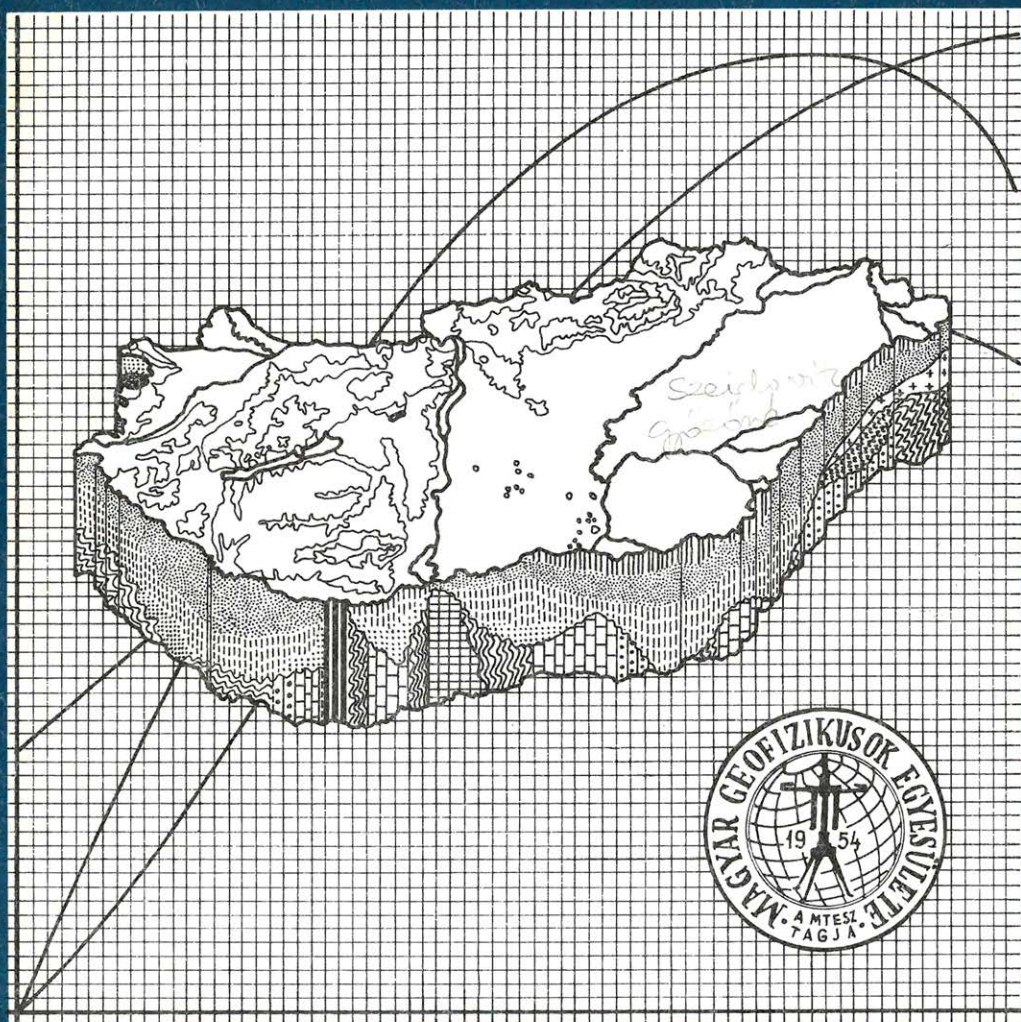


MAGYAR 3 GEOFIZIKA



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA
BUDAPEST, 1983. XXIV. ÉVFOLYAM, 3. SZÁM

TARTALOMJEGYZÉK

<i>Kis K.</i> : Vertikális földmágneses anomáliák északi mágneses pólusra redukálása és a redukálás paramétereinek Poisson-féle összefüggésen alapuló becslése	81
<i>Drahoš D.</i> : Karotázs elektromos látszólagos fajlagos ellenállás elméleti értékek számítása diszkrét konvolúciós módszerrel	97
<i>Balogh I.</i> – <i>Horváth J.</i> : Az Al_2O_3 tartalom mennyiségi meghatározása bauxitos fúrólukban neutronaktivációs karotázssal	111
Egyesületi hírek	119

Főszerkesztő: Zelei András

Szerkesztő bizottság: Deres János, Kilényi Éva, Meskó Attila, Rádler Béla, Verő József

Szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. félemelet 17. Postafiók 240.

Vertikális földmágneses anomáliák északi mágneses pólusra redukálása és a redukálás paramétereinek Poisson-féle összefüggésen alapuló becslése

K I S K Á R O L Y*

A mágneses anomáliák szélsőérték helyeit elsősorban a ható eredő mágneses polarizációjának iránya határozza meg. Ennek a hatásnak a kiküszöbölésére szolgál a mágneses anomáliák északi mágneses pólusra redukálása. A Poisson-féle összefüggés felhasználása nélkül vezetjük le a redukálási művelet átviteli függvényét. A levezetett átviteli függvény abban az esetben érvényes, ha a ható polarizációjának iránya és nagysága állandó. A redukálási művelet átviteli függvénye véges szakadással rendelkezik. A szakadás megszüntetésére csönkítőfüggvény alkalmazását javasoljuk. A mágneses északi pólusra redukálás ismeretlen paramétereit a Poisson-féle összefüggésen alapuló optimalizálással határozzuk meg. A javasolt eljárást több modellszámítás és egy terepi példa illusztrálja.

Положение экстремальных значений магнитных аномалий определяется прежде всего направлением исходящей из источника магнитной поляризации. Для исключения этого влияния служит редукция магнитных аномалий к северному магнитному полюсу. Функции перехода для операции редукции были выведены без использования зависимости Пуассона. Выведенные функции перехода действительны в том случае, если направление поляризации источника и ее величина постоянны. Функции перехода операции редукции обладают конечным разрывом. Для исключения этого разрыва мы рекомендуем применение функции усечения. Незвестные параметры редукции к северному магнитному полюсу определяем с помощью оптимизации, основанной на зависимости Пуассона. Рекомендованный процесс иллюстрируется рядом модельных расчетов и одним полевым примером.

The maxima and minima of the magnetic anomalies are mainly influenced by the direction of the magnetic polarisation. In order to get rid of this influence the reduction to the magnetic pole has been suggested. It is shown, that the transfer function of the reduction to the magnetic pole can be derived without reference to the Poisson's relation. The derived transfer function is valid in the case of the homogeneous polarisation. The transfer function of the reduction to the magnetic pole has a finite discontinuity at the origin of the coordinate system. For the elimination of this finite discontinuity an appropriate truncating function is suggested. The unknown value of the parameters of the reduction are calculated by optimisation based on the Poisson's relation. The suggested procedure is illustrated by model calculations and a field example.

Bevezetés

A földmágneses nyersanyagkutató eljárásokban a korábban használt vertikális és horizontális mágneses anomália térképek, illetve a jelenleg kiterjedten használt totális mágneses anomália térképek maximum és minimum helyeit elsősorban az anomáliát létrehozó földtani ható eredő mágneses polarizációjának iránya alakítja ki. Ennek következménye, hogy az anomália maximuma nem a ható fölött, hanem attól valamilyen, a mágneses polarizáció iránya által megszábotott értékkel eltolva alakul ki. Például a magyarországi közel 60° -os inklináció és 0° -os deklináció esetén a ΔZ anomáliák maximuma déli irányban eltolva jelentkezik.

* ELTE, Geofizikai Tanszék.

