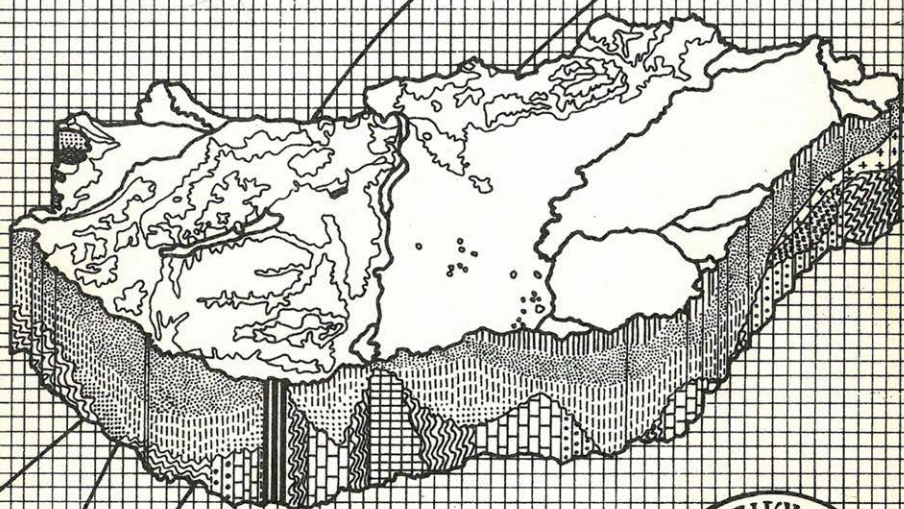


MAGYAR

GEOFIZIKA

1-2



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA
BUDAPEST, 1988. XXIX. ÉVFOLYAM, 1-2. SZÁM

POLCZ

TARTALOMJEGYZÉK

| | |
|--|----|
| <i>Dobróka Mihály</i> : Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényei és abszorpciós-diszperziós relációi. III. rész: változó telepvastagságú földtani szerkezet | 1 |
| <i>Glogovszkij V. M. — Gogonenkov G. N.</i> : Sebesség és mélység paraméterek meghatározási eljárásának vizsgálata, rétegzett reális közegben | 13 |
| <i>Ádám Antal — Duma Gerald — Horváth János</i> : Új közelítés a Periadriai-Balaton vonal elektromos vezetőképesség-anómália értelmezéséhez audiomagnetotellurikus mérések alapján | 27 |
| <i>Balogh Iván</i> : A szilícium-tartalom NAG karotázssal való mérési lehetőségének vizsgálata bauxitban | 44 |
| <i>Kovács Barnabás</i> : Tenger alatti mangán-konkréciók akusztikus válaszfüggvényének modellezése síkhullám közelítésben | 55 |

MAGYAR GEOFIZIKA

Kiadja: Delta Szaklapkiadó és Műszaki Szolgáltató Leányvállalat Budapest,
Közraktár u. 4. 1093 Telefon: 175-200 levélcím: Budapest, Pf. 97. 1442

Felelős kiadó BUDAI FERENC főigazgató

Terjeszti a MAGYAR POSTA

Előfizethető bármely Hírlapkézbesítő postahivatalnál, a hírlapkézbesítőknél, a Posta hírlapüzleteiben és a Hírlapelőfizetési és Lapellátási Irodánál. (HELIR), Budapest XIII., Lehel u. 10/a — 1900 — közvetlenül vagy postautalványon, valamint átutalással a HELIR 215—96162 pénzforgalmi jelzőszámra

Egy szám ára 32,50 Ft. Előfizetés fél évre 97,50 Ft, egy évre 195,— Ft.

Külföldön terjeszti a Kultúra, 1389 Budapest, Pf. 149. és a Magyar Média, 1392 Budapest, Pf. 279.
86 — 253

88.284. Állami Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Mihalek Sándor igazgató

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

Index: 26507

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| <i>Доброка М.</i> : Функции сдвига и абсорбционно-дисперсионные свойства волн типа Лява. Часть III. Геологическая структура с переменной мощностью пласта | 1 |
| <i>Глоговский В. М., Гогоненков Г. Н.</i> : Исследование способов определения скоростных и глубинных параметров слоистой среды в реальных условиях | 13 |
| <i>Адам, А. Дума, Г. Хорват, Я.</i> : Новые представления в интерпретации аномалий электропроводимости линии Периадрия – Балатон на основании аудиомангнетотеллурических наблюдений | 27 |
| <i>Балог И.</i> : Исследование возможности измерения содержания кремния в боксите с помощью НАГ каротажа | 44 |
| <i>Ковач Б.</i> : Моделирование приближением плоской волной кривых, получаемых при разведке подводных марганевых конкреций | 55 |

CONTENTS

| | |
|--|----|
| <i>Dobróka M.</i> : The displacement functions and the absorption-dispersion properties of seam-waves of the Love-type Part III.: geological structure with varying seam thickness . . . | 1 |
| <i>Glogovszkij V. M. – Gogonenkov G. N.</i> : Study on the determination of velocity and depth parameters in layered media | 13 |
| <i>Ádám A. – Duma G. – Horváth J.</i> : A new approach to the conductivity anomaly along the Periadriatic-Balaton lineament on the basis of audiomagnetotelluric measurements . . | 27 |
| <i>Balogh I.</i> : Examination of the possibility of the silica content measurement by NAG log in bauxites | 44 |
| <i>Kovács B.</i> : Modelling of acoustic response function of submarine manganese nodules with plane wave approximation | 55 |

Főszerkesztő: Zelei András

Szerkesztőbizottság: Deres János, Kilényi Éva, Meskó Attila, Rádlér Béla, Verő József
Szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. félemelet 17. Postafiók 240.

Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényei és abszorpciós-diszperziós tulajdonságai

III. rész: változó telepvastagságú földtani szerkezet

DOBROKA MIHÁLY*

A dolgozat Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényeit és diszperziós egyenletét mutatja be változó telepvastagságú földtani szerkezet esetén. A háromréteges modellre kapott diszperziós reláció numerikus megoldásai alapján a telepvastagság-változás tomográfiai kimutathatóságát tárgyalja. Az I. és II. részben ismertetett eredmények szintézisével megadja a horizontálisan inhomogén, változó telepvastagságú hullámvezető szerkezetben terjedő Love telephullámok komplex diszperziós egyenletét.

В статье представлены функции сдвига и уравнение дисперсии каналовых волн типа Лява в случае геологической структуры с переменной мощностью. На основе численного решения дисперсии для трехслойной модели обсуждается возможность томографического представления изменений мощности пласта. Синтезом результатов, описанных в I-ой и II-ой частях дается комплексное уравнение дисперсии каналовых волн типа Лява, распространяющихся в волнопроводящей структуре с пластом переменной мощности.

The paper deals with the displacement functions and dispersion relation for Love seam-wave that propagate in a seismic channel of varying seam thickness. By means of the numerical solutions of the dispersion equation the tomographic detectability of the thickness changes is discussed. Using the results obtained in the I – II parts the absorption-dispersion relation for Love seam-waves of the three-layered horizontally inhomogeneous wave guide structure with varying seam thickness is also derived.

Bevezetés

Ismeretes, hogy a szeizmikus hullámvezető kialakulása meghatározott földtani szerkezethez kötődik. A dolgozat első részében a csatornamodell abszorpciós-diszperziós tulajdonságait, a kialakuló Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényeit ismertettük három- vagy többreteges, rétegenként homogén szerkezet esetén. Mint láttuk az anyagi rétegjellemzők és a rétegvastagságok a diszperziós tulajdonságok fő meghatározói. A dolgozat második részében a horizontális inhomogenitások telephullám-terjedésre gyakorolt hatását vizsgáltuk. Bemutattuk, hogy ezek az inhomogenitások a telephullámok fázis- és amplitúdó viszonyait egyaránt befolyásolják és elemeztük ezen inhomogenitások telephullám-átvilágítások alapján való meghatározásának lehetőségét, az optimális frekvenciatartományokat. Van azonban a laterális változásoknak egy másik válfaja, amely horizontális (a réteghatárral párhuzamos) irányban anyagi jellemzőkbeli változással nem jár, egyedül a geometriai jellemzők – a rétegvastagságok – megváltozását jelenti. Egy egyszerű háromréteges csatornamodell esetén a telepvastagság változása két határesetben tárgyalható analitikusan. A rétegvastagság gyors (ugrásszerű) változásai a telephullámok szóródását ered-

* Nehézipari Műszaki Egyetem, Geofizikai Tanszék, 3515 Miskolc – Egyetemváros

ményezik. Az ilyen laterális változásoknak a telephullám terjedési viszonyaira kifejtett hatását a laterális inhomogenitásokon való reflexió és transzmisszió jellemzőit analitikusan *Buchanan (1987)*, numerikusan *Bodoky T. és Bodoky A. (1982)*, *Kelly (1983)*, *Dresen et al. (1985)* tárgyalta. A másik határesetben a telepvastagság változása (egy hullámhosszon belül) viszonylag kicsi. Ekkor a vertikális- (rétegzettség) és horizontális inhomogenitások közötti csatolás elhanyagolható: vertikális irányban a csatornamodell lokálisan fennáll, horizontális irányban viszont a gyengén inhomogén közegben érvényes hullámelméleti közelítések alkalmazhatók. A dolgozat ezen harmadik részében a horizontálisan (lassan) változó vastagságú széntelep tartalmazó háromréteges, rétegenként homogén földtani szerkezetben terjedő Love-típusú telephullámok abszorpciós-diszperziós egyenletét és elmozdulásfüggvényeit vezetjük le. A diszperziós egyenlet numerikus megoldásai alapján konkrét modellen különböző frekvencián bemutatjuk a telepvastagság változás hatását a telephullám fázissebességére és abszorpciós tényezőjére és vizsgáljuk a vastagságváltozások telephullám átvilágítások adatai alapján való kimutatásának optimális frekvenciatartományát. A dolgozat második részében a kapott eredményeket egybefoglalva, felírjuk az anyagi jellemzőiben horizontálisan inhomogén és rétegvastagság-változást is hordozó földtani szerkezet diszperziós egyenletét és rámutatunk egy, a gyakorlati telephullám tomográfiában (az értelmezés egyértelműsége szempontjából) figyelembe veendő ekvivalenciára és az ekvivalencia feloldásának lehetőségére.

1. A mozgásegyenlet telephullám megoldása változó telepvastagság esetén

Rétegenként homogén földtani szerkezetben az időfüggést $e^{i\omega t}$ alakban szerepeltetve, a mozgásegyenletből Helmholtz-egyenletet kapunk. SH-hullámokra ez a

$$\Delta u_i + N^2 k_0^2 u_i = 0 \quad (1)$$

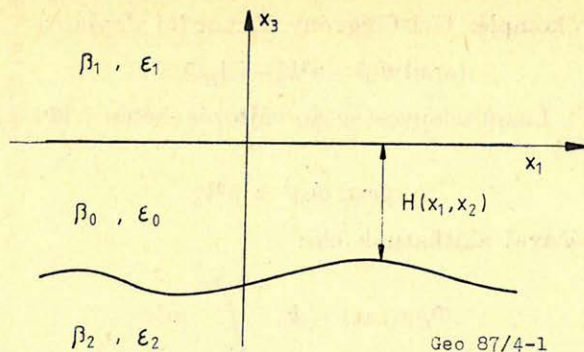
alakot ölti, ahol $N = \frac{\beta_0}{\beta}$ a transzverzális testhullám törésmutató, $\beta_0 = \text{konstans}$

és $k_0 = \frac{\omega}{\beta_0}$. Horizontálisan rétegzett közegben terjedő Love-típusú telephullámokra $u_3 = 0$ (a korábbiaknak megfelelően x a függőleges koordinátát jelöli, *1. ábra*).

Ha a széntelepágyazó kőzet réteghatár görbült felület, akkor a függőleges elmozdulások eltűnése ($u_3 = 0$) általában nem köthető ki mindenütt. Enyhén görbülő határfelület esetén azonban a görbület következtében megjelenő folytonos reflexió első közelítésben elhanyagolható és (ugyancsak közelítőleg) érvényes marad a hullám SH jellegére tett kikötés is. Ekkor a telephullám (horizontális értelemben vett) lokális tulajdonságait a lokális csatornaparaméterek (telepvastagság) határozzák meg. Így a változó telepvastagság horizontálisan változó telephullám-jellemzőket (fázissebesség, abszorpciós tényező stb.) eredményez, azaz a hullámvezető-szerkezet a telephullám-terjedés szempontjából horizontálisan inhomogénná válik. Mivel a telepvastagság változásáról feltételezzük, hogy nem túl erős, a telephullám elmozdulás-függvényekben továbbra is érvényes marad a vertikális és horizontális koordinátáknak a (II/14)-ben is felírt

$$u(x_1, x_2, x_3) = \tilde{u}(x_3, k_0 H) u^*(x_1, x_2), \quad u_1 = -e_2 u, \quad u_2 = e_1 u, \quad u_3 = 0 \quad (2)$$

szeparációja, ahol $e = (e_1, e_2, 0)$ a hullám terjedésének irányába mutató egység-



1. ábra. A háromréteges hullámvezető-modell és a rétegparaméterek

Рис. 1. Трехслойная модель и параметры пластов

Fig. 1. The geometry of the three-layered model

vektor, \tilde{u} a később meghatározandó amplitúdómélység-függvény, u^* pedig a hullám vízszintes síkbeli terjedését írja le. A (2) függvényt (1) egyenletbe helyettesítve a

$$\frac{1}{\tilde{u}} \frac{d^2 \tilde{u}}{dx_3^2} + N^2 k_0^2 = -\frac{1}{u^*} \Delta_H u^* \quad (3)$$

eredményre jutunk, ahol Δ_H a horizontális koordináták szerint képzett Laplace-operátort jelöli. Mivel (2) szerint $\tilde{u} = \tilde{u}(x_3, k_0 H)$ a $H(x_1, x_2)$ telepvastagságon keresztül (gyengén) a horizontális koordináttól is függ, ezért bevezethető egy $k_0^2 n(x_1, x_2)$ függvény, amellyel (3) a

$$\frac{d^2 \tilde{u}}{dx_3^2} + (N^2 - n^2) k_0^2 \tilde{u} = 0 \quad (4)$$

$$\Delta_H u^* + n^2 k_0^2 u^* = 0 \quad (5)$$

egyenletrendszerre vezet. A (4) egyenlet formailag az (I/14), illetve a (II/18) egyenlettel megegyezik, így megoldása is a már ismert

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{(0)}(x_3, k_0 H) &= A_0 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N^2_0 - n^2}} + B_0 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N^2_0 - n^2}} \\ \tilde{u}_{(1)}(x_3, k_0 H) &= A_1 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N^2_1 - n^2}} \\ \tilde{u}_{(2)}(x_3, k_0 H) &= B_2 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N^2_2 - n^2}} \end{aligned} \quad (6)$$

ahol a 0, 1, 2 indexek sorban a széntelepre, illetve az ágyazó kőzetekre vonatkoznak, A_0, B_0, A_1, B_2 később meghatározandó, a telepvastagság-változás miatt az (x_1, x_2) koordináták lassan változó függvényei.

Áz (5) egyenlet megoldását a *Wenczel, Kramers* és *Brillouin* által kidolgozott (WKB-) módszerrel oldhatjuk meg. Keressük a megoldást

$$u^*(x_1, x_2) = e^{i\Phi(x_1, x_2)}$$

alakban, ahol Φ a komplex fázisfüggvény. Ekkor (5) alapján a

$$(\text{grad } \Phi)^2 - n^2 k_0^2 - i \Delta_H \Phi = 0 \quad (7)$$

egyenletet kapjuk. Lassú telepvastagság-változás esetén $|\Delta \Phi| \ll k_0^2 |n^2|$ ezért egy közelítő megoldást a

$$(\text{grad } \Phi_0)^2 = n^2 k_0^2$$

egyenlet megoldásával állíthatunk elő:

$$\Phi_0(x_1, x_2) = k_0 \int_{P_0}^{P(x_1, x_2)} n ds.$$

Ebben a közelítésben tehát a Φ_0 komplex fázisfüggvény az eikonál egyenletet elégíti ki

$$\text{grad } \Phi_0 = n k_0 \mathbf{e}. \quad (8)$$

Az így meghatározható hullámút – a telepvastagság változása következtében – görbült.

Az első közelítésben elhanyagolt $\Delta \Phi$ tagot (8) felhasználásával közelíthetjük

$$\Delta \Phi \approx \Delta \Phi_0 = \text{div grad } \Phi_0 = k_0 \mathbf{e} \text{ grad } n + n k_0 \text{div } \mathbf{e}. \quad (9)$$

Bizonyítható (Červený és Ravindra, 1971), hogy

$$\text{div } \mathbf{e} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$$

ahol r_1 és r_2 a $\Phi_0 = \text{konstans}$ fázisfelület főgörbületi sugarai az adott pontban (9) segítségével a (7) egyenletből így a

$$(\text{grad } \Phi)^2 = n^2 k_0^2 \left[1 + \frac{i}{n^2 k_0} \mathbf{e} \text{ grad } n + \frac{i}{n k_0} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \right]$$

összefüggést kapjuk. Ha a telepvastagság változása lassú, akkor teljesül az

$$\left| \frac{1}{n^2 k_0} \mathbf{e} \text{ grad } n + \frac{1}{n k_0} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \right| \ll 1 \quad (10)$$

feltétel (vagy fordítva: ha a (10) feltétel teljesül, akkor beszélhetünk a telepvastagság lassú változásáról) és így jó közelítéssel

$$\text{grad } \Phi = n k_0 \mathbf{e} + \frac{i}{2} \left[\frac{1}{n} (\mathbf{e} \text{ grad } n) + \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right].$$

Az egyenletet integrálva a komplex fázisfüggvény egy pontosabb közelítését kapjuk

$$\Phi = k_0 \int_{P_0}^P n ds + i \ln \sqrt{\frac{n}{n_0}} + \frac{i}{2} \int_{P_0}^P \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) ds$$

ahol $n_0 = n(P_0)$ és ezzel

$$u^*(x_1, x_2) = G \sqrt{\frac{n_0}{n}} e^{ik_0 \int n ds} \quad (11)$$

Itt $G = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \int_{P_0}^P \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) ds \right\}$, veszteséges közeg esetén pedig $n = n^* + in'$,
 $n^* = \text{Re}\{n\}$, $n' = \text{Im}\{n\}$, azaz $a = k_0 n'$ jelöléssel

$$u^*(x_1, x_2) = \sqrt{\frac{n_0}{n}} G e^{\int_{P_0}^P a ds} e^{ik_0 \int_{P_0}^P n^* ds} \quad (12)$$

A hullámterjedést horizontális síkban $\frac{1}{\sqrt{n}}$ szerinti amplitúdófüggés, G szerinti (a görbült fázisfelületből adódó) geometriai csillapodás, $a = kn'$ abszorpciós tényezővel megadott fizikai csillapodás és n^* (valós) törésmutatóval leírt fázisviszonyok jellemzik. A teljes elmozdulásmezőt (2) egyenlet alapján (6) és (11) felhasználásával írhatjuk fel:

$$u(x_1, x_2, x_3) = \frac{G}{\sqrt{n}} e^{ik_0 \int n ds} \begin{cases} A_1 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N^2_1 - n^2}} & x_3 > 0 \\ A_1 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N^2_0 - n^2}} + B_0 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N^2_0 - n^2}} & 0 \geq x_3 \geq -H \\ B_2 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N^2_2 - n^2}} & x_3 < -H \end{cases} \quad (13)$$

Ezt a függvényt az (1) mozgásegyenletbe helyettesítve egy feltételt kaphatunk a megoldás jóságára. Eszerint a (13) WKB megoldás akkor jelent jó közelítést, ha teljesül a

$$\psi(x_1, x_2) = \frac{1}{k_0^2 |N^2 - n^2|} \left| \frac{3}{4} \left(\frac{1}{n} e \text{ grad } n \right)^2 - \frac{1}{2n} \Delta n \right| \ll 1 \quad (14)$$

feltétel. A (14) és (10) együttes teljesülése esetén tekinthetjük a (13) függvényeket a változó telepvastagságú összetett SH telephullámok elmozdulásfüggvényeinek.

A (13)-ban szereplő A_0, B_0, A_1, B_2 mennyiségekre a peremfeltételek adnak összefüggéseket. A dolgozat II. részében bemutatott eljáráshoz hasonlóan, ezek alapján vezethetjük le a komplex diszperziós egyenletet

$$X_0^{-2} = \frac{(1 - Z_1)(1 - Z_2)}{(1 + Z_1)(1 + Z_2)} \quad (15)$$

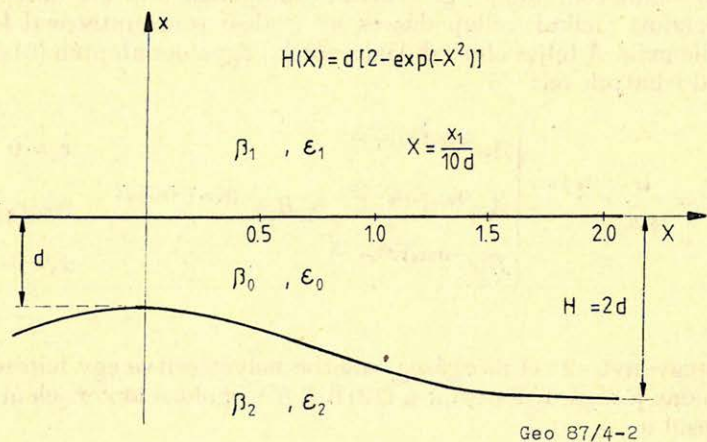
$$x_0 = e^{ik_0 H(x_1, x_2) \sqrt{N^2_0 - n^2}}, \quad Z_1 = \frac{\mu_1}{\mu_0} \sqrt{\frac{N^2_1 - n^2}{N^2_0 - n^2}}, \quad Z_2 = \frac{\mu_2}{\mu_0} \sqrt{\frac{N^2_2 - n^2}{N^2_0 - n^2}},$$

amely a változó telepvastagságú háromréteges veszteséges aszimmetrikus földtani modellben terjedő Love-típusú telephullámok (horizontális koordinátáktól

függő) komplex törésmutatóját és ezzel fázissebességét, valamint abszorpciós tényezőjét határozza meg. Mint látható, $H = 2d$ miatt ez az egyenlet formailag megegyezik a rétegesen homogén, konstans vastagságú csatornamodellre topak (I/22) diszperziós egyenlettel. A különbség csupán abban van, hogy $H(x_1, x_2)$ miatt a (15) numerikus megoldása révén kapható komplex törésmutató is helyfüggő: $n = n(x_1, x_2)$. Az (I/22) diszperziós reláció érvényessége tehát – mindaddig amíg a (10) és (14) feltételek teljesülnek – változó vastagságú széntelepes összlet esetére is kiterjeszhető.

1.1. Numerikus eredmények

A telepvastagság-változásnak a telephullám abszorpciós-diszperziós jellemzőire gyakorolt hatását a (15) egyenlet numerikus megoldásai alapján vizsgálhatjuk. Vegyük fel a 2. ábrán vázolt modellnek megfelelően a telepvastagságot $H(X) = 2d[1 - 0.5 \exp(-X^2)]$ alakban, ahol $X = \frac{x_1}{10d}$, a telephullám törésmu-



2. ábra. A numerikus számításokra felvett modell $D_1 = 2000$ m/s, $\beta_0 = 1000$ m/s, $\beta_2 = 2500$ m/s, $\epsilon_0 = 0.05$

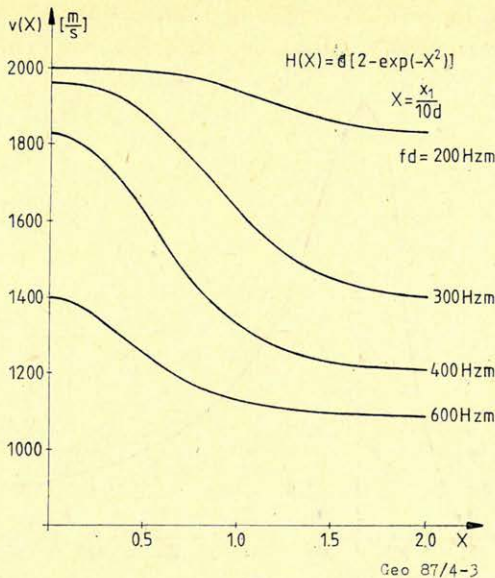
Рис. 2. Модель для численных расчетов
 $\beta_1 = 2000$ м/сек, $\beta_0 = 1000$ м/сек,
 $\beta_2 = 2500$ м/сек, $\epsilon_0 = 0.05$

Fig. 2. The model for numerical computations

tatókat pedig az egyes rétegekben $N_0 = 1 - i0.05$, $N_1 = 0.5$, $N_2 = 0.4$ adja meg. A modellben terjedő Love-telephullámok fázissebességét az X dimenzióatlan koordináta függvényeként a 3. ábra mutatja különböző frekvenciákon. Mint látható, a vastagságváltozás hatása frekvenciafüggő. Kis δH telepvastagság-változás hatására a telephullám fázissebességben bekövetkező δv változás jó közelítéssel

$$\delta v = \frac{dv}{dH} \delta H$$

ezért a fázissebességnek a telepvastagság változására mutatott érzékenységét az



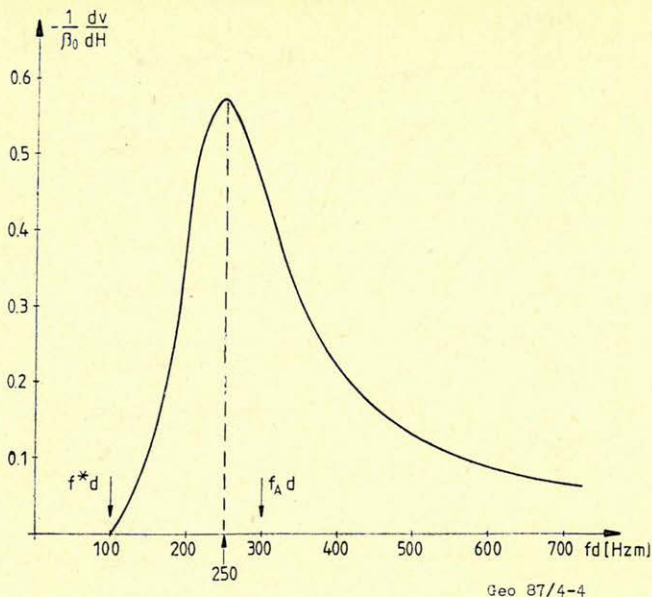
3. ábra. Telephullám-fázissebesség a 2. ábra szerint változó vastagságú széntelepben, különböző frekvenciákon

Рис. 3. Фазовая скорость каналовой волны на разных частотах в угольном пласте с переменной согласно рис. 2. мощностью

Fig. 3. Channel wave phase velocity at various frequencies calculated for the model shown by Fig. 2.

$\frac{1}{\beta_0} \frac{dv}{dH}$ mennyiséggel jellemezhetjük, amely a (15) diszperziós reláció alapján numerikusan meghatározható. $H = 2d$ esetén az eredményt a 4. ábrán láthatjuk. Itt f_A az Airy-frekvenciát f_* a levágási frekvenciát jelenti. Az érzékenységi görbe az Airy-frekvencia közelében maximális értéket vesz fel, ami egyben azt is jelenti, hogy telephullám-fázissebesség mérések alapján a telepvastagság változása leginkább az ezen frekvencia közelébe eső telephullám-összetevők felhasználásával mutatható ki. Ez érthető is mivel a szeizmikus csatorna hullámvezető jellege éppen az Airy-frekvencia környezetében dominál. Nagy frekvencián, amikor az I. részben is tárgyalt módon a telephullám a széntelepben terjedő testhullámba megy át a fázissebesség független a telepvastagságtól. Ezt a 4. ábra is alátámasztja: az $\frac{1}{\beta_0} \frac{dv}{dH}$ függvény zérushoz tart. Ugyanezt kapjuk az f_* levágási frekvencia közelében is. E két határesetben telephullám-fázissebesség mérésekkel a telepvastagság változása nem vizsgálható.

A (15) egyenlet alapján a telephullám abszorpciós tényezője és annak a telepvastagság-változásokra mutatott érzékenysége ($\frac{1}{a_0} \frac{da}{dH} a_0$ a telepbeli SH testhullám abszorpciós tényező) is meghatározható. Az eredményeket bemutató 5.,



4. ábra. A telephullám-fázissebesség telepvastagság-változásra vonatkozó érzékenységet jellemző $\frac{1}{\beta_0} \frac{dv}{dH}$ derivált a frekvencia függvényében. f_* a levágási frekvencia, f_A az Airy-frekvencia

Рис. 4. Производная $\frac{1}{\beta_0} \cdot \frac{dv}{dH}$ в зависимости от частоты, характеризующая чувствительность фазовой скорости каналовой волны на изменения мощности пласта

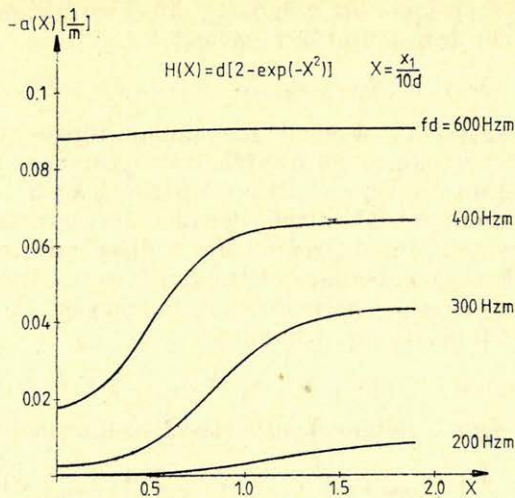
Fig. 4. The sensitivity of the phase velocity concerning thickness changes as a function of the frequency

illetve 6. ábra jellegében a 3., illetve 4. ábrának felel meg, így a levonható következtetések is hasonlóak: a telephullám-abszorpció mérésével a széntelep vastagságának meghatározása főként az Airy-frekvencia közelébe eső telephullám-összetevők felhasználásával történhet. A nagyon nagy frekvenciás, illetve a levágási frekvencia közelébe eső összetevők a telepvastagság változásáról információt nem hordoznak.

2. Telephullám-megoldás változó telepvastagságú horizontálisan inhomogén hullámvezető esetén

A dolgozat II. részében horizontálisan inhomogén háromréteges csatornamodellre kapott (II/27) komplex diszperziós reláció formailag azonos a rétegenként homogén szerkezetre levezetett

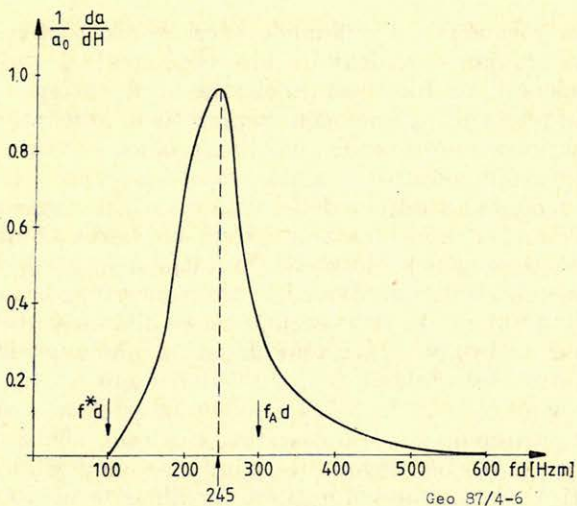
$$X_0^{-4} = \frac{(1 - Z_1)(1 - Z_2)}{(1 + Z_1)(1 + Z_2)} \quad (16)$$



5. ábra. Telephullám abszorpciós tényező a 2. ábra szerint változó vastagságú széntelepben, különböző frekvenciákon

Рис. 5. Коэффициент поглощения каналовой волны на разных частотах для угольного пласта переменной мощности

Fig. 5. The channel wave attenuation coefficient calculated for the model shown by Fig. 2.



6. ábra. A telephullám abszorpciós tényező telepastagság változásra vonatkozó érzékenysége a frekvencia függvényében.

f_* a levágási frekvencia, f_A az Airy-frekvencia

Рис. 6. Чувствительность на изменения мощности пласта коэффициента поглощения в зависимости от частоты

Fig. 6. The sensitivity of the attenuation coefficient concerning changes in thickness as a function of the frequency

egyenlettel. A különbség csupán ott van, hogy (16)-ban horizontális inhomogenitás esetén a testhullám-törésmutatók függvények

$$N_0 = N_0(x_1, x_2), N_1 = N_1(x_1, x_2), N_2 = N_2(x_1, x_2), H = \text{konstans}$$

és ezért az egyenlet megoldásaként előálló telephullám-törésmutató $n = n(x_1, x_2)$. Mint láttuk, rétegenként homogén változó telepvastagságú összletben az N_0, N_1, N_2 törésmutatók konstans értékei mellett a telepvastagság $H(x_1, x_2)$ helyfüggése vezet a hullámvezető-szerkezet látszólagos (telephullám diszperziós jellemzőkben megmutatózó) horizontális inhomogenitására, a diszperziós egyenlet azonban ismét (16) alakú. A II. részben bemutatott tárgyalásmódot követve bebizonyítható, hogy a diszperziós egyenlet horizontálisan inhomogén változó telepvastagságú szerkezetben is (16) alakú, azonban ekkor

$$N_0 = N_0(x_1, x_2), N_1 = N_1(x_1, x_2), N_2 = N_2(x_1, x_2), H = H(x_1, x_2).$$

A megoldás érvényességének feltételeként a (II/21)-nek megfelelő

$$\psi = \frac{1}{k_0^2 |N^2 - n^2|} \left| \frac{3}{4} \left(\frac{1}{n} \text{grad } n \right)^2 - \frac{1}{2n} \Delta n - 2 \left(\frac{1}{N} \text{grad } N \right)^2 + \frac{1}{N} \Delta N + \frac{1}{N^2 n} \left(\frac{\partial N}{\partial x_2} e_1 - \frac{\partial N}{\partial x_1} e_2 \right) \left[\frac{N}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial x_2} e_1 - \frac{\partial n}{\partial x_1} e_2 \right) - 2 \left(\frac{\partial N}{\partial x_2} e_1 - \frac{\partial N}{\partial x_1} e_2 \right) \right] \right| \ll 1$$

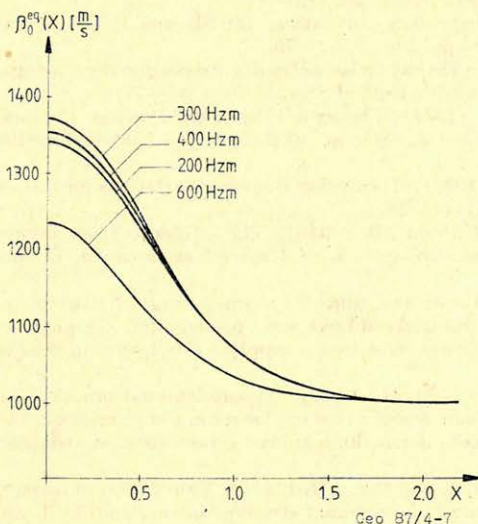
relációt kapjuk. Látható, hogy ez a feltétel rétegenként homogén közegben

$$\frac{\partial N}{\partial x_1} = 0, \frac{\partial N}{\partial x_2} = 0 \text{ a (16) relációba megy át.}$$

A diszperziós relációnak a különféle szerkezetek esetén megmutatókozó formai azonossága alapján kézenfekvő a következtetés: egy adott frekvencián azonos $n(x_1, x_2)$ telephullám törésmutató-eloszlás többféleképpen is kialakulhat (változó vastagság rétegenként homogén szerkezetben, konstans vastagság horizontálisan inhomogén szerkezet esetén, illetve általános – vastagságváltozást és inhomogenitást egyaránt mutató – hullámvezető szerkezetben). A jelenség illusztrálásaként a 2. ábrán látható modellel (különböző frekvenciákon) ekvivalens horizontálisan inhomogén konstans vastagságú szerkezet széntelepbeli transzverzális testhullámsebességének eloszlását mutatja a 7. ábra. Mint látható, a különböző szerkezetek közötti ekvivalencia frekvenciafüggő, ami egyben azt is megmutatja, hogy a különböző frekvenciájú telephullám-összetevők alapján kapott törésmutató eloszlások vizsgálata ad alapot az inhomogenitás okának (vastagságváltozás, horizontális inhomogenitás) felderítésére.

Egyszerűsíti a problémát, ha a telephullám felvételeken vannak nagyfrekvenciás határeset tartományába eső összetevők és ezek elemzése homogenitást eredményez. Ez a II. részben levont telephullám-tomográfiai következtetések alapján azt jelenti, hogy a széntelep nem mutat inhomogenitást. Ha az (átlagos) Airy-fázis frekvenciája felé közeledve inhomogenitást tapasztalunk, akkor az a telepvastagság-változás következményének tudható be. A telephullám-tomográfiai vizsgálatok alapján ekkor a telepvastagság eloszlása határozható meg. A frekvencia csökkenésével a levágási frekvencia közelében észlelt inhomogenitás – a II. részben mondottak szerint – a kisebb testhullám sebességű ágyazó kőzet horizontális inhomogenitásának hatását tükrözi. Általános esetben azonban a telephullám szeizmikus ekvivalencia miatt – az értelmezés biztonságának növelése

érdekében – szükség van a diszperziós viszonyok minél pontosabb elemzésére. Ez az átvilágítandó területen a csatornamodell paramétereinek előzetes ismeretét tételezi fel. Az előzetes mérések idő- és munkaigényesek ugyan, de megteremthetik annak lehetőségét, hogy a telephullám-átvilágítások alapján a széntelep és az egyik ágyazó réteg inhomogenitásait, valamint a telepvastagság-változást felderítsük.



7. ábra. A 2. ábrán felvett modellel különböző frekvencián ekvivalens konstans vastagságú horizontálisan inhomogén modell széntelepbeli transzverzális testhullám sebesség-eloszlása

Рис. 7. Распределение скорости на разных частотах поперечной объемной волны в пределах угольного слоя для модели эквивалентной модели рис. 2. с постоянной мощностью и горизонтальной неоднородностью

Fig. 7. The distribution of the shear wave phase velocity at the coal seam in a horizontally inhomogeneous three-layered model equivalent with the one shown by Fig. 2. at various frequencies

Összefoglalás

A dolgozat I–III. részében a Love-típusú telephullámok abszorpciós diszperziós tulajdonságainak és elmozdulásfüggvényeinek egységes tárgyalását adtuk meg háromrétegű rétegenként homogén, illetve horizontálisan inhomogén konstans, illetve (lassan) változó telepvastagságú aszimmetrikus veszteséges csatornamodell esetén. A levezetett diszperziós egyenlet numerikus megoldásait telephullám tomográfiai szempontok alapján elemeztük. Megmutattuk az eredmények sokréteges csatornamodellre való általánosításának útját is. A dolgozatban egy lehetséges tárgyalásmódot mutattunk be, nem törekedve a teljességre sem az egyes részletek, sem pedig a hazai, illetve nemzetközi irodalomban közölt elméleti eredmények áttekintése terén.

- Bodoky, T., Bodoky, A. (1982a)*: Numerical modelling of seismic seam waves, Proc. 27th Int. Geophys. Symp. Bratislava, 41 – 52.
- Budden, K. G. (1966)*: Radio waves in the ionosphere, Cambridge Univ. Press, 130 – 136.
- Buchanan, D. J. (1978)*: The propagation of attenuated SH channel waves. Geophysical Prospecting 26, 16 – 28.
- Buchanan, D. J., Jackson, P. J. and Davis, R. (1983)*: Attenuation and anisotropy of channel waves in coal seams, Geophysics, 48, 133 – 147.
- Buchanan, D. J. (1987)*: Dispersion calculations for SH and P–SV waves in multilayered coal seams, Geophysical Prospecting 35, 62 – 70.
- Červený, V., Hron, F. (1980)*: The ray series method and dynamic ray tracing system for three dimensional inhomogeneous media, Bull. of SSA. V. 70, 1, 47 – 77.
- Červený, V. and Ravindra, R. (1971)*: Theory of seismic head waves, University of Toronto Press.
- Dobróka, M. (1984)*: Love seam waves in an inhomogeneous 3-layered medium, Geophysical Transactions, V. 30, 3, 237 – 251.
- Dobróka, M. and Ormos, T. (1983)*: Absorption-dispersion relations for Love channel wave, Geophysical Transactions 29, 117 – 128.
- Dresen, L., Kerner, C. and Kühbach, B. (1985)*: The influence of an asymmetry in the sequence 'rock-coal-rock' on the propagation of Rayleigh seam-wave, Geophysical Prospecting 33, 519 – 539.
- Evison, F. F. (1955)*: A coal seam as a guide for seismic energy, Nature 176 (4495) 1224 – 1225.
- Kelly, K. R. (1983)*: Numerical study of Love wave propagation, Geophysics, V. 48, 7, 833 – 853.
- Krey, Th. (1963)*: Channel wave as a tool of applied geophysics in coal mining, Geophysics 28, 701 – 704.
- Krey, Th., Arnetzl, H. and Knecht, M. (1982)*: Theoretical and practical aspects of absorption in the application of in-seam seismic coal exploration, Geophysics 47, 1645 – 1656.
- Ormos, T. (1985)*: Csatornahullámok kialakulása a borsodi szénmedencében. Egyetemi doktori értekezés
- Räder, R., Schott, W., Dresen, L. and Rüter, H. (1985)*: Calculation of dispersion curves and amplitude-depth distributions of Love channel waves in horizontally layered media, Geophysical Prospecting 33, 800 – 816.

Sebesség- és mélységparaméterek meghatározási eljárásának vizsgálata, rétegzett reális közegben

V. M. GLOGOVSZKI J*—G. N. GOGONENKOV*

Megvizsgáljuk a reflexiós szeizmika inverz kinematikai feladatának megoldási problémáit inhomogén közegben. A CDP út-idő görbe speciális előállításával összeradjuk a feladat megoldására alkalmazott, a rétegek lokális homogenitásán alapuló különböző eljárásokat. Megadjuk a sebesség- és mélységszámítások hibabecslését a kiindulási adatok hibáinak és a közeg inhomogenitásának függvényében. Megtárgyaljuk a réteg, mint homogén közeg azonosításának új feladatát.

Рассматриваются проблемы, возникающие при решении обратной кинематической задачи МОВ в неоднородной среде. С помощью специального представления годографа ОГТ сопоставляются между собой различные способы, решающие задачу в предположении о локальной однородности слоя. Оцениваются погрешности определения скоростных и глубинных параметров в зависимости от ошибок в исходных данных и степени неоднородности среды. Обсуждается новая задача об идентификации слоя как локально однородного.

The inverse problem of the reflection seismic method in inhomogeneous media is discussed. A special formula for the CDP travel time curve is compared with the various solution methods basing on the local homogeneity of the layers.

The error estimation of the depth and velocity computations is presented as the function of the inhomogeneity of the media and of the errors of the input data.

The new task of the identification of a layer as a homogeneous medium is also discussed.

A szeizmika egyik hagyományos feladata, hogy a reflektált hullámok kinematikai jellemzői alapján (t_0 , V_{CDP} és egyebek) meghatározza a reflektáló határok térbeli helyzetét és az általuk határolt rétegek sebességét. Kezdetben ez a probléma, melyet a reflexiós szeizmika inverz feladatának is neveztek, a mérési adatok feldolgozásában központi helyen állt, majd egy évtizeden át az érdeklődés iránta elhalványult — új fogások és lehetőségek feltűnével, azután újabb ötletek alapján újjászületett. Mindemellett soha nem tűnt el teljesen a geofizikus látóköréből, mivel az eredményül kapott közegparaméterek nem csupán önmagukban fontosak (mint a rétege sebesség- a földtani összetétel prognosztizálásához lényeges információ), hanem nélkülözhetetlenek a jó feldolgozás folyamatában (például, a közeg rétegmodellje elengedhetetlenül szükséges a sugártörést is figyelembe vevő migrációhoz).

A reflexiós inverz kinematikai feladat megoldásához felhasznált mai eljárások többsége a rétegenkénti számítást alkalmazza, azaz az időszelvényen előzetesen kijelölt bizonyos számú reflektáló réteghatár kinematikai paramétereiből egymás után felülről lefelé meghatározzák a rétegek sebességét és mélységét. Ekkor a feladat megoldásának folyamán a következő rétegre feltesszük, hogy:

1. a feljebb elhelyezkedő szintek paraméterei ismertek és helyesen határozták meg azokat;
2. lokálisan, a réteghatár helyzetének és a rétege sebesség meghatározásának minden egyes aktusában a réteg homogén.

* CGE, Moszkva

A valóságban a fenti követelmények csak közelítőleg teljesülnek, aminek következtében a közeg keresett paramétereinek becslése hibával terhelt. Elsősorban, ez a réteg lokális homogenitásának feltételezéséből adódik. Az akusztikus karotázsmérésekből származó direkt sebességek arról tanúskodnak, hogy a 0,3–0,5 sec, vagy ennél nagyobb idővastagsághoz tartozó rétegek ritkán homogének, az inverz feladat rétegenkénti megoldásához kiválasztott szakaszokat határoló reflexiók pedig éppen ilyen közegeket fognak közre. Közvetve ezt erősíti meg az időszelvényen észlelhető nagy számú, többé-kevésbé hosszan követhető (és gyakran intenzív) beérkezés gyakorlatilag minden olyan két réteghatár között, melyet a feldolgozásba bevonunk. Természetesen az ilyen réteg paramétereinek megadásánál, az inhomogenitás elhanyagolásából hibák származnak, melyek nem csak torzítják magáról a rétegről kialakított képet, hanem az ezt követő szintek adatainak pontosságát is rontják. Ténylegesen az inverz feladat következő rétegre történő megoldásához szükséges kiindulási adatok a számítási sorozatnál a felszínről áttevődnek a következő réteg fedőjére, így a felső réteg paramétereinek hibái miatt ezek is tévesek lesznek.

A jelen dolgozatban megvizsgáljuk, milyen hatása van a reális közeg inhomogenitásának a kinematikai inverz feladat megoldási jóságára, ha a rétegek lokális homogenitásának feltételéből indulunk ki. Kezdetben ehhez kényelmes időmező leképzést alakítunk ki (vagyis a reflexiók beérkezési ideit, mint a gerjesztési és a regisztrálási pont függvényét) konkrétan a CDP út-idő görbére. Ezt követően áttekintjük azokat az elveket, melyekre a homogén réteg inverz feladatának megoldását alapozzák és kimutatjuk, hogy a különböző felépítésű algoritmusok homogén közegben egyenértékűek, azonban eltérő módon reagálnak a sebesség inhomogenitásra. Ez lehetővé teszi, hogy a közeg azonosítására új feladatot fogalmazzunk meg, mégpedig azt, hogy a megoldáshoz felhasznált réteg homogén-e. A továbbiakban a rétegenkénti számolás sajátos aspektusait tárgyaljuk meg, olyan feltételeknél, amikor a réteg inhomogén, a kiindulási adatokat pedig hibák terhelik.

Ezek a problémák eléggé bonyolultak és sokfélék, így a legfőbb célunk nem annyira az, hogy kimerítő választ adjunk a feltett kérdésekre, mint inkább egy olyan általánosabb hozzáállást dolgozzunk ki, melynek keretében az ilyen választ egységesebb pozícióból kapjuk meg.

Tekintsük át a kitűzött feladat megoldásához szükséges apparátust.

Vázsebesség és a CDP út-idő görbe

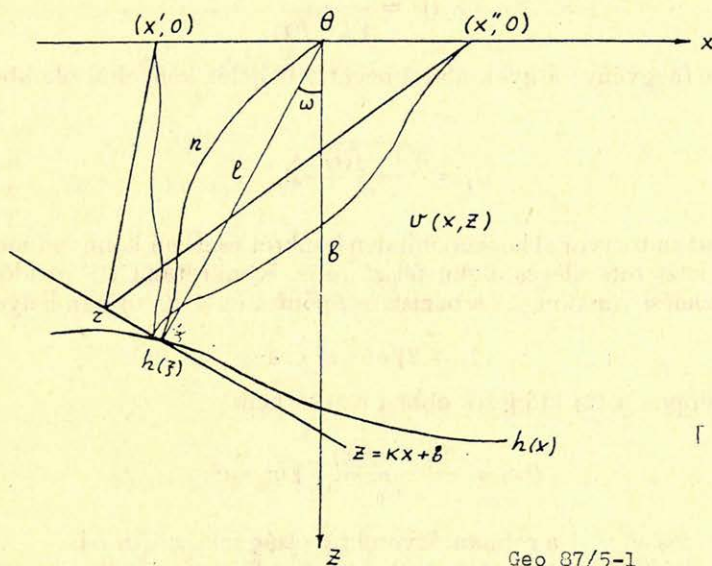
Az inverz kinematikai feladat megoldásának egyik nehézsége inhomogén közegben abból adódik, hogy hiányzik a reflektált hullám valamennyire is áttekinthető út-idő görbéjének egyenlete. Általában az út-időgörbét olyan sorfüggvénnyel írják le, ahol a tagok együtthatóit a rétetparaméterek adják (4).

A viszonylag bonyolultabb közegeknél ezek a sorok lassan konvergálnak, mindemellett az együtthatók összetettek és nehezen értékelhetők, különösen az inverz kinematikai feladat megoldásának szemszögéből. Ezek miatt az út-idő görbét a közeg általánosított jellemzőinek alakjában állítjuk elő, melyek nyil-

V_{CDP} – stacking sebesség

$CDP - T(x)$ vagy CDP út-idő görbe – stacking út-időgörbe (*a ford.*)

vánvalók, sőt mi több, egyszerűen nincsenek kapcsolatban a szelvény paramétereivel. Ennek ellenére, a jelen dolgozat lehetőséget nyújt arra, hogy az inhomogén rétegek paramétereinek meghatározására szolgáló különféle eljárásokat megvizsgálhassuk és egymással összevegyjük. Tekintsük a $v(x, z)$ változó sebességű réteget és a $h(x)$ talpmélységű reflektáló határt (1. ábra). Legyen az n a $h(x)$ -re normálisan beeső sugár, mely a Θ pontból indul (a $h(\xi)$ ennek talppontja). Jelöljük a Θ ponttól a $(\xi, h(\xi))$ pontok közötti szakasz hosszát l -lel, a szakasz és a vertikális által bezárt szöveget pedig ω -val. Ekkor (l, ω) a $(\xi, h(\xi))$ reflektáló pont polár koordinátái.



Geo 87/5-1

1. ábra. A vázsebesség fogalmának meghatározása

Рис. 1. К определению понятия каркасной скорости

Fig. 1. The determination of the concept of the skeleton velocity

Ahhoz, hogy a képletek egyszerűbb alakúak legyenek a réteg fedőjét (észlelési vonal) szintesnek tekintjük, de szükség esetén a további műveleteknél ez a korlát könnyen visszavonható. Ugyanilyen megfontolásból (ugyanilyen megjegyzéssel) nem a térbeli, hanem a sík esetet tekintjük.

Legyen a $h(\xi)$ ponton átmenő $z = kx + b$ egyenes merőleges a $(\Theta, h(\xi))$ egyenesre, ekkor $k = \operatorname{tg} \omega$. Az $(x', 0)$ és tetszőleges és az észlelési vonalon levő pontok közül legyen az első gerjesztési, a második a vételi pont és tekintsük a következő tört vonalat $(x', 0) - r - (x'', 0)$, $(r \in kx + b)$ mely az r pontban kielégíti a Bendorf féle reflexió törvényét.

Ezeket a tört vonalakat a különböző gerjesztési és vételi pontokban nevezzük vázsugaraknak, hogy megkülönböztessük őket azoktól a tényleges sugaraktól, melyek a $h(x)$ reflektáló határnak felelnek meg és görbültek, ha $V(x, z) \neq \operatorname{const}$. Tetszőleges pontpárra $(x'_i, 0)$, $(x''_i, 0)$ határozzuk meg a vázsebességet

$$V_k(i) = \Delta_i / t_i \text{ alakban}$$

ahol t_i – a hullám tényleges terjedési ideje az i -edik gerjesztési pontból az i -edik vételi pontig.

Δ_i – az i -edik vázsugár hossza.

Ekkor fennáll a $t_i = \Delta_i / V_k(i)$ azonosság.

Jelöljük a $2l/t_0$ értéket (t_0 a hullám tényleges terjedési ideje a Θ pontban elhelyezett gerjesztés és vétel esetében) \bar{V} -vel és fejezzük ki a $V_k(i)$ -t a következő alakban

$$V_k(i) = \frac{\bar{V}}{\sqrt{1-f(i)}} \quad (1)$$

($f(i)$ – adott függvény; a gyök alatti negatív előjelet kényelmi okokból választottuk)

ekkor

$$t_i = \frac{\sqrt{1-f(i)}}{\bar{V}} \cdot \Delta_i, \quad (2)$$

A Δ_i kifejezést (a törtvonal hossza) minden konkrét esetben könnyen megkaphatjuk, többek közt tetszőleges alakú felszínre is. Konkrétan CDP út-idő görbéhez vízszintes észlelési vonalon, ha a bázisközéppont a $\Theta = \{0, 0\}$ -ban helyezkedik el

$$\Delta_x = 2\sqrt{b^2 + x^2} \cos \omega$$

következésképpen a (2) kifejezés ebben az esetben

$$t(x) = \frac{2\sqrt{1-f(x)}}{V_0} \cdot \sqrt{b^2 + x^2} \quad (3)$$

ahol $V_0 = \bar{V} / \cos \omega$, x – a robbantásvétel távolság fele, $x \in [0, L]$.

A CDP út-időgörbére vonatkoztatva az $f(x)$ függvény még a következő módon is jellemezhető. A \bar{v} definíciójából $v_0 = 2b/t_0$. Ebből és a $t(0) = t_0$ egyenlőségből következik, hogy $f(0) = 0$. Végezetül a CDP út-időgörbe szimmetriájából adódik – hogy $f(x)$ – páros függvény. Ha most az $f(x)$ egyik vagy másik alakját vesszük, a CDP út-idő görbe különböző alakjaihoz jutunk. Ha a $t(x)$ függvény analitikusan adott az $f(x)$ -et x^2 hatványai szerinti hatványsor alakjában kereshetjük, melynek együtthatói függenek a $t(x)$ (páros) deriváltjaitól $x = 0$ -nál vagy pedig a $t^2(x)$ deriváltjaitól – kvadratikusan koordinátákban (részletes leírása a [2] dolgozatban). Az ilyen alakban megadott kifejezések előnye abban rejlik, hogy a $t(x)$ deriváltjait a közeg paramétereivel tudjuk kifejezni, így az út-idő görbe egyenletét a szelvény adatainak függvényeként állítjuk elő. További lehetőséget jelent az, hogy az $f(x)$ függvényt az együtthatóit úgy határozzuk meg, hogy az az $f(x)$ függvény legjobb négyzetes közelítése legyen. Ez jelentősen gyengíti az $f(x)$ függvény sima lefutásával szemben támasztott követelményeket, bár ebben az esetben nincs explicit kapcsolat a sor együtthatója és a közeg paramétere között. Az inverz feladat megoldásának vizsgálatához ez a kapcsolat azonban nem túlzottan jelentős, lényegesebb az, hogy a közeg megadásánál nagyobb a megengedett szabadságfok (pl. a réteghatároknál nem szükséges a differenciálhatóság, folytonosság stb.) és éppen ilyen megfontolásból az út-idő görbe előállításához ezt az utat választjuk (utalva ezzel kapcsolatban a (3) dolgozatra, mely az út-idő görbe hasonló leírását tárgyalja)

legyen

$$f(x) = \sum_{j=1}^n \gamma_j x^{2j} + r_n(x) \quad \begin{array}{l} r_n(x) - \text{páros függvény} \\ r_n(0) = 0 \end{array}$$

figyelembe véve, hogy az (1) kifejezésből

$$f(x) = 1 - \left(\frac{\bar{V}}{V_k(x)} \right)^2$$

határozzuk meg a γ_j együtthatókat, úgy hogy:

$$\int_0^L \left[1 - \left(\frac{\bar{V}}{V_k(x)} \right)^2 - \sum_{j=1}^n \gamma_j x^{2j} \right]^2 dx = \min_{(\gamma_j)}$$

(emlékeztetvén, hogy L a fél út-idő görbe hossza).

A γ_j együtthatók tényleges kiszámításához szükség van a $t(x)$ időértékekre (ez esetben az észlelt út-idő görbe közelítése jön szóba). Az inverz kinematikai feladat megoldási eljárásainak vizsgálatánál azonban fordított tárgyalási menetet

alkalmazunk: $f(x)$ -et $\sum_{j=1}^n \gamma_j x^{2j}$ alakban vesszük fel, azaz az $r_n(x)$ tagot elhanyagoljuk.

Ekkor a

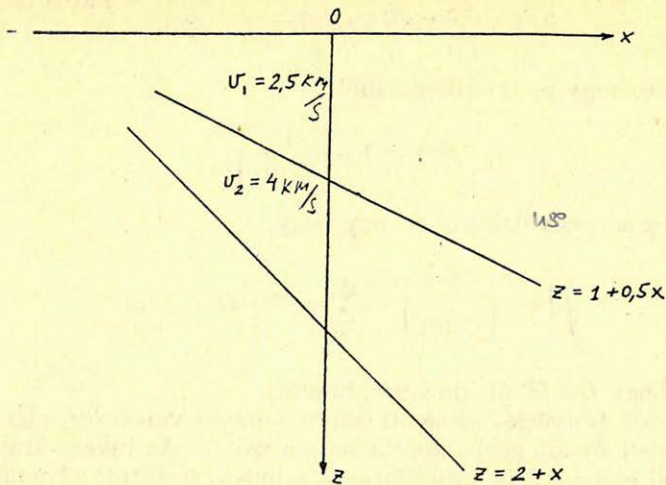
$$t_n(x) = 2v_0^{-1} \left[\left(1 + \sum_{j=1}^n \gamma_j x^{2j} \right) (b^2 + x^2) \right]^{1/2}$$

út-idő görbe egy inhomogén közegnek felel meg, behelyettesítve $t_n(x)$ -et és a szükséges funkcionáljait az explicit képletbe, ami egyik vagy másik úton megadja az inverz feladat megoldását, tisztázhatjuk, hogy milyen összefüggés van a megoldás és a γ_j együtthatók közt, mely együtthatók a közeg homogén sík reflektáló réteghatártól való eltéréseinek mértékére jellemzőek (amire nyilvánvalóan valamennyi $\gamma_j = 0$). Itt nem szükséges a γ_j közegparamétereiktől való függésének ismerete, elegendő csupán az együtthatók változási tartományát ismernünk. Mi több, az inverz kinematikai feladat megoldási tulajdonságainak többféle elbírálásáról nyilatkozhatunk, megvizsgálva a legegyszerűbb inhomogén közeget, melynél $f(x) = \gamma x^2$ az út-idő görbe pedig

$$t(x) = \frac{2}{V_0} \sqrt{b^2 + (1 - b^2 \gamma) x^2 - \gamma x^4} \quad (4)$$

csupán egy kiegészítő paramétert igényel a homogén közegéhez képest. Emellett azok a modellek, melyeknél az út-idő görbe jól közelíthető a (4) függvénnyel állhatnak még *meglehetősen inhomogén* közegekből a lehetséges sebességváltozásokról alkotott apriori elképzelések szempontjából. A 2. ábrán ilyen eltérő dőlésű két-réteges modellt látunk jelentős sebességkontraszttal. Az alsó reflektáló réteghatár út-idő görbéi (melyeket az alsó réteghatár és a felszín közötti inhomogén réteg határoz meg) mégis kisebb, mint $0,5$ ms hibával adódnak a (4) képletből.

A szeizmikus feldolgozásban a reflexiók kinematikai paramétereit reflexió kijelöléssel adják meg, ennek következtében nem az út-időgörbékkel, hanem azok funkcionáljaival van dolgunk, konkrétan a t_0 és a V_{CDP} értékekkel. Ismeretes, hogy az így kapott értékek közelieliek azokhoz az értékekhez, melyekhez akkor jutunk, ha a CDP út-idő görbét a legkisebb négyzetek módszerével az $(\alpha + \beta x^2)^{1/2}$ hiperbolával közelítjük és feltesszük, hogy $t_0^2 = \alpha$, $0,25 V_{CDP}^2 = \beta$.



Geo 87/5-2

2. ábra. Példa inhomogén közegre, melyben a CDP út-idő görbét jól közelíti a kifejezés

Рис. 2. Пример неоднородной среды, в которой годографы ОГТ хорошо аппроксимируются выражением

Fig. 2. An example for an inhomogeneous medium in which case the CDP travel time curve is well approximated by the formula

A (3) út-idő görbe ilyen approximációjával (az egyszerűség kedvéért az (x, t^2) koordinátákkal) kapjuk:

$$\alpha = \frac{4b^2}{V_0^2} - \frac{9b^2}{V_0^2 L} \int_0^L f(x) dx + \frac{3}{V_0^2 L} \left(\frac{5b^2}{L^2} - 3 \right) \int_0^L x^2 f(x) dx + \frac{15}{V_0^2 L^3} \int_0^L x^4 f(x) dx \quad (5)$$

$$\beta = \frac{4}{V_0^2} + \frac{15b^2}{V_0^2 L^3} \int_0^L f(x) dx - \frac{15}{V_0^2 L^3} \left(\frac{3b^2}{L^2} - 1 \right) \int_0^L x^2 f(x) dx - \frac{45}{V_0^2 L^5} \int_0^L x^4 f(x) dx$$

ha $f(x) = \gamma x^2 + \varphi(x)$ alakú ahol γ -át a $\int_0^L (f(x) - \gamma x^2)^2 dx = \min$ feltételből határozzuk meg, azaz $\int_0^L x^2 \varphi(x) dx = 0$ az (5) képlet a következő alakú lesz:

$$\alpha = \frac{4b^2}{V_0^2} + \frac{12}{35} \frac{L^4}{V_0^2} \gamma - \frac{3}{V_0^2 L} \int_0^L \left(3b^2 - \frac{5}{L^5} x^4 \right) \varphi(x) dx$$

$$\beta = \frac{4}{V_0^2} \left[1 - \left(b^2 + \frac{6}{7} L^2 \right) \gamma \right] + \frac{15}{V_0^2 L^3} \int_0^L \left(b^2 + \frac{3}{L^2} x^4 \right) \varphi(x) dx \quad (6)$$

Azokban az esetekben, amikor a $\varphi(x)$ maradék elhanyagolható, tehát a CDP út-idő görbe (4) alakú, a megfelelő t_0 és a V_{CDP} értékei egyenlők

$$t_0 = 2b/V_0 \quad (7)$$

$$V_{CDP} = \frac{v_0}{\sqrt{1 - (b^2 + 6/7 L^2) \gamma}} \quad (8)$$

A (7) és (8) kifejezések lehetővé teszik, hogy az inverz feladat megoldására szolgáló különböző eljárásokat összevegyünk olyan inhomogén közegekre, melyek a (4) képlettel leírhatók. Már ez lehetőséget nyújt arra, hogy az ilyen megoldások több tulajdonságát tisztázzuk. Bonyolultabb felépítésű közegeknél analóg összefüggésekhez jutunk, ha a $\varphi(x)$ függvényből következetesen *kiszedjük* az x^4 , x^6 stb. tagokat, majd a (6) képletben vesszük őket figyelembe. Hogy a (7)–(8) összefüggéseket alkalmazhassuk, ismernünk kell a γ együttható változásának tartományát. Ezt különböző megfontolásokkal tehetjük. Mindenekelőtt a (4) út-idő görbét deriválva nyerjük:

$$[t''(0)]^{-1} = \frac{t_0 V_0^2}{1 - b^2 \gamma}$$

Mint ismeretes a $[t_0 t''(0)]^{-1/2}$ a V_e effektív határérték-sebesség így,

$$V_e = \frac{V_0}{\sqrt{1 - b^2 \gamma}} \quad (9)$$

A szelvény paraméterei és a V_e közötti összefüggések horizontális homogén rétegzettségűnél görbült réteghatárookra ismertek [1]. Ez elvileg lehetővé teszi, hogy ugyanilyen összefüggéseket nyerjünk a γ paraméterre is a (9) képletből v_e -vel kifejezve. Egy másik lehetőség az, hogy a γ értékeit közvetlenül a CDP út-idő görbéből becsüljük. Valóban, felírva a (8) összefüggést a két L_1 és L_2 terítésre, majd kifejezve belőlük γ -t kapjuk

$$\gamma = \frac{1 - C^2}{(1 - C^2)b^2 + 6/7(L_2^2 - L_1^2)}$$

ahol $C = \frac{V_{CDP}(L_1)}{V_{CDP}(L_2)}$. Így a γ értékét aszerint határozzuk meg, ahogyan a V_{CDP} értéke változik azon út-idő görbe hosszától függően, melyből meghatároztuk. A γ kiszámításához szükséges b értékekre, mint ezt az alábbiakban megmutatjuk, a $0,5 \cdot t_0 V_{CDP}$ becslést vehetjük.

Hasonló becslések és a matematikai modellezés eredményeinek vizsgálata azt mutatják, hogy a $|\gamma|$ -hoz a $0,1 - 0,15$ értékek mint felülről vett becslések jók, sőt még igen változó sebességeknél is a γ értéke mindig a $+0,05 - 0,07$ tartományba esik.

Ezeket az eredményeket mindenekelőtt arra fogjuk felhasználni, hogy összevegyünk az inverz kinematikai feladat megoldásához alkalmazott különböző eljárásokat.

rásokat, melyek a közeg lokális homogenitásából indulnak ki akkor, amikor a kiindulási adatok az inhomogén rétegnek felelnek meg.

Ebből azonban részletesen áttekintjük ezeket az eljárásokat.

Az inverz kinematikai feladat megoldásának két elve homogén közegben

A geometriai szeizmika két alapvető törvénye, Bendorf és Snellius törvényei, mindegyik önállóan lehetőséget nyújt az inverz feladat megoldására, homogén rétegben. Igaz, az elsőhöz még szükség van a sík réteghatár feltételezésére, de ez nem túlságosan megterhelő, mert geológiaiailag gyakran indokolt és a CDP út-idő görbe alakja gyengén függ a reflektáló határfelület görbületétől. Tehát, ha a sebesség állandó, a reflektáló felület sík, a Bendorftörvénnyel felírhatjuk a hullám terjedés idejét a gerjesztési ponttól a vevőig, mint ezek koordinátáinak és a közeg három paraméterének: a réteg sebességének, mélységének és a réteghatár dőlésének függvényét. Három egyenlet elegendő ahhoz, hogy az ismeretlen paramétereket meghatározzuk. A sík felszín egyszerű esetére ezek az egyenletek olyan út-idő görbe egyenletébe transzformálódnak, melynek paraméterei átszámíthatók a közeg paramétereivé.

A kiindulásként kitűzött feladat azonban, mely feltételezi a közeg jellemzőire épülő nem lineáris egyenletek megoldását, hasznosnak bizonyul, ha a rétegenkénti számítási menet szerint járunk el. Valóban, a közbülső réteghatárok görbülete és a CDP út-idő görbe struktúrájának felbomlása nem teszi lehetővé az út-idő görbe explicit egyenletének felhasználását, amikor a kiindulási adatokat a következő réteg felületére számítjuk át. A (2) képlet azonban, melyben homogén réteg esetén feltételezzük, hogy $f(i) \equiv 0$, megengedi, hogy a gerjesztő és a vevő minden helyzetére megállapítsuk az összefüggést a $z = kx + b$ reflektáló határról érkező hullám beérkezési ideje, a k, b paraméterek és a \bar{V} rétegsebesség között.

Az ilyen egyenletek sorozata a különböző adó-vevő párokra, melyekről a priori feltételezzük, hogy bennük a k, b , és \bar{V} értékek egyenlők, olyan rendszert alkotnak, melynek megoldásából a keresett paraméterek becslései nyerhetők. Az egyenletrendszer általában túlhatározott és megoldása a legkisebb négyzetek módszerével történik. Ez leginkább azzal ekvivalens, ahogyan akkor járnak el, amikor az út-idő görbe paramétereit a közeg paramétereivé számítják át, előzetesen a legkisebb négyzetek módszerével simítva az észlelt beérkezési időket. A Bendorf-féle képlettel lezármaztatott inverz feladat megoldását a rétegről rétegre történő haladás számítási módszerével a továbbiakban R -eljárásnak nevezzük.

Térjünk most vissza a felszínen végzett észleléshez, mivel ebben az esetben valamennyi képlet egyszerűbb alakot ölt és könnyen értelmezhető. Ekkor az inverz feladat megoldását a következő képletekkel nyerjük: a reflektáló határ dőlésének tangense $k = 0,5 \cdot t_0 \cdot V_{CDP}$, mélysége (vertikális) a réteghatárig $H = 0,5 \cdot t_0 \cdot V_{CDP}$. Megfelelően a normál sugár reflektáló pontjának (x, z) koordinátái

$$(x, z) = \left(x_0 - \frac{Hk}{1+k^2}; \frac{H}{1+k^2} \right),$$

itt x_0 — a CDP út-idő görbe bázis középpontjának koordinátája.

A Snellius törvényen alapuló inverz feladat megoldása homogén rétegben a következő felfogáson nyugszik. Tekintsük a CDP út-idő görbe $2x$ távolságban levő pontját. Jelölje a reflektáló réteg érintőjét, mely átmegy a megfelelő beeső és ref-

lektáló sugár reflektáló pontján $mx+n$, az első belépési szögét α a második kilépési szögét β

Fennállnak a következő összefüggések:

$$\sin \alpha = -\frac{1}{\sqrt{1+m^2}} \frac{x-mn}{\sqrt{x^2+n^2}},$$

$$\sin \beta = \frac{1}{\sqrt{1+m^2}} \frac{x+mn}{\sqrt{x^2+n^2}}.$$

A közeg m , n és V ismeretlen paramétereire segítségükkel a következő három egyenletet írhatjuk fel:

$$\frac{\sin \beta}{V} - \frac{\sin \alpha}{V} = \frac{2}{\sqrt{1+m^2}} \frac{x}{\sqrt{x^2+n^2}} \frac{1}{V} = A$$

$$\frac{\sin \beta}{V} + \frac{\sin \alpha}{V} = \frac{2}{\sqrt{1+m^2}} \frac{mn}{\sqrt{x^2+n^2}} \frac{1}{V} = B \quad (10)$$

$$\frac{1}{V} \frac{2}{\sqrt{1+m^2}} \sqrt{x^2+n^2} = t.$$

A $\frac{\sin \alpha}{V}$ és $\frac{\sin \beta}{V}$ értékei a keresett rétegben ismertek, mivel a Snellius-törvény értelmében ezek egyenlők a felső összlet megfelelő hányadosaival, melynek paraméterei, hasonlóan a benne haladó sugarak belépési szögeihez, szintén ismertek. A felszínen az értékek egyenlők a közös robbantóponthoz tartozó út-idő görbék kölcsönös pontjaiban vett deriváltakkal, amitől az inverz feladat megoldásának ez az eljárása a nevét is kapta – a kölcsönös pontok eljárása (4). Az A , B és t (a hullám terjedési ideje adott sugarakra) értékek mérhetőek. Vezessük be a következő jelölést

$$w = \frac{1}{V\sqrt{1+m^2}}.$$

Akkor $w = V_{CDP}^{-1}$. A (10) egyenletrendszer megoldását az alábbi összefüggések adják

$$w = 0,5 \sqrt{\frac{At}{x}}.$$

$$n = \sqrt{\frac{tx}{A} - x^2} \quad (11)$$

$$m = \frac{B\sqrt{x}}{\sqrt{A} \sqrt{t - Ax}}.$$

A kölcsönös pontok eljárása és az R -eljárás a Snellius- és Bendorf-törvényeket *tiszta alakban* alkalmazza. Mellettük léteznek még a gyakorlatban jól bevált eljárások, melyek egyidejűleg mindkét törvényt figyelembe veszik – például iteratív eljárások [1]. Mivel a nevezett törvények közül bármelyik elegendő az inverz

feladat megoldásához, amennyiben azonban a reális közeg nem adekvátja a választott homogén modellnek, vagy a kiindulási adatok hibával terheltek, ezek együttes felhasználása ellentmondáshoz vezet (a megfelelő egyenletek nem illeszkednek). Ennek kiküszöbölése, szokás szerint az egyenletek legkisebb négyzetek módszerével történő megoldásával történik.

Tehát megvannak az explicit képleteink az inverz feladat megoldásához az R -eljárással és a kölcsönös pontok eljárásával, melyek a közeg keresett paramétereit az észlelt időmező funkcionáljaival t_0 , V_{CDP} , t'_0 stb. fejezik ki.

Nyilvánvalóan a nyert megoldás akkor helyes, ha a kiindulási adatok annak a közegnek felelnek meg, amelyre a képleteket levezettük. Ellenkező esetben (konkrétan, ha a réteg inhomogén) olyan hibák keletkeznek, melyek becslése úgy lehetséges, ha figyelembe vesszük a kiindulási adatokra előállított inhomogén közeget jellemző explicit kifejezéseket. Hogy további technikai nehézségeket ne okozzunk, ismét a *legegyszerűbb* inhomogén közeget vesszük újfent emlékeztetve arra, hogy sok modellnél így írják le azokat az út-idő görbéket, melyeket a reális közegre nézve *valóság-hű*-nek tartanak.

A kölcsönös pontok és az R -eljárással nyert megoldások összevetése inhomogén rétegre

Tegyük fel, hogy az inverz feladat megoldásához vett kiindulási adatok inhomogén rétegnek felelnek meg. Még kvalitatív szinten is világos, hogy ilyen esetekben a rétegparaméterek lokális megoldásai (a CDP út-idő görbe adott bázisközéppontjában) különbözni fognak a kölcsönös pontok és az R -eljárásnál. Valóban az R -eljárásnál a megoldást a t'_0 , t_0 , és V_{CDP} értékekből nyerjük a vizsgált bázisközéppontnál, a V_{CDP} -nek a pont környéki változását a számítási képlet nem veszi figyelembe. A kölcsönös pontoknál ellenkezőleg a kölcsönös sugarak belépési szögéhez szükség van a közös robbantópont út-idő görbéjének deriváltjára, azaz lényegében figyelembe vesszük a szomszédos feldolgozandó CDP út-idő görbéket. Ez különösen akkor válik nyilvánvalóvá, ha a deriváltakat a velük analóg véges differenciákkal helyettesítjük (ami gyakorlatilag kötelező a szeizmikus észlelés diszkrét mintavételezése miatt). Ekkor nyilvánvaló, hogy a szükséges derivált kiszámításánál annyi szomszédos CDP út-idő görbét használunk fel, ahány pontot veszünk a véges differenciákkal való közelítéshez. Tehát az inverz feladat megoldásánál a kölcsönös pontok eljárásával, kiegészítőleg a V_{CDP} -t is figyelembe vesszük. Másképpen fogalmazva, az adatok ugyanazon „közös tömbjével” a két eljárás eltérő módon „rendelkezik.”

Most állítsuk elő a szükséges kvantitatív összefüggéseket arra az esetre, amikor a CDP $t(x)$ út-idő görbét a (4) képlet írja le.

Az ismert összefüggésből

$$\frac{\sin \beta}{V} - \frac{\sin \alpha}{V} = \frac{dt(x)}{dx}$$

nyerjük, hogy

$$A = \frac{\sin \beta}{V} - \frac{\sin \alpha}{V} = \frac{4}{V^0} \frac{x(1 - b^2\gamma - 2\gamma x^2)}{t}$$

Az A értékét a (11) első képletébe helyettesítve kapjuk

$$V_{CDP} = \frac{V_0}{\sqrt{1 - (b^2 + 2x^2)\gamma}}. \quad (12)$$

A kölcsönös pontok eljárásában a V_{CDP} nem végleges paraméter, hanem közbülső számítási eredmény, azonban ismerve a V_{CDP} -t, ismerjük a rétegsebesség \hat{V} és a réteghatár dőlésszög cosinusának ($\cos \hat{\varphi}$) becsléseiből adódó hányadost, amit ezzel az eljárással kaptunk. Mindenekelőtt a (12) képletből látható, hogy ez a hányados a terítéshossz x függvénye, amiből a réteg paramétereit származtathatjuk. Ezen kívül a (12) és a (8) összevetéséből látjuk, hogy az első képletben a terítéshossz 2-es, a másodikban pedig $6/7$ -es szorzóval szerepel. Emiatt a $\hat{V}/\cos \hat{\varphi}$ hányados (a \hat{V} és a $\cos \hat{\varphi}$ becslések – az R -eljárásban) nem egyenlő a $\tilde{V}/\cos \hat{\varphi}$ hányadossal, tehát a $\hat{V} = \tilde{V}$ egyenlőségek egyidejűleg nem teljesülnek. Így, ha $\gamma \neq 0$ a kölcsönös pontok és az R eljárás különböző rétegparamétereket adnak, melyek annál eltérőbbek, minél inhomogénebb a közeg. Mint már említettük, azok a rétegek, melyeket az inverz feladat megoldásához kiválasztunk apriori inhomogénnek tekintendők. Mégis, nem minden inhomogenitás vezet szükségszerűen a rétegparaméterek hibás meghatározásához. Például, ha a 2. ábrán szereplő közegnél a második réteghatár és a felszín közti réteget homogénnek tekintjük és az inverz feladatot ezzel a feltételezéssel oldjuk meg, a réteghatárt meglehetősen jó pontossággal nyerjük vissza (dőléstorzulás nélkül és 150 m mélységtolódással). Más esetben más lehet a helyzet – sok függ a sebességgradienstől, a belső felületek görbületétől és konkordáns vagy diszkordáns helyzetétől, valamint ezek és egyéb tényezők együttesétől. Emiatt az inverz feladat megoldásánál minden esetben fontos annak ismerete, hogy jogosan tekintjük-e a modellt homogén rétegűnek. Ez a közegidentifikálás feladata.

Ez az általunk megállapított tény azt jelenti, hogy apriori információ felhasználása nélkül csupán a kiindulási adatokból észrevehetjük, hogy a réteg nem homogén. A (8) és (12) képletekből ezzel ellentétes állítás is következik: abból ugyanis, hogy az inverz feladat kölcsönös pontos megoldásánál a $\tilde{V} \cos \hat{\varphi}$ egybeesik a V_{CDP} -vel, melyet közvetlenül a CDP út-idő görbétől nyerünk, következik, hogy $\gamma = 0$. Különböző algoritmusok egyidejű alkalmazása a közeg réteges modelljének jellemzőit megadó sebesség- és mélységadatok meghatározására, növeli a nyert adatok jóságával szembeni bizalmat azokban az esetekben, amikor a réteget lokálisan homogénnek tekintettük. Ellenkező esetben felmerül annak szükségessége, hogy lépéseket tegyünk a keresett paraméterek pontosságának növelése érdekében (több rétegre bontsuk a szinteket; ha lehetséges olyan módszerrel dolgozzunk, amelyik figyelembe veszi a sebességváltozást a rétegben stb.)

Ezzel a hozzáállással nem csak az inverz feladatot megoldó eljárásokat vet-hetjük össze inhomogén közegnél, hanem feleletet kapunk egy sor egyéb kérdésre is, konkrétan a keletkezett hiba nagyságára, amikor a réteget homogénnek tekintjük; a kiindulási adatokban meglévő hibák hatására és a rétegről rétegre menő számítási folyamatban keletkezett hibák nagyságára a rétegparaméterek meghatározási pontosságában. Nem bocsájtkozva e problémák finom részleteibe, röviden kitérünk néhány fontos tényezőre, melyek a végeredményt jelentősen befolyásolják.

Közegparaméterek meghatározásának pontossága rétegenkénti számításnál

Elsőként azt tárgyaljuk, hogy a réteg inhomogenitása miképpen hat a paraméterek meghatározásának pontosságára az R -eljárásnál, ha az észlelés a felszínen történik. Mint az 1. ábrából következik, a normális sugár reflektáló pontjának valódi koordinátáit $(\xi, h(\xi))$ a következőképpen számíthatjuk

$$\xi = -b \cos \omega \sin \omega$$

$$h(\xi) = b \cos^2 \omega$$

(felidézzük, hogy a Θ pont egybeesik a koordináta-rendszer origójával).

Az inverz feladat megoldásaként a b -re és ω -ra becslési értékeket nyerünk (jelöljük ezeket megfelelően H és φ -vel), azaz a (ξ, h) pont helyett kapjuk a $(\bar{\xi}, \bar{h}) = (-H \cos \varphi \sin \varphi, H \cos^2 \varphi)$ pontot.

A köztük levő távolság négyzete:

$$\rho^2 = b^2 \cos^2 \omega + H(H - 2n) \cos^2 \varphi - mH \sin 2\varphi,$$

ahol $m = b \sin \omega \cos \omega$, $n = b \cos^2 \omega$.

A φ -t változónak tekintve keressük a ρ^2 minimumát φ szerint. Ez akkor van, ha

$$\operatorname{tg} 2\varphi = -\frac{b \sin 2\omega}{H - 2b \cos^2 \omega}$$

és egyenlő

$$\rho_{\min}^2 = b^2 \cos^2 \omega + 0,5 H [H - 2b \cos^2 \omega - \sqrt{(H - 2b \cos^2 \omega)^2 + b^2 \sin^2 2\omega}].$$

Nyilvánvaló, hogy a ρ_{\min} alulról való becslését adja a normális sugár tényleges reflektáló pontja és az inverz feladat megoldásából nyert pont közti távolságnak. A ρ_{\min} a $\cos \omega$ monoton függvénye és maximumát $\omega = 0$ -nál éri el. Ebben az esetben (ha $2b > H$), $\rho_{\min} = H - b$. Az R -eljárásnál a H és φ becsléseket $H = 0,5 \cdot t_0 \cdot V_{CDP}$, $\operatorname{tg} \varphi = 0,5 t_0 V_{CDP}$ alakban kapjuk. A H kifejezésébe helyettesítve a (7) és (8) képletek t_0 és V_{CDP} értékeit kapjuk

$$H = \frac{b}{\sqrt{1 - (b^2 + 6/7 L^2)\gamma}}$$

A $H - b$ számértékei a γ és b függvényében ($L = 1, 2$ km mellett).

| γ \ b (km) | 1 | 2 | 2 |
|-------------------|-------|-------|-------|
| 0,01 | 0,011 | 0,054 | 0,317 |
| 0,03 | 0,035 | 0,178 | 0,604 |

} $H - b$ (km)

Ily módon a γ bizonyos (teljesen lehetséges) értékeitől indulva a reflektáló pont helyzetének meghatározási hibája megengedhetetlenül megnő, mégpedig rohamosan a b értékeinek növekedésével.

Annak érzékeltetésére, hogy a táblázatban szereplő γ értékei mennyire reálisak, tekintsük a fentiekben már említett γ becslési lehetőségét, a CDP út-idő görbe két távolabbi L_1, L_2 pontjában a V_{CDP} értékek alapján.

Legyen $L_1 = 0$ és $L_2 = 1, 2$, km, ekkor a V_e és V_{CDP} olyan hányadosáról van szó, melyet az út-idő görbe teljes bázisára számítottunk. Ha a $V_e/V_{CDP} = 0,98$ (azaz ezek 2%-ra térnek el egymástól), akkor $b = 1$ km-nél $\gamma = 0,031$ $b = 3$ km-nél pedig $\gamma = 0,025$. Az itt közölt (valamint más és ezekhez hasonló) képletek részletes vizsgálata alátámasztja, hogy a réteg inhomogenitásának, legfőképpen pedig vastagodásának növekedésével a réteghatár helyzetének meghatározási hibája néhány száz métert is elérhet.

Ez konkrétan meg is magyarázza, hogy a tetszőleges reflektáló réteghatárok felszínéről végzett mélység szerkesztések a korábbiakban miért vezettek törvényszerűen jó eredményekhez 2–2,5 km mélységig, majd a hibák (mint a képletek mutatják a rétegvastagság négyzetével arányosan) megnöttek. Lényegében ez vezetett el a rétegenkénti számítás metodikájához, de még itt is érvényben maradnak a fenti következtetések: az időszelvény azon szintjeinek kiválasztásánál, melyek alapján a rétegmódellet kiválasztjuk, vigyáznunk kell arra, hogy az általuk megadott rétegek vastagsága ne legyen túlzottan nagy. A gyakorlatilag észszerű értékek b -re 1–1,5 km (megjegyezzük, hogy a rétegvastagságot szokásosan a reflektáló réteghatár normálisa szerint mérjük és nagyságát a $b \cdot \cos \varphi$ alapján becsljük, ahol φ a réteghatár dőlésszöge).

A közeg paraméterek rétegenkénti számítási metodikájának megvan az a fontos sajátossága, hogy amikor a kiindulási adatokat átszámítjuk a következő réteg fedőjére, annak vastagságával és mélységével arányosan csökken az észlelt út-idő görbe hossza.

Emellett azon hibák miatt, melyek a hullámok kinematikai jellemzőinek meghatározásában keletkeznek, valamint azok miatt a pontatlanságok miatt melyeket a felső összlet sebesség és mélység értékei tartalmaznak, a számított időmező hibás lesz. Ezek a hibák nagymértékben szisztematikus jellegűek, mivel mind a kiindulási értékek, mind pedig a közbülső adatok általában erősen lecsökkentenek.

Annak tisztázására, hogy mindez miként hat az inverz feladat megoldására a következő rétegben, ismét az előzőekben kifejlesztett technikához fordulunk. A réteg fedőjén az időmezőt a (2) összefüggés írja le. Ha a t_i időket ε_i hiba terheli, ahhoz, hogy az egyenlőség fennálljon a (2) összefüggésben adott réteghatárnál meg kell változtatni a \bar{v} és az $f(i)$ értékeket. Más szóval, a kiindulási adatok hibája ekvivalens azzal, hogy az adott réteghatár beérkezési ideje pontosak, de a rétegnek mások az *inhomogenitási jellemzői*. Ha ε_i értékei kicsik ($\sim 2-5$ ms), a \bar{V} gyakorlatilag nem változik. A $f(i)$ függvény azonban jelentősen módosul, különösen akkor, ha a gerjesztés és a vétel közti maximális távolság kicsi. Ha az egyszerűség kedvéért a (3) alakú út-idő görbét tekintjük, ahol $f(x) = \gamma x^2$ a $t(x)$ időket pedig $\varepsilon(x)$ torzítások terhelik, a $t(x) + \varepsilon(x)$ út-idő görbét a $\bar{\gamma} = \gamma - \Delta\gamma$ paraméter jellemzi, $\Delta\gamma$ főtagjának becslését (az $\varepsilon(x)$ nagyságrendjének pontosságáig) az alábbi egyenlőtlenség adja

$$\frac{5}{L^5 \cos \omega} \sqrt{\frac{1 - \gamma L^2}{b^2 + L^2}} \int_0^L \varepsilon(x) x^2 dx \leq \Delta\gamma \leq \frac{5}{L^5 \cos \omega} \frac{1}{b} \int_0^L \varepsilon(x) x^2 dx$$

Példaképpen, ha $L = 0,5$ km, $\varepsilon(x) = 0,016 \cdot x^2$ (4ms beérkezési időhiba a maximális adó-vető távolságánál) akkor $b = 1$ km-nél $\gamma = 0,05$ és $\omega = 45^\circ$ $\Delta\gamma$ értéke 0,01 nagyságrendű. A γ értékének ilyen változásából származó következményt már tárgyaltuk az R -eljárásnál. Ha $L = 0,4$ km-t választunk, a $\Delta\gamma$ megkétsze-

rezódik, a $\Delta\gamma$ és az L közti nemlineáris összefüggés figyelembevétele különösen fontos a rétegről rétegre történő számításnál.

A (2) kifejezés részletesebb elemzése konkrét helyzetekben megmutatja, hogy a hibák halmozódása miatt mikor nem végezhető el a mélységtranszformációk és mikor jutunk elfogadható eredményekhez. Az is előfordulhat, hogy az időmező felszínről végzett számításában elkövetett hibák kompenzálják a réteg inhomogenitását és ez a rétetparaméterek pontosabb meghatározásához vezet, mintha az inverz feladat megoldásának ugyanezen módszerét alkalmaznánk homogén közeggel és helyes adatokkal.

Természetesen a hibahalmozás szükségszerűen negatív következményekkel jár és az ebből származó egyik gyakorlati következtetés az, hogy bizonyos esetekben kompromisszumot kell kötni az inverz feladat megoldásának technikai alkalmazásakor a minden egyes réteghatárt a felszínről meghatározó eljárás és a rétegről rétegre végzett számítási eljárások között. Éppen a felső szakaszon, ahol a szelvény a legváltozékonyabb, kell a rétegfelbontást aprólékosabban elvégezni. Az alsó szakaszon, ahol a sebességek viszonylag stabilizálódnak, az észlelési bázis lényegesen megrövidül, ésszerű a rétegvastagságok megnövelése, vagy általában az inverz feladat megoldását egy bizonyos *belső* hatástól kezdve minden egyes szintre elvégezni (mint ezt a felszínre végeztük). Ekkor a b paraméter növekedése kevésbé rombolólag hat, mint a sok lépés eredményeképpen felhalmozódott időmező átszámítási hibák.

A javasolt elemző apparátus az inverz feladat megoldásának stratégiájához nyújt segítséget konkrét esetekben megfelelő apriori információk birtokában, aposteriori pedig a megoldások menetében – az eredmények összevetésében, melyeket a kölcsönös pontok és az R -eljárással nyertünk.

Itt azonban szem előtt kell tartanunk, hogy a feladat megoldásának identifikálásánál a kiindulási adatok hibája esetén az eredmény megfelelő módon függ a hibák sajátosságaitól és közegétől. A meghatározott rétetparaméterek eltérése a két eljárásnál azt jelenti, hogy a modellt és/vagy a kiindulási adatokat korrigálni kell. Ha az eredmények egyeznek, csupán az igaz, hogy a γ paraméter, mely az időmezőt jellemzi a réteg fedőjén egyenlő nullával, de ez annak következménye is lehet, hogy a valódi időértékeket hibák torzítják. Ekkor a mélységtranszformációk hibásak, és „belső” adatok a helyzet felismerésére már nem léteznek. Ilyenkor a kapott megoldás megbízhatóságának javára szóló egyetlen argumentumként az a megfontolás szolgálhat, hogy ennyire specifikus hibák keletkezésének valószínűsége csekély.

I R O D A L O M

- Golgyin, Sz. V.*: Interpretacija dannich szejzmicseszkoj metoda otrazsennich voln. Nedra M. 1979.
Golgyin Sz. V. – Szuworov V. D.: Razlozsenije godografa otrazsennich voln v rjadi v okresztnosztyi oszobich tocsek. Geologia i geofizika N°3 1977 12. 98–105.
Puzirjev N. V.: Vremennie polja otrazsennich voln i metod effektivnich parametrov. Nauka (Sz. O.) Novoszibirszk 1979 sz 199–200.
Urupov A. K. – Levin A. N.: Opregyelenyje i interpretacija szkorosztyej v metode otrazsennich voln. M. Nyedra 1985.

Új közelítés a Periadriai-Balaton vonal elektromos vezetőképeség-anomália értelmezéséhez audiomagnetotellurikus mérések alapján

ÁDÁM ANTAL* – DUMA GERALD** – HORVÁTH JÁNOS*

A magnetotellurikus (MT) mérések a Periadriai vonal, továbbá a Pannon-medencében, annak folytatását képező Balaton-vonal mentén lineáris jólvezető elektromos anomáliát jeleztek, amelynek mélysége a Pannon-medence felé csökken. A Balaton-vonallal és az ÉK–DNy-i hosszanti törésekkel párhuzamos zónákban fejlődött ki a Dunántúli vezetőképeség-anomália is a Balaton és Rába között.

Mivel a vezetőképeség-anomáliák jól ismert tektonikai zónákhoz kapcsolódnak, eredetüket kezdetben a törések által megnövelt pórustérfogatban levő folyadékkal magyaráztuk. A nagyon kis fajlagos ellenállásértékek, a nagy anizotrópia, a töltések hatása a H polarizációjú MTSz-görbékre és az anomális mágneses térváltozások az ionos vezetés mellett grafitoktól, ércektől származtatható elektronos vezetés megnövekedésére is utaltak.

A Gaül-völgyben, a Periadriai vonal egyik szakaszán az 1986. évi audiomagnetotellurikus (AMT) mérésekkel álló grafitos pala blokkokat fedeztünk fel, amelyeket a tektonika a Karni Alpok dolomitjai alól léposózetesen emelt a felszínre. Feltételezhetjük, hogy ugyanaz a lemezütközés (kollízió) rendezte a mezozoos karbonátok alatt keskeny díke-okba a paleozoos grafitos palákat a Dunántúlon is, mint a Periadriai vonal mentén. A Bakony-Drauzug földtani egység e közös, keleti és nyugati szakaszán egyaránt jelentkező formációja bizonyíték lehet a sajátos tektonikai alakzat önállósága mellett, mivel kiterjedése az ok területére korlátozódik az eddigi MT és AMT méréseink szerint.

Магнетотеллурические наблюдения выявили линейную хорошо проводящую электроаномалию по линии Периадриа и дальше как по её продолжению в Паннонском бассейне по линии Балатона, глубина которой уменьшается в направлении Паннонского бассейна. В зонах параллельных линии Балатона и продольным нарушениям северо-восточного-югозападного направления развилась и Задунайская аномалия проводимости между Балатоном и Рабой.

В связи с тем, что аномалии проводимости приурочены к хорошо известным тектоническим зонам, их происхождение вначале объяснялось жидкостью, заполняющей увеличившийся под влиянием разломов объем пор. Очень низкие значения удельного сопротивления, большая анизотропия, влияющие зарядов на кривые МТЗ поляризации H и аномальные изменения магнитного поля указывают на наличие наряду с ионной проводимостью увеличения электронной проводимости, связанной, возможно, с графитами и рудами.

В долине Гаил, на одном участке линии Периадриа аудиоманетотеллурическими (AMT) наблюдениями 1986 года были открыты стоящие блоки графитовых сланцев, которые тектоникой были ступенчато подняты на поверхность из-под карни-альпийских доломитов. Можно предположить, что подобная коллизия под карбонатами мезозоя собрала в узкие дайки графитовые сланцы палеозоя и в Задунайской области как по линии Периадриа.

Эта общая формация Баконь-Драузугской геологической единицы, появляющаяся как на восточной так и западной частях её, может служить доказательством самостоятельности этой особой тектонической формы, т. к. её распространение ограничивается только их площадью согласно проведенным до сих пор наблюдениями MT и AMT.

Along the Periadriatic lineament and its continuation in the Pannonian Basin, the Balaton-line, a linear conductivity anomaly (CA) was detected. Its depth decreases towards the Pannonian Basin according to long periodic magnetotelluric (MT) investigations. In parallel zones to the Balaton line and the NE–SW longitudinal fractures developed the Transdanubian conductivity anomaly between

* MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézet, 9400 Sopron, Múzeum u. 6–8.

** Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, A–1190 Wien, Hohe Warte 38.

the Lake Balaton and the Rába river. As the CA is connected to a well-known tectonic zone, its origin has been initially explained by crustal fluid contained in the increased pore volume of the tectonic zone. The very low resistivity values, the great anisotropy, the effect of charges on the H polarized MT curves and the anomalous magnetic field variations hinted at an increase of the electronic conduction possibly caused by graphitic rocks or ores in addition to ionic conduction.

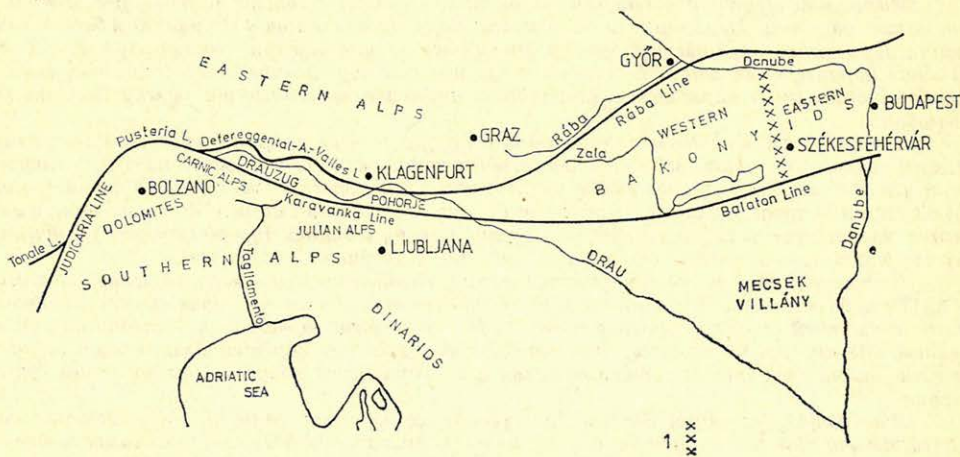
In the Gail-valley, as a part of the Periadriatic lineament the 1986's audiomagnetotelluric measurements have discovered standing blocks of graphitic shales lifted up gradually by tectonics from below the dolomites of the Carnic Alps till the surface. It can be supposed that the same plate collision arranged to narrow dikes the Paleozoic graphitic shales under thick Mesozoic carbonates in Transdanubia (Hungary) along the Balaton line and parallel zones to it.

This common formation found both in the Eastern and Western parts of the Drauzug-Bakony geologic unit and limited to its area according to the MT and AMT soundings can also be a proof for the independence of this characteristic tectonic zone.

I. Bevezetés

A 60-as évek elején még relatív tellurikus frekvenciaszondázásokkal rendkívüli elektromos vezetőképesség-anomáliát fedeztünk fel a Bakonyban és annak ÉNy-i előterében (Ádám és Verő, 1964), amelyet azóta az MTA GGKI-n kívül több intézmény is részletesen tanulmányozott (NME, GKV, ELGI). Ma már többé-kevésbé jól ismerjük ennek a Dunántúli vezetőképesség-anomáliának főbb geoelektromos sajátosságait, belső szerkezetét. Nem sikerült azonban meghatározni az anomália közettani-fizikai okát, mivel fúrás a mai napig sem harántolta.

Mínthogy a legújabb földtani irodalom pl. Kovács (1983), Kázmér és Kovács (1985) hangsúlyozza a Dunántúli vezetőképesség-anomáliát határoló két



Geo 67/7-1

1. ábra. A Bakony-Drauzug földtani egység (Kázmér és Kovács 1985) 1. K- és Ny-Bakony közötti paleogeográfiai határ

Рис. 1. Баконь-Драузугская геологическая единица (Казмир и Ковач, 1985) 1. палеогеографическая граница между восточной и западной Баконью

Fig. 1. The Bakony-Drauzug unit. 1. Paleogeographic boundary between Western and Eastern Bakony unit (Kázmér and Kovács, 1985)

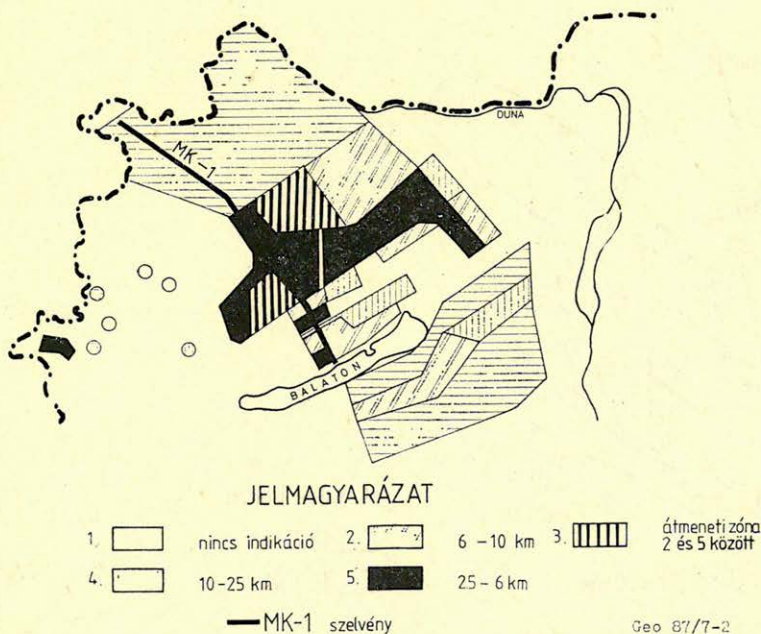
jelentős tektonikai vonal: a Balaton- és a Rába-vonal, valamint a Keleti és Déli Alpokat elválasztó Periadriai-, illetve az Insubriai (DAV)-vonal kapcsolatát (1. ábra), a 80-as években több magnetotellurikus (MT) és a múlt évben pedig audiomagnetotellurikus (AMT) expedíciónk tanulmányozta ez utóbbiak mentén az elektromos vezetőképesség eloszlását különböző mélységtartományokban.

Bemutatjuk e két földtanilag rokon terület, összefoglalóan Kázmér és Kovács (1985) szerint *Bakony-Drauzug egység* MT és AMT mérések révén meghatározott főbb elektromos vezetőképesség-sajátságait. Ezek összehasonlítása révén eljuthatunk a Dunántúli anomália okának egyértelműbb megállapításához és ugyanakkor újabb bizonyítékokat adhatunk a *Bakony-Drauzug egység* önállóságához, azaz a környezetétől való földtani-szerkezeti elkülönüléséhez, feltehetően olyan korú földtani képződmények által, amelyek a szerzők által vizsgált késő perm formációknál idősebbek.

2. A Dunántúli vezetőképesség-anomália

Több tanulmányban, legutóbb egy *status report*-ban (Ádám, 1985) összegeztük ismereteinket e jellegzetes kéreganomáliáról. Így valóban csak a leglényegesebb vonásait említjük itt, amelyekre a továbbiakban hivatkozunk.

Jólvezető képződmények a preausztriai medencealjzatban



2. ábra. Részlet a „Jól vezető formációk a preausztriai aljzatban” c. térképből (Szerkesztette Ádám Antal, Nagy Zoltán, Varga Géza 1986-ban)

Рис. 2. Фрагмент карты «Хорошо проводящие формации в преавстрийском фундаменте.» (составители: А. Адам, З. Надь, Г. Варга, 1986г.)

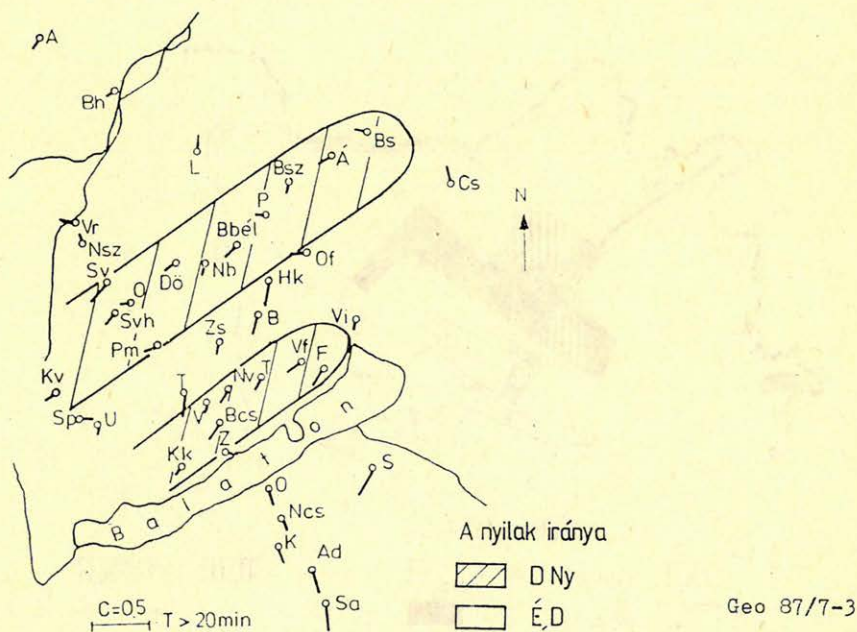
Fig. 2. A part of the map "Presence of highly conducting formations within the Pre-Austrian basement" (constructed by A. Ádám, Z. Nagy and G. Varga, 1986)

Az anomália a Balatonnal párhuzamos zónáival kiemelkedik az $M = 1:1\,000\,000$ méretarányban többszáz MT-mérés alapján megszerkesztett kéreg-anomália-térképünkről, amelynek neve: Jól vezető formációk a preausztriai aljzatban. 2. ábrán a térképből csak a Dunántúl északi részét mutatjuk be. 2 fő részből áll:

- a) A nagyobb területi anomália a Rába-vonal és a Balaton-felvidék között fekszik,
 b) A Balaton-vonalhoz kapcsolódik egy kb. 8–10 km széles anomáliaszáv.

A területi anomália is zónás szerkezetű. A devecseri Somló (neogén vulkán) és a Móri-árok között egy nagy horizontális vezetőképességű ÉK–DNY-i irányú felszínközeli zóna húzódik, kb. 5 km mélyen. A Déli Bakonyban és a Balaton-felvidéken pedig a Balatonnal párhuzamosan a jólvezető sáv 10–12 km-re elmélyül. Indukciós oldalhatások az anomálián kívül az E-polarizációs MTSZ-görbéken jelentkeznek (pl. MK–1 szelvény déli részén egy látszólagos elmélyülés).

Ezt a sávost, blokkos szerkezetet jól indikálja a Wiese-féle indukciós nyilak térképe (3. ábra), ahol a sávok kirajzolásánál az irány szerinti elkülönítést alkalmaztuk.



3. ábra. Wiese-féle indukciós nyilak, amelyek a Dunántúli anomália belső szerkezetét mutatják (Wallner, 1977)

Рис. 3. Индукционные стрелки Визе, показывающие внутреннее строение Задунайской аномалии. (Валлнер, 1977)

Fig. 3. Wiese induction arrows showing the structure of the Transdanubian conductivity anomaly (Wallner, 1977)

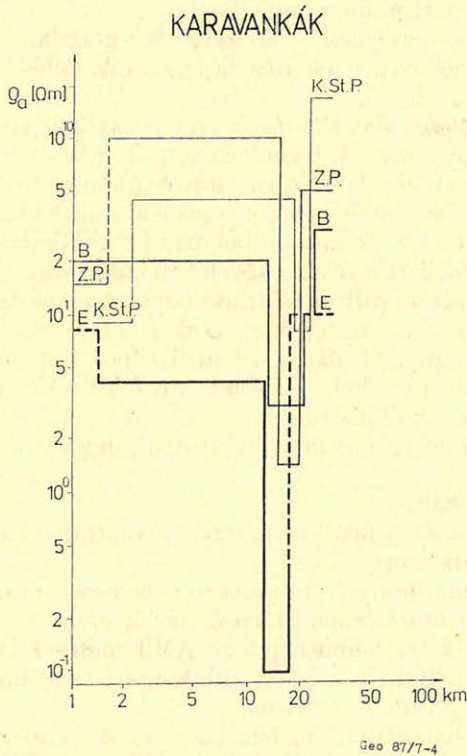
Az anomália okának keresésénél a következő kiinduló pontjaink voltak:

a) Az anomália sávok jelentős tektonikai irányban (ÉK – DNy) fekszenek és a $Z_{xy \max}$ irányok merőlegese erre az irányra.

b) A fajlagos ellenállás szélső értékei közötti hányados, az egyszerű magnetotellurikus anizotrópia (λ) nagy (helyenként $\rho_{\min} \leq 1 \Omega\text{m}$, $\rho_{\max} \geq 1000 \Omega\text{m}$, tehát $\lambda \geq 1000$).

E két tényező egybekapcsolása az anomália okának keresésénél eddig nehéznek látszott és így felváltva a grafitos modell, illetve a törési zónál nagyobb pórus-térfogató elektrolitos modell erősödött fel, illetve ezek kombinációját is lehetségesnek tartottuk (Ádám, 1985).

Figyelemre méltó tektonikai jelenségnek tekinthetjük az anomália elmélyülését a Déli Bakonyban és a Balatonfelvidéken, a MOHO-hoz hasonlóan.



4. ábra. A legjobban illeszkedő ρ_{\min} -görbék alapján számított geoelektromos rétegsor a Karavankákban mért MT-pontokban és egy referencia pontban (K. St. P. = Klein Sankt Paul) (Ádám et al., 1986a)

Рис. 4. Пластовая модель, рассчитанная на основе наилучшего совпадения кривых ρ_{\min} в точках МТ, наблюдений в Караванкаке и в опорной точке (К. Ст. П. = Клейн Санкт Паул) (А. Адам и соавторы, 1986 а)

Fig. 4. The geoelectric layer sequences calculated on the basis of the best fitting ρ_{\min} curves in the Karavanken and at a reference point (K.St.P.) (Ádám et al., 1986a)

3. Elektromos vezetőképesség-eloszlás a Periadriai-vonal mentén

A Periadriai-vonal mentén a Gail-völgyben és a Karavankákban (1981–83) nagymélységű ($T = 15 - 2500$ s) MT szondázásokat, a Gail-völgyben (1986) pedig AMT-szondázásokat végeztünk.

A nagymélységű MT-mérések eredményeit részletesen leírtuk az *Ádám et al.* (1986a) tanulmányban. A főbb jellegzetességeket az alábbiakban foglalhatjuk össze:

a) A tektonikai vonal (zóna) mentén 12–17 km mélyen jól vezető anomália jelentkezik (L. pl. a 4. ábrán a Karavankákban). Ebből következik, hogy a tektonikai zóna átmetszi a földkéreg felső részét, tehát nagymélységű. Minthogy az anomália mélysége és a mélybeni hőmérséklet (300 °C-os izoterma) között összefüggést találtunk (*Ádám et al.*, 1986a), az anomália feltehetően ionos (elektrolitos) eredetű.

b) A fajlagos ellenállás szélső értékei között jelentős eltérés van, azaz az anizotrópia nagy.

c) Két jellegzetes tértorzulás mutatkozik:

a. A tektonikai vonalra merőleges H-polarizációs ρ görbéknek ($:\rho_{\max}$) a megengedettnél nagyobb emelkedése jelentős fajlagos ellenállás kontrasztnál fellépő töltéshatásra utal (5. ábra).

β . A horizontális mágneses térváltozások (H) jelentősen eltérnek az anomália-mentes területen mért normál térváltozásoktól. Elsősorban a tektonikai vonalra merőleges északi (H_x) komponens amplitúdónövekedése nagy, feltehetően a tektonikai zónában levő áramkoncentráció miatt (6. ábra).

A nagy anizotrópiából és a tértorzulásokból arra következtettünk, hogy az elektrolitok ionos vezetése mellett a felszín közelében elektronos vezetésnek kell uralnodnia, amelyet elsősorban grafitos képződmények hoznak létre.

E feltevéssünk igazolása végett végeztünk AMT-méréseket a Gail-völgyben egy keresztzelvény mentén (7. ábra) a Karni Alpok dolomitjától a Gail-völgyi Alpok dolomitjáig. A mérésekkel kapcsolatosan földtani megfigyeléseket végeztünk és kőzetmintákat is gyűjtöttünk.

E kutatások eredményeként megállapítottuk, hogy a tektonika által erősen megdolgozott, azaz

– vetők által fel-ledobált,

– \bar{E} – \bar{D} -i irányú nyomásra felállított, tehát a tektonikai zónában közel vertikális blokkokba rendezett,

különböző grafittartalmú bonyolult ópaleozoos palasorozat okozza a jelentős felszínközeli anomáliákat (anizotrópia, tértorzulások stb.).

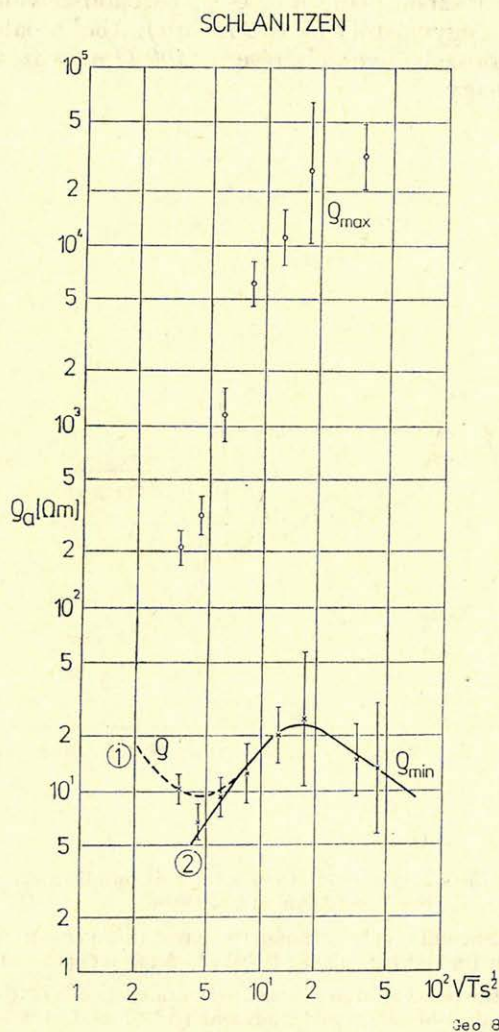
Ezen állítás igazolására bemutatjuk az AMT-mérések eredményeit, amelyeket a finn–magyar együttműködésben kifejlesztett real-time AMT-műszer analóg részével mértünk (*Ádám et al.*, 1986b).

Az ipari zavarok hatásának megismerése és csökkentése végett a vizsgált 6 frekvencián (4,1, 7,3, 13, 23, 41, 73 Hz) regisztráltuk az EM tér 5 komponensét. A tenzoriális adatfeldolgozás igazolta ezeken a frekvenciákon is, hogy az anomália területén, az MT-hez hasonlóan, a polárdiagramok nagytengelye \bar{E} – \bar{D} irányú. Így a dolomitokat leszámítva, elegendő volt ρ szélső értékeinek meghatározásához \bar{E} – \bar{D} és \bar{K} – \bar{N}_y -i értékek számítása. 3 jellegzetes szondázási görbétípust mutatunk be:

a) A Karni Alapok dolomitján mért szondázási görbéken 2 km-nél mélyebben jelentkezik a jól vezető képződmény (8. ábra).

- b) Közvetlen a grafitos palablokk kibúvásának határán a $\rho_x - \rho_y$ szondázási görbék ellenkező tendenciája jelzi a jelentős változást (9. ábra).
- c) A felszíni grafitos palasorozat felett a 19. számú pontban mért AMTSZ-görbék láthatók a 10. ábrán.

A többi szondázási görbe is hasonlóan nagy változatosságot mutat mind jellegében, mind ρ értékeiben, utalva a metamorf palás szerkezet bonyolultságára.



Geo 87/7-5

5. ábra. Az átlagos ρ_{min} és ρ_{max} értékek középphibával és a ρ_{min} -görbéhez illesztett két 1D modellá schlanitzeni MT ponton

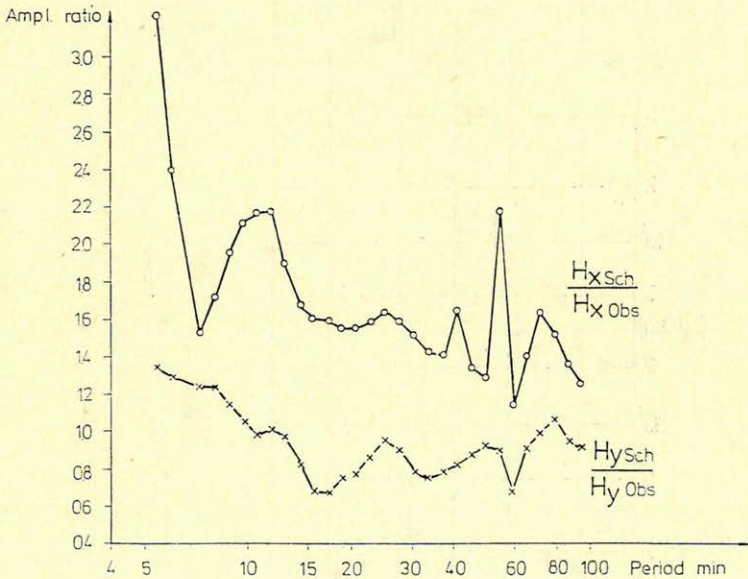
Рис. 5. Средние значения $\rho_{мин}$ и $\rho_{макс}$ со средней ошибкой и две модели 1Д, подобранные к кривой $\rho_{мин}$ в Шланитценской точке МТ

Fig. 5. The average ρ_{min} and ρ_{max} values with the mean error and the two 1D models fitted to the ρ_{min} curve at the Slanitzzen MT point

Figyelemreméltó az indukciós vektor főként reális, de imaginárius komponensének is jelentős megváltozása (11. ábra) a grafitos palával kitöltött tektonikai zóna határán a 7a. pontban, teljesen hasonlóan a Weise féle nyilak viselkedéséhez a Dunántúli anomália területén (3. ábra).

A $\rho_x - \rho_y$ szelvény (12. ábra) és a hozzá illesztett 2D lépcsős modell (13. ábra) jó összhangja is igazolja, hogy a grafitos blokkok a dolomitok alól lépcsős vetők révén kerülnek a felszínre a Gail-völgyben.

A közel vertikális grafitos palasorozat jól követhető részben az anizotrópia-szelvényen (14. ábra), részben pedig a ρ_x és ρ_y pszeudoszelvényeken, amelyek lényegesen különböznek egymástól (15. és 16. ábra). Ahol a palasorozat a felszín közelébe kerül, a pszeudoszelvények eltérése $-400 \Omega m$ -es izovonalközzel megrajzolva – rendkívül nagy.



Geo 87/7-6

6. ábra. Schlanitzenben (Sch) és Nagyecenken (Obs) mért horizontális mágneses térváltozások hányadosa (Ádám et al., 1986a)

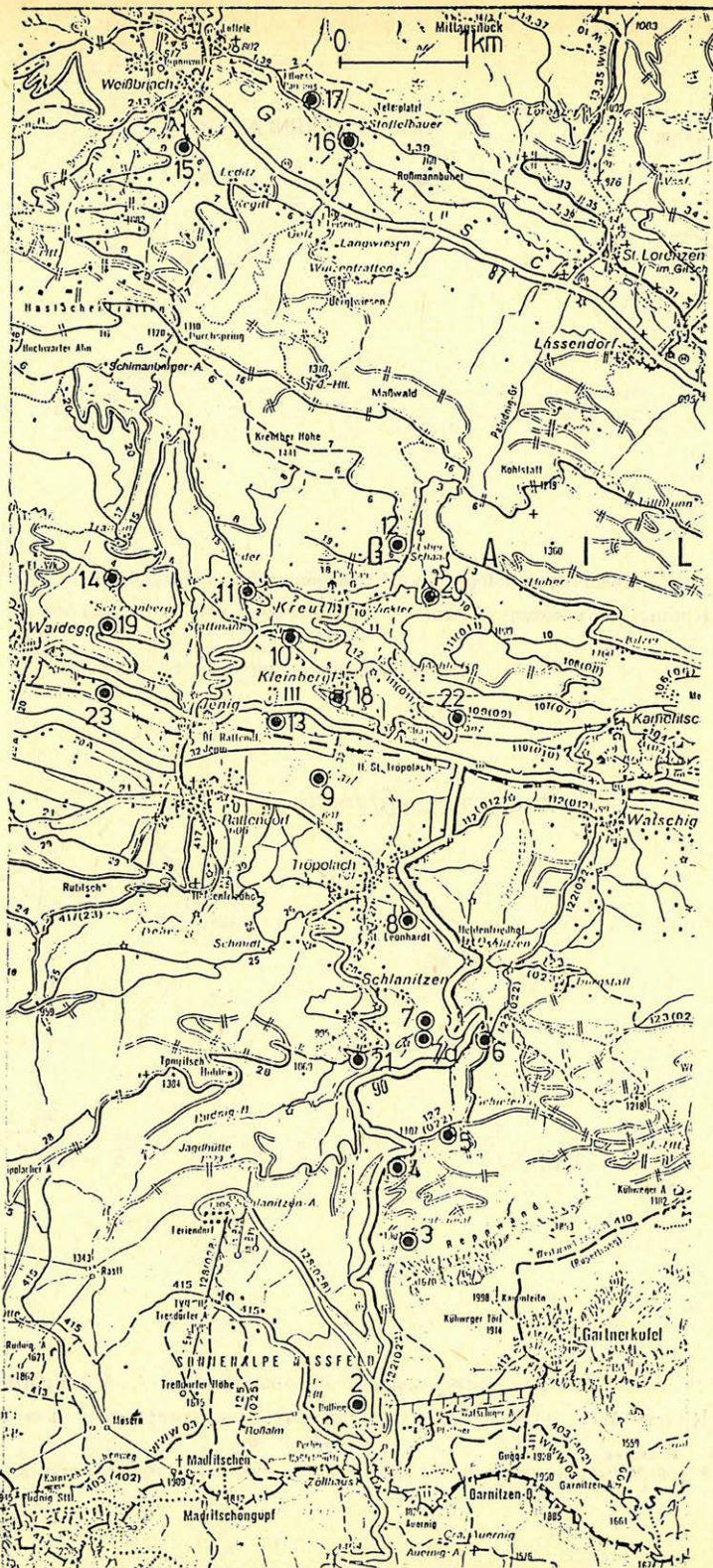
Рис. 6. Отношение изменений горизонтального магнитного поля зарегистрированного в Шланитцене (Sch) и Надьценке (Obs) (А. Адам и соавторы, 1986 а)

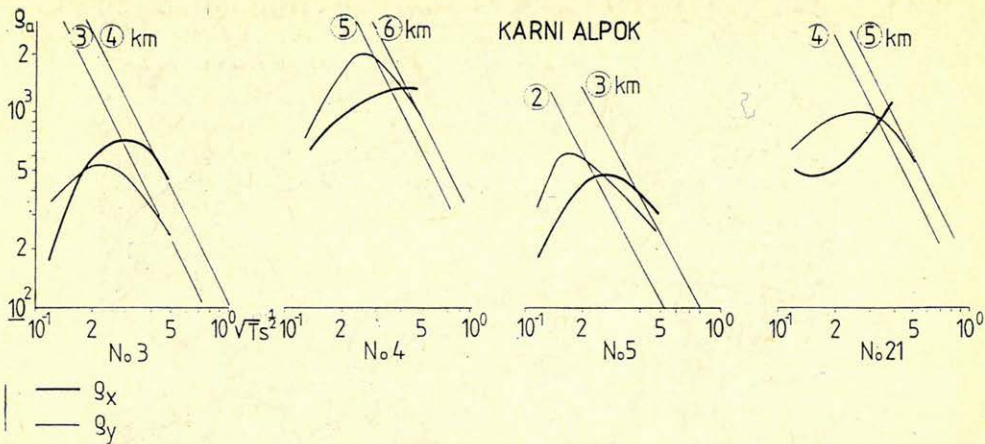
Fig. 6. Amplitude ratios of the time variations of the horizontal magnetic field components measured at stations Schlanitzen and Nagyecenk (Ádám et al., 1986a)

7. ábra. Az AMT mérési pontok térképe a Gail völgyben

Рис. 7. Точки наблюдения АМТ в долине Гаил

Fig. 7. Map on the MT sites in the Gail valley



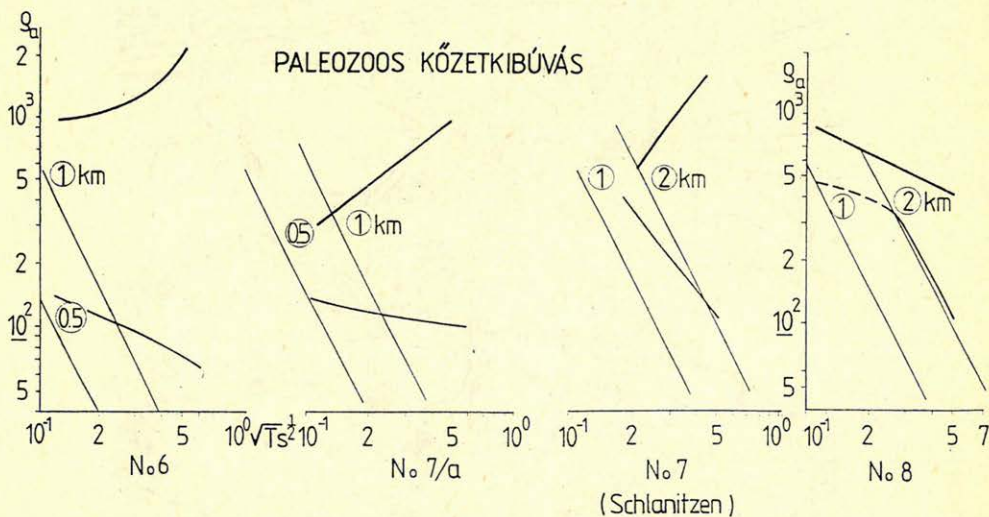


Geo 87/7-8

8. ábra. A Karni Alpok dolomitján mért magnetotellurikus szondázási (MTSz) görbék

Рис. 8. Кривые магнетотеллурического зондирования (МТЗ) на доломитах Карнийских Альп

Fig. 8. MTS curves measured on dolomites of the Carnic Alps



Geo 87/7-9

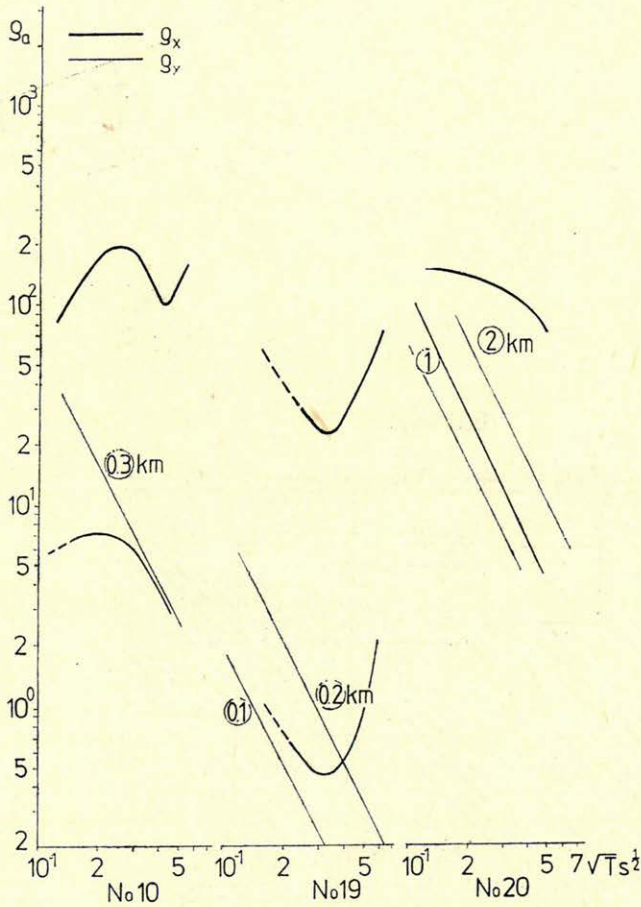
9. ábra. Paleozoos grafitos blokk kibúvásának határán mért MTSz-görbék

Рис. 9. Кривые МТЗ, полученные на границе выхода на поверхность палеозойских графитовых блоков

Fig. 9. MTS curves measured at the boundary of the outcrops of the graphitic block

A Karni és a Gail-völgyi Alpok éles kontúrú dolomitjai és az erózió által ledolgozott ópaleozoos grafitos palahegység jelentősen eltérő geomorfológiát mutat.

A Dunántúli vezetőképesség anomália és a Periadriai-vonal mentén, a Gail-völgyben sekélyebb mélységben észlelt vezetőképesség-anomália sajátosságai nagyon hasonlóak. Ezért joggal feltételezzük, hogy a Dunántúlon a földolomit alatti közel vertikálisan álló paleozoos grafitos palasorozat okozza a vezetőképesség-anomáliát. A palasorozatot az afrikai és eurázsiai kontinens ütközése révén kialakult É-D-i irányú nyomóerő állította fel és sajtolta bele a hosszanti – K-Ny-i irányú – tektonikai vonalakba, amint azt *Kázmér és Kovács (1985)*



Geo 87/7-10

10. ábra. Grafitos palablokkon mért MTSz-görbék

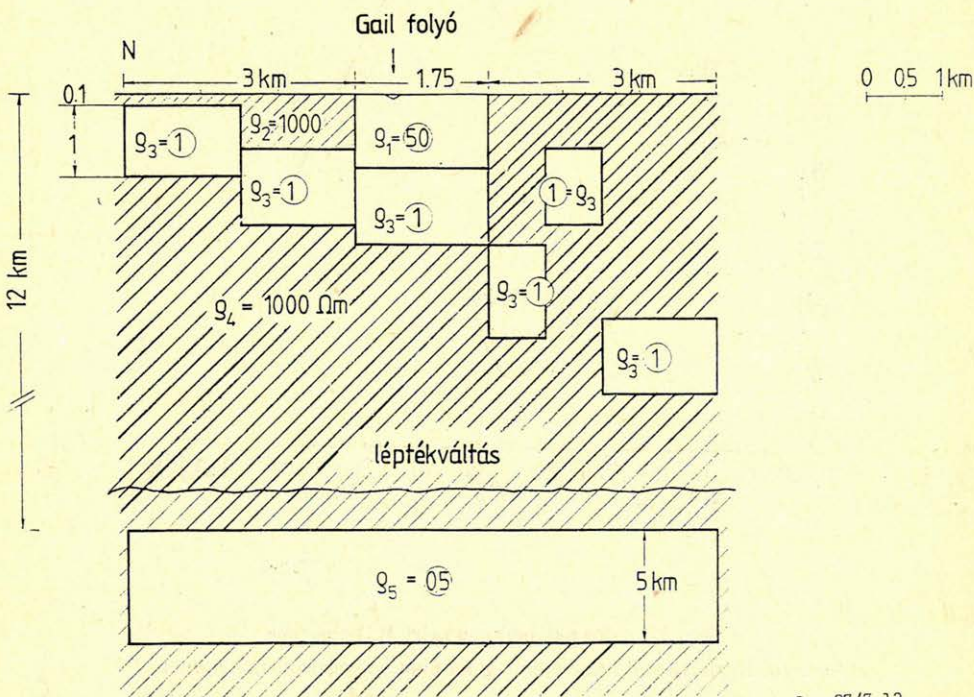
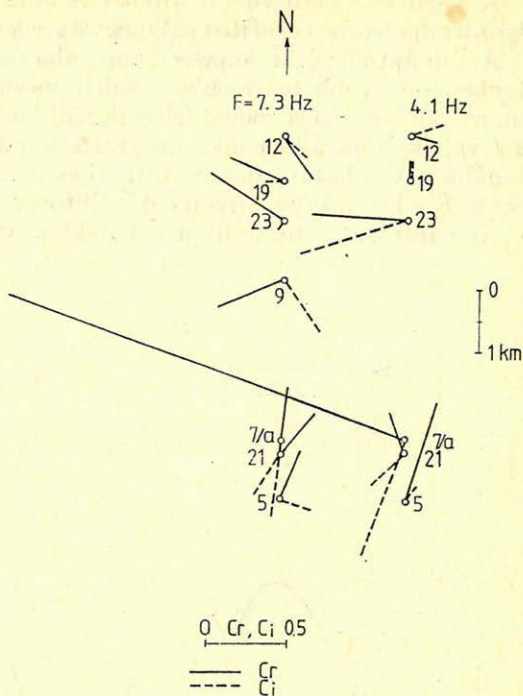
Рис. 10. Кривые МТЗ полученные на блоке графитовых сланцев

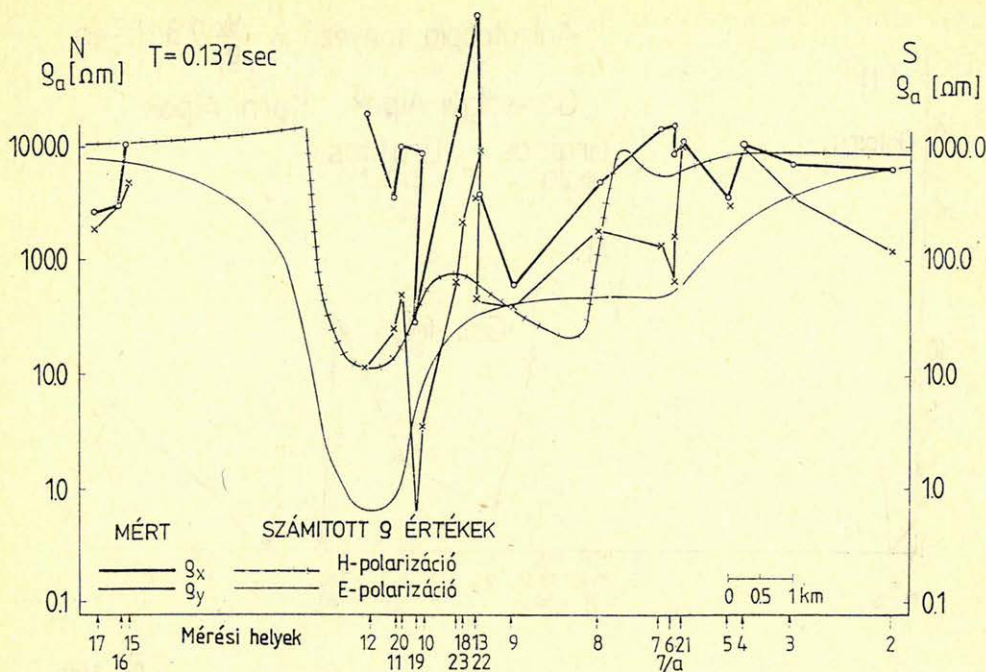
Fig. 10. MTS curves measured on the outcrop of the graphitic schist block

11. ábra. A Gail-völgyben É-D szelvény mentén mért reális (C_r) és imaginárius (C_i) indukciós vektorok 4.1 és 7.3 Hz-en

Рис. 11. Полученные вдоль северо-южного профиля в долине Гайл действительные (C_r) и мнимые (C_i) индукционные векторы на частотах 4.1 и 7.3 Гц

Fig. 11. Real (solid line) and maginary (dashed line) induction vectors measured along a N-S profile in the Gail valley at 4.1 and 7.3 Hz





Geo 87/7-13

13. ábra. 7.3 Hz-en mért ρ_x és ρ_y értékek a Gail-völgyben egy É–D-i szelvény mentén és a 12. ábrán bemutatott 2–D modell alapján számított E és H polarizációs értékek

Рис. 13. Значения ρ_x и ρ_y измеренные на частоте 7.3 Гц вдоль профиля северо-южного направления в Гаильской долине и значения поляризации E и H вычисленные на основании показанной на рисунке 12. модели 2Д

Fig. 13. ρ_x and ρ_y values measured at 7.3 Hz along a N–S profile in the Gail valley and the E and H polarized ρ values calculated on the basis of the model shown in Fig. 12.

blokkvázlata jól szemlélteti (17. ábra). A Dunántúli-Középhegység a paleomágneses adatok szerint további, kb. 30 fokos elforgatást szenvedett és került a mai helyzetébe (Balla és Márton-Szalay, 1980).

4. Tektonikai következtetések

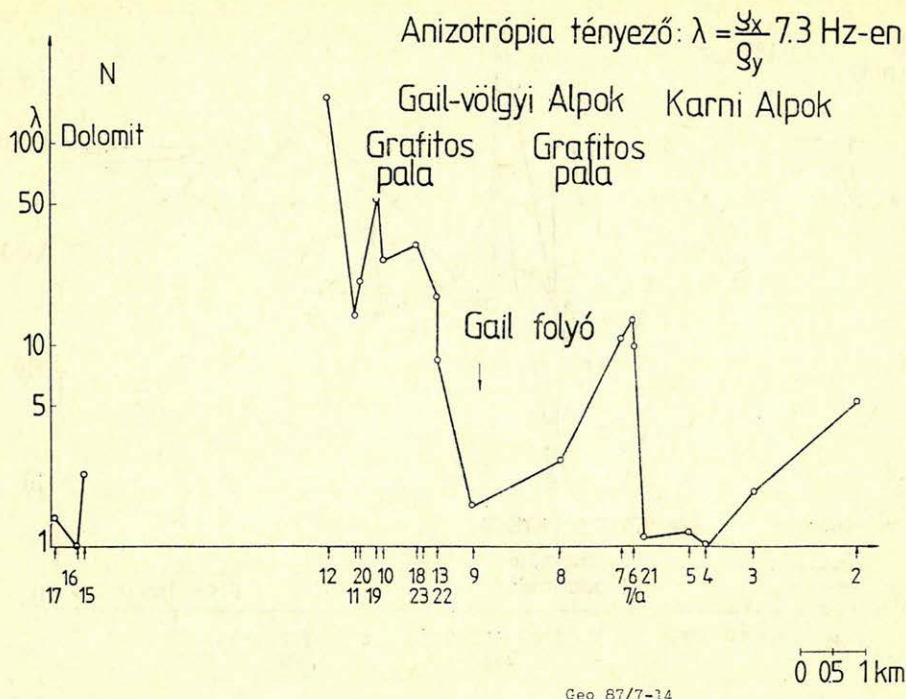
A Gail-völgyben végzett AMT-vizsgálatok elvezettek a Dunántúli vezetőképeség-anomália okának ésszerű magyarázatához. Ennél azonban lényegesen többet adhat a két terület el. vezetőképeség-anomáliájának tektonikai elemzése.

Amint azt már 1986-ban a sümegi konferencián elkezdttük (Ádám és Horváth F. 1986), a vezetőképeség-anomáliában (CA) levő információkat a Drau-

12. ábra. A grafitos blokkok lépcsős 2D modellje a Gail-völgyben

Рис. 12. Ступенчатая модель 2Д графитовых блоков в Гаильской долине

Fig. 12. Step-like 2D model for the graphitic block structure in the Gail valley



14. ábra. 7.3 Hz-en mért anizotrópia-szelvény ($\lambda = \rho_x/\rho_y$) a Gail-völgyben É–D-i irányban
 Рус. 14. Профиль анизотропии ($\lambda = \rho_x/\rho_y$) на частоте 7.3 гц, проходящий в северо-южном направлении в Гайльской долине

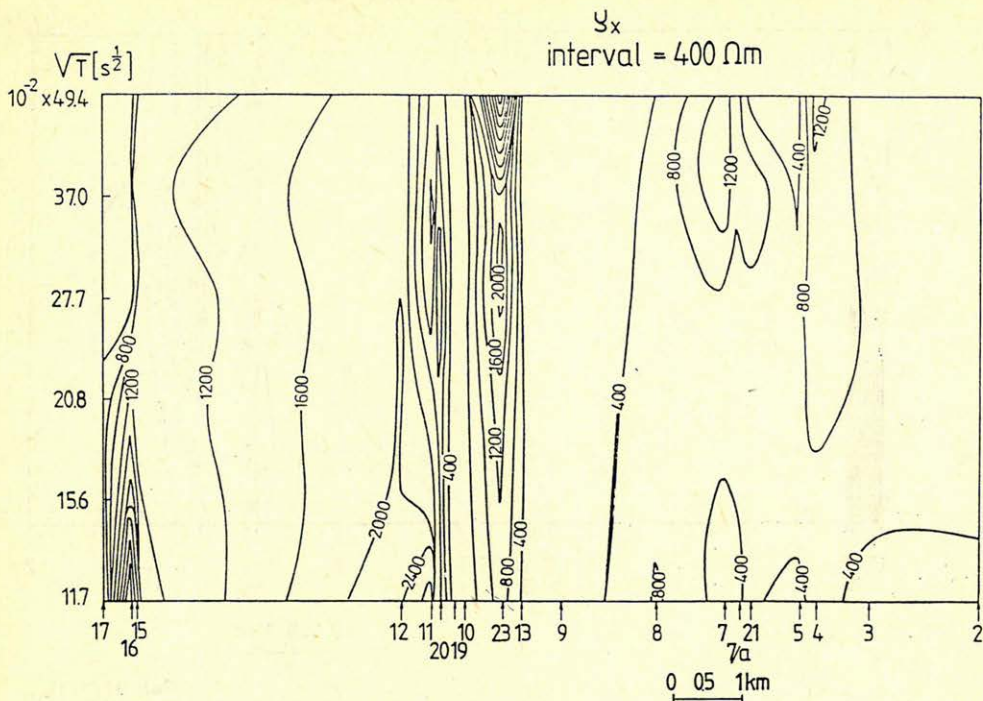
Fig. 14. Anisotropy ($\lambda = \rho_x/\rho_y$) profile-measured at 7.3 Hz-crossing the Gail valley in N–S direction

zug – Bakony önálló földtani egység (Kázmér és Kovács, 1985) kutatásának szolgálatába is állíthatjuk (1. ábra).

1. E szerzők vizsgálataikat a permben kezdték. A CA-k által indikált, ennél idősebb jól vezető ópaleozoos grafitos palák is határozottan az egység területére korlátozódnak. (Lásd a Dunántúli anomália határait a Rába- és a Balaton-voalnál!) Ez újabb bizonyíték a Drauzug – Bakony földtani egység önállóságára.

2. A Periadriai vonal mentén észlelt nagyobb mélységű CA-k (12–17 km) jelzik, hogy a zónának mély tektonikai gyökerei vannak (: törési zónák), ahogyan arra a Dunántúlon a MOHO felszínének elmélyülésével kapcsolatban a szerzők már rámutattak. Fel kell hívni a figyelmet arra, hogy ehhez hasonló elmélyülést a kéreg felső részén a grafitos jól vezető vezérszint is jelez a Déli Bakony és a Balaton-felvidék alatt.

3. A grafitos palasorozat csak akkor mutat anizotrópiát, ha horizontális helyzetéből valamilyen tektonikai erő kimozdította. Ez mind a Periadriai, mind a Dunántúli anomália esetében megtörtént, amint az anizotrópia szelvények mutatják. A hatóerő megegyezik a Kázmér és Kovács által említett É–D irányú kollíziós erőhatással (terminal Eocene Alpine collision), amely a palákat K–Ny-i (Periadriai-vonal), illetve ÉK–DNy-i (Bakony) irányba rendezte és közel ver-



Geo 87/7-15

15. ábra. 4.1 és 73 Hz között 6 frekvencián É–D-i irányban mért ρ_x pseudo-szelvény a Gail-völgyben

Рис. 15. Псевдопрофиль ρ_x наблюдаемый в северо-южном направлении на 6-ти частотах в интервале 4.1 и 73 Гц в Гайльской долине

Fig. 15. ρ_x pseudosection along a N–S profile in the Gail valley for the frequency interval between 4.1 and 73 Hz (6 frequencies)

tikális helyzetbe állította a palásság síkját. A CA tehát fontos tektonikai indikáció az erőhatásra nézve (17. ábra).

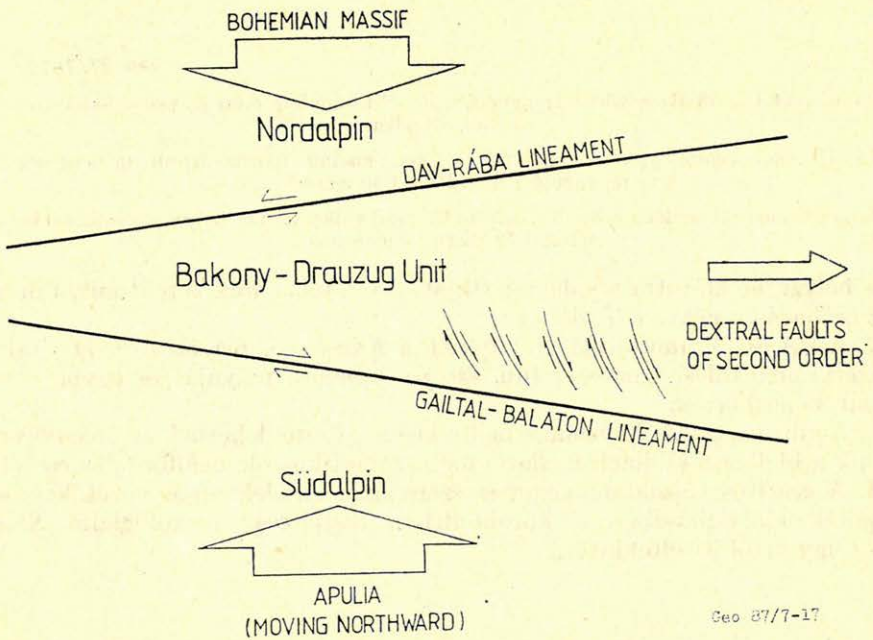
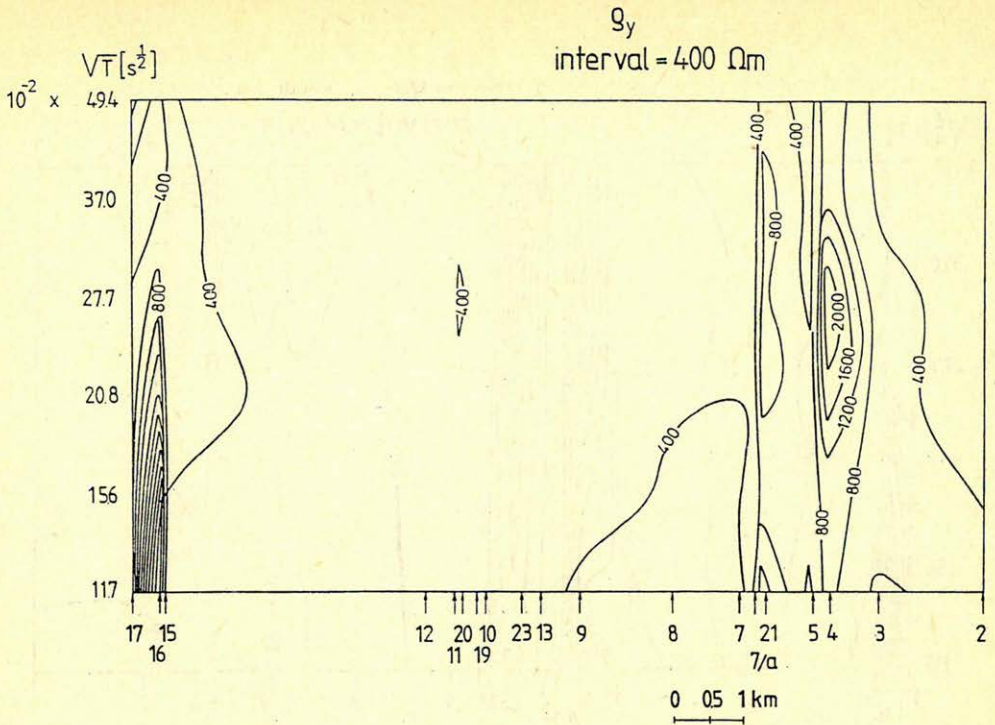
4. A CA által kimutatott grafitpalák a Kázmér és Kovács (1985) által feltételezett menekülési szerkezet (ún. *escape structure*) pályáját és egyben kenőanyagát képezhették.

5. A grafitos palák figyelemre méltó kísérő kőzetei lehetnek az ércesedésnek, mint pl. a bleibergi (Villach mellett) metasomatikus ólomelőfordulás esetében.

6. A grafitos képződményeket és szerepüket az elektronos vezetőképesség-anomáliák kialakulásában a közelmúltban részletesen összefoglalta Stanley (1987), így ettől itt eltekintünk.

* * *

A szerzők köszönik munkatársaik segítségét az adatfeldolgozásban (Szendrői Judit és Gayer Ferenc), továbbá a 2D modellszámításokban (Steiner Tibor és Wesztergom Viktor).



17. ábra. Bakony-Drauzug kontinentális menekülési szerkezet (Kázmér és Kovács, 1985)

Рис. 17. Континентальная спасающая структура Баконь-Драузуг (Казмир и Ковач, 1985)

Fig. 17. Continental escape of Bakony-Drauzug: a model (Kázmér and Kovács, 1985)

16. ábra. 4.1 és 73 Hz között 6 frekvencián É – D-i irányban mért ρ_y pseudoszelvény a Gail-völgyben
Рис. 16. Псевдопрофиль ρ_y наблюденный в северо-южном направлении на 6-ти частотах в интервале 4.1 и 73 Гц в Гайльской долине
- Fig. 16. ρ_y pseudosection along a N – S profile in the Gail valley for the frequency interval between 4.1 and 73 Hz (6 frequencies)

IRODALOM

- Ádám, A., 1985: Electric conductivity increase in the Earth's crust in Transdanubia (W-Hungary). Acta Geod. Geoph. Month. Hung., 20 (1), 173 – 182.
- Ádám, A., Duma, G., Gutdeutsch, R., Verő, J., Wallner, Á., 1986a: Periadriatic lineament in the Alps studied by magnetotellurics. J. of Geophysics, 59: 103 – 111.
- Ádám, A., Horváth, F., 1986: New geophysical data: evidence for allochtony of the Transdanubian Central Range. Előadás Sümegyen 1986. szeptember 8 – 13. a „Studies on Mesozoic and Tertiary Geodynamic of the Periadriatic Region” c. konferencián.
- Ádám, A., Tiikkainen, J., Horváth, J., Hjelt, S. E., Varga, J., Saastamoinen, R., Verő, J., 1986b: A five channel audiomagnetotelluric (AMT) instrument for synoptic registration and tensorial measurement with field data processing. Report at the “8th Workshop on EM induction in the Earth and Moon” in Neuchatel, August, 1986.
- Ádám, A., Verő, J., 1964: Ergebnisse der regionalen tellurischen Messungen in Ungarn. Acta Technica Hung., 47, 63 – 77.
- Balla, Z., Márton – Szalay, E.: 1980: A Börzsöny és Dunazug hegység magnetosztratigráfiája. Geofizikai Közlemények, 26, 57 – 77.
- Kovács, S., 1983: Az Alpok nagyszerkezeti áttekintése. Általános Földtani Szemle, 18, 77 – 155.
- Kázmér, M., Kovács, S., 1985: Permian-Paleogene paleogeography along the eastern part of the Insubric-Periadriatic. Lineament system: evidence for continental escape of the Bakony – Drauzug unit. Acta Geol. Hung., 28 (1 – 2), 71 – 84.
- Stanley, W. D., 1987: Comparison of Geoelectrical/Tectonic Models for Suture Zones in the Western U. S. and Eastern Europe: Are Black Shales a Possible Source of High Conductivities. Submitted to Phys. of the Earth and Plan. Interiors.
- Wallner, Á., 1977: The main features of the induction arrows on the area of the Transdanubian conductivity anomaly. Acta Geod. Geoph. Mont. Hung., 12, 145 – 150.

A szilíciumtartalom NAG-karotázssal való mérési lehetőségének vizsgálata bauxitban

BALOGH IVÁN*

A neutronaktivációs analízis laboratóriumi viszonyok között alkalmas a bauxit alumínium és szilícium tartalmának pontos meghatározására.

Hasonló elven működik az NAG-karotázsmódszer, melynek segítségével meghatározható a bauxit alumíniumtartalma fűrőlyukban. Felvetődött a gondolat a szilíciumtartalom mérésének hasonló karotázs adaptációjára. Ennek lehetőségeit vizsgálja a cikk, s megállapítja, hogy a rendelkezésre álló izotóp neutronforrások miatt a módszer nem ültethető át a karotázs gyakorlatba.

Содержание алюминия и кремния боксита можно определять в лабораторных условиях нейтроно-активационным анализом. НАГ каротаж «работает» по подобному принципу, при помощи этого метода можно измерять содержание алюминия в боксите в скважине. Естественно родилась идея адаптации метода для измерения содержания кремния. В докладе описывается исследование возможности внедрения этого метода и устанавливается, что метод не может быть внедрен в практику промышленной геофизики из-за применяемых нейтронных источников.

Method of neutron activation analysis is suitable to measure the precise alumina and silica content of bauxite in lab circumstances. The method of NAG log is working by a similar principle, and the alumina content of bauxite can be measured with it, in bore-holes. One got idea of the adaptation of silica content measuring too. This paper examines the possibility of the adaptation, and proves that this method cant be adapted into log-practice because of the available isotopic neutron sources.

Bevezetés

Laboratóriumi körülmények között a bauxitok alumínium- és szilíciumtartalmának aktivációs meghatározása rutinfeladatnak számít. [1]

Megfelelő célberendezések működnek a Magyar Alumíniumipari Tröszt bányáinál, timföldgyáraiban, kohóinál, s a Bauxitkutató Vállalatnál is. Az eljárás alapjául két magreakció szolgál:

- a) $Al^{27}(\eta, \gamma) Al^{28}$ hatáskeresztmetszet termikus neutronokra: 215 mbarn
 b) $Si^{28}(\eta, p) Al^{28}$ hatáskeresztmetszet 14 Mev-es neutronokra: 220 mbarn
 reakcióküszöb: 3,9 MeV.

A reakciótermék mindkét esetben Al^{28} , mely 2,3 perces felezési idővel 1,78 MeV-es gamma-sugárzást bocsát ki. A reakciók szétválasztása csak a neutronenergia oldaláról lehetséges. Ezt gyakorlatilag úgy oldják meg, hogy egy kemény neutronforrást paraffin edénybe helyeznek, s két besugárzóhelyet alakítanak ki: egyet a forrástól távolabb (itt főleg termikus neutronok lesznek), s egyet a forrás közvetlen közelében (itt viszont a gyors neutronok lesznek többségben). A bauxitmintákat külön-külön felaktiválják mindkét besugárzóhelyen. A két mérésből a szilícium- és alumíniumtartalom az alábbi egyenletrendszer megoldása útján határozható meg. [1]:

$$x_0 = a_0 + b_{02}x_2 + b_{03}x_3 \quad A.$$

$$x_1 = a_2 + b_{12}x_2 + b_{13}x_3 \quad B.$$

* Bauxitkutató Vállalat, Balatonalmádi

ahol: $x_0 = I_0$

$x_1 = I_1$

$x_2 = SiO_2$

$x_3 = Al_2O_3$

$a_0 b_{02} b_{03}$

$a_1 b_{12} b_{13}$

a *termikus* besugárzóhelyen végzett aktiválás után mért aktivitás

a *gyors* besugárzóhelyen végzett aktiválás után mért aktivitás

a bauxitminta szilíciumtartalma

a bauxitminta alumíniumtartalma

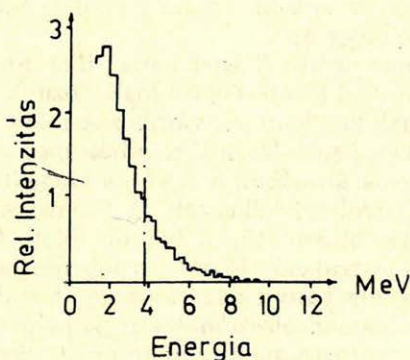
állandók, értéküket ismert összetételű minták mérése alapján lehet meghatározni.

Várakozásaink

Természetesen adódik a gondolat, hogy próbáljunk meg hasonló vizsgálatokat végezni *fűrőlyukban*. A *termikus* besugárzást *Cf-252*, a *gyors* besugárzást pedig a keményebb *PuBe* forrással kísérhetjük megvalósítani.

Mint az 1. és 2. ábrán látható, a *Cf-252* túlnyomórészt a szilícium 3,9 MeV-es energiaküszöbe alatti neutronokat bocsát ki, a *PuBe* spektruma viszont kb.

Cf - 252



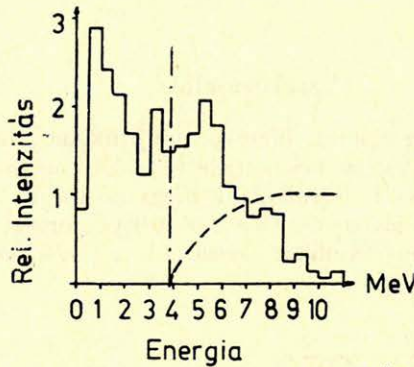
Geo 87/21-1

1. ábra. A Cf-252 neutronforrás spektruma

Рис. 1. Спектр нейтронного источника С - 252

Fig. 1. Spectra of Cf-252 neutron source

Pu-Be



Geo 87/21-2

2. ábra. A PuBe neutronforrás spektruma

Рис. 2. Спектр нейтронного источника РnBe

Fig. 2. Spectra of PuBe neutron source

felelészben e küszöb fölé esik. A két forrásnál két NAG (Neutron aktivációs gamma-karotázs) mérést végezve, az *A.* és *B.* egyenletek segítségével meghatározható lenne a bauxit alumínium- és szilíciumtartalma. Az *A.* egyenletet fúróluk-vizszonyok között már vizsgáltuk. [2, 3]. Eredményül kvantitatív alumíniumtartalom értékelési eljárást dolgoztunk ki. Itt a *Cf-252* spektrum miatt $b_{02} = 0,5$ s az *A.* egyenlet egyenesbe megy át.

Az alábbi rövid tanulmányban a *B.* egyenlettel, illetve a megfelelő gyorsneutronos NAG-mérés megvalósítási lehetőségével foglalkozunk.

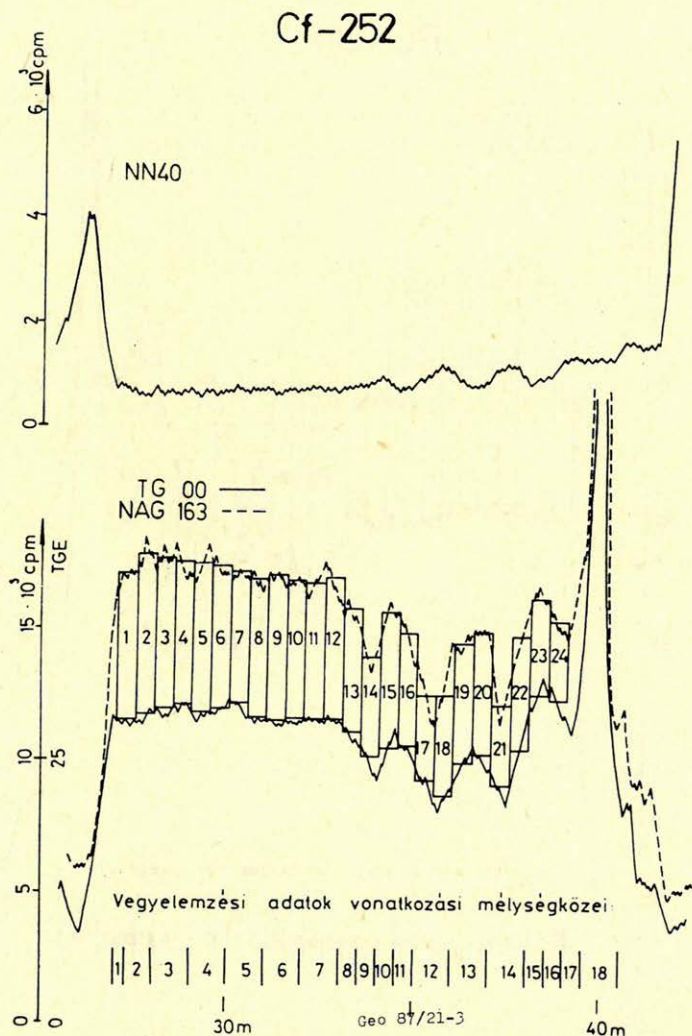
Mindenesetre óvatosnak kell lennünk várakozásainkat illetően. A $Si^{28}(\eta, p)Al^{28}$ reakció hatáskeresztmetszetét 14 MeV-re adják meg a táblázatok. Ezek az ún. töltött-részecske reakciók általában a 2. ábrán szaggatott vonallal rajzolt-hoz hasonló karakterisztikával rendelkeznek. A fluxus és hatáskeresztmetszet integrált szorzata tehát kisebb, mintha a küszöb fölött állandó hatáskeresztmetszetet tételeznénk fel. A reakció *esélyeit* tovább rontja, hogy a mérési környezet, azaz a fúróiszap, víz és bauxit nagy hidrogén tartalmú közegek, és ezért a gyors neutronok nagyon hamar lelassulnak a reakcióküszöb alá.

Végül a bauxit szilícium-tartalma általában jóval kisebb az alumíniumtartalomnál.

Mindezt összevetve, nem várhatunk többet egy *PuBe*-forrással történő NAG-mérés során, mint hogy a kapott jel kb. 10–15%-a származzék a szilíciumtól. *A feladatnak még így is van értelme, hiszen megoldása esetén lehetőség nyílna a kis és nagy szilíciumtartalmak legalább kvalitatív elkülönítésére, a bauxit minőségének megbízhatóbb becslésére.*

Kísérleti mérések

Annak eldöntésére, hogy a szilícium a *PuBe*-forrással történő besugárzásra fúróluk-viszonyok között megszólal-e, kísérleti méréseket végeztünk. A mérésekre a *Gf-2* jelű etalonkutató választottuk ki. Ez egy műanyag bélésűvel állandósított, 101 mm névleges átmérőjű sekély fúrás, egyike azoknak, melyekben az NAG-szelvényezés alumíniumtartalomra való hitelesítését végeztük 1981-ben. A bauxitos összetétel 26,8–41,7 m között helyezkedik el. A vegyelemzési adatokat az 1. táblázatban közöljük, vonatkozási mélységközeik a 2. és 4. ábrán láthatók. Jelenlegi méréseink idején a fúrást feltöltöttük vízzel.



3. ábra. A Cf-252 neutronforrással végzett NAG-mérés

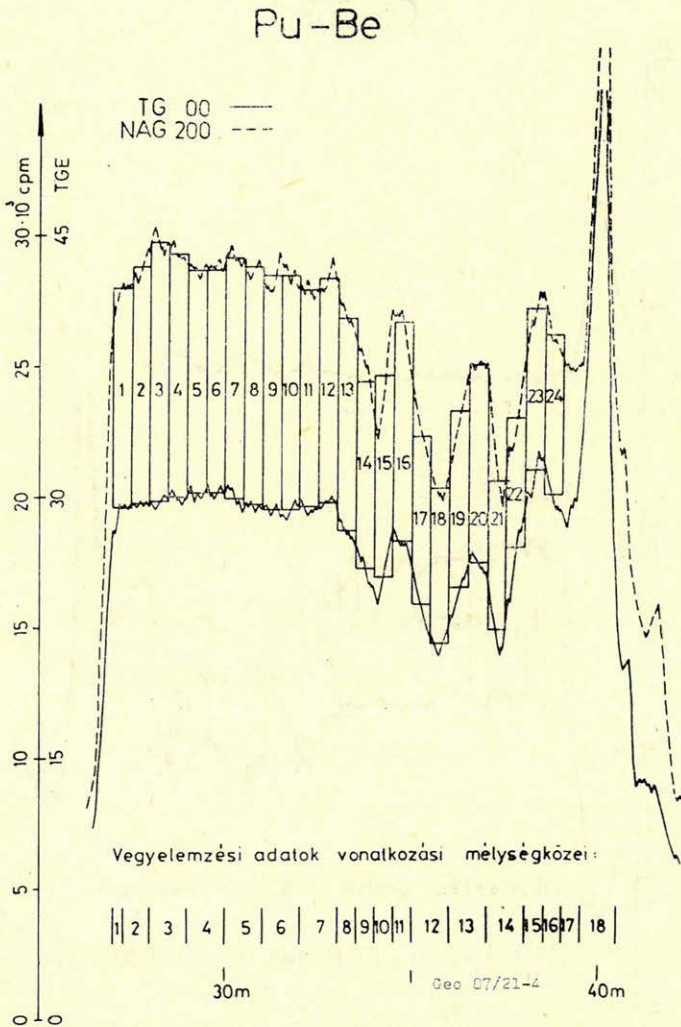
Рис. 3. НАГ каротаж, полученный с нейтронным источником Cf – 252

Fig. 3. NAG log measured with Cf-252

A *Cf-252*, illetve *PuBe* neutronforrásokkal végzett kísérleti NAG-méréseinket, illetve a velük párhuzamosan felvett *NN 40* szelvényt a 3. és 4. ábrákon láthatjuk.

A *Cf-252* neutronforrással végzett NAG-szelvényezés technikai paraméterei a következők voltak: a mérési csatorna érzékenysége $50 \text{ TGE}/140 \text{ mm}$ ($1 \text{ TGE} = 7,16 \cdot 10^{-14} \text{ A/kg}$), a szondahossz $l = 1,63 \text{ m}$, a vontatási sebesség $v = 0,92 \text{ m/perc}$, a neutronforrás erőssége $G = 5,8 \cdot 10^6 \text{ n/s}$.

A sugárforrások méretkülönbségei miatt a *PuBe*-forrással való NAG-szelvényezést másik szondával végeztük. A szelvényezés technikai paraméterei itt az alábbiak voltak:



4. ábra. A *PuBe* neutronforrással végzett NAG-mérés

Рис. 4. NAG каротаж, полученный с нейтронным источником *PuBe*

Fig. 4. NAG log measured with *PuBe*

Laboratóriumi Al_2O_3 és SiO_2 adatok

Лабораторные данные

Lab Al_2O_3 and SiO_2 data

| Nö | Hossz m | Al_2O_3 súly % | SiO_2 súly % |
|----|------------|-----------------------------------|--------------------------|
| 1 | 0,3 | 46,7 | 11,7 |
| 2 | 0,7 | 51,0 | 4,0 |
| 3 | 1 | 53,3 | 3,9 |
| 4 | 1 | 55,6 | 4,1 |
| 5 | 1 | 53,6 | 4,9 |
| 6 | 1 | 49,5 | 5,9 |
| 7 | 1 | 49,5 | 6,6 |
| 8 | 0,5 | 51,8 | 3,8 |
| 9 | 0,5 | 51,5 | 3,0 |
| 10 | 0,5 | 50,5 | 4,7 |
| 11 | 0,5 | 42,8 | 14,4 |
| 12 | 1 | 37,5 | 26,3 |
| 13 | 1 | 45,9 | 11,8 |
| 14 | 1 | 37,2 | 28,5 |
| 15 | 0,5 | 44,1 | 19,5 |
| 16 | 0,5 | 33,7 | 36,6 |
| 17 | 0,5 | 42,6 | 31,4 |
| 18 | 1 | 48,4 | 28,5 |

a mérési csatorna érzékenysége 30 TGE/140 mm, a szondahossz $l = 2,0$ m, a vontatási sebesség $v = 0,94$ m/perc, a neutronforrás erőssége $Q = 196$ GBq.

A mérési adatok előkészítése a feldolgozáshoz

A NAG-szelvényezések adatait a szondák érzékenységére, a szondahosszra és vontatási sebességre korrigáltuk az alábbi K normáló-koefficiens segítségével [2, 3]:

$$K = \varepsilon \cdot v \cdot \exp(\lambda \cdot l/v)$$

ahol

$$\varepsilon \text{ szondaérzékenység} \quad \frac{(\text{TGE})}{\text{mm}}$$

$$v \text{ szondasebesség} \quad (\text{m/perc})$$

$$l \text{ szondahossz} \quad (\text{m})$$

$$\lambda \text{ ln } 2/2,3 \text{ perc.}$$

A források hozamával nem korrigáltunk, mivel a PuBe -forrás erősségének neutronhozamra való átszámítása a kézikönyvek szerint ([4.] 67. old., illetve [5] 138. old.) nem egyértelmű. A hozammal való normálást a spektrumok különbözősége is megkérdőjelezi. Mindenesetre a hozamok azonos nagyságrendbe esnek (10^6 n/s). A korrigált NAG-adatokat a 2. táblázatban adjuk meg. Az adatok vonatkozási mélységközei a 3–4. ábrákon láthatók. A 39,0 m alatti adatokat kihagytuk a feldolgozásból. Itt ugyanis a természetes gamma-háttér hirtelen, impulzuszerű megnövekedése erősen torzíja a NAG-szelvényezés eredményeit. Ezt a torzítást jelenleg nem áll módunkban korrigálni.

NAG karotáztsadatok a sebesség és a szondahossz korrekció után
 Данные НАГ каротажа после исключения влияния
 скорости и длины зонда
 NAG log data after speed and sonde length correction

| № | I (Cf 252) (TGE) | I (PuBe) (TGE) |
|----|---------------------|-------------------|
| 1 | 21,9 | 22,6 |
| 2 | 24,1 | 24,1 |
| 3 | 22,4 | 26,4 |
| 4 | 21,3 | 24,5 |
| 5 | 22,4 | 22,6 |
| 6 | 21,3 | 22,6 |
| 7 | 19,6 | 24,5 |
| 8 | 20,2 | 23,7 |
| 9 | 21,9 | 23,7 |
| 10 | 20,7 | 23,7 |
| 11 | 20,2 | 22,2 |
| 12 | 20,7 | 23,0 |
| 13 | 18,5 | 21,4 |
| 14 | 14,6 | 19,5 |
| 15 | 20,2 | 20,3 |
| 16 | 16,8 | 22,2 |
| 17 | 12,9 | 17,2 |
| 18 | 15,1 | 15,7 |
| 19 | 17,9 | 18,0 |
| 20 | 18,5 | 20,3 |
| 21 | 11,8 | 15,3 |
| 22 | 16,8 | 13,0 |
| 23 | 14,6 | 16,4 |
| 24 | 11,8 | 16,1 |

A mérési adatok feldolgozása

A kísérleti adatok feldolgozásának célja a *B.* egyenlet állandóinak meghatározása. Várakozásunk szerint a b_{12} és b_{13} állandóknak pozitívoknak kell lenniük fizikai jelentésük alapján. A mérési adatok száma nyilván nem lesz elegendő az állandók nagy pontosságú meghatározásához. Az viszont valószínű, hogy eldönthetjük, *megszólalt-e* a szilícium a *PuBe*-forrással való besugárzásra, vagy sem.

Mint az 1. táblázatban látható, a bauxitos összlet egy jó minőségű felső és egy gyengébb alsó szintből áll. Ez előnyt jelentett az *A.* egyenlet állandóinak számításánál. Ott ugyanis $b_{02} = 0$ miatt az egyenletnek egy egyenes felelt meg az x_0, x_3 (azaz I_0, Al_2O_3) síkon, s a két súlypont körül csoportosuló adatok megbízhatóbbá tették az egyenes meghatározását.

A szilíciumtartalmak között is jelentős különbség van a két bauxitszintben. Azonban most a *B.* egyenlet állandóit fogjuk keresni, ezt az egyenletet pedig egy sík ábrázolja. Síkot viszont legalább három pontjával lehet meghatározni. Regressziós számításoknál, ha az adatok csak két csomópont körül tömörülnek, bár lehet számolni a sík paramétereit, azok bizonytalanok lesznek, a sík *billegni* fog. Ezért a feladatot – egyszerű fizikai megfontolások alapján – egészítsük ki egy kényszerfeltétellel: a sík menjen át az origón. Gyakorlatilag alapadatainkhoz még 24 db zérusvektort írunk.

A karotázsadatok mélységközeihez illesztett laboratóriumi adatok
 Лабораторные данные, калиброванные по НАГ каротажу
 Lab data adjusted for NAG log

| № | Al ₂ O ₃ súly % | SiO ₂ súly % |
|----|--|----------------------------|
| 1 | 48,4 | 8,6 |
| 2 | 51,0 | 4,0 |
| 3 | 53,3 | 3,9 |
| 4 | 53,3 | 3,9 |
| 5 | 55,6 | 4,1 |
| 6 | 55,6 | 4,1 |
| 7 | 53,6 | 4,9 |
| 8 | 53,6 | 4,9 |
| 9 | 49,5 | 5,9 |
| 10 | 49,5 | 5,9 |
| 11 | 49,5 | 6,6 |
| 12 | 49,5 | 6,6 |
| 13 | 51,8 | 3,8 |
| 14 | 51,5 | 3,0 |
| 15 | 50,5 | 4,7 |
| 16 | 42,8 | 14,4 |
| 17 | 37,5 | 26,3 |
| 18 | 37,5 | 26,3 |
| 19 | 45,9 | 11,8 |
| 20 | 45,9 | 11,8 |
| 21 | 37,2 | 28,5 |
| 22 | 37,2 | 28,5 |
| 23 | 44,1 | 19,5 |
| 24 | 33,7 | 36,6 |

Az így kiegészített adatokkal elvégezve a regressziós számításokat, az *A.*, illetve *B.* egyenletek állandóira az alábbiakat kapjuk [6, 7]:

$$I_0(Cf-252) = a_0 + b_{02} SiO_2 + b_{03} Al_2O_3$$

$$a_0 = 0,0123$$

$$b_{02} = -0,0353$$

$$b_{03} = 0,4002$$

$$I_1(PuBe) = a_1 + b_{12} SiO_2 + b_{13} Al_2O_3$$

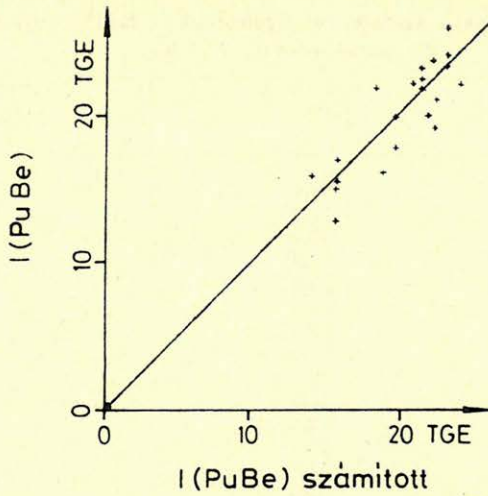
$$a_1 = 0,0158$$

$$b_{12} = -0,0230$$

$$b_{13} = 0,4435$$

A fenti állandókkal jellemzett lineáris függvénykapcsolatok szorosságát a korrelációs tényezők mérik. A regressziós egyenlet segítségével reprodukált függő változó [$I_0(Cf-252)$], illetve az ún. többszörös korrelációs tényező méri. A függő változó és az egyes független változók közötti kapcsolatok szorosságát az ún. parciális korrelációs tényezők mutatják. A parciális korrelációs tényező csak a kiválasztott független változó kapcsolatát vizsgálja, a többi független változó

$$\rho = 0,9922$$



Geo 87/21-5

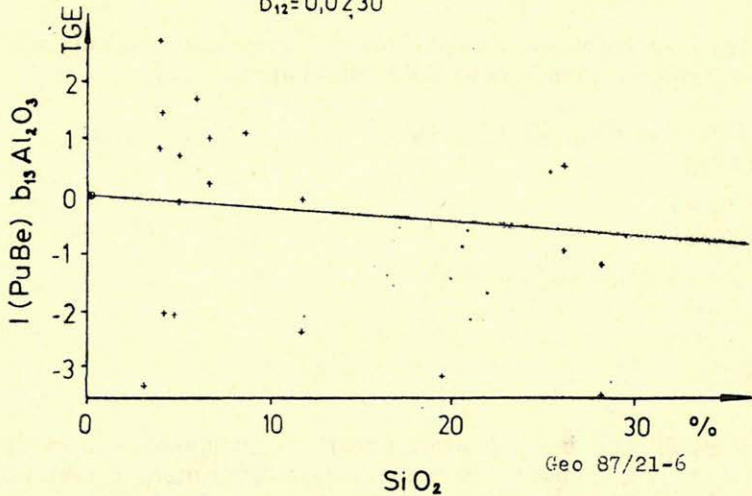
5. ábra. I (PuBe) – I (PuBe) (számított) többszörös korreláció

Рис. 5. I (PuBe) – I (PuBe) /вычисленная/ многократная корреляция

Fig. 5. I (PuBe) – I (PuBe) (calculated) multiple correlation

$$\rho = 0,1365$$

$$b_{12} = 0,0230$$



Geo 87/21-6

6. ábra. (I (PuBe) – $b_{13} \text{Al}_2\text{O}_3$) – SiO_2 parciális korreláció

Рис. 6. [I (PuBe) – $b_{13} \text{Al}_2\text{O}_3$] – SiO_2 частная корреляция

Fig. 6. (I (PuBe) – $b_{13} \text{Al}_2\text{O}_3$) – SiO_2 partial correlation

hatását a kiszámított regressziós együtthatók segítségével kiküszöböli. Végül a hagyományos korrelációs tényező következik, mely nem veszi figyelembe a kiszámított regressziós együtthatókat, s így mindig terheli a többi változó hatása is. (Ezért szokás totális korrelációs tényezőnek nevezni.) Az *A.*, illetve *B.* regressziós egyenletek korrelációs tényezői a 4. táblázatban láthatók. A *B.* egyenlet többszörös és parciális korrelációit az 5–7. ábrák teszik lehetővé.

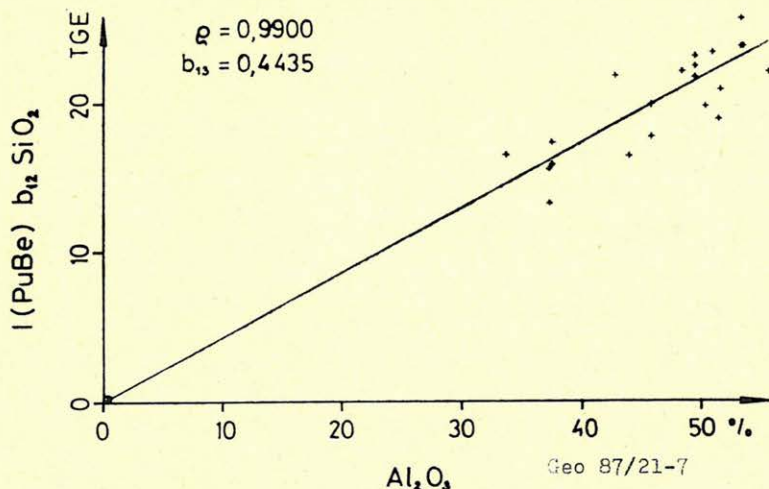
4. táblázat – Таблица 4 – Table. 4.

Az (A) és (B) regressziós egyenletek korrelációs tényezői
 Коэффициенты корреляции уравнений регрессии (A) и (B)
 Correlation coefficients of (A) and (B) regression equations

| | A I(Cf 252) | B I(PuBe) |
|---------------------------------------|----------------|--------------|
| Többszörös korreláció: | 0,9889 | 0,9922 |
| Parciális korrelációk: | | |
| I v.s. SiO ₂ | -0,1940 | -0,1365 |
| I v.s. Al ₂ O ₃ | 0,9861 | 0,9900 |
| Totális korrelációk: | | |
| I v.s. SiO ₂ | 0,4532 | 0,4655 |
| I v.s. Al ₂ O ₃ | 0,9885 | 0,9920 |

Végső értékelés

A kísérleti mérés, illetve az adatfeldolgozás célja a *B.* egyenlet állandóinak meghatározása volt. Fizikai jelentésük alapján a b_{12} és b_{13} állandóknak egyaránt



7. ábra. (I (PuBe) – b_{12} SiO₂) – Al₂O₃ parciális korreláció

Рис. 7. (I (PuBe) – b_{12} SiO₂) – Al₂O₃ частная корреляция

Fig. 7. (I (PuBe) – b_{12} SiO₂) – Al₂O₃ partial correlation

pozitívoknak kellett volna lenniük. Ezzel szemben a SiO_2 együtthatója $b_{12} = -0,0230$ -nak adódott, a megfelelő parciális korrelációs tényező pedig $\rho = -0,1365$ (6. ábra). A szilíciumra eső kis beütésszámok miatt eleve nem várunk túl szoros korrelációt, azonban a negatív b_{12} együttható egyértelműen kizárja a lehetőséget, hogy I ($PuBe$) mérése közben a SiO_2 hatása érezhető lenne.

A sikertelenség okait keresve vessük össze a mérési körülményeket az [1] laborbeli viszonyokkal. A leglényegesebb eltérés a laborbeli ún. gyors besugárzóhely kialakításában van: ez közvetlenül a neutronforrás mellett kapott helyet. A fúrólukban viszont erre nem volt lehetőség, s mivel a lyuk vízzel volt töltve, a gyors neutronok lefékeződtek a 3,9 MeV-es reakcióküszöb alá (2. ábra). Így a szilícium nyilván nem tudott megszólalni.

Összefoglalásképpen megállapíthatjuk, hogy a SiO_2 bauxitos fúrólukban való mérésére a NAG-módszer nem alkalmas. A probléma megoldását más úton kell keresnünk, pl. a prompt neutrongamma-reakciók körében. [4, 5].

IRODALOM

- [1] *Tatár J.*: Bauxit minták alumínium és szilícium tartalmának meghatározása neutronaktivációs analízissel. Geofizikai Közlemények XIII. 4. sz. Műszaki Könyvkiadó. Bp. 1964.
- [2] *Balogh I. – Horváth J.*: Az Al_2O_3 tartalom mennyiségi meghatározása bauxitos fúrólukban neutronaktivációs karotázzsal. Magyar Geofizika XXIV. évf. 1983. 3. sz.
- [3] *Balogh I. – Horváth J.*: A bauxitok alumíniumtartalmának fúrólukban végzett mérése neutronaktivációs karotázzsal. Bányászati és Kohászati Lapok-Bányászat 117. évf. 1984. 11. sz.
- [4] *Neutronfizika*: Szerk. Kiss D. – Quitner P. Akadémiai Kiadó Bp. 1971.
- [5] *Szabó E. – Simonits A.*: Aktivációs analízis. Műszaki K. Bp. 1973.
- [6] *Prékopa A.*: Valószínűségelmélet műszaki alkalmazásokkal. Műszaki K. Bp. 1974.
- [7] *Vince J.*: Matematikai statisztika ipari alkalmazásokkal. Műszaki K. Bp. 1975.

Tenger alatti mangán-konkréciók akusztikus választásvégvényének modellezése síkhullám-közelítésben

KOVÁCS BARNABÁS*

Bevezetés

A mélytengeri kutatás jelszava: akusztika. Az egyetlen hullám, amelyik jól terjed a vízben, az akusztikus hullám, így ez a feltárás és felfedezés egyetlen hatásos útja nagy távolságokban az óceán felszíne alatt. A dolgozat is ezzel a témakörrel foglalkozik az óceánfenéki mangán-konkréciók kutatása kapcsán. A mangán-konkréció: néhány cm átmérőjű, puha üledéken elhelyezkedő üreg, amely nagy tömegben fordul elő kb. 5000 m mélyen az óceán felszíne alatt. Geofizikai kutatása ugyanazt az alapproblémát veti fel, mint bármely nyersanyag kutatása. Vagyis keresnünk kell egy olyan mérhető fizikai paramétert, amelyik megváltozik aszerint, hogy a keresett objektum ott van-e vagy nincs.

A dolgozat első része általános kérdésekkel foglalkozik. A második részben egyedi konkréció akusztikus választásvégvénye kerül levezetésre. A kapott formulát, amely Legendre polinomokat, gömbi Bessel, Neumann függvényeket és azok deriváltjait tartalmazza, bizonyos gyakorlati megfontolások, matematikai trükkök segítségével sikerült annyira leegyszerűsíteni, hogy az COMMODORE 64 személyi számítógépen feldolgozhatóvá vált. Egy így kapott elméleti görbe is bemutatásra kerül, összehasonlítva szakirodalmi görbével. Végül a dolgozat javaslatot tesz a még teljesen megoldatlan konkrécióeloszlások modellezésének lehetséges útjára.

Лозунг глубоководной разведки: акустика. Единственной волной, хорошо распространяющейся в воде, является акустическая волна, поэтому применение её служит единственным путем разведки на больших глубинах океана.

Этой темой занимается и эта статья в связи с разведкой мanganовых конкреции на дне океана. Мanganовая конкреция: располагающиеся в мягких осадочных породах пустоты диаметром в несколько см, встречающиеся в больших количествах на дне океана на 5000 метровых глубинах. Перед геофизической разведкой мanganовых конкреций встает тот же вопрос, как и перед разведкой любых других полезных ископаемых. Надо найти такой регистрируемый физический параметр, который изменяется в зависимости от присутствия или отсутствия искомого объекта.

Первая часть статьи занимается общими вопросами. Во второй части выводится формула акустической реакции конкреций. Полученную формулу, которая содержит полиномы Лежандра, сферические зависимости Бесселя и Ньюмана и их производные, с помощью математический трюков и некоторых практических предположений удалось настолько упростить, что её можно обрабатывать на персональном компьютере COMMODORE-64. Представлена полученная таким образом кривая и дано сравнение её с известными в литературе кривыми. В статье предлагается возможный путь почти ещё на решенного моделирования распределения конкреций.

The slogan of the deep-sea exploration is: acoustics. The acoustic wave is the only well propagating wave in the water, so this is the most effective way of the exploration of the bottom of the ocean.

The paper deals with this topic in connection with search for ocean-bottom manganese nodules. The definition of the manganese nodule is: a big number of holes having a diameter of some centimetres sitting on the soft sediment on the bottom of the ocean as deep as about 5000 meters below the sea-level. Its geophysical exploration has the general basic problem. We have to find a physical parameter which is sensitive for the presence or absence of the nodules.

The first part of the paper discusses general questions, the acoustic response function of a single nodule is derived in the second part. We succeeded in simplifying this formula which consists of Legendre

* Geofizikai Kutató Vállalat, Budapest

polynomials, spherical Bessel and Neumann functions so it became computable even on a Commodore 64 machine. This theoretical curve is shown and compared with the curve given by other authors.

Finally a proposal is given for a possible way of the modelling of those nodule-distributions which are still unaccomplished.

Bevezetés

Az óceán az emberiség kiapadhatatlan élelmiszer- és nyersanyagforrása. Napjainkban a világ figyelve egyre gyakrabban fordul felé. Ebben nincs semmi különös — az ember igyekszik megismerni a természetet és felhasználni azt szükségleteinek kielégítésére. Felismerték az óceánok mérhetetlen gazdagságát, körvonalazták a kitermelés útját. Az emberiség igyekszik mind szélesebb körben felhasználni — nemcsak mint élelmiszerforrást, hanem energia- és nyersanyagkészletét is. Jelenleg a tengerekből kitermelt biológiai anyag mennyisége eléri az évi 800 millió tonnát. A világ olajtermelésének 20%-a tengeri lelőhelyekről származik, és a konyhasó 25%-át is a tengerek adják. Az őntermelés több mint 10%-a szintén tengeri. És mindez még csak a kezdet e hatalmas vagyon birtokba vételének útján. A kutatás nagy erővel folyik. A kontinentális self felderített olajkészletét 30 milliárd tonnára becsülik. Nagyobb mélységekben az óceáni aljzat különböző fémek kifejlődéseket, vas-mangán konkréciókat rejt. Ezeknek a konkrécióknak az együttes mennyisége a becslések szerint 1500 milliárd tonna, amelyek tartalmaznak mangánt, vasat, rezet, kobaltot, nikkelt, magnéziumot, alumíniumot, molibdént, vanádiumot. A mangántartalmuk elérheti az 50%-ot (átlagosan 26%).

Az óceán birtokba vétele mégis rendkívül lassan halad. Hogy melyek azok az okok amelyek miatt ma még csak álom az óceán meghódítása? Alapvetően két ilyen tényező van. Az első nyilvánvalóan a víz óriási hidrosztatikus nyomása, amely megnehezíti az ember és a technikai berendezések nagy mélységbe történő behatolását. A másik ok pedig az, hogy lehetetlen használni a megszokott híradástechnikai eszközöket. A hagyományos módszerrel nem érkeznek be információk, tudniillik a sós tengervíz és a benne levő élő szervezetek rendkívüli módon gyengítik, esetleg el is nyelik az elektromos mágneses hullámokat. Ez okozza, hogy még nagyon erős megvilágítás mellett is csak néhány tíz méterre vagyunk képesek látni az óceánban. Radar és rádiókapcsolatot létesíteni a víz alatt pedig gyakorlatilag lehetetlen. Az ember olyan vak a vízben mint a denevér. Márpedig mi látni szeretnénk, hogy mi van az óceánfelszín alatt. Hogyan lehet ezt megoldani? Pontosan úgy mint a denevér. Hiszen a denevérek repülnek, kapcsolatban vannak egymással, látják a zsákmányt és a környező tárgyakat. Mégpedig az akusztikus helymeghatározás segítségével. Rendelkeznek egy magas frekvenciás adóval, hangolt vevővel és egy bonyolult rendszerű hangfeldolgozással. Mindez hasonló elven — csak sokkal tökéletesebben — működik, mint a gyalogjáró vakok kopogtató botocskája.

A hang ez a feltárás és felfedezés egyetlen hatásos útja nagy távolságokban, az óceán felszíne alatt. Az egyetlen hullám, amelyik jól terjed a vízben — sőt jobban, mint levegőben — az akusztikus hullám. Sajnos az akusztikus hullámok terjedési törvényei az óceánban nagyon összetettek. Az óceán nem homogén közeg, hanem vertikálisan rétegzett, azaz első közelítésben felfogható horizontálisan homogén vízrétegeknek, amelyekben a hangsebesség rétegről rétegre változik. Az esetek többségében a terjedés körülményei meghatározott mélységben létrehozzák az ún. *vízalatti hangcsatornát*, amelyik hasonlít az üreges vezetőhöz, benne koncentráltan terjed az akusztikus energia. Ennek a csatornának a jelenléte nagy

távolságú hangterjedést biztosít. A hangterjedést az óceánban komplikálják az egyenetlen határok is – a felszín és a tengerfenék, amelyek szétszórják és visszaverik a rájuk eső akusztikus energiát. Befolyásolják a hangterjedést a tengeri szervezetek is, úgynevezett hangszóró rétegeket hozva létre. Az óceán akusztikus mezői függnék a hang törési együtthatójának ingadozásától is, amely alapvetően hőmérsékleti változásokhoz kötött. A gyenge jelek vételét megnehezíti a háttérzaj is. Ez több dolgot foglal magába: a szél által keltett hullámok zaját, biológiai zajokat, szeizmikus zörejeket, szállítási zajokat stb.

Még a hangterjedést jelentősen befolyásoló tényezők rövid felsorolása is mutatja a folyamat összetettségét. Az óceán akusztikus mezőinek tanulmányozása azonban csak az egyik oldala az akusztikus kutatás problémájának. A másik oldal az, hogy az akusztikus jelekből hogyan kaphatunk információt magára az óceánra vonatkozóan? A terjedés milyensége, a visszaverődés, a rétegek közötti hangszóródás, a szóró és visszaverő objektumok azonosítása mit is jelent számunkra? Mindezek egy fiatal tudomány ág tisztázandó feladatai, amely az óceánok akusztikája (Acoustical Oceanography) nevet kapta.

Egyedi konkréció akusztikus válaszfüggvénye

A mélytengeri kutatás jelszava tehát: akusztika. Ebben a dolgozatban is ezzel a témakörrel foglalkozunk, az óceánfenéki mangán-konkréciók kutatása kapcsán. A mangán-konkréciók geofizikai kutatása ugyanazt az alapproblémát veti fel, mint bármely más nyersanyag kutatása. Vagyis keresnünk kell egy olyan mérhető fizikai paramétert, amelyik megváltozik aszerint, hogy a keresett objektum ott van-e vagy nincs. Ami számunkra ez a paraméter a reflexiós koefficiens. Értéke erősen – akár négyszeresére is – megváltozik tengeri mangánlelőhelyek fölött. Persze ehhez még az is kell, hogy a visszavert energia zajszint fölé essen, hiszen csak akkor kezd el élni a módszer, ha már tudjuk mérni. Ezek után vizsgáljuk meg egy egyedi konkréció válaszát!

Tekintsünk egy tetszőleges, időben harmonikus síkhullámot és engedjük azt egy önálló konkrécióra. A probléma leírására a gömbi koordináta-rendszer a legalkalmasabb. A konkréciót a sugarú izotróp, rugalmas gömbbel közelítjük. A gömbben keletkező longitudinális és transzverzális hullám sebességét jelöljük c_1 , illetve c_2 -vel. A gömbön kívül végtelen kiterjedésű folyadék van ρ sűrűséggel és „ c ” hangterjedési sebességgel. Ebben a közegben terjed a pontforrásból származó hullám. A forrás helye a z tengely mentén az $r = r_1$ pont. (1. ábra)
Egy tetszőleges síkhullám akusztikus nyomása

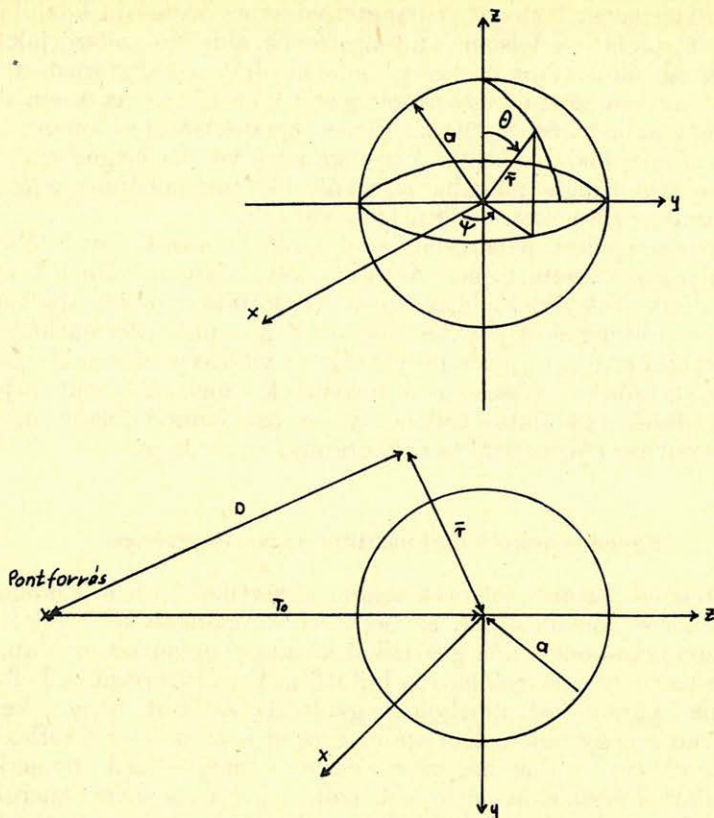
$$P_i = P_0 \exp(ikz) \quad (1)$$

ahol $k = w/c$ a hullámszám. Az összefüggésben el van rejtve az $\exp(-iwt)$ időfüggés.

Esetünkben a pontforrásból keltett hullám felírható a következő formában (Hickling, 1962):

$$P_i = P_0 \exp(ikD)/D$$

$$P_i = ikP_0 \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(-1)^n P_n(\cos \Theta) j_n(kr) h_n(kr_0) \quad (0 < r < r_0) \quad (2)$$



Geo 87/1-1

1. ábra. Gömbi koordinátarendszer a probléma megoldásához

Рис. 1. Сферическая система координат

Fig. 1. Spherical coordinate system for the solution of the problem

D értékét a geometriából írhatjuk fel:

$$D^2 = r^2 + r_0^2 - 2r_0 r \cos (180 - \Theta)$$

$$\cos (180 - \Theta) = -\cos \Theta \quad (3)$$

$$D = (r^2 + r_0^2 + 2r_0 r \cos \Theta)^{1/2}$$

Az összefüggésben P_n a Legendre polinom, j_n és h_n a megfelelő gömbi Bessel-függvények. Síkhullám beesést akkor kapunk, ha $r_0 \rightarrow \infty$. Ebben az esetben a Bessel-féle gömbfüggvények asszimptotikus sorba fejtéséből a különböző rendű gömbfüggvények közötti összefüggések segítségével levezethető [12], hogy

$$h_n(kr_0) \rightarrow i^{-(n+1)} \exp(ikr_0)/(kr_0) \quad (4)$$

(4)-t beírva (2)-ba, az $\exp(ikr_0)/r_0$ faktort kiküszöbölve kapjuk a következő összefüggést:

$$P_i = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n P_n(\cos \Theta) j_n(kr) \quad (5)$$

A gömbre beeső hullám P_i eredményeként egy P_s szórt hullám indul útnak a folyadékban, amely a következő formában írható:

$$P_s = P_0 f(ka, \Theta) \exp(ikr)/r \quad (6)$$

ahol $f(ka, \Theta)$ a komplex szóródásfüggvény, a a gumó sugara, r a szóródási középpont távolsága a vizsgált pontig. A komplex szóródásfüggvény kifejezhető

$$f(ka, \Theta) = |f(ka, \Theta)| \exp(i\Phi) \quad (7)$$

alakban, ahol Φ a fázisszög. A szóródás amplitúdóját a következőképp definiáljuk [2]:

$$R_\Theta = 2|f(ka, \Theta)|/a \quad (8)$$

Kifejezve a szóródást (6)-ból, használva (8)-t

$$P_s = P_0 a R_\Theta \exp(i(kr + \Phi))/(2r) \quad (9)$$

aminek az abszolút értéke

$$|P_s| = P_0 a R_\Theta / (2r) \quad (10)$$

A szakirodalomban általában a (10) kifejezést használják a szóródás kifejezésére. Itt azonban egy pillanatra meg kell állnunk. Az eddig kapott eredményeink első pillantásra fölöttébb elszomorítóak. Hiszen (6)–(9)–(10) egyenletek a szóródó hullám gömbszerű terjedését mutatják. Ez pedig a következőket jelenti.

Az energiatételből következik, hogy a hullám intenzitása arányos az adott pontbeli amplitúdónegyzetével [7]:

$$J \sim A^2 \quad (11)$$

Ha az origóban levő hullámforrás által időegység alatt kibocsátott energia – vagyis a hullámforrás teljesítménye – P_A , akkor időegység alatt ugyanakkora energiának kell áthaladnia bármely r sugarú, $q = 4\pi r^2$ nagyságú gömbfelületen.

$$P = Jq; P_A = J(4\pi r^2) \quad J \sim 1/r^2 \quad (12)$$

A (12)-t (11)-gyel összehasonlítva következik, hogy míg síkhullám intenzitása a térben állandó, gömbhullám intenzitása a távolság négyzetével, amplitúdója pedig a távolsággal fordítottan arányos. Ez azt jelenti számunkra, hogy a tipikus 5000 m-es kutatási mélységből érkező válasz túl gyenge, nem észleljük. Szerencsére a dolog nem így áll. Amikor ugyanis összeadjuk az aljzat összes konkrétójának válaszát, az olyan mintha síkhullám érkezne. Ezt érzékelni is lehet, ha elképzeljük ezeket a lelőhelyeket. Az egész olyan mintha végtelen sok gömb választ szummáznánk. Így már nem is olyan meglepő, hogy ekkora kutatási mélységből is érkezik be válasz. Megnyugodva léphetünk tehát tovább.

A szórt hullám nyomásának (P_s) ki kell elégítenie a skaláris Helmholtz-egyenletet [18]:

$$(\nabla^2 + k^2) P_s = 0 \quad (13)$$

A belső hullám kifejezhető gömbi koordinátákkal (1)-ből

$$P_i = P_0 \exp(ikr \cos \Theta) \quad (14)$$

A beeső hullám formuláját már levezettük (5). A szórt hullám nyomását is kifejezhetjük hasonló formában:

$$P_s = \sum_{n=0}^{\infty} B_n h_n^2(kr) P_n(\cos \Theta) \quad (15)$$

ahol $h_n^{(2)}(kr)$ gömbi Hankel-függvény reprezentálja a kifelé történő sugárzást, a B_n koefficiensekkel pedig az alkalmazott határfeltételek értékelhető ki, amelyek a konkrét felületre vonatkoznak. A totális nyomás az óceánban

$$P = P_i + P_s \quad (16)$$

A konkrét felületre érvényes a rugalmas dinamikus vektor elmozdulásegyenlete:

$$-\rho_E \omega^2 \mathbf{u} + \mu [\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u})] - (\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) = 0 \quad (17)$$

ahol ρ_E a rugalmas test sűrűsége, λ és μ a Lamé állandók és \mathbf{u} az elmozdulásvektor.

Ez a vektor felbontható a következőképpen:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_L + \mathbf{u}_{vs} + \mathbf{u}_{HS} \quad (18)$$

ahol $\mathbf{u}_L = \nabla \Phi_L$ a longitudinális polarizáció, \mathbf{u}_{vs} és \mathbf{u}_{HS} a transzverzális vagy nyírási polarizáció. A gerjesztés és a gömbi geometria miatt HS (horizontális nyírási polarizáció) nincs a konkrét felületen. A VS (vertikális nyírási polarizáció) gömbi koordinátákkal kifejezve

$$\mathbf{u}_{vs} = \nabla \times \nabla \times (r \mathbf{e}_v \Phi_{vs}) \quad (19)$$

A (15)-ben B_n kifejezhető a nyomás folytonosságából és a gömb felületén történő elmozdulásból. Vagyis:

$$\begin{aligned} P_i + P_s &= -\sigma_{r,r}; & r &= a \\ u_{i,r} + u_{s,r} &= u_r; & r &= a \\ \sigma_{r,\theta} &= 0; & r &= a \end{aligned} \quad (20)$$

ahol $\sigma_{r,r}$ és $\sigma_{r,\theta}$ a radiális és nyírási nyomás. A nyomások összefüggésben vannak a Φ_L és Φ_{vs} potenciálokkal. Végeredményben a P_s nyomás [3]:

$$P_s = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} C_n h_n(kr) P_n(\cos \Theta) \quad (21)$$

C_n egy komplex állandó, ami a konkrét felület fizikai tulajdonságaival van kapcsolatban.

$$C_n = k(-1)^n (2n+1) h_n(kr_0) \sin \eta_n \exp(-i\eta_n) \quad (22)$$

ahol a η_n szöveget a következőképp kapjuk:

$$\tan \eta_n = -[j_n(x)F_n - j_n'(x)] / [\eta_n(x)F_n - \eta_n(x)]. \quad (23)$$

Az összefüggésben szereplő F_n :

$$F_n = \frac{\varrho}{\varrho_1} \frac{x_2^2}{2} \frac{\frac{x_1 j_n(x_1)}{x_1 j_n'(x_1) - j_n(x_1)} - \frac{2(n^2 + n) j_n(x^2)}{(n^2 + n - 2) j_n(x_2) + x_2^2 j_n''(x_2)}}{x_1^2 \{ [\sigma / (1 - 2\sigma)] j_n(x_1) - j_n''(x_1) \} - \frac{2(n^2 + n) [j_n(x_2) - x_2 j_n'(x_2)]}{(n^2 + n - 2) j_n(x_2) + x_2^2 j_n''(x_2)}}$$
(24)

A jelölések:

- ϱ — a konkrétíót körülvevő folyékony közeg sűrűsége
- ϱ_1 — a konkrétíó akusztikus sűrűsége
- c — a folyékony közegben a hang terjedési sebessége
- c_1 — a longitudinális hullám terjedési sebessége a gumóban
- c_2 — a transzverzális hullám terjedési sebessége a gumóban
- k — a folyékony közegben a hullámszám, $k = w/c$
- w — a körfrekvencia
- k_1 — w/c_1
- k_2 — w/c_2
- j_n — az elsőfajú gömbi Bessel-függvény
- j_n' — j_n első deriváltja
- j_n'' — j_n második deriváltja
- η_n — a Neumann-féle gömbfüggvény
- η_n' — η_n első deriváltja
- h_n — a másodfokú Hankel-féle gömbfüggvény
- P_0 — a hullám kezdeti amplitúdója
- σ — elméleti faktor, értéke $1/3$
- a — a gumó sugara
- r_0 — a pontforrás és a gumó távolsága

A függvények argumentumaira vonatkozó formulák:

$$x = ka; \quad x_1 = k_1 a; \quad x_2 = k_2 a$$

$|P_S|$ számítás után a szóródási amplitúdót (R_θ) (10)-ből számíthatjuk:

$$R_\theta = |P_S| 2r / (P_0 a) \quad (25)$$

Feldolgozás

Az előző rész levezetései segítségével számíthatjuk tehát a szóródási amplitúdót. A kapott formula egy végtelenig terjedő összegzés, amely tartalmaz Legendre polinomokat, elsőfajú gömbi Bessel-függvényeket, azok első és második deriváltjait, gömbi Neumann-függvényeket és azok első deriváltjait. Ráadásul a függvények indexe o -tól az összegzés felső határáig folyamatosan változik. Első pillantásra nem túl rózsás a helyzet. Bizonyos gyakorlati megfontolásokkal, matematikai trükkökkel javíthatunk ezen.

A Laplace-féle differenciál egyenlet gömbi koordináta-rendszerben történő megoldása vezet el a Legendre polinomokhoz. Ezek egyik tulajdonsága:

$$P_n(1) = 1 \quad (26)$$

A tengeri mangán-konkréciók kutatásánál az akusztikus jel merőlegesen tér viszsza a hajóhoz, A tipikus 5000 m-es kutatási mélység biztosítja ezt. Tehát $\Theta = 0$ (vagy 180° , a koordinátatengelyek irányától függően). Ez azonban azt jelenti, hogy a Legendre polinom argumentuma $\cos \Theta = 1$, tehát a polinom értéke is 1. Mivel az összefüggésben szorzó tagként szerepel, a vele történő számolástól eltekinthetünk.

Egy $j_p^h(x)$ Bessel-függvény akkor és csak akkor állítható elő elemi függvényekkel, ha az index $p = (2n+1)/2$ alakú, ahol n egész szám. Ebben az esetben [9]:

$$\begin{aligned} j_{\frac{1}{2}}^h(x) &= \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin x \\ j_{\frac{3}{2}}^h(x) &= \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \left[\frac{\sin x}{x} - \cos x \right] \\ j_{-\frac{1}{2}}^h(x) &= \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos x \\ j_{-\frac{3}{2}}^h(x) &= -\sqrt{\frac{2}{\pi x}} \left[\sin x + \frac{\cos x}{x} \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

De nekünk éppen ez kell, hiszen az elsőfajú Bessel-féle gömbfüggvény értelmezése [11]:

$$j_n^g(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} j_{n+\frac{1}{2}}^h(x). \quad (28)$$

S mivel mi az egész indexű Bessel-gömbfüggvényekkel szeretnénk számolni, éppen kapóra jönnek az elemi függvényekkel kifejezhető Bessel-féle hengerfüggvények

Tehát:

$$\begin{aligned} j_0^g(x) &= \frac{\sin x}{x} \\ j_{-1}^g(x) &= \frac{\cos x}{x} \\ j_{-2}^g(x) &= -\left[\frac{\sin x}{x} + \frac{\cos x}{x^2} \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

Ha w_{n-1} és w_{n-2} két ismert első (másod, harmad...) fajú Bessel-féle gömbfüggvény, akkor ezekből w_n rekurziós formulával előállítható:

$$w_n(x) = \frac{2n-1}{x} w_{n-1}(x) - w_{n-2}(x) \quad (30)$$

Vagyis

$$j_1^g(x) = \frac{1}{x} \frac{\sin x}{x} - \frac{\cos x}{x}. \quad (31)$$

És így tovább.

A függvények differenciál hányadosaira vonatkozó alapösszefüggés a következő [15]:

$$\left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx}\right)^m [x^{n+1} f_n(x)] = x^{n-m+1} \quad (32)$$

m – a deriválás száma

n – a gömbfüggvény indexe

$f_n(x)$ – n -indexű Bessel-v. Neumann-függvény.

Az összefüggést kifejtve, a deriváltak számíthatók.

A gömbi Neumann-függvények kapcsolata a hengerfüggvényekkel:

$$\eta_n^g(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \eta_{n+\frac{1}{2}}^h(x). \quad (33)$$

A Neumann-féle hengerfüggvény pedig számítható a Bessel-hengerfüggvényekből:

$$\eta_p^h(x) = \frac{j_p^h(x) \cos p\pi - j_p^h(x)}{\sin p\pi}. \quad (34)$$

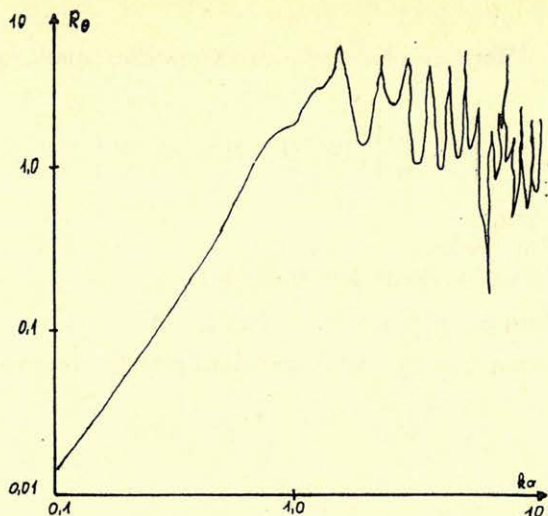
Nekünk azonban csak a féлиндexű függvényekre van szükségünk ($p = 2n + 1$; $n = \text{egész}$), tehát a végeredmény nem túl bonyolult.

Sikerült tehát az eredeti összefüggésben szereplő valamennyi függvényt és deriváltját visszavezetni rekurziós formulára, vagyis a rendszer számítógépen feldolgozhatóvá vált. De mi van a végtelenig terjedő összegzéssel? Hisz a számítógépünk kapacitásának határa van, s ezen semmiféle trükk nem segít. Be kell ismerni, itt szerencsénk volt, Lefuttattuk a programot a lehető legnagyobb összegzésszámmal, majd 1-el, 2-vel, 3-al kevesebbre. És kiderült, hogy a kapott eredmények majdnem tökéletesen egyformák, az anyag tehát belefér a gépbe. Egy szakirodalomban megjelent görbét mutat a 2. ábra.

A mangán a hadiipar egyik legfontosabb féme. Valószínűleg ez is közrejátszik abban, hogy ha jelennek is meg a szakirodalomban ilyen görbék, a hozzá tartozó adatokat nem közlik, mint pl. a geoelektromos kutatások görbéinél. Így a programunk által (COMMODORE 64) rajzolt görbét (3. ábra) vele összehasonlítva nem vonhatunk le messzemenő következtetéseket. Azt azonban megállapíthatjuk, hogy az átlagos fizikai és kutatási paraméterekkel számolt görbék nagy mértékben hasonlítanak az irodalomból megismert görbékhez, jól adják annak oszcilláló jellegét. A módszer alkalmasnak látszik – megfelelő mennyiségű szakirodalmi adat esetén – számszerű kiértékelésre.

Továbblépési lehetőségek

Rendelkezésünkre áll tehát egy magányos mangán-konkréció akusztikus válaszfüggvénye. Azonban – szerencsére – ezek a konkréciók nem egyedül árválkodnak az óceáni aljzaton. De még mennyire nem! Szárazföldi ásványtelepekhez szokott agyunk nehezen tud elképzelni egy-egy ilyen lelőhelyet. Kb. úgy nézhet ki egy ilyen mangántelep, mintha az egész Dunántúlt beterítenénk burgonyávak. Ebben a részben az egyedi konkréció válaszfüggvényéből kiindulva közelítjük.

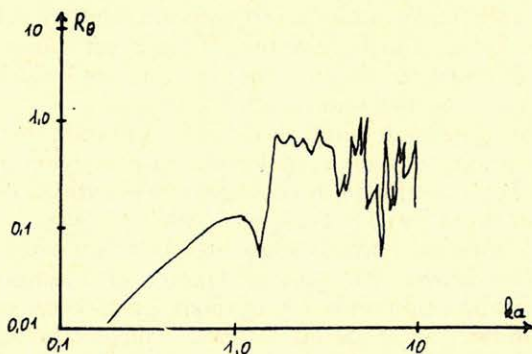


Geo 87/1-2

2. ábra. Csendes-óceáni konkréciónak válaszfüggvénye (Szóródási amplitúdó (R_θ) a frekvencia függvényében (ka))

Рис. 2. Кривая от конкреции в Тихом Океане (Амплитуда рассеяния (R_θ) в зависимости от частоты (ka))

Fig. 2. Scattering amplitude (R_θ) versus dimensionless frequency (ka) for a Pacific-Ocean nodule



Geo 87/1-3

3. ábra. A COMMODORE 64 segítségével számolt elméleti görbe

Рис. 3. Расчетная кривая, полученная на ПК КОММОДОРЕ-64.

Fig. 3. The scattering amplitude (R_θ) as a function of frequency (ka) computed on COMMODORE 64

a *krunplímező* válaszát. Az egyszerűbb esetet — egyenes eloszlást feltételezve — részletesebben megvizsgáljuk, a bonyolultabb véletlen eloszlású konkréciónak számítására javaslatot teszünk.

Egyenletes eloszlású konkréciók

Tételezzük fel az óceáni aljzatot mint egy végtelen kiterjedésű felületet. Valamint azt is, hogy a konkréciók azonos méretűek, összetételük és alakjuk is azonos és hogy egységesen leírhatók egy konkrécióssűrűséggel, a fenék egységnyi területére viszonyítva. A probléma geometriáját henger, koordináta-rendszerrel írjuk le. Az akusztikus megfigyelő a „z” tengelyen mozog, az aljzatot az r, z, α koordinátákkal írjuk le. A j -ik konkréció akusztikus válasza ((6) szerint):

$$P_{Sj} = P_0 f(ka, \Theta_j) e^{ikR_j} / R_j, \quad (35)$$

$$R_j = \sqrt{r_j^2 + z^2}.$$

A teljes válasz N db konkréció esetén:

$$P_{ST} = \sum_{j=1}^N P_{Sj} = P_0 \sum_{j=1}^N f_j(ka, \Theta_j) e^{ikR_j} / R_j. \quad (36)$$

Végtelen kiterjedésű sík esetén a gumók száma is végtelen.

Tekintsük az aljzat egy elemi darabját (dA).

$$dA = r \, dr \, d\alpha \quad (37)$$

A konkréciók száma a dA felületen:

$$\varrho_n \, dA = \varrho_n \, d\alpha(rdr). \quad (38)$$

Végeredményül azt kapjuk, hogy

$$P_{ST} = P_0 \varrho_n \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\infty} (f(ka, \Theta) e^{ikr} / R) r dr, \quad (39)$$

ahol

$$\Theta = \sin^{-1}(r/R); \quad R = \sqrt{r^2 + z^2}.$$

A szórt hullám összegének $\Theta = 0$ -nál ($kr = kz$) ki kell elégítenie a következő egyenlőséget:

$$P_{ST} = P_0 C_k^{ikz}. \quad (40)$$

C_k az aljzat ekvivalens visszaverő képessége a konkréciók jelenléte következtében. Az ekvivalens visszaverő képesség kiértékelése az előbbi integrál segítségével lehetséges. A megoldás útja lehet pl. az állandó fázisok módszere [18].

Az integrál értékére a következőt kapjuk:

$$P_{ST} = -2\pi i \varrho_n P_0 f(ka, 0) e^{-ikz} / k. \quad (41)$$

A szóródási függvény $\Theta = 0$ (teljes visszaverődés) esetén:

$$f(ka, 0) = f_{BS} \quad (42)$$

A hullámszám helyére $2\pi/\lambda$ -t beírva:

$$P_{ST} = i \varrho_n P_0 f_{BS} \lambda e^{-ikz} \quad (43)$$

Az eredményt összevetve az integrállal azt kapjuk, hogy a visszaverődési koefficiens nagysága:

$$|C_R| = \varrho_n |f_{BS}| \lambda \quad (44)$$

Természetesen a kapott eredmény erősen frekvenciafüggő, a teljes visszaverődés függvény (f_{BS}) és a hullámhossz miatt.

Az aljzat háttér visszaverő képessége

Az óceáni aljzat – amelyen a konkréciók elhelyezkednek – szintén hozzájárul a visszaverő képességhez. Merőleges beesésű síkhullán esetén az üledékes aljzat reflexiós koefficiense a következő módon számítható:

$$C_R = \frac{\frac{\varrho_S C_S}{\varrho_0 C_0} - 1}{\frac{\varrho_S C_S}{\varrho_0 C_0} + 1} \quad (45)$$

Mélységi turbiditerekre például (HAMILTON):

$$\varrho_S \cong 1,3\varrho_0; \quad C_S \cong C_0 \cong 1500 \text{ m/s} \quad (46)$$

Tehát a reflexiós koefficiens értéke:

$$C_R = 0,13 \quad (47)$$

Ez az alacsony érték jellemző a Csendes-óceán középső részén, ahol nincsenek konkréciók. Az *in situ* mérések ezt nagyobb eltérésekkel igazolták. A Csendes-óceán legmagasabb visszaverőképesség-értékét a Blake-Platón mérték:

$$C_S = 3500 \text{ m/s}; \quad \varrho_S/\varrho_0 = 2 \quad C_R = 0,65 \quad (48)$$

Ez az érték már olyan nagy, hogy teljesen eltakarhatná a konkréciók visszaverő képességét. Szerencsére ez csak látszólagos probléma. Az aljzat visszaverő képessége ugyanis 1–1000 KHz tartományban független a frekvenciától [18]. Tehát a háttér – vagy frekvenciafüggetlen – visszaverő képességet levonhatjuk az összéből. Például a következő módon.

Tételezzük fel, hogy az aljzat és a konkréciók visszaverő képessége szétválasztható

$$(C_R)_{\text{tot.}} = (C_R)_B + (C_R)_N \quad (49)$$

Legyenek három különböző frekvencián mért visszaverő képesség értékei C_{R1} ; C_{R2} ; C_{R3} . A minimális visszaverő képességet fogadjuk el háttérnek, vagyis

$$(C_R)_B = \text{Min}[C_{R1}; C_{R2}; C_{R3}] = (C_R)_{\text{min.}} \quad (50)$$

Tehát a konkréciók visszaverő képessége:

$$(C_R)_N = (C_R)_{\text{tot.}} - (C_R)_{\text{min.}} \quad (51)$$

Ez a feltevés – hogy az egyik frekvencián a konkréciók válasza zérus – a gyakorlati tapasztalatok szerint megfelelően pontos közelítése a valóságnak.

Véletlen eloszlású konkrétciók

A véletlen eloszlású konkrétciók válaszáának matematikai modellezése igen bonyolult feladat. Eddig még senkinek sem sikerült megoldania. A problémát vizsgálva, úgy tűnik nem is oldható meg egzakt módon. Valószínűleg inkább numerikus úton érdemes közelíteni hozzá. Matematikus szemmel elemezve a feladatot, egyik lehetséges megoldás lehet pl. a Monte Carlo módszerekkel történő modellezés. A probléma ugyanis annyira összetett, hogy a matematikai analízis, mint módszer szóba sem jöhet. De természetesen más módon is el lehet indulni. Itt csak egy lehetséges utat említünk meg azzal a megjegyzéssel, hogy a feladat megoldása sokkal-sokkal mélyebb elemzést igényel, s még az sem bizonyított, hogy az általunk javasolt út elvezet a megoldáshoz.

A Monte Carlo módszer megalkotásának lényege olyan feladat felállítás, amelyben várható értéket kell számolni. Vagyis: ahhoz, hogy valamilyen a skálár mennyiséget közelítőleg meghatározzunk, találunk kell egy olyan ξ valószínűségi változót, hogy annak várható értéke a legyen; ekkor ξ -re N számú független megfigyelést végezve igaz, hogy

$$a \approx \frac{1}{N} (\xi_1 + \xi_2 + \dots + \xi_N). \quad (52)$$

Persze végtelen sok olyan valószínűségi változó létezik, amelynek várható értéke a . A Monte Carlo módszerek elméletének tehát két kérdésre kell választ adnia:

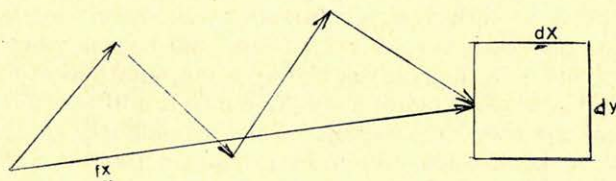
- Hogyan válasszuk ki a megfelelő ξ valószínűségi változót?
- Hogyan állítsuk elő egy tetszőleges ξ valószínűségi változó $\xi_1; \xi_2; \xi_3; \xi_4 \dots$ értékeit?

Tekintsünk valamely természeti folyamatot, amelynek lefolyását különböző véletlen tényezők befolyásolják. A valószínűségi változók értékeit előállítva, a természeti folyamat véletlen tényezőinek konkrét értékeit szimulálva, meghatározhatjuk a folyamatnak egy konkrét véletlen realizációját.

Csupán az a bökkenő, hogy nem ismerjük az eloszlásfüggvényt, pedig arra feltétlenül szükség lenne.

Most pedig vizsgáljuk meg közelebbről az ún. Rayleigh eloszlást. A probléma a következő: mi történik, ha nagyon sok (N) véletlen szinuszhullámot összeadunk?

A nagyságuk csak \sqrt{N} -szeresére nő. Tekintsünk n db véletlen irányú egy-ségvektort. Nézzük meg az eredő értéket. Végezzük el N -szer a kísérletet. (4. ábra)



Geo 87/1-4

4. ábra

Рис. 4.

Fig. 4.

Hány esetben lesz az eredmény a $dx dy$ négyzetben?

$$Nf(n, x, y) dx dy \quad (53)$$

$f(n, x, y)$ -t kellene meghatározni. Hogyan változik $f(n, x, y)$, ha még egyet hozzá veszünk? Ha $(n+1)$ lépés után jutunk el a négyzetbe, akkor előtte egységnyi távolságra voltunk tőle:

$$f(n+1, x, y) = \int_0^{2\pi} f(n, x', y') \frac{d\Phi}{2\pi}$$
$$x' = x - \cos \Phi \quad (54)$$
$$y' = y - \sin \Phi$$

x' -t, y' -t behelyettesítve az előző összefüggésbe, Φ szerinti sorfejtés után egy hővezetési egyenletet kapunk. Ezt megoldva juthatunk el a Rayleigh eloszláshoz. Ugyanezt a gondolatmenetet kiterjeszthetjük a mangán-konkréciókra is. A konkréció egy rácspontjából kiindulva, mindig a következő rácspontba lépve, leírhatjuk a konkréció növekedését. Az előzőek analógiájára azt mondhatjuk tehát, hogy a növekedést jól leírja a Rayleigh-eloszlás, hiszen Rayleigh levezetése nem használta fel (pontosabban nem nagyon), hogy nem tetszőleges pontból lépett.

Még egyszer hangsúlyozni szeretnénk, hogy mindez még nem bizonyított. Ennek ellenére a megoldáshoz vezető egyik út lehet.

Összefoglalás

Sajnos Magyarország tengerekben, óceánokban *meglehetősen szegény*, ezért az óceánkutatás nem kiemelt feladata hazánk geofizikájának. Mindezeket figyelembe véve először néhány általános kérdést vizsgáltunk meg. Ezután került levezetésre az egyedi konkréció akusztikus válaszfüggvénye. A levezetésnél síkhullám besugárzást használtunk, a konkréciókat pedig rugalmas gömböknek képeztük el azzal a megjegyzéssel, hogy egy levezetésnél bármilyen modellt használhatunk, ha ismerjük annak gyengeségeit, szem előtt tartjuk korlátait. Tehát a rugalmas modell használata mellett sem felejtjük el, hogy a konkréciók porozitása disszipatív modell alkalmazását követelné meg. A kapott értékek a frekvencia és a gumósugar függvényei. Görbéket készíthetünk tehát, amelyek a konkréció választát mutatják ezen paraméterek függvényében. A feladat számítógépes megoldását is bemutatjuk. Az alkalmazott összefüggések gömbi függvényeket (Bessel, Neumann) és azok deriváltjait tartalmazzák. Ezen függvények sorokkal történő előállítására nehézkes, magas indexű tagoknál nem is vihető végbe. Ezért a sorelőállítás helyett – a függvények bizonyos matematikai sajátosságait kihasználva – egyszerűbben számítottuk őket. Az elméleti görbék után a továbblépés lehetséges útjairól esik szó. Megvizsgáljuk a mangánlelőhely akusztikus választát egyenletes eloszlású konkréciók esetén, és javaslatot teszünk véletlen eloszlású konkréciók válaszainak modellezésére.

Ezúton szeretnék köszönetet mondani *dr. Korvin Gábornak*, akinek önzetlen segítségére nélkül nem születhetett volna meg ez a dolgozat.

- [1] *Allen H. Magnuson*: Manganese Nodule Abundance and Size from Bottom: Reflectivity Measurements (Marine Mining, Volume 4, No. 2–3, 1983)
- [2] *Allen H. Magnuson*: Acoustic Sounding for Manganese Nodules (Offshore Technology Conference, Houston, 1981)
- [3] *Robert Hickling*: Analyses of Echoes from Solid Elastic Sphere in Water (The Journal of the Acoustical Society of America, Oktober, 1962)
- [4] *Christian De Moustier*: Interference of Manganese Nodule Coverage from Sea Beam Acoustic Backscattering Data (Geophysics, June, 1985)
- [5] *Victor C. Anderson*: Sound Scattering from a Fluid Sphere (The Journal of the Acoustical Society of America, July, 1950)
- [6] *Tarnóczy Tamás*: Fizikai akusztika
- [7] *Budó Ágoston*: Kísérleti fizika
- [8] *Egerer Frigyes*: Kőzetfizika
- [9] *Hursán László*: Geofizikai adatfeldolgozás I.
- [10] *Gáspár Gyula*: Műszaki matematika IV.
- [11] Matematikai kézikönyv műszakiaknak
- [12] *Prékopa András*: Valószínűségelmélet
- [13] *Dekinger Géza*: Valószínűségszámítás
- [14] *I. M. Szobol*: A Monte Carlo módszerek alapjai
- [15] *Milton Abramovitz*: Handbook of Mathematical Functions
- [16] *Bonatti E.*: Ferromanganese Deposits on the Ocean Floor
- [17] *Joseph B. Keller*: Wave Propagation and Underwater Acoustic
- [18] *C. Clay-H. Medwin*: Acoustical Oceanography
- [19] Развөгочная геофизика, 1964
- [20] *Пузырев*: Интерпретация данных сейсморазведки
- [21] *Деменицкая*: Естественные физические поля океана

Egyesületi hírek

A Német Szövetségi Köztársaság kontinentális mélyfúrási programjáról

Az NSZK kutatási és technológiai minisztere 1985 februárjában megadta az engedélyt az NSZK legnagyobb földtudományi kutatási programjának beindításához. E program legfontosabb célkitűzése egy igen nagy mélységű fúrás (14–15 km) kivitelezése 1988–1994 között. A költségvetés tervezet 450 millió márkát irányoz elő.

A mélyfúrás az alapkutatót, a mélyebb kontinentális földkéreg fizikai, vegyi feltételeinek megismerését szolgálja, hogy ezen keresztül jobban megértsük az intrakontinentális kéreg szerkezetét, dinamikáját és fejlődését.

Földünk belsejének megismerése nagymélységű fúrások segítségével a földtudománnyal foglalkozók régi óhaja. A műszaki lehetőségek kialakulásával az első lépések már 25 évvel ezelőtt megtörténtek. Bár a 60-as évek elején részletesen kidolgozott *MOHOLE* terv nem valósult meg, előkészítette az utat az 1968-ban az USA által megkezdett *Deep Sea Drilling Project (DSDP)* számára. E programnak és nemzetközi továbbfejlesztésének tekinthető változatának célja az óceánok alatti kéreg vizsgálata. A *Glomar Challenger* nevű fúróhajó 15 év alatt több mint 600 fúrást mélyített le az üledékes összleteken át a bazalt rétegekig, de az első tényleg mély fúrás (1350 m) csak 1982-ben készült el. E fúrás eredményei közül geofizikai szempontból különösen jelentős, hogy a részletes mélyfúrás-geofizikai mérések, valamint a magok alapos petrofizikai és vegyi vizsgálatai először nyújtottak lehetőséget a földkéreg ilyen jellegű kőzettömegeiben a közvetett geofizikai mérések és a közvetlenül mért kőzettulajdonságok összevetésére.

A DSDP-n kívül a felső földkéreg kutatását szolgálta a *Salton Sea Project (USA, Los Alamos)*, valamint a 12 000 m-nél mélyebb Kola-félszigeti fúrás a Szovjetunióban. Az előbbi azonban elsősorban geotermikus célokat követett, az utóbbi pedig egy stabil pajzson mélyült.

Az NSZK kontinentális mélyfúrása a paleozoikumban és terciérben többször reaktivált kéreg feltárására vállalkozik. Helyének kijelöléséhez 25 lehetséges lokációt vizsgáltak meg, s kiterjedt előkutatásokat végeztek. A végleges döntés szerint a fúrás az NSZK DK-i részén, Bayreuth-tól mintegy 50 km-re mélyül, mivel itt, a cseh masszívum peremén, jelentős varisztikus áttolódási tektonikával jellemzett területen remélhető a leggazdagabb tudományos *profit*.

Ragadjunk ki néhány geofizikai problémát! Az utóbbi években nagyobb mértékben alkalmazott mélyszerkezet-kutató geofizikai módszerek számos szerkezetet és heterogenitást tártak fel a felső képenyben, melyek okait és természetét nem ismerjük. A szélesszögű reflexiók sizmika pl. a Conrad-felület környezetében – 8–15 km között – egy kisebb sebességű csatorna jelenlétét, valamint a *transzparens* felső zónában prominens reflektor felületeket, az alsó kéregszakaszokban viszont erős horizontális rétegződést mutatott ki. A különböző geoelektromos mélykutató eljárások jól vezető zónákat és rétegeket tükröznek és arra is utalnak, hogy az alsó kéreg nyilvánvalóan jó elektromos vezető kell legyen. Végül a hosszabb időn keresztül vizsgált földrengés hipocentrum-eloszlás

alapján is felosztható a kéreg egy szeizmikusan aktív felső és a földrengésmentes alsó kéregszere.

A kontinentális mélyfúrási program egyik fő célkitűzése tehát a különböző geofizikai eljárásokkal kimutatott szerkezetek és heterogenitások vizsgálata és értelmezése. A fő kérdések:

- az alacsony sebességű zóna mibenléte (gránitok, metaszedimentek, fluidumok, kőzetlazulás)?
- reflektorok és lamináció természete (szerkezeti anizotrópia, folyadékok, áttolási vagy vetőfelületek)?
- jó vezetőképesség oka (víz, grafit, szulfidos ércek)?

Fenti kérdések megválaszolása valószínűleg lehetővé teszi a mélyszerkezet-kutató geofizikai eljárások „behitelesítését” és világszerte mért felvételeinek értelmezését.

A tervezett vizsgálati program ennek megfelelően igen terjedelmes. Ezt már a problémakörök felsorolása is jelzi. A már említett geofizikai felvetéseken túl általános földtani, petrológiai, geokémiai, geotermikus stb. kérdéscsoportok várnak megválaszolásra.

Jelen rövid ismertető szerzője számára különösen izgalmas, s egyben az egész vállalkozás jellemzésére nagyon alkalmasnak tűnik – a mélyfúrásgeofizikai vizsgálati terv, amely egy, a résztudományok képviselőinek jóváhagyásával kidolgozott prioritási sorrendre épül.

Prioritás-jegyzék:

- Termodinamika: hőmérséklet, nyomás, folyadékminták.
Mérések: Temp, HRT, Nyomás, FS, AMS, NGS, WLM.
- Pórusfolyadékok, folyadékmozgás: porozitás, permeabilitás.
Mérések: DLL|MSFL, SDT|WF, LDT|CNL|NGS, PLT.
- Szuktúra, textúra: repedésrendszerek, dőlés-, csapásirányok, mátrix.
Mérések: SHDT, FMST, BHTV, NGS, ACT.
- Fúrás technika: fúrólyuk térbeli lefutása, műszaki paraméterek, cemenkezés.
Mérések: Geofon, SDT, LDT, CBL|VDL|CET, GPIT, FPI|BO.
- Fúrólyukstabilitás: feszültségek, kavernásodás.
Mérések: BGT, nyomáspárna, hidraulikus rétegrepesztés.
- Egyéb paraméterek: mágneses szuszeptibilitás, mágneses tér, gravitációs tér (sűrűségeloszlás), hőpotenciál, kőzetellenállás.

Az alkalmazott jelölések:

- HRT – High Resolution Temperature Log,
- FS – Fluid Sampler
- AMS – Auxiliary Measurement Sonde
- NGS – Natural Gamma Spectrometry
- WLM – Hővezetőképesség-mérés
- DLL – Dual Spacing Laterolog
- MSFL – Micro Spherically Focussed Log
- SDT – Sonic Digital Tool
- WF – Wave Form
- LDT – Litho-Density Tool
- CNL – Compensated Neutron Log

- PLT* – Production Logging Tool
SHDT – Stratigraphic High Resolution Dipmeter Tool
FMST – Formation Micro Scanner Tool
BHTV – Borehole Televiwer
ACT – Alumínium Clay Tool
CBL – Cement Bond Log
VDL – Variable Density Log
CET – Cement Evaluation Tool
GPIT – General Purpose Inclinometer Tool
FPI – Free Point Indicator
BO – Back Off
BGT – Bore Hole Geometry Tool

A mérési program számára is lényeges, hogy a fúrási tervben egy kb. 3000 m mély *kísérleti vagy előfúrás* is szerepel, amely a nagymélységű fúrástól mintegy 200 m-re lesz. Mivel ez természetesen kisebb átmérővel (6"), mélyül, mint a „főfúrás” felső szakasza (143/4"), jobb mérési feltételeket biztosít, s egyben tehermentesíti is a nagymélységű fúrást. Az előfúrás elkészülte után tervezett vizsgálatok időigénye 10 – 12 hónap!

A mélyfúrési geofizikai mérések és kiértékelésük költségelőirányzata az előfúrásban 4,5 millió DEM, a főfúrásban 10 km-ig 20 millió DEM.

A mérések kivitelezőit az ajánlatok részletes összehasonlítása után választják ki. A munka jellegéből eredően nem csak standard eszközöket fognak használni, hanem ezek különlegesen hőálló változatait, valamint sok új kísérleti eszközt is. Ez utóbbiak fejlesztését a program céltudatos megbízásokkal támogatja is.

Ismét csak szemléltetésül néhány szót a szondák hőállóságának fokozásáról (250 °C-ról mintegy 320 °C-ra):

- hőállóbb elektronikus alkatrészek alkalmazása (kerámia ellenállások és szigetelő anyagok, hibrid vastagfilm kondenzátorok, *Ga-As* tranzisztorok, *Ga-Ph* diódák, *ZrTiBa*-mérőátalakítók, *MO*-szigetelésű vezetékek),
- új, javított kivitelű *Dewar*-edények,
- aktív hűtőberendezések, *Peltier*-hatás és kompresszoros hőszivattyúk alkalmazása,
- a szondák hűtése a mérés idején iszapcirkulációval (rudazattal beépíthető mérőrendszerek, mint pl. a *Tool Pusher System*, *Gearhart Industries Slant Hole Express*, *Western Atlas Int.*, *Tough Logging Condition System*, *Schlumberger*),
- új nagyhőállóságú műanyagok tömítések packerek és kábelszigetelés készítéséhez,
- eldobható szondaelektronikák; a szondák belsejében disszipált hő miatt a maximális hőmérséklet csak a mérés befejezésekor, a kiépítés során alakul ki, az ekkor bekövetkező károsodás előtt még kifogástalan mérés végezhető. A mérésenként cserélendő elektronika ára egy nagyságrenddel is kisebb lehet, mint a tartós használatra alkalmas kivitelé,
- optikai mérőkábelek alkalmazása (Laseres adatátvitelhez optoelektromos csatolók hőálló kivitelben).

Milyen nagy hőállóságú eszközök állnak rendelkezésre jelenleg ?

- 245 °C-ig: karmantyúlokátor, oldalfalmaglóvó,
- 260 °C-ig: laterolog, indukciós, dipmeter, akusztikus, geofon, hőmérséklet, graviméter,
- 300 °C-ig: lyukátmérő, gamma és spektrálgamma, sűrűség, neutronporozitás,
- 310 °C-ig: folyadékáramlás-mérő,
- 340 °C-ig: inklinometer,
- 360 °C-ig: mechanikus manométer.

A kontinentális mélyfúrási program vezetői a rendelkezésre álló prognózisok alapján úgy vélik, hogy a fúrás mélyülése során, megfelelő időpontban szinte valamennyi karotázs módszer alkalmazhatóvá válik, az ún. fejlesztési potenciál 1992 – 1994 között valamennyi alapvető műszer 300 °C-ig hőálló kivitelét megteremti.

Az információszerzés másik alapvető forrása a fúrólukból eredő minták vizsgálata. E minták lehetnek: iszapból eredők (furadék, gáz) vagy közvetlenül a lyuk környezetéből eredők (fúrómag, oldalmag, mélységi mintavevővel vett gáz vagy folyadék). A vizsgálatokat elsősorban a jól felszerelt terepi laboratóriumban fogják végezni, amely mintegy 50 helyiségével és 2500 m² alapterületével egy kutató intézet benyomását kelti.

A kontinentális mélyfúrási program ún. nyílt program, melyben bármely belföldi (NSZK) vagy külföldi intézmény részt vehet, amely többletinformációt ígér, s ezt megfelelő bizonyítékanyaggal alátámasztja. Reményt keltő új eljárások továbbfejlesztésére, vagy meglevő módszerek alkalmazási korlátainak tágítására megbízási szerződést kötnek.

Jelen ismertető sok (elsősorban fúrástechnikai) kérdést nem érintett, másokat is csak felületesen. Részletesebb felvilágosítást az eredeti dokumentációk alapján (beleértve a munkába történő bekapcsolódás lehetőségét is) szívesen szolgáltató a szerző.

Dr. Deres János

Egyesületi hírek

A Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Unió (IUGG) vancouveri XIX. Általános Ülésszakáról, főként elektromágneses indukciós kutatások szemszögéből

A Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Unió (IUGG) 1987. augusztus 9. és 22. között tartotta Vancouverben (Kanada) XIX. általános ülészakát. A több ezerfős nagyrendezvényt a British Columbiái-i Egyetem fogadta be korszerű létesítményeivel.

A számos sajátos, de főként interdiszciplináris konferencia mellett, a hatalmas tudományos szervezet kis és nagy egységei tudományszervezési megbeszéléseket (ún. business meeting-eket) is tartottak, továbbá a legkülönbébbbb összejöveteleket, szakmai kirándulásokat szerveztek részben a konferencia alatt, de főként a konferencia után.

A szakmai társadalmi összetartozást erősítette a TENT (=sátor), amely hívta a résztvevőket baráti megbeszélésekre.

Csak néhány tájékoztató adat a 461 oldalas programfüzetből, amely az általános tudnivalók (30 oldal) mellett csak az előadások címeit sorolja fel.

Hierarchikus sorrendben a tudományos rendezvények a következők voltak:

- 2 naponta ún. „Union Lecture” valamennyi résztvevőnek általános tudományos kérdésekről
- 20 IUGG interdiszciplináris konferencia (U1 – 20 jelű)
- a Geodéziai Asszociáció (IAG) rendezvényei:
 - 6 IAG szimpózium
 - 5 szervezési és technikai konferencia az IAG szekciók számára
- Szeizmológiai és Földbelsőfizikai Asszociáció (IASPEI):
 - 11 IASPEI szimpózium
 - 3 workshop
 - 5 munkacsoport konferencia
- Nemzetközi Vulkanológiai és Földbelsőkémiái Asszociáció (IAVCEI) rendezvényei
 - 7 IAVCEI szimpózium
- A Földmágnesség és Aeronómiai Asszociáció rendezvényei (IAG)

| | |
|---|----|
| 1 divízió (Belső mágneses tér) rendezvényeinek (GA1) száma: | 13 |
| 2 divízió (Aeronómiai jelenségek) rendezvényeinek (GA2) száma: | 7 |
| 3 divízió (Magnetoszférás jelenségek) rendezvényeinek (GA3) száma: | 10 |
| 4 divízió (Napszél és Interplanetáris tér) rendezvényeinek (GA4) száma: | 7 |
| 5 divízió (Obszervatóriumok, Műszerk, Indexek, Adatok) (GA5) rendezvényeinek száma: | 11 |
| IAGA Interdivíziós bizottságok konferenciáinak száma: | 7 |
- Nemzetközi Meteorológiai és Légkörfizikai Asszociáció (IAMAP) rendezvényei
 - 14 IAMAP szimpózium
 - 6 workshop

- Nemzetközi Hidrológiai Asszociáció (IAHS) rendezvényei
6 IHS szimpózium
8 workshop
- Nemzetközi Óceánfizikai Tudományok Asszociációja (IAPSO)
10 IAPSO szimpózium
1 workshop

Az IUGG Asszociációival közös rendezvényeket szervezett az IUGG és IUGS (Földtani Tudományok Nemzetközi Uniója) interuniós szervezete a „Nemzetközi Litoszféra Program” (ILP) Bizottsága is, de az ILP-nek volt 2 saját rendezvénye is. Az 1919-ben létrejött világszervezet ma is legerősebb és legtevékenyebb asszociációja az IAGA, amint az 55 saját konferenciájából is megítélhető! Ez a szám nem tartalmazza a tudányszervező tárgyalásokat és interdiszciplináris (U jelű) konferenciákon való részvételét.

A konferenciát műszer- és könyvkiállítás kísérte, ahol a MÁELGI bemutatta működés közben a DIMARS nevű digitális obszervatóriumi adatgyűjtő műszerét, amelyet előadásban Hegyemei László ismertetett.

A teljes magyar képviselőlet – tudomásom szerint – nem teljes időre kb. 13 fő volt.

Az *elektromágneses indukciós kutatásokkal* foglalkozó szakemberek részére *szorosabban véve* a következő rendezvényeket szervezték:

- U13 – Az EMSLAB Project eredményei
(EMSLAB = *Electromagnetic Sounding of the Lithosphere and Beyond*)
- SWG3 = Elektromágneses litoszféra és asztenoszféra szondázás (ELAS)
- GA 1.4 = Az elektromos vezetőképesség-modellek összehasonlítása más geofizikai módszerekkel kapott eredményekkel
- GA 1.5 – Elektromágneses indukciós tanulmányok
- GA 9.2 – Vezetőképesség-kutatások külső (external) áramrendszerekkel.

Jelentős mértékben érdekelt volt az EM indukciós szaktársadalom még az

- U6 – Nagyméretű háromdimenziós szerkezetek a Földön, és az
- U7 – Az alsó kéreg sajátosságai és folyamatai című interdiszciplináris konferenciákban is.

(A személyes szereplésemről csak annyit, hogy a GA 1.4 konferencia szervezője voltam és 5 előadásom a SWG3, GA 1.4, GA 1.5, GA 9.2 és U6 konferenciákon hangzott el. Kanadai költségeimet az IAGA viselte, míg utazásomat a MTA és a MTA GGKI közösen fizette.)

A továbbiakban az EM indukciós kutatások területéről néhány gondolatot, tendenciát, eredményt említek meg.

Az EM-kutatások (magnetotellurikus, földmágneses mélyszondázások) szerepe a litoszféra, különösen az alsó kéreg, továbbá az asztenoszféra kutatásában az utóbbi időben jelentősen megnőtt. Ezt példázza két nagy projekt: az EMSLAB és az ELAS. Különösen figyelemre méltó az a kiterjedt kutatómunka, amellyel az EMSLAB keretében a Juan de Fuca lemez szubdukciós zónáját vizsgálják É-Amerika Ny-i peremén elektromágneses módszerekkel az USA, Kanada, Japán, Mexikó és Ausztrália 18 egyetemi és kormányzati intézményének részvételével. 1985 augusztusában és szeptemberében 118 műszer egyidejűleg regisztrálta a természetes EM-tér változásait főként Washington és Oregon ál-

lamban, továbbá jórészt a Juan de Fuca lemezen, az óceánban stb. Jelentős műszer- és módszerfejlesztés kapcsolódik a mérésekhez és adatfeldolgozáshoz.

Jól összehangolt munka folyik az elektromos és szeizmikus *asztenoszféra-kutatás* és értelmezés terén egy IAGA – IASPEI közös munkacsoportban (ELAS), amely sajátjának tekinti az EMSLAB projektet is többek között.

Egyre kiterjedtebb EM-kutatások folynak az *óceánok* területén. Jelentős mértékben megnőtt az óceánfenék-magnetométerek száma (OBM) és csökkent a méréseknél a műszervesztesség. A magnetoszférás-ionoszférás eredetű EM változásokból csak az 5 percnél nagyobbakat tudják hasznosítani a tengervíz árnyékoló hatása miatt. Ezek mellett a nagymélységű kutatásokban fel tudják azonban használni a tengervíz mozgása által a földmágneses térben gerjesztett térváltozásokat (pl. az árapály komponenseket) is. Ezek szétválasztása a parton elhelyezett referencia állomás segítségével történik. Az elmúlt évek során az óceáni asztenoszférról MT szondázások révén alkotott kép tökéletesen megfelel a „kihűlő határréteg” modellnek. Nagy jelentőségűnek tartják a tengerfenék elektromos anizotrópiájának a felfedezését is.

Az *alsó kéreg* kutatásában egyre világosabban rajzolódik ki a magnetotellurika és a reflexiós szeizmika ésszerű kombinálása révén, hogy a jólvezető és a jól reflektáló alsó kéreg azonos képződményt képvisel, amelynek mélysége a hőáram, illetve a földtani kor függvénye. Ezt az egyébként kis viszkozitású réteget a közetek hidratációja révén felszabaduló pórufolyadék hozza létre a Conrad réteg közelében, permeábilis közegben, 400 – 500 °C mellett.

A földrengések fészke rendszerint e zónán kívül helyezkedik el, maximális mélységét a hőáram behatárolja a rugalmas és a plasztikus réteg határával (angol szóval „brittle” és „ductile” réteg).

Számos rendkívül érdekes lokális és regionális szerkezeti (tektonikai) probléma megoldásához járult hozzá az utóbbi években az EM indukciós módszer, beleértve a medencekutatót is.

Az *EM indukciós módszerek* fejlesztése több irányban folyik. Az átviteli függvények minél pontosabb meghatározását kívánja a módszer teljesítőképességének, feloldó-képességének növelése. E cél érdekében különböző zavar- és zajszűréseket végeznek (pl. a „remote reference station” általánossá vált inkohereus zajszűrésre). A statisztikus adatfeldolgozás jóságát fokozzák pl. a terjedőben levő robusztus becslések.

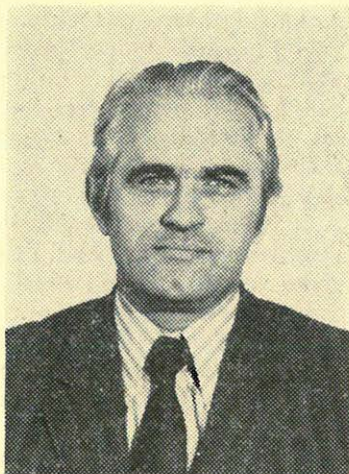
A 2- és 3-dimenziós direkt és inverziós feladatok megoldása változatlanul az érdeklődés előterében áll. A nagymennyiségű adat inverziója a gyors módszerek kialakítását indokolja. Ebben az irányban tevékenykednek az EMSLAB kutatói.

Műszeres terén a SQUID (szupravezetési magnetométer) rövid „virágzása” után, az indukciós szondáknak erős vetélytársa akadt a körgyűrű (ring core) fluxgate magnetométerekben. Érzékenységük az 1 Hz körüli „holt sávban” már összemérhető és az átvitelük a hosszabb periódusoknál sokkal jobb. Elterjedésüket még korlátozza a megfelelő „mag”-anyag elérhetősége, de a korszerű mágneses obszervatóriumokban (USA, Kanada) már megkezdődött az eddig használatos EDA fluxgate-magnetométerek felcserélése ezekkel.

A tájékoztatóm csak nagyon vázlatos még e szűkebb szakterületen belül is. A technikai-tudományos fejlődés óriási ütemű és ez a földtudományokban is kifejezésre jut.

Ádám Antal

DR. EGRSZEGI PÁL
(1929 – 1988)



Megrendüléssel értesültünk – volt munkatársai és barátai – ez év januárjában arról, hogy végső búcsút kell vennünk dr. Egerszegi Páltól. A megrendülést és a fájdalmat nem csökkentette, hanem sajtósággal még fokozta az, hogy végzetes betegségéről, a reális kilátásokról a hozzá közelállókhoz józan, szinte szenttelen, de bölcsességről és önuralomról egyaránt tanúskodó tájékoztatást adott életének utolsó éveiben.

1929. február 10-én született Mecsekalja-Kertvároson. Gimnáziumi tanulmányait Veszprémben kitűnő érettségivel zárta 1947-ben. Tanulmányait Sopronban folytatta az akkor induló bányakutató mérnöki tagozaton. Kiváló képességének és szorgalmának köszönhetően már 1951. augusztusában kinevezték tanársegédnek az akkor megalapított geofizikai tanszékre noha csak 1952-ben végzett.

Oktatói pályájának kezdete egybe esett a geofizikus mérnökképzés megindításával, ami különösen egy kezdő oktató számára felelősségteljes és nehéz feladatot jelentett. Szakmaszeretettel, szorgalmával, tehetségével és kiváló emberi adottságával kivívta hallgatói, oktatótársai megbecsülését és szeretetét. Oktatási, nevelési és kutatási tevékenységét egyaránt igényesen és magas színvonalon végezte, így viszonylag korán, 1957-ben egyetemi adjunktusnak nevezték ki.

Kutatómunkájának nagy szerepe volt a hazai tellurikus mérések beindításában. Speciális szakterülete a különböző geoelektromos eljárások elméleti és gyakorlati vizsgálata, illetve továbbfejlesztése volt. Ebben a témakörben írta doktori értekezését, amelynek alapján summa cum laude minősítéssel avatták doktorrá, 1964-ben. Világos fogalmazású, jó áttekintést adó egyetemi jegyzeteket írt, amelyeket a tanszék az oktatástól való megválása után is sokáig eredményesen használt.

A Bauxitkutató Vállalatnál 1969-ben kezdte el munkásságát Balatonalmádiban. Dr. Egerszegi Pált azzal a céllal nyerték meg a feladatnak, hogy tekintse át a szakmai igényeket és tegyen javaslatot geofizikai módszerek alkalmazására. A geofizikai tevékenység megszervezésének első eredménye a geoelektromos és termikus mérések beindítása volt 1970-ben, majd – a MÉV közreműködésével – bányabeli, bauxitot harántolt fúrólukák kísérleti szelvényméréseit indította be. – E munka folytatása oda vezetett, hogy 1976-ban már a Bauxitkutató Vállalatnak saját karotázs csoportja kezdhetne meg működését, rendszeresen szolgáltatva a szükséges geológiai és hidrogeológiai adatokat.

Az ALUTERV 1971-ben ajánlatot tett arra, hogy megvizsgálja Észak-Vietnámban bauxitbányászat és timföldgyártás megvalósításának lehetőségét. Ehhez megfelelő szintre kellett hozni a kínai határ mentén található bauxitvagyron ismeretességét (geológiai és topográfiai térképezés, bauxitkutatás, dúsítási kísérletek, bányatervezés). A komplex feladat összefogására aligha lehetett volna dr. Egerszegi Pálnál alkalmasabb szakembert találni. Így került 1972-ben Budapestre, az ALUTERV geodéziai osztályának élére. Részt vett a kutatási terület helyszíni bejárásán és a szerződés kötési tárgyalásokon (1972. február – március). A háborús helyzet miatt a munkát csak 1972 végén lehetett elkezdni. Az expedíció első vezetője Zólogy Miklós volt, a hazai bázist azonban az Egerszegi Pál vezette osztály képezte. 1974-ben, a terepi munka második „félidejében” már ő vette át a kutatótábor irányítását is.

1975 folyamán Budapesten készültek el a feldolgozási munkák és bányatelepítési tanulmányok. A fotogrammetriai és geofizikai adatok feldolgozásának kulcsembere volt dr. Egerszegi Pál.

1976 – 80 között igen nagy bányatervezési feladatok hárultak az ALUTERV-re. Dr. Egerszegi Pál nemcsak a kapcsolódó geodéziai munkákat irányította, hanem bányamérnöki végzettségének megfelelően a bányászati elképzelések kialakításához is hasznosan hozzájárult.

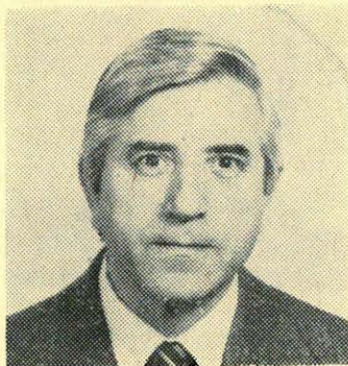
A sikeres szervezőt és szakembert 1977-ben a szénbányászat nyerte meg magának: a Borsodi Szénbányák állományában elsősorban borsodi szénbányászati problémák geofizikai megoldásán fáradozott, de feladata volt ebből a szempontból áttekinteni tágabb értelemben is a magyar szénbányászat geofizikai vonatkozásait. Karotázsszelvények és az általa szervezett felszíni geofizikai kutatások eredményeinek gondos értelmezésével nagymértékben segítette elő a tektonikai kép kialakítását. Végül vető kutatási módszer kidolgozásával, illetve továbbfejlesztésével foglalkozott a NME geofizikai tanszékével együttműködve; a tanszékkel szakmai és baráti kapcsolatai egyébként változatos életpályája során sohasem szakadt meg.

Tudományos eredményeit számos, külföldön és belföldön tartott előadáson, valamint dolgozatokban ismertette. Ezek szakmai tevékenységének mindhárom területén a jövőt illetően megalapozó értékűek. Tanúskodnak mind intuitív, mind rendszerező képességéről, tehetségéről. Maradandóan rögzítik dr. Egerszegi Pál helyét a hazai geofizikai kutatásban.

– Amikor egy februári napon a miskolci Mindszenti temetőben hamvaitól búcsúztunk, évfolyamtársai, tanítványai, barátai, volt kollegái olyan nagy számban gyűltünk össze, hogy az méltóképpen fejezte ki tiszteletünket dr. Egerszegi Pál, a kiváló geofizikus és egyszersmind az igaz ember iránt.

Steiner Ferenc

SZUCHENTRUNK JÁNOS
(1934—1987)



Szuchentrunk János geofizikus mérnök kollégánk 1987. december 22-én, rövid szenvedés után elhunyt.

Vitnyéden született 1934. augusztus 27-én. Vitnyédi és kapuvári tanulóéveit követően a soproni Berzsényi Dániel gimnáziumban tanult, ahol 1953-ban érettségizett. Egy évet dolgozott, majd 1954-től a Nehézipari Műszaki Egyetem geofizikus mérnöki szakán végezte egyetemi tanulmányait Sopronban. 1959 áprilisában szerezte meg geofizikus mérnöki oklevelét és röviddel ezután – május 15-én – lépett be a jelenlegi Geofizikai Kutató Vállalathoz, ahol korai haláláig dolgozott.

Közel 18 évet töltött szeizmikus csoportoknál, előbb mint kiértékelő, majd 1968-tól mint csoportvezető. 1977-től szeizmikus mérési adatok feldolgozásán dolgozott.

Kiváló dolgozó, a Bányász Szolgálati Érdemérem bronz és ezüst fokozatának birtokosa volt.

Leginkább kevés-szavúnak mutatkozott. Olvasottságát, sokoldalú érdeklődését ezért csak kevesen ismerhették meg.

Szerette a természetet, a vitorlázást, a kertészkedést és alkalomadtán a dalt. 1987 novemberéig nem ismert betegséget. Még ott volt a drezdai szimpóziumon.

Az alattomos kór hirtelen ragadta el közülünk.

Őrizzük emlékét és halála feletti megrendülésünket!

Ráner Géza MTESZ-díjas



A Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége Ráner Gézát, a Magyar Geofizikusok Egyesületének titkárát, MTESZ-díjjal tüntette ki.

Ráner Géza a Magyar Geofizikusok Egyesületének 20 éve tagja és 8 éve a titkára. Figyelemmel kíséri és ösztönzi a szakosztályok, bizottságok és a területi csoportok munkáját. Példamutatása, szervezőképessége nagyban elősegítette az egyesületi munkát, a területi csoportok és a központi szakosztályok közötti együttműködést.

Tagja a MTESZ budapesti intézőbizottságának és rendszeresen képviseli egyesületünket a MTESZ különféle fórumain.

Ráner Géza a M. Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézet nagy gyakorlatú kutatója és igazgató helyettese. A szeizmikus kutatás valamennyi fázisát a gyakorlatban sajátította el: volt észlelő, terepi csoportvezető, értelmező, kutató osztályvezető stb. A hazai szeizmikus szén- és bauxitkutatások metodikájának kialakításában döntő szerepe volt. Igazgatóhelyettesi és MGE titkári elfoglaltsága mellett nagy munkabírással és lelkesedéssel dolgozik az országot behálózó földtani alapszervevényeken történő geofizikai adatgyűjtés irányításán és az ország nagyszerkezetének korszerű megismerésén.

Kitüntetései közül kiemelkedik az 1975-ben kapott Munkaérdemrend és az 1987. évi MTESZ-díj.

Kitüntetése alkalmából az MGE tagsága nevében gratulálunk és mind egyesületünkben, mind munkahelyén további szép eredményeket kívánunk!

Ára: 32,50 Ft