностью в вмещающей среде, вне возмущающего тела. Это имеет значение потому, что только вне тела предполагаемая огибающая поверхность параллельна соседним силовым линиям.

Затем образуем круговой интеграл напряженности поля, представляющей собой аномалию, по замкнутой кривой. В результате интегрирования по отрезку QR получается величина, обязательно отличающаяся от нуля, в то время, как по остальным участкам кривой получается везде нулевая величина. По отрезкам PQ и PS интеграл равняется нулю, потому что кривая перпендикулярна силовым линиям, а по отрезку SR — потому что этот отрезок проходит через пространство, свободное от силового поля. Следовательно, весь круговой интеграл не равняется нулю. Как известно, это означает, что поле силы тяжести разностного тела, представленного на рис. 4 не имеет потенциала, а это физически невозможно. Предположение, что поле силы тяжести

разностного тела ограничивается определенной замкнутой областью вмещающей среды. привело к противоречию. Следовательно, огибающая поверхность, представленная на рис. 6 не может существовать. Тем самым мы доказали следующий тезис. Если силовые линии аномального гравитационного тела вообще поступают в вмещающую среду, то силовое поле заполняет все пространство и так доходит и до дневной поверхности.

Таким образом картина силовых линий взятого в качестве примера разностного тела, показанная на рис. 5 не может быть полной. Должны существовать и силовые линии, проходящие через поверхность и образующие там аномалию поля силы тяжести. А это противоречит исходному предположению, по которому гравитационный эффект тел A и B совпадает во всех пунктах. И так доказано, что тела A и B вызывают неодинаковые аномалии.

В рассмотренном примере тела A и B были представлены телами однородного вещества правильной формы, состоящими из единственного блока. Само собой разумеется, что изложенная цепь мыслей не требовала такого предположения и последнее было сделано только для упрощения. Любое из тел могло бы быть представлено изменениями плотности без резких границ разделов или без изменения вещественного состава.

Из всего изложенного следует, что однозначность определения параметров возмущающих тел действительна при весьма общих условиях, ведь трудно представить себе две геологических конфигурации A и B , разностное тело которых не давало бы силовых линий в свое окружение.

Но все же имеется такой исключительный случай. Пусть, например, A будет однородная шаровая оболочка с избыточной массой M (рис. 7), а тело B — шар с центром тяжести на такой же глубине и также с избыточной массой M (рис. 8). Оба тела вызывают аналогичные аномалии поля силы тяжести на поверхности, поскольку они действуют так, как будто бы вся избыточная масса M была сконцентрирована в центре. Разностное тело, соответствующее такому же телу рисунка 4, представлена на рис. 9. Внутренний шарик представляет собой недостаток массы, а внешняя шаровая оболочка — избыточную массу. Силовые линии, «вызывающие аномалию» исходят здесь также из внутреннего шарика и кончаются во внутренней шаровой оболочке; в вмещающие породы не проникает ни одна из силовых линий; «возмущающая конфигурация» рисунка 9 не вызывает никакой гравитационной аномалии на поверхности. Поле ее силы тяжести заключено так же, как напр. силовое поле электрически заряженного шарового конденсатора. В *принципе* подобные специальные, далекие от реальности исключения, создаваемые «воображением математика», возможны, и *поэтому* однозначность определения параметров возмущающих тел не может быть доказана в общем.

Изложенные выше соображения действительны — с небольшими изменениями — и для решения обратной задачи магнитометрии. Определение параметров конечных магнитных тел, образовавшихся при естественных условиях, является однозначной задачей. К сожалению, математическое воображение и в этом случае может найти «безэффективный источник», подобный рисунку 9. На рис. 10 показано такое тело, представленное сферически-симметричной шаровой оболочкой с радиальным намагничиванием. В связи с такими принципиальными возможностями однозначность решения обратной задачи магнитометрии также не может быть доказана в общем. Однако, можно спокойно

утверждать, что на практике не следует бояться появления «возмущающего тела», подобного рисунку 10.

В начале наших рассуждений тела A и B считались бесконечными. Однако, нами использовано только одно из следствий этого условия, а именно то обстоятельство, что разностное тело также конечное и может быть обложено замкнутой поверхностью. Следовательно, однозначность решения обратной задачи может быть доказана согласно вышеизложенному и для бесконечных источников, при условии, что разностное тело является конечным.

Все вышеизложенное, конечно, достаточно, но не обязательно для доказательства однозначности. Даже при бесконечности разностного тела, уже на первый взгляд можно видеть, что оно не заключает в себе своего силового поля, а если это так, то — также согласно вышеизложенному — в рассматриваемом случае метод решения обратной задачи позволяет выбрать одну из альтернатив в принципе однозначно.

На рисунках поверхность представлена плоскостью, но для вычислений это не является требованием. Безразлично, на какой поверхности проводится измерение, решение обратной задачи является всегда таким же однозначным, ведь силовые линии разностного тела проникают и через поверхность, благодаря чему разность между эффектами выражается и может измеряться при любых поверхностях.

Из изложенного вытекает, что в принципе решение обратной задачи гравиметрии и магнитометрии является однозначным, за исключением некоторых случаев геологически невозможных «возмущающих тел», подобных рисункам 9 и 10.

К сожалению, указанные соображения не дают информации о степени этой однозначности на практике, т. е. о том, насколько два аномальных тела должны различаться между собой для того, чтобы по аномалиям, получаемым интерполяцией по неточным измерениям, они действительно могли быть различены одно от другого. Также неизвестно, как приступить к разработке нового метода решения обратной задачи, более надежного и более общего по сравнению со всеми существующими методами. Но все же эти соображения показывают, что работа, направляемая на создание новых и более современных методов не будет бесполезной; не угрожает опасность, что наши попытки потерпят фиаско из-за принципиально-теоретически ограниченных возможностей. Теоретические ограничения более удалены, нежели это вообще предполагается и они исключают только то, что все равно исключается самой природой.

Примечание

редактора к работе Р. Штомфай: «Об однозначности решения обратной задачи гравиметрии и магнитометрии»

Автор подвергает анализу только один из аспектов весьма сложной проблематики решения обратной задачи, но очень логическим представлением доводов. Однако для того, чтобы правильно оценить работу, необходимо наметить ее место в комплексе всех вопросов, связанных с данной темой.

Прежде всего следует установить, что решение обратной задачи — это одно дело, а разведка — другое. Вычисление источников аномалий является только *одним* из средств геофизической разведки, а геофизическая разведка в свою очередь представляет собой только *одну* из этапов геологического исследования. Ценность геофизической разведки определяется количеством полученной при ее помощи полезной геологической информации. А решение обратной задачи стоит столько, сколько оно помогает в достижении этой цели.

Решение обратной задачи является принципиально неоднозначным. Рассмотрим, в какой мере оно является однозначным в геофизическом смысле.

Геологической основой решения обратной задачи является условие, что скрытое тело, производящее некоторый гравитационный или магнитный эффект, (источник аномалии), может быть однозначно определено в геологическом смысле и его определение дает геологическую информацию.

Если это условие не выполняется, то решение обратной задачи не имеет смысла. В таком случае, конечно, критике надо подвергать не решение обратной задачи, а концепцию разведки.

Геофизический подход к проблеме показывает, что решение обратной задачи неоднозначно. В природе существуют не изолированные тела, а реальные геологические образования, т. е. конфигурации. Может существовать такая конфигурация, при которой — имея в виду ограничения точности, указанные раньше автором — два совершенно различных образования создают тождественные формы аномалий.

Являются ли эти аномалии тождественными? В действительности — принципиально — этого не может быть. Но практически (с точки зрения экономичности сети станций, точности измерения, разрешающей способности методов обработки) они являются тождественными.

Ничего не легче, чем проигрывать с картой аномалий. Можно выбрать любой из профилей, форму аномалий по этому профилю можно аппроксимировать некоторой функцией, можно взять ее за аperiodический «процесс», подвергнуть фильтрации, преобразованию, вовлечь в математическую игру, но мы ни в коем случае не можем получать полезной информации без предварительного выяснения объекта исследования и ожидаемого результата наших способов вычисления.

Значит, мы хотели бы использовать это дополнительное примечание для того, чтобы указать на опасность формализма. Автор сам стремится к этому, отвергая «нереальные формации». Но опасность математического формализма является наиболее сильной не на уровне физических ограничений, а на уровне геофизических.

Наши литературные сведения происходят главным образом от платформенных областей. Геологическая конфигурация и геологическое значение, а также намагниченность магнитных тел являются совсем иными на Канадском щите или на Русской платформе, чем в Карпатском бассейне. Последний представляет собой «вулканический» бассейн. Но если сказать, что всего десять процентов вулканизма имеет достаточную намагниченность к тому, чтобы вызывать аномалии, и что в геологическом отношении расположение даже этих десяти процентов нехарактерно, то одновременно мы уже оценили практическое значение решения обратной задачи магниторазведки для таких районов (т. е. разведки, проведенной по ошибочной концепции) и тем самым ее ограничения.

В отношении гравиметрии положение является более благоприятным. Решение обратной задачи гравиметрии направлено не на определение некоторого непременно изолированного тела, а может удовлетворяться наличием раздела с хорошим контрастом плотности. Кроме того при гравиразведке не надо учитывать биполярность и остаточные влияния. Несмотря на это, практические ограничения подвергают опасности геофизическую однозначность решения обратной задачи гравиметрии.

В практике, как это было указано, мы имеем дело не с идеальными телами, а с породами и структурами, интегральная картина которых отражается на карте аномалий Бугэ, хотя она является довольно смутной на первый взгляд. Очевидно, в этом заключается причина того, что способы решения обратной задачи выбирают бегство в формализм.

Решение обратной задачи является не математической, даже не физической, а геофизической проблемой. Его принципиальные и практические ограничения следует оценивать с этой точки зрения, не забывая о том, что приставка «гео» не случайно ставилась перед словом «физика».

Вычисления по решению обратной задачи, которые в самом деле стремятся к получению полезной информации, начинаются с геологического, минералогического, литологического и структурного анализа. Затем, в случае необходимости, рассматривается принципиальная реальность физической модели, полученной в ходе анализа, с учетом экономического аспекта параметров измерения. И после этого все еще необходимо иметь в виду, что полученная информация является только слабым силуэтом «живой», но к сожалению скрытой геологической действительности, которая по сути дела представляет собой объект разведки.

Если такой анализ не проводится последовательно, или где-нибудь прозвучит тревожный звонок, то решение обратной задачи становится бессмысленной математической игрой.

ON THE UNAMBIGUITY OF GRAVITATIONAL AND MAGNETIC BODY-CALCULATIONS

R. STOMFAI

Doubting the unambiguity of gravitational and magnetic body-calculations is as old as the application of these procedures themselves. It is assumed, namely, that buried bodies of different shape may cause entirely identical gravitational, resp. magnetic anomalies on the surface. This uncertainty tends to retard the gravitational and magnetic interpretation, for the eventuality of misinterpreting the spatial parameters of the actual bodies can never be completely excluded.

The limits of the different procedures are well-known. All procedures require the assumption of the body as being isolated, homogeneous, infinite (in one or another direction), and can be modelled by simple geometrical bodies. Should any of these requirements be missing, the information is rather meagre.

There arises a series of obvious questions. Where is the theoretical limit of this uncertainty? How much of this uncertainty can be ascribed to the individual calculation-methods? Is any effort worth while at all, to search for new methods, or should we take the ambiguity for granted and there the matter ends?

For a closer study let us take a (no matter which) magnetic body-calculation method as an example. The calculation is, without exception, applied to the anomaly-curve of a magnetic profile. In fact, nothing else than the intensity differences along the selected profile are considered. The map itself serves the orientation of the possible selection only. In most cases, exclusively the profile contains relatively closely spaced stations and it is assumed that any parallel profiles should disclose the same values. This assumption is held even if a previous reconnoitrement testifies against it. As a matter of fact, there is no other choice either, in consequence of the "horizontally infinite" idea. Further, only a short section of the profile in question, and no more than the tangent or a few points of this short section come to be utilized in drawing conclusions about the wanted parameters of the body. Thus, the actual surface effect of a buried magnetic body is fairly neglected, a great deal of the information of the map is lost.

Until recently, technical limits screened the theoretical limits. As soon, however, as fast airborne survey combined with the use of computers of high speed and large storage capacity, has become available, the integrate survey of complete anomaly-patterns is no more beyond reach. And this is the reason to unearth again the problematics of unambiguity.

In the following discussion, under anomaly, always areal anomaly will be meant, assuming a map at disposal, of a large enough area of dense and precise coverage. One is inclined to claim "infinite-fold" information-content to such an areal bulk as compared to that of a single profile. Consequently, the body searched for can unambiguously be contoured. And so it is almost to the letter.

One can, namely, assert, even if not with the utmost exactness, that if a body (gravitational or magnetic alike) had been made by Nature (and not by mathematical games), than it must cause, on the surface, an anomaly-pattern characteristic for it alone, and differing from any effect caused by any other body. In other words, within geological reality, body-calculation is unambiguous, and the error of the wanted parameter depends on the accuracy of measurements only.

Actually, no one is entitled to prove such an assertion. In spite of this let us follow the forthcoming train of thoughts, for the argumentation will take us closer to the presently misty ideas.

Let us first tackle the more easily accessible gravitational problem, and in an indirect way, too. It means that the existence of two, essentially differing, finite bodies A and B is assumed against the above assertion, causing, on the surface, perfectly identical gravitational effect.

For better understanding two very simple bodies will be considered, the reasoning is, however, valid for the most complicated case, too.

Figs. 1 and 2 show a vertical cross section of bodies A , resp. B . Fig. 3 shows them in juxtaposition. Let us now substitute body B by body C differing from B only in the sign of $\Delta\sigma$. The absolute value of the anomaly C must obviously be equal to that of B , only the sign being opposite. According to the indirect assumption the effect of C is now antithetically equal to the effect of A , too.

Let us now bring the subterranean mass-surplus of A together with the mass-defect of C . It is easy to realize (see Fig. 3) that the combined body of Fig. 4 is obtained. Mass-surplus and mass-defect compensate each-other on the overlapping part, i.e. the body of Fig. 4 is, in a sense, „the difference of bodies A and B ”.

What kind of anomaly-pattern is generated by this „difference-body”? In the sense of the indirect reasoning and of the above said, none whatever, for the sum effect must be zero. This configuration generates no gravitational effect on the surface.

In the case of Fig. 4 this is hardly reasonable, for the top mass-surplus and the bottom mass-defect *must* cause anomaly close to the body. To examine if this anomaly can be restricted to the immediate surroundings (in other words: is there a subsurface effect not reaching the surface?) one has to draw the lines of force of body of Fig. 4. The lines start from the mass-defect and terminate in the mass-surplus (Fig. 5.), similarly to the line-pattern of electrically charged bodies, where the lines start from the electron-defect and travel into the electron-surplus.

Just the electrical analogy requires to this dipole-like body such widely arched lines which traverse the surface. In spite of this, for the time being hanging on to the indirect assumption, let us try to imagine that the lines of force are limited to the space delineated in Fig. 6. A thick solid enveloping curve (surface) separates the force-containing space from the one, which we “force” to be force-free.

It will be shown that as regards the body of Fig. 4, this assumption cannot be maintained, the enveloping surface cannot exist, the field of force cannot be restricted to a limited space.

To comprehend these assertions let us select a point P of the enveloping surface, which, with some adjoining bulk, lies outside the body, in the embedding medium, where the assumed enveloping surface must be parallel to the lines of force. Fig. 6 shows just such a configuration, and now we try to make the best of it. The first step is to draw a closed curve of short sections in the following way. The curve should go from P to Q perpendicularly to both the enveloping surface and the lines of force. From Q on it should go along a line of force to R , and perpendicularly traversing

again to S ; from here it should go in the force-free outer zone to terminate in the starting point P .

The next step is to form the circular integral of the anomaly causing field force, for this closed curve. Integrating on section \widehat{QR} , the value obtained will surely differ from zero, while it will be zero on the rest of the curve, for on sections \widehat{PQ} and \widehat{RS} the curve is perpendicular to the lines of force, while section \widehat{SP} lies in a force-free space. Anyway, the entire circular integral differs from zero. This, however, implies that the gravitational field of the difference-body of Fig. 4 has no potential.

This is a physical impossibility; the assumption that the gravitational force-field of the difference body was restricted to a limited domain of the embedding medium, led to a contradiction. The enveloping-surface, on Fig. 6, consequently, cannot exist.

Hence, a thesis can be regarded as proved, namely that as long as the lines of force of a gravitational body enter the embedding medium at all, the force-field occupies the entire space and it must reach the surface too.

The pattern of the lines of force of the difference-body as demonstrated in Fig. 5 as an example, cannot be complete. It must have lines traversing the surface and causing gravitational anomalies.

This however, contradicts the starting indirect assumption, namely that the gravitational effect of A and B is equal, in any surface point considered. Thus, it has been proved that the anomalies of A resp. B differ from each other.

In the foregoing, bodies A and B were regarded as isolated, regular and homogeneous. This was assumed for simplicity's sake, for the reasoning did not require these auxiliary presumptions. Either body might as well have been a density change without sharp petrological boundary.

All these mean that the unambiguity of gravitational body-calculation is valid with very general conditions, for the difference-body of two differing A , resp. B geological bodies emitting no line of force into the embedding medium, can hardly be imagined.

Still, there exists such an exceptional case. Be e.g. body A a homogeneous spherical shell with a mass-surplus M (Fig. 7), and body B a homogeneous sphere of the same mass-surplus M (Fig. 8) its mass centre being in the same depth. It is known that both make the same anomaly on the surface, for they act as if mass-surplus M were concentrated in their centre. The difference-body corresponding to that of Fig. 4, is shown in Fig. 9. The inner sphere means the mass-defect, the outer shell represents the mass-surplus. Accordingly, the "anomaly-maker lines of force" originate from the inner sphere, and terminate in the outer shell. No line of force penetrates the embedding medium; the "body" makes no anomaly on the surface. Its gravitational force-field is as closed as e.g. the force-field of an electrically charged spherical condenser.

Such particular, although unrealistic exceptions theoretically cannot be excluded, and for the same reason the unambiguity cannot be proved with universal validity.

The foregoing reasoning, with slight alteration, can be applied to magnetic body calculations too. Magnetic body-calculation can likewise be labelled as unambiguous as long as natural bodies come into consideration.

Sorribly enough, pure mathematics can find effectless magnetic bodies too (Fig. 10). The body of Fig. 10 is a spherical shell with a radially polarized and spherically symmetrical magnetization.

Because of such exceptions the unambiguity of magnetic body-calculations likewise cannot be universally proved. However, there is no fear ever to encounter such a magnetic curiosity in nature as that in Fig 10.

In the beginning of the described reasoning, bodies *A* and *B* were assumed as finite. From this condition, however, the only outcome utilized was that the difference-body was similarly finite and it could be envelopped by a closed surface. Consequently, the unambiguity of body-calculations can be proved, in case of infinite bodies too, according to the above said, as long as at least the difference-body remains finite.

To accept the unambiguity, all the above said are, of course, sufficient only, but not necessary. Should the difference-body be infinite, it can, in general, at first sight, be seen that it doesn't envelop its own force-field. And inasmuch as this is true, likewise the elucidated example helps to realize that body-calculation can, in principle, unambiguously tell one alternative from the other.

In the figures, the surface has been drawn as plane, but this is no condition for the body-calculation. Serve any surface as site of the measurements, the unambiguity remains exactly the same, for the lines of force of the difference-body traverse any irregular surface just the same way as they do in case of a plane surface. Thus, the difference between effects appears and can be measured on any kind of surfaces.

All the above said have been intended to show that any of the body-calculations is unambiguous, at least in principle, and apart from some geologically impossible "bodies" as shown in Figs. 9 and 10.

Alas, there is no information about the unambiguity in practice. No one knows what the difference should be between two bodies to tell them from each other from the anomaly-pattern compiled through interpolation from sloppy measurements. Neither is it known that how to start a new and reliable method beating all its predecessors.

It is, however, clear that the efforts spent to find better methods is not hopeless. There is no fear that these efforts fail because of the theoretical limits. The theoretical limits are farther off than usually presumed, and they probably exclude only what Nature herself excludes anyway.

Editorial notes to the paper: "On the unambiguity of body-calculations"

As a matter of fact the issue is much more complex. The author's approach represents a single aspect only, not without wit, however.

The paper can correctly be sized up only if its proper place in the entire question-complex will be pointed out.

First of all, one has to keep in mind that prospecting is one thing, and body-calculation is another. Body-calculation is only a tool in the hand of the geophysicist; and (applied) geophysics itself is as much worth as the quantity of geological information is rendered by its application. Body-calculation is, consequently, as much worth as its efficiency is in helping geophysics to show the best possible performance.

Body-calculation, theoretically, is not unambiguous. Now, let us give a closer scrutiny to what under unambiguity geophysically should be meant.

The geophysical fundamental principle of body-calculation is a condition: a gravitationally or magnetically acting (anomaly-causing) buried body should *geologically* be significant, and when determining it, a considerable geological information should be obtained.

As long as this condition is not fulfilled, body-calculation is a nonsense, no matter whether it is unambiguous or not. The object of criticism, in such cases should be the concept of the entire prospecting, of course, not the body-calculation.

Geophysically, body-calculation is not unambiguous. In Nature, not isolated bodies, but actual geological configurations of objects exist. There may exist such a configuration where, with regard to the practical limits cited by the author himself, two entirely different bodies (swarms of bodies) can cause quite identical anomaly-pattern.

Identical? Theoretically not. Practically, however, with regards to the economical station-spacing, accuracy, resolving power, they are identical.

Nothing is easier than to play away with an anomaly map. Arbitrary profiles can be selected; their anomaly curves can arbitrarily be approximated by some function, the curve can be taken for an aperiodical "event", it can be filtered, it can be forced to suffer any kind of cosmetics — still no useful geological information will ever be obtained, if we had not first mentally clarified the aim of work, the information wanted, and the resolving power of the method applied.

This note should serve to draw the attention to the danger of formalism. The author himself has the same object, for he is strongly against "irrealistic" bodies. The danger of mathematical formalism, however, is the most imminent not on the level of physical limits, but on that of geophysical limits.

Our literary "import" comes mainly from platform areas. The geological configuration and significance of magnetic bodies, and even their magnetization is quite different e.g. on the Canadian shield or on the Russian platform as compared to those of the Carpathian basin.

The latter is a "volcanic" basin. But as soon as we comprehend that altogether ten percent of its volcanism is magnetic enough to cause magnetic anomalies, and even this ten percent fails to be significant geologically, the value and limits of magnetic body-calculation (actually, of the wrong concept in the prospecting) have been, in fact, pointed out.

As to gravity, the conditions are somewhat easier. Gravitational body-calculation doesn't seek an isolated body by all means; it can be satisfied by a good, density-contrasted horizon, too. By the way, when talking about gravitational effect, at least bipolarity, remanent effects fall beyond consideration.

In spite of this, practical limits are apt to endanger the geophysical unambiguity of gravitational body-calculation, too. In practice, as mentioned, never idealistic bodies are encountered, but rocks, structures, which are shown in an integrated way by a Bouguer anomaly map looking rather random at first sight. No wonder that body-calculation tends to resort to formalism.

Body-calculation is not a mathematical game. It is not a physical problem either. It is a geophysical problem. Its theoretical and practical limits should be judged in view of this, never forgetting that the prefix "geo" has not at random been attached to the noun "physics".

A "body-calculator" really ambitious of offering information, begins with geological, mineralogical, petrological, rock-physical, structural analysis. Then the reality of the physical model obtained through the analysis should be examined if necessary, keeping in mind the economical aspects of the measuring parameters.

And even after all such efforts one has to face the frustration of a rather poor result: what he obtains is altogether nothing more than a dim shadow of the "living" but, sorrily enough, buried geological truth searched for.

Should we fail to go through this analysis, or should somewhere ring an alarm, body-calculation degenerates into a meaningless mathematical game.

THE EDITOR

VADÁSZ ELEMÉR
1884—1970.

Mind a napi sajtó, mind pedig a szaksajtó bőven méltatta életét, munkásságát és a halálával bennünket ért veszteséget. Hadd búcsúztassa itt őt egy volt tanítványának halk szava. Nyugodjék békében, *Professzor Úr*. Emlékét és tanításait megőrizzük.

SZÉNÁS GYÖRGY
szerkesztő