Jelen dolgozatban ismertetett vizsgálatok célja: a vertikális földmágneses mérések eredményeinek olyan transzformációja, amely ezt az eltolást kiküszöböli és így az anomáliák értelmezhetőségét elősegíti. Ilyen jellegű transzformációknak az igénye a földmágneses anomáliák feldolgozásában már az 1950-es években felmerült. V. Baranov javasolta a totális mágneses anomáliák olyan transzformációját, amely kiküszöböli az inklináció hatását és így egyszerűbb anomália képet eredményez (Baranov, V., 1957). A transzformáció eredményét pszeudo-gravitációs anomáliáknak nevezte, a módszer a

$$W = \frac{J}{4\pi \mu_0 G \rho} \frac{\partial}{\partial s} V \quad (1)$$

Poisson-féle összefüggés integrálásán alapult, ahol W a mágneses skalárpotenciál, J a mágneses polarizáció, μ_0 a vákuum mágneses permeabilitása, G a gravitációs állandó, ρ a sűrűség, s a mágneses polarizáció iránya, V a tömegvonzási potenciál. Az (1) összefüggés olyan feltétel mellett érvényes, amikor a mágneses polarizáció vektora állandó nagyságú és irányú, a sűrűség homogén és izotrop. A gravitációs és mágneses anomáliát azonos ható hozta létre. A pszeudo-gravitációs anomália elnevezést az a feltételezés indokolja, hogy az anomália kialakításában csak a mágnesezettséggel rendelkező tömeg vesz részt. Az eredményül kapott anomália térkép továbbra is mágneses anomália azzal a feltevéssel, hogy a mágnesezettség iránya vertikális. V. Baranov és H. Naudy 1964-ben megjelent tanulmányukban javasolták a kissé megtévesztő pszeudo-gravitációs terminus-technicus megváltoztatását északi mágneses pólusra redukálásra, amely sokkal jobban kifejezi az eljárás lényegét (Baranov, V., Naudy, H., 1964).

A vertikális és totális földmágneses anomáliák északi mágneses pólusra redukálására több szerző javasolt eljárást. Ezeknek az eljárásoknak közös vonása, hogy a Poisson-féle összefüggésből indultak ki. B. K. Bhattacharyya által bemutatott eljárás szintén a Poisson-féle összefüggés integrálásán alapul (Bhattacharyya, B. K., 1965). Továbbá felhasználta azt a tényt, hogy a totális tér kielégíti a Laplace-egyenletet és a Laplace-egyenlet megoldása felírható kettős Fourier-sor formájában. A dolgozatban levezetett összefüggések alkalmasak tetszőleges polarizáció iránnyal rendelkező ható földmágneses anomáliájának északi mágneses pólusra redukálására. Az előbb vázolt eljárást fejlesztette tovább E. R. Kanasewich és R. G. Agarwal. Az eljárást annyiban módosították, hogy Fourier-sorfejtés helyett a gyors Fourier-transzformációs algoritmust alkalmazták. A módosítás elsősorban számítástechnikai szempontból előnyös (Kanasewich, E. R., Agarwal, R. G., 1970).

A mágneses északi pólusra redukálás átviteli függvényének meghatározása

A lineáris rendszerek analízisében felhasznált matematikai eszközök segítségével levezethető az északi mágneses pólusra redukálás műveletének átviteli függvénye. A transzformáció átviteli függvénye levezethető a Poisson-féle összefüggés felhasználása nélkül. A számítások — a geofizikai gyakorlatnak megfelelően — olyan koordináta-rendszerben érvényesek, amelynek x -tengelye az északi irányba, y -tengelye keleti irányba, z -tengelye lefelé, a helyi függőleges irányába mutat.

Annak a földtani hatónak a mágneses skalárpotenciálja, amely állandó J mágneses polarizációval és az állandó s iránnyal rendelkezik:

$$W(x, y, z) = -\frac{J}{4\pi\mu_0} \frac{\partial}{\partial s}. \quad (2)$$

$$\int \int \int_{(v)} \frac{1}{((x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2)^{1/2}} dx' dy' dz',$$

ahol a térfogati integrálást a ható v térfogatára, a vesszős koordináták szerint kell elvégezni. Az s iránymenti deriválásra érvényes a

$$\frac{\partial}{\partial s} = L \frac{\partial}{\partial x} + M \frac{\partial}{\partial y} + N \frac{\partial}{\partial z} \quad (3)$$

összefüggés, ahol L , M , N az eredő mágneses polarizáció irányába mutató s egységvektor iránykoszinuszai. Jelölje β az egységvektor vízszintes vetületének az északi irányba mutató x -tengellyel, α a vízszintes vetületnek az egységvektorral alkotott szögét, akkor az iránykoszinuszok kifejezhetők a β és α szögekkel:

$$\begin{aligned} L &= \cos \alpha \cos \beta \\ M &= \cos \alpha \sin \beta \\ N &= \sin \alpha. \end{aligned} \quad (4)$$

A mágneses tér $Z(x, y, z)$ vertikális összetevőjét a

$$Z(x, y, z) = \frac{J}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial z \partial s}. \quad (5)$$

$$\int \int \int_{(v)} \frac{1}{((x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2)^{1/2}} dx' dy' dz'$$

összefüggés szolgáltatja.

Határozzuk meg a mágneses tér (5) vertikális összetevőjének a $z = 0$ helyen (a felszínen) vett Fourier-transzformáltját:

$$\begin{aligned} Z(f_x, f_y) &= \pi J (N (f_x^2 + f_y^2)^{1/2} + j (L f_x + M f_y)) \cdot \\ &\cdot \int \int \int_{(v)} e^{-j 2\pi (f_x x' + f_y y')} e^{-2\pi z' (f_x^2 + f_y^2)^{1/2}} dx' dy' dz', \end{aligned} \quad (6)$$

ahol f_x és f_y az x -, illetve az y -tengely irányába mutató térfrekvenciákat jelöli. A számítás lépései megtalálhatók jelen szerző dolgozatában (Kis K., 1981). Jelölje $Z_p(f_x, f_y)$ a csupán vertikális polarizációval rendelkező ható mágneses térnek Fourier-transzformáltját:

$$\begin{aligned} Z_p(f_x, f_y) &= \pi J (f_x^2 + f_y^2)^{1/2} \cdot \\ &\cdot \int \int \int_{(v)} e^{-j 2\pi (f_x x' + f_y y')} e^{-2\pi z' (f_x^2 + f_y^2)^{1/2}} dx' dy' dz'. \end{aligned} \quad (7)$$

Annak a műveletnek az átviteli függvényét, amely az északi mágneses pólusra redukálja az adott polarizációval rendelkező vertikális mágneses teret, jelölje $S_Z(f_x, f_y)$. A redukálási műveletet a térfrekvencia tartományban a

$$Z(f_x, f_y) S_Z(f_x, f_y) = Z_p(f_x, f_y) \quad (8)$$

összefüggés írja le. A (6) és (7) Fourier-transzformáltak ismeretében az $S_Z(f_x, f_y)$ átviteli függvény meghatározható:

$$S_Z(f_x, f_y) = \frac{(f_x^2 + f_y^2)^{1/2}}{N(f_x^2 + f_y^2)^{1/2} + j(Lf_x + Mf_y)} \quad (9)$$

Az $S_Z(f_x, f_y)$ komplex átviteli függvény jellemezhető az

$$A_Z(f_x, f_y) = (\text{Re}^2 \{S_Z(f_x, f_y)\} + \text{Im}^2 \{S_Z(f_x, f_y)\})^{1/2} \quad (10)$$

amplitúdó-sűrűség spektrumával és a

$$P_Z(f_x, f_y) = \text{arc tg} \frac{\text{Im} \{S_Z(f_x, f_y)\}}{\text{Re} \{S_Z(f_x, f_y)\}} \quad (11)$$

fázis-sűrűség spektrumával, ahol Re a komplex átviteli függvény valós részét, Im a képzetes részét jelenti. A (9) átviteli függvénynek mind a valós része, mind a képzetes része az $f_x = f_y = 0$ helyen bekövetkező véges szakadás kivételével folytonos a térfrekvencia változók függvényében. A (9) átviteli függvényről megállapítható, hogy az északi mágneses pólusra redukálás csak a polarizáció irányának ismeretét igényli, független a mágneses ható egyéb paramétereitől, a mélységtől, kiterjedésétől stb. A (9) átviteli függvény abban az esetben érvényes, ha a polarizáció iránya és nagysága állandó. A (9) átviteli függvény fázistolással rendelkező műveletet ír le, azaz nem hagyja változatlanul a szélső értékek helyét.

Az átviteli függvény (9) egyenlete, valamint a sűrűség spektrumok egyenleteiből megállapítható, hogy az $\alpha = 90^\circ$ esetében (a mágneses póluson) az átviteli függvény valós része egységnyi, képzetes része nulla. Az amplitúdó-sűrűség spektrum egységnyi, a fázis-sűrűség spektrum zérus. Ebben az esetben az $S_Z(f_x, f_y)$ átviteli függvény identikus transzformációt ír le. Az $\alpha = 0^\circ$ esetében (a mágneses egyenlítőn) a fázis-sűrűség spektrum értéke konstans. Az 1. ábrán az $A_Z(f_x, f_y)$ és a $P_Z(f_x, f_y)$ sűrűség spektrumok képe látható az $\alpha = 60^\circ$, a $\beta = 0^\circ$ paraméter értékek esetében, ezek közelítőleg a mágneses inklináció és deklináció értékei Magyarország területén. Az 1. ábrán az f'_x és f'_y dimenziótlan térfrekvenciák szerepelnek, amelyeknek a definíciója:

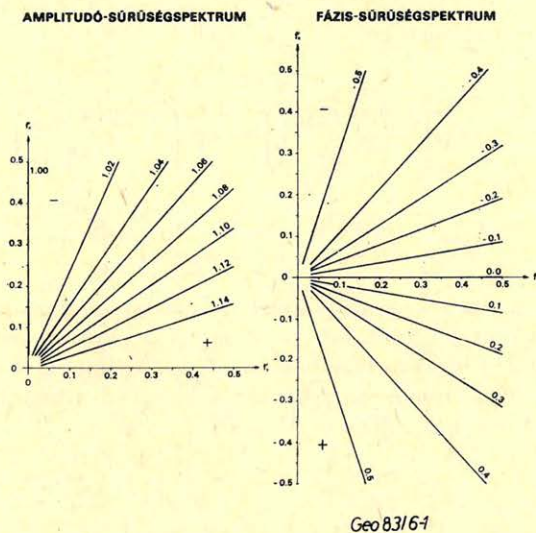
$$f'_x = \tau f_x \quad \text{és} \quad f'_y = \tau f_y, \quad (12)$$

ahol τ a mintavételi távolság. Az ábrán szimmetria okokból elegendő az amplitúdó-sűrűség spektrum első síknegyedbe eső részét, a fázis-sűrűség spektrum első és negyedik síknegyedbe eső részét bemutatni.

Az északi mágneses pólusra redukálás műveletének megvalósítása

A mágneses tér vertikális összetevőjének a mágneses északi pólusra redukálásának műveletét a térfrekvencia tartományban a (9) egyenlet írja le. A (9) egyenlet rögzített paraméterű, lineáris rendszer átviteli függvényét adja meg. A

művelet megvalósításakor a lineáris rendszerek elméletének megfelelően két, egymással ekvivalens megoldási lehetőséget vehetünk figyelembe. Az egyik lehetőség: a művelet megvalósítása térfrekvencia tartományban. Mivel a hazai gyakorlat a tértartományban történő megvalósítást preferálja, ezért azt a második lehetőséget mutatjuk be.



1. ábra. Az $S_Z(f'_x, f'_y)$ átviteli függvény amplitúdó-sűrűségpektruma és fázis-sűrűségpektruma az f'_x, f'_y dimenziótlán térfrekvencia változók függvényében az $\alpha = 60^\circ, \beta = 0^\circ$ paraméterértékek esetében

Рис. 1. Амплитудно-плотностной спектр функции перехода $S_Z(f'_x, f'_y)$ и фазисно-плотностной спектр как функции безразмерных получастотных переменных f'_x, f'_y для случая значений параметров $\alpha = 60^\circ, \beta = 0^\circ$

Fig. 1. Contours of the amplitude and phase density spectra of the transfer function $S_Z(f'_x, f'_y)$ for the parameters, $\alpha = 60^\circ, \beta = 0^\circ$. Spatial frequencies f'_x and f'_y are given in dimensionless units

A (9) átviteli függvénynek a koordináta-rendszer origójában bekövetkező véges szakadása nem teszi lehetővé az $S_Z(x, y)$ súlyfüggvénynek, a következő

$$S_Z(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_Z(f_x, f_y) e^{j2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y \quad (13)$$

inverz Fourier-transzformációval történő kiszámítását. Az inverz transzformáció elvégzése érdekében alkalmazható eljárás: megfelelő csonkító-függvény bevezetése. A csonkítófüggvény megválasztásakor a következő két szempontot vettük figyelembe. Egyik, a véges szakadás megszüntetése és az $S_Z(f_x, f_y)$ csökkentése az f_x és f_y nagyobb értékeire, megszüntetve az átviteli függvénynek a nagyobb frekvenciák tartományában bekövetkező kedvezőtlen kiemelő tulajdonságát. Másik, az átviteli függvény nem zérus fázistolású tulajdonságának megőrzése. Ilyen feltételnek a sávszűrők tesznek eleget. Csonkítófüggvényként a felülvágó exponenciális szűrők különbségeként előállítható sávszűrőt (Meskó A., 1970) hasz-

náltunk. Az ilyen típusú szűrőknek további lényeges tulajdonsága – azonos sáv szélesség mellett – a lehető legkisebb méretű súlyfüggvény (*Bracewell, R. 1965*). A felhasznált sávszűrő átviteli függvénye (*Mesko A., 1970*):

$$S_{SAV}(f_x, f_y) = C \left(\exp \left(-\frac{36^2 (f_x^2 + f_y^2)}{m_1^2} \right) - \exp \left(-\frac{36^2 (f_x^2 + f_y^2)}{m_2^2} \right) \right), \quad (14)$$

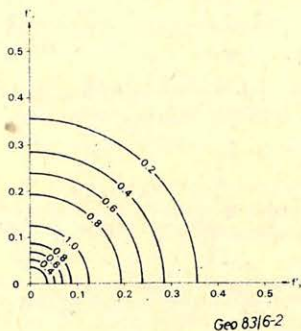
ahol a C normáló tényező értéke:

$$C = \frac{1}{\exp \left(-\frac{36^2 f_{r \max}^2}{m_1^2} \right) - \exp \left(-\frac{36^2 f_{r \max}^2}{m_2^2} \right)} \quad (15)$$

és

$$f_{r \max} = \frac{m_1 m_2}{36} \left(\frac{2}{m_1^2 - m_2^2} \ln \frac{m_1}{m_2} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

továbbá a sávszűrő m_1 és m_2 paramétereire fennáll az $m_1 > m_2$ reláció. A 2. ábrán, a csonkítófüggvényként használt, $m_1 = 9$, $m_2 = 3$ paraméterértékekkel rendelkező sávszűrő átviteli függvénye látható az f'_x és f'_y dimenziótlan térfrekvenciák függvényében. Az ilyen típusú sávszűrőket a hazai kutatási gyakorlat rendszeresen alkalmazza (*Kovács F., Mesko A., 1971*).



2. ábra. Az $m_1 = 9$, $m_2 = 3$ paraméterértékekhez tartozó sávszűrő átviteli függvénye az f'_x, f'_y dimenziótlan térfrekvenciák függvényében

Рис. 2. Функция перехода, относящаяся к параметрам полосового фильтра $m_1 = 9$, $m_2 = 3$, как функция безразмерных полурасов f'_x, f'_y

Fig. 2. Contours of the transfer function of the band-pass filter for the parameters $m_1 = 9$, $m_2 = 3$. Spatial frequencies f'_x , and f'_y are given in dimensionless units

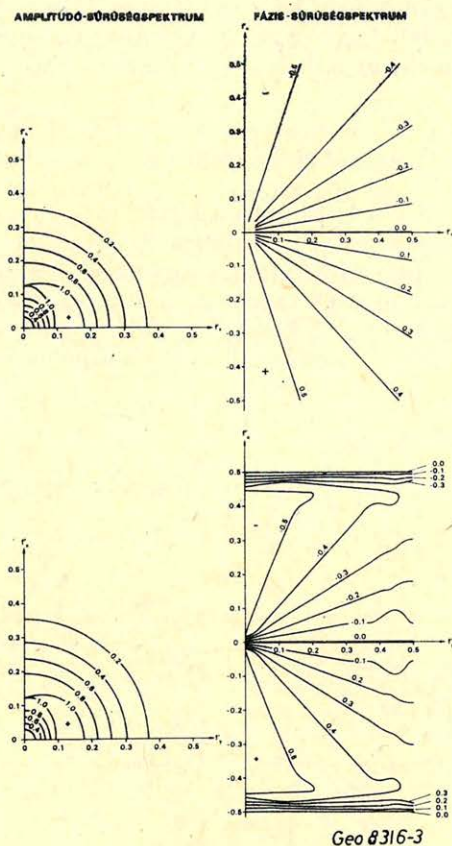
A sávszűrővel csonkított redukálási művelet $S_Z^{CS}(f_x, f_y)$ átviteli függvénye az

$$S_Z^{CS}(f_x, f_y) = (\text{Re} \{S_Z(f_x, f_y)\} + j \text{Im} \{S_Z(f_x, f_y)\}) S_{SAV}(f_x, f_y) \quad (17)$$

formában írható le. A sávszűrővel csonkított átviteli függvények nem rendelkeznek szakadással az $f_x = f_y = 0$ helyen, mivel a csonkítófüggvény értéke az origóban nulla, ugyanakkor eltávolítja az egyenkomponenst. Megszünteti a redukálási művelet nagyobb térfrekvenciák tartományában kedvezőtlen kiemelőt

tulajdonságát. Megőrzi a művelettől megkívánt fázistolást. A 3. ábra felső részén a sávszűrővel csonkított, a mágneses tér vertikális komponensét északi mágneses pólusra redukáló művelet átviteli függvényének amplitúdó-sűrűségpektruma és fázis-sűrűségpektruma látható az $\alpha = 60^\circ$ és a $\beta = 0^\circ$ paraméterértékek esetében a dimenziótlan térfrekvenciák függvényében.

A redukálási művelet tértartományban jellemző $S_Z(x, y)$ súlyfüggvényt a sávszűrővel csonkított átviteli függvény numerikus, inverz Fourier-transzfor-



3. ábra. A vertikális összetevő északi mágneses pólusra redukálásának sávszűrővel ($m_1 = 9$; $m_2 = 3$) csonkított elméleti (felső) és tényleges (alsó) átviteli függvényének amplitúdó-sűrűségpektruma és fázis-sűrűségpektruma az f'_x, f'_y dimenziótlan térfrekvenciák függvényében, az $\alpha = 60^\circ$, $\beta = 0^\circ$ paraméterértékek esetében

Рис. 3. Амплитудно-плотностной и фазисно-плотностной спектры функции перехода для редукции вертикальной компоненты северного магнитного полюса с помощью полосового фильтра ($m_1 = 9$; $m_2 = 3$), усеченные теоретически (верхняя) и действительные (нижняя), как функции безразмерных полочастот f'_x, f'_y для случая значений параметров $\alpha = 60^\circ$, $\beta = 0^\circ$

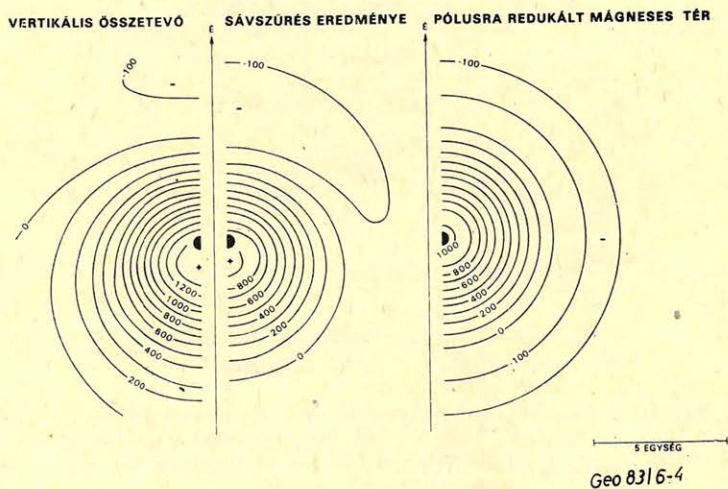
Fig. 3. Contours diagrams of the theoretical (upper) and actual (lower) amplitude and phase density spectra, truncated by the used band-pass filter ($m_1 = 9$, $m_2 = 3$) for the reduction of the vertical component of the magnetic field to the magnetic pole. The value of the parameters are $\alpha = 60^\circ$, $\beta = 0^\circ$. Spatial frequencies f'_x and f'_y are given in dimensionless units

máltjával lehet kiszámítani. A súlyfüggvény diszkrét pontokban meghatározott értékei szolgáltatják az együtthatókat, amelyekkel a mért értékeket konvolválva az északi mágneses pólusra redukált teret kapjuk. Az $\alpha = 60^\circ$ és a $\beta = 0^\circ$ paraméter értékekre vonatkozó kiszámított együtthatók és a számítás részletei megtalálhatók jelen szerző dolgozatában (Kis K., 1982).

A kiszámított súlyfüggvény együtthatóknak meghatároztuk a numerikus Fourier-transzformáltját, azaz a tényleges átviteli függvényét. A 3. ábra alsó részén a tényleges átviteli függvényének az amplitúdó-sűrűség spektruma és fázis-sűrűség spektruma látható az f'_x , f'_y dimenziótlan térfrekvenciák függvényében. A tényleges átviteli függvény igen jól közelíti a csonkított, az ábra felső részén bemutatott elméleti átviteli függvényt. A digitalizált súlyfüggvények a spektrumot periodikussá teszik, ez a jelenség felismerhető a bemutatott tényleges átviteli függvényen.

Modellszámítások

A redukálási művelet illusztrálására a következő, igen egyszerű modellszámítást mutatjuk be. A modell legyen mágneses dipólus, amely a koordináta-rendszer $(0, 0, d)$ pontjában helyezkedik el. A dipólus d mélysége legyen 5 mintavételi távolság egység (mintavételi távolság = 100 m). A dipólus m_d mágneses dipólusmomentuma legyen $4\pi \cdot 10^2$ Vms. A dipólusmomentum irányát megadó szögek értékei: $\alpha = 60^\circ$, $\beta = 0^\circ$. Jelölje $Z(x, y, \theta)$ a dipólus által létrehozott mág-



4. ábra. Dipólus mágneses terének vertikális összetevője (bal oldalon), sávszűrt vertikális összetevő (középen), északi mágneses pólusra redukált mágneses tere (jobb oldalon), az izovonalak egysége: nT

Рис. 4. Вертикальная компонента поля магнитного диполя (слева), отфильтрованная с помощью полосового фильтра вертикальная компонента (в середине), магнитное поле, редуцированное к северному магнитному полюсу (справа). Единица изолиний: nT

Fig. 4. Vertical component of the magnetic field due to a dipole (left), after band-pass filtering (middle), and after reduction to the pole (right). Isolines are given in nanoteslas

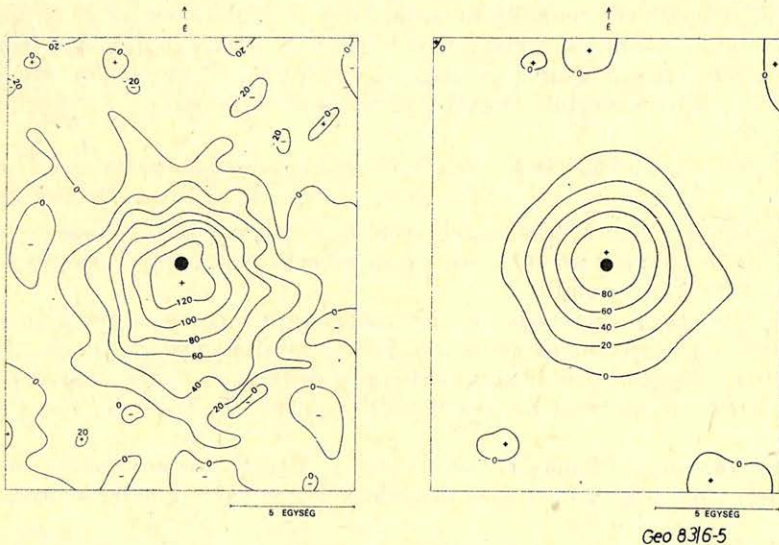
neses tér vertikális összetevőjét a $z = 0$ -ban (a felszínen) (4. ábra). :

$$Z(x, y, 0) = \quad (18)$$

$$= -\frac{m_d}{4\pi} \left(\frac{3Lxd}{(x^2 + y^2 + d^2)^{5/2}} + \frac{3Myd}{(x^2 + y^2 + d^2)^{5/2}} - \frac{3Nd^2}{(x^2 + y^2 + d^2)^{5/2}} + \frac{N}{(x^2 + y^2 + d^2)^{3/2}} \right).$$

A 4. ábrán (kis félbe vágott körrel jelölt dipólus felett) a kialakult térnek szimmetria okokból csak a felét mutatjuk be. A 4. ábra középső részén feltünteteti az előbbi mágneses térnek a (14) átviteli függvényű sávszűrővel sávszűrt változatát is. A pólusra redukált mágneses tér igen jól megegyezik az $\alpha = 90^\circ$ értékhez tartozó mágneses tér sávszűrt eredményeivel.

A második modellszámítás az északi mágneses pólusra redukálás működését mutatja be rendezetlen zaj jelenlétében. A rendezetlen zajt normális eloszlású, nulla várható értékű, 10 nT szórású, véletlen számok generálják. A második modellszámítás esetében a dipólus mágneses momentuma egy nagyságrenddel kisebb, értéke $m_d = 4\pi 10$ Vms. Az 5. ábra bal oldalán a dipólus terének vertikális összetevője látható a korábbi paraméterértékkel szimulált rendezetlen zaj jelenlétében. Az ábra bal oldalán az északi mágneses pólusra redukált tér látható. Az ábrából megállapítható, hogy a sávszűrővel csontkított redukálást a rendezetlen zaj kevésbé befolyásolja. A tér maximuma a dipólus fölött jelentkezik, értéke keveset tér el az $\alpha = 90^\circ$ -hoz tartozó vertikális összetevő sávszűrt eredményeitől.



5. ábra. Dipólus mágneses terének vertikális összetevője és a rendezetlen zaj összege (bal oldalon), a bal oldalon bemutatott tér északi mágneses pólusra redukált értékei (jobb oldalon), az izovonalak egysége: nT

Рис. 5. Вертикальная компонента дипольного магнитного поля и сумма случайного шума (слева), редуцированные к северному магнитному полюсу значения показанного слева поля (справа). Единица изолиний: nT

Fig. 5. Vertical component of the magnetic field due to a dipole plus random noise (left) the field reduced to the magnetic pole (right). Isolines are given in nanoteslas

*A mágneses északi pólusra redukálás paramétereinek
Poisson-féle összefüggésen alapuló becslése*

A redukálási műveletet leíró átviteli függvény paraméterként tartalmazza az eredő mágneses polarizáció irányát megadó szögeket. A szögek értékének a becslésére különböző eljárásokat dolgoztak ki. A becslési eljárások a Poisson-féle összefüggésen alapulnak, a megvalósítás módjában különböznek egymástól.

Jelen dolgozatban optimalizálási eljárást mutatunk be a paraméterek becslésére. Az optimalizálás lényegét tekintve olyan eljárás, amely valamilyen funkcionál szélső érték helyeinek meghatározását teszi lehetővé (Walsh, G. R., 1975; Bahvalov, N. Sz., 1977.) Ez a feladat rendszerint többváltozós függvények minimumának adott tartományban történő meghatározására irányul. Az optimalizálási eljárásokat tartalmazó szakkönyvek (Ralston, A., 1966; Walsh, G. R., 1975; Bahvalov, N. Sz., 1977) több, általánosan alkalmazható technikát ismertetnek. Egy optimalizálási feladat megoldása általában a következő elemekből tevődik össze: a feladat matematikai modelljének és célfüggvényének megalkotása, a célfüggvény szélső érték helyének meghatározása, végezetül az eredmények értelmezése (Bahvalov, N. Sz., 1977).

A redukálás paraméterértékeinek becslésére fizikai tényen alapuló modellt választottunk. Feltételeztük a

$$W = \frac{J}{4\pi\mu_0 G \rho} \left(\cos \alpha \cos \beta \frac{\partial}{\partial x} V + \cos \alpha \sin \beta \frac{\partial}{\partial y} V + \sin \alpha \frac{\partial}{\partial z} V \right) \quad (19)$$

Poisson-féle összefüggés fennállását azaz, hogy a gravitációs és a földmágneses anomália azonos hatótól származik; továbbá a ható sűrűsége homogén és izotrop, a mágneses polarizáció iránya és nagysága állandó. Tekintsük a Poisson-féle összefüggés z -változó szerinti negatív, parciális deriváltját:

$$Z = \frac{J}{4\pi G \rho} \left(\cos \alpha \cos \beta \frac{\partial}{\partial x} g_z + \cos \alpha \sin \beta \frac{\partial}{\partial y} g_z + \sin \alpha \frac{\partial}{\partial z} g_z \right). \quad (20)$$

A földmágneses tér z vertikális összetevőjét és a gravitációs térerősség g_z vertikális összetevőjét azonos felszíni pontokban mérjük, így nem szükséges a mérési pontok koordinátáit megadni.

A (20) összefüggés a legegyszerűbb alakú, amit a fizikai tények alapján feltételezni tudunk a gravitációs és földmágneses anomália között. Több szerző rámutatott arra, hogy bonyolultabb modell felépítése csak akkor indokolt, ha erre előzetes információ áll rendelkezésünkre (Lundbak, A., 1956, Wilson, C. D. V., 1970).

A (20) összefüggés felhasználása a g_z x -, y - és z -változók szerinti deriváltjának ismeretét igényli. A deriválás lineáris művelet, átviteli függvényével jellemezhető:

$$S_{dx}(f_x, f_y) = j 2\pi f_x \quad (21)$$

$$S_{dy}(f_x, f_y) = j 2\pi f_y \quad (22)$$

$$S_{dz}(f_x, f_y) = 2\pi (f_x^2 + f_y^2)^{1/2} \quad (23)$$

(Erdelyi A., et al., 1954). A deriválási műveletek átviteli függvényei azzal a kellemetlen tulajdonsággal rendelkeznek, hogy a nagyobb térfrekvenciák értékeinél a nemkívánatos zajt is kiemelik. Ezért célszerű csonkítófüggvényt használni és a csonkított átviteli függvényekből inverz Fourier-transzformációval a deriválási

műveletek csonkított súlyfüggvényeit meghatározni. Csonkításra ugyanazt a sávszűrőt használtuk, mint amelyet a redukálási műveletek esetében is alkalmaztunk. A deriválásra vonatkozó átviteli függvények és együtthatók megtalálhatók az ELTE Geofizikai Tanszéken készült kutatási jelentésben (Kis K., 1982).

Az azonos térfrekvencia tartományra vonatkoztatás érdekében célszerű a mágneses tér vertikális összetevőjét is a csonkítófüggvényként használt sávszűrővel megszüntetni. A sávszűrés zérus fázistolással rendelkezik, tehát a mágneses tér fázisviszonyait érintetlenül hagyja, viszont biztosítja a regionális komponens és a nagyfrekvenciás zaj eltávolítását.

A célfüggvény meghatározásakor a (20) összefüggésből indultunk ki. Jelöljük a három dimenziós $\mathbf{p} = \mathbf{p}(p_1, p_2, p_3)$ paramétervektor elemei a J/ϱ hányadost és az α, β szögeket ($p_1 = J/\varrho, p_2 = \alpha, p_3 = \beta$). A \mathbf{p} paramétervektor függvényében a

$$\varphi(\mathbf{p}) = \sum_i \left(Z_i - \frac{1}{4\pi G} \left(p_1 \cos p_2 \cos p_3 \frac{\partial}{\partial x} g_{zi} + p_1 \cos p_2 \sin p_3 \frac{\partial}{\partial y} g_{zi} + p_1 \sin p_2 \frac{\partial}{\partial z} g_{zi} \right) \right)^2 \quad (24)$$

célfüggvényt vizsgáljuk. A (24) célfüggvényből megállapítható, hogy a p_1, p_2, p_3 értékek meghatározása nemlineáris feladat.

Paramétereiben nemlineáris függvények szélsőértéket gyakran határozzák meg linearizálással (Al-Chalabi, M., 1970; Höpcke, W., 1980). Tekintsük ismét a (20) összefüggést:

$$Z = \frac{1}{4\pi G} p_1 \left(\cos p_2 \cos p_3 \frac{\partial}{\partial x} g_z + \cos p_2 \sin p_3 \frac{\partial}{\partial y} g_z + \sin p_2 \frac{\partial}{\partial z} g_z \right). \quad (25)$$

Az idézett három változótól függő függvényt fejtsük első rendig Taylor-sorba a \mathbf{p} paramétervektor θ indexszel jelölt helye közelében

$$Z(\bar{p}_1, \bar{p}_2, \bar{p}_3) = Z(p_{10}, p_{20}, p_{30}) + \frac{\partial Z}{\partial p_1} \Delta p_1 + \frac{\partial Z}{\partial p_2} \Delta p_2 + \frac{\partial Z}{\partial p_3} \Delta p_3. \quad (26)$$

(A paramétervektor θ indexszel jelölt helyét tekintjük a későbbi számítások során az iteráció kiinduló lépésének, illetve az iteráció k -adik lépésének. A számításokban szükséges a (25) összefüggés p_1, p_2, p_3 paraméterek szerinti parciális deriváltjainak ismerete az i -edik mérési pontban:

$$a_{i1} = \frac{\partial Z_i}{\partial p_1}, \quad a_{i2} = \frac{\partial Z_i}{\partial p_2}, \quad a_{i3} = \frac{\partial Z_i}{\partial p_3}. \quad (27)$$

A paraméterek szerinti deriváltak értékeiből készítsük el az \mathbf{A} mátrixot a $p_1 = p_{10}, p_2 = p_{20}, p_3 = p_{30}$ helyettesítési értékek mellett:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{i1} & a_{i2} & a_{i3} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & a_{n3} \end{bmatrix}. \quad (28)$$

Az \mathbf{A} mátrixnak a mérések számával megegyező számú n sora és a paraméterek számával megegyező 3 oszlopa van. A számításokhoz szükséges a \mathbf{Z} és \mathbf{v} oszlopvektor elkészítése. A \mathbf{Z} oszlopvektor i -edik eleme a vertikális mágneses anomália i -edik pontban mért értéke (esetünkben a sávszűrt anomália i -edik értéke). A \mathbf{v} oszlopvektor i -edik elemét a

$$v_i = a_{i1} p_1 + a_{i2} p_2 + a_{i3} p_3 - (Z_i - Z_i(p_{10}, p_{20}, p_{30})) \quad (29)$$

összefüggés szolgáltatja. Az előző összefüggésben $Z_i(p_{10}, p_{20}, p_{30})$ az i -edik mérési helyen az argumentumban feltüntetett paraméterekkel a (25) egyenlet alapján számított értékeket jelenti.

Vezessük be az $n \times n$ méretű, szimmetrikus \mathbf{W} súlymátrixot, amelynek a főátlóban szereplő elemei a mérésekhez tartozó súlyozást, a w_{ij} mátrixelem az i -edik és j -edik mérés korrelációs együtthatóját jelenti. A számítások során a méréseket azonos súllyal vesszük figyelembe, továbbá azokat korrelálatlanoknak tekintjük, így a \mathbf{W} mátrix egységmátrixként szerepel a számításokban.

A \mathbf{p} paramétervektor felülvonással jelölt

$$\begin{aligned} \bar{p}_1 &= p_{10} + \Delta p_1 \\ \bar{p}_2 &= p_{20} + \Delta p_2 \\ \bar{p}_3 &= p_{30} + \Delta p_3 \end{aligned} \quad (30)$$

értékeit kívánjuk meghatározni a „0” indexszel jelölt kezdeti értékek és a

$$\sum_{i=1}^n (a_{i1} \Delta p_1 + a_{i2} \Delta p_2 + a_{i3} \Delta p_3 - (Z_i - Z_i(p_{10}, p_{20}, p_{30})))^2 = \min \quad (31)$$

egyenlet alapján meghatározott Δp_1 , Δp_2 , Δp_3 értékekből. A minimumfeladat a linearizálás következtében lineáris egyenletrendszer megoldására egyszerűsödött. Ez mátrix formában a

$$\mathbf{A}^T \mathbf{W} \mathbf{A} \Delta \mathbf{p} - \mathbf{A}^T \mathbf{W} \mathbf{Z} = 0 \quad (32)$$

alakot ölti, ahol \mathbf{T} a transzponált mátrixot jelenti.

A \mathbf{p} paramétervektor értékeit iterációval kívánjuk meghatározni. Az iterációhoz kezdeti értéként felvesszük a p_{10} , p_{20} , p_{30} értékeket, majd első lépésben meghatározzuk a Δp_1 , Δp_2 , Δp_3 értékeket az előbb említett eljárással. Így a (30) egyenlet alapján megkapjuk a paraméter vektor javított értékeit; egyben a következő iterációs lépés kiinduló értékét. Az iterációt annál a lépésnél célszerű megállapítani, amikor a megoldások

$$\Delta p_1^2 + \Delta p_2^2 + \Delta p_3^2 \quad (33)$$

négyzetösszege az előírt értéknél kisebb. A (29) vektorelemek ismeretében meghatározhatjuk a σ_0^2 reziduális szorzásnégyzetet

$$\sigma_0^2 = \frac{\mathbf{v}^T \mathbf{W} \mathbf{v}}{n - 3}$$

és a becsült paraméterek \mathbf{Q} kovariancia mátrixát:

$$\mathbf{Q} = \sigma_0^2 (\mathbf{A}^T \mathbf{W} \mathbf{A})^{-1} \quad (34)$$

(Höpcke, W., 1980).

A matematikai modell fennállásának – a Poisson-féle összefüggésben foglaltak teljesülésének – vizsgálata lényeges eleme az eredmények földtani értelmezhetőségének. Erre a vizsgálatra rendszerint koherencia teszt elvégzését javasolják (Kanasewich, R. G., Agarwal, E. R., 1970; Chandler, V. W., et al. 1981), vagy in-situ méréseket (Cordell, L., Taylor, P. T., 1971).

Tételezzük fel, hogy sikerült a helyes paraméterek ismeretében a vertikális mágneses teret az északi mágneses pólusra redukálni. Ekkor a (20) összefüggés a

$$Z_p = \frac{J}{4\pi G \rho} \frac{\partial}{\partial z} g_z \quad (35)$$

alakot ölti. Határozzuk meg a ζ -val és ξ -vel jelölt Z_p és $\frac{\partial}{\partial z} g_z$ mennyiségek

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (\xi_i - \bar{\xi})(\zeta_i - \bar{\zeta})}{\left(\sum_{i=1}^n (\xi_i - \bar{\xi})^2 \sum_{i=1}^n (\zeta_i - \bar{\zeta})^2 \right)^{1/2}} \quad (36)$$

empirikus korrelációs együtthatóját, ahol a felülvonás a mennyiség középértékét jelenti. Amennyiben a Z_p és $\frac{\partial}{\partial z} g_z$ mennyiségek a (20) összefüggésben – azaz

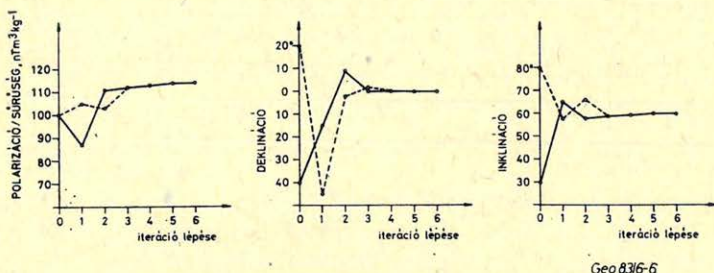
lineáris függvénykapcsolatban – vannak egymással, akkor az r korrelációs együttható értéke $+1$. Ha a korrelációs együtthatót a Poisson-féle összefüggésben foglalt feltevések mérőszámaként akarjuk elfogadni, akkor a ξ és ζ változók együttes valószínűségi sűrűségfüggvényét, illetve a mágneses tér vertikális összetevőjére és a gravitációs tér vertikális komponensének z -változó szerinti deriváltjára vonatkozó kifejezésekben előforduló paraméterek valószínűségi sűrűségfüggvényét kell ismerni. Ezeket a sűrűségfüggvényeket rendszerint nem ismerjük. Bár az empirikus korrelációs együttható a sűrűségfüggvények ismeretének hiányában elméletileg nem alátámasztott mértéke a Poisson-féle összefüggésben kifejezett feltevések teljesülésének, gyakorlati szempontból jól tájékoztató mértéknek fogadhatjuk el.

A paraméterbecslés illusztrálása modellszámítással

Az eljárás illusztrálására kiválasztott modell: gömb. A gömb sűrűsége = $= 2500 \text{ kgm}^{-3}$. A homogén módon mágnesezett gömb mágneses polarizációja = $= 3 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, a polarizáció inklinációja = 60° , deklinációja = 0° . A gömb polarizációjának és sűrűségének hányadosa: $J/\rho = 120 \text{ nT kg}^{-1}\text{m}^3$.

A gömb gravitációs tere vertikális összetevőjének meghatározottuk a sávszűrővel csonkított x -, y - és z -változó szerinti deriváltját. A gömb mágneses terének vertikális összetevőjét az előbbivel azonos sávszűrővel szűrtük meg. Ez a négy adatsor képezte az iterációs eljáráshoz a bemenő adatokat. A 6. ábrán a paramétereknek az iteráció során meghatározott értékeit mutatjuk be két esetben. Az első esetben az iteráció 0 -dik lépése, azaz a kezdő értékei: $J/\rho = 100 \text{ nT m}^3 \text{ kg}^{-1}$, $\beta = -40^\circ$, $\alpha = 30^\circ$. Az iteráció során meghatározott paraméterértékeket folytonos vonal mutatja. A második esetben az iteráció kezdő értékei: $J/\rho = 100 \text{ nT m}^3 \text{ kg}^{-1}$, $\beta = 20^\circ$, $\alpha = 80^\circ$, az iteráció lépéseiben meghatározott paraméterérték

keket szaggatott vonal jelöli. Az iterációs eljárás mindkét esetben azonos értékekhez konvergál. Az iteráció 6. lépésében a becült J/ρ érték eltérése a helyes értéktől 5%, a becült szögértékek eltérése a helyes értéktől kisebb mint 0,5%.



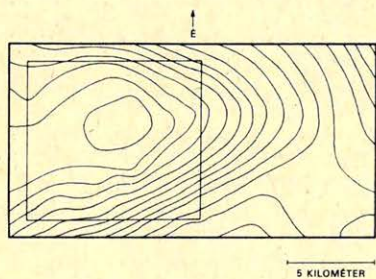
6. ábra. Az iterációs eljárást bemutató modellszámítások. Az iteráció kezdeti értékét a 0-dik lépés jelenti

Рис. 6. Модельные расчёты, иллюстрирующие итерационную процедуру. Начальные значения итерации обозначает нулевой шаг

Fig. 6. Modelcalculation, illustrating the iteration. The starting point of the iteration is equivalent to the 0th step

Vése kutatási terület

A 7. ábrán a Vése kutatási terület Bouguer-anomália térképe és a mágneses tér vertikális összetevőjének anomália térképe látható (Kovács F., 1982). A terület adatainak feldolgozásakor alkalmazott mintavételi távolság: 1 km. A 10×10 km² kiterjedésű feldolgozott területet belső keret jelöli.



7. ábra. Vése kutatási terület Bouguer-anomália térképe (felső), az izovonalak értékköze: $10 \mu\text{ms}^{-2}$ és a mágneses tér vertikális összetevőjének anomália térképe, az izovonalak egysége: nT. A belső keret a feldolgozott területet jelöli

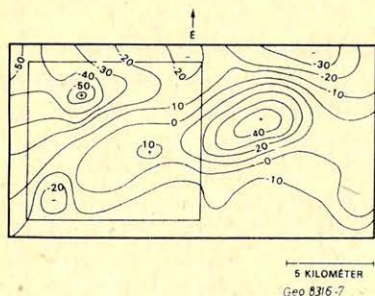
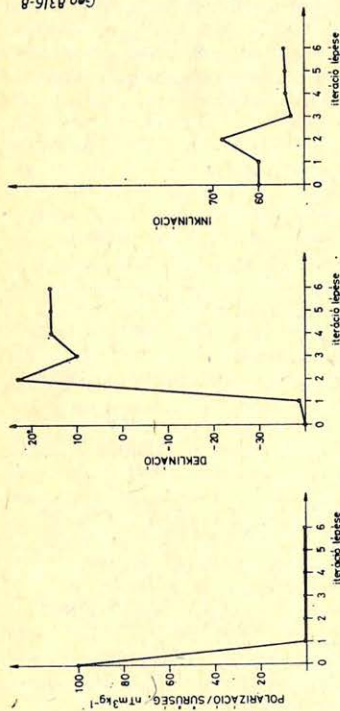


Рис. 7. Карта аномалий Буге для района исследований Вешэ (вверху). Разность значений между соседними изолиниями: $10 \mu\text{ms}^{-2}$. И карта аномалий вертикальной компоненты магнитного поля. Единица изолиний: nT. Внутренняя рамка ограничивает обработанный район

Fig. 7. Bouguer anomaly map (upper) (the contour interval is $10 \mu\text{ms}^{-2}$) and vertical magnetic anomaly map (lower) (the isolines are given in nanoteslas), Vése area. The inside setting indicates the data taken into consideration



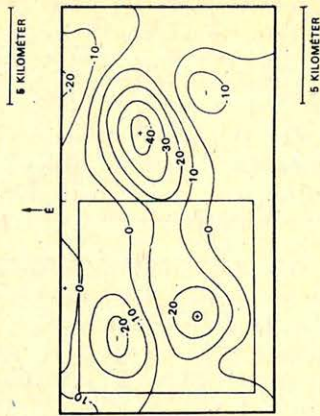
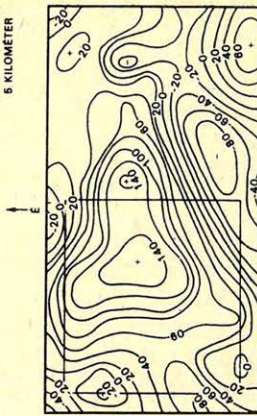
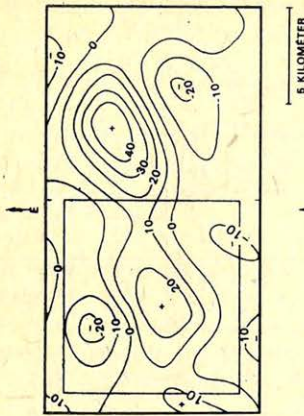
8. ábra. Vése kutatási terület paraméterértékei az iteráció lépései során
 Рис. 8. Значения параметров для района исследований Весе в
 процессе итерационных шагов

Fig. 8. The parameters, obtained from the data of the Vése area in the
 course of the iteration

9. ábra. A Vése kutatási terület északi mágneses pólusra redukált mágneses térképe (felső), izovonalak egysége: nT. A Bouguer-anomáliák sávszűrővel csomkíftott vertikális deriváltja (középső), az izovonalak értékének szorzója 10^{-9}g^{-2} . A mágneses tér vertikális összetevőjének sávszűrt anomáliái (alsó), izovonalak egysége: nT

Рис. 9. Магнитная карта, редуцированная к северному магнитному полюсу, для района исследований Весе (вверху). Единица изолиний: nT. Вертикальная компонента аномалий Буге, усеченная с помощью полосового фильтра (посередине). Множитель к значениям изолиний 10^{-9}г^{-2} . Отфильтрованные с помощью полосового фильтра аномалии вертикальной компоненты магнитного поля (внизу). Единица изолиний: nT

Fig. 9. Results of the calculation with data of the Vése prospecting area. Vertical magnetic field reduced to the magnetic pole (upper) isolines are given in nanoteslas; vertical derivative of the Bouguer anomalies truncated by the used band-pass filter (middle) isolines are given in 10^{-9}g^{-2} units; band-pass filtered vertical magnetic field (lower) isolines are given in nanoteslas



A belső kerettel jelölt terület adatainak feldolgozását jelen tanulmányban ismertetett módszerrel végeztük el. Az iterációs eljárás kezdeti értékei:

$J/\rho = 100 \text{ nT m}^3\text{kg}^{-1}$, $\beta = -40^\circ$, $\alpha = 60^\circ$, az iteráció 6. lépésében meghatározott paraméterértékek:

$J/\rho = 0,47 \text{ nT m}^3\text{kg}^{-1}$, $\beta = 16^\circ$, $\alpha = 55^\circ$. Az iteráció lépései során kapott értékeket a 8. ábra mutatja. A (34) kovariancia mátrix főátlójában levő elemekből becsült paraméterértékek szórásai az előbbi adatoknak megfelelő sorrendben: $0,11 \text{ nT m}^3\text{kg}^{-1}$; $5,2^\circ$; $1,9^\circ$.

A 9. ábrán felülről lefelé a következő térképek láthatók: az iterációval meghatározott α és β értékekkel északi mágneses pólusra redukált tér, a Bouguer-anomália sávszűrővel csonkított vertikális deriváltja, és a terület sávszűrött vertikális anomália térképe. A Bouguer-anomália sávszűrővel csonkított vertikális deriváltja és az északi mágneses pólusra redukált mágneses tér (36) összefüggéssel adott korrelációs együtthatójának értéke: $0,5$. A korrelációs együttható 99%-os konfidencia intervalluma: $0,30 - 0,65$.

IRODALOM

- Al-Chalabi, M.*: Interpretation of two-dimensional magnetic profiles by non-linear optimisation. *Bolletino di Geofisica Teoria and Applicata*, Vol. 12, P. 3–20, 1970.
- Bahvalov, N. Sz.*: A gépi matematika numerikus módszerei. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1977.
- Baranov, V.*: A new method for interpretation of aeromagnetic maps: pseudo-gravimetric anomalies. *Geophysics*, Vol. 22, No. 2, P. 359–383, 1957.
- Baranov, V., Naudy, H.*: Numerical calculation of the formula of reduction to the magnetic pole. *Geophysics*, Vol. 29, No. 1, P. 67–79, 1964.
- Bhattacharyya, B. K.*: Two-dimensional harmonic analysis as a tool for magnetic interpretation. *Geophysics*, Vol. 30, No. 5, P. 829–857, 1965.
- Bracewell, R.*: The Fourier Transform and its Application. McGraw-Hill Book Co., New York, 1965.
- Chandler, V. W., Koski, J. S., Hinze, W. J., Brailes, L. W.*: Analysis of multisource gravity and magnetic anomaly data sets by moving-window application of Poisson's theorem. *Geophysics*, Vol. 46, No. 1, P. 30–39, 1981.
- Cordell, L., Taylor, P. T.*: Investigation of magnetization and density of a North Atlantic seamount using Poisson's theorem. *Geophysics*, Vol. 36, No. 5, P. 919–937, 1971.
- Erdélyi, A., et al.*: Tables of Integral Transforms. McGraw-Hill Book Co., New York, 1954.
- Höpcke, W.*: Fehlerlehre und Ausgleichsrechnung. Walter de Gruyter, Berlin–New York, 1980.
- Kanasewich, R. G., Agarwal, E. R.*: Analysis of combined gravity and magnetic fields in wave number domain. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 75, No. 29, P. 5702–5712, 1970.
- Kis K.*: Transfer properties of reduction of the magnetic anomalies to the magnetic pole and to the magnetic equator. *Annales Univ. Sci. Budapestinensis*. Tom. XXIII, P. 75–88, 1981.
- Kis K.*: Vertikális földmágneses anomáliák északi mágneses pólusra redukálásához szükséges paraméterek becslése. Kutatási Jelentés, ELTE Geofizikai Tanszék, 1982.
- Kis K.*: Derivation of coefficients reducing magnetic anomalies to the magnetic pole or to the magnetic equator. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.* 1982 (megjelenőben).
- Kovács F.*: Szóbeli közlés, 1982.
- Kovács F., Meskó A.*: Kétváltozós digitális szűrés gyakorlati alkalmazása a Bouguer-anomália térképek átalakításában. *Magyar Geofizika XII. évf. 1. szám*, 10–27 old., 1971.
- Lundbak, A.*: Combined analysis of gravimetric and magnetic anomalies and some palaeomagnetic results. *Geophysical Prospecting*, Vol. V, No. 3, P. 226–235, 1956.
- Meskó A.*: Gravity interpretation and filter theory design and application of low-pass, high-pass and band-pass filter. *Annales Univ. Sci. Budapestinensis*. Tom. XIII. P. 67–80, 1970.
- Ralston, A.*: Bevezetés a numerikus analízisbe. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1966.
- Walsh, G. R.*: Methods of Optimization. John Wiley Sons. London, New York, Sydney, Toronto, 1975.
- Wilson, C. D. V.*: The use of the Poisson relationship for separating the anomalies due to neighbouring bodies and for recognizing inhomogeneities and structural deformation. *Bolletino di Geofisica Teorica ed Applicata*. Vol. 12, No. 45–46, P. 158–182, 1970.

Karotázs elektromos látszólagos fajlagos ellenállás elméleti értékek számítása diszkrét konvolúciós módszerrel

DRAHOS DEZSŐ*

A dolgozat a radiális rétegeztségű karotázs elektromos modellre vonatkozó direkt feladat numerikus megoldását tárgyalja a diszkrét konvolúciós módszer alkalmazásával. Röviden ismertetjük a diszkrét konvolúciós numerikus módszert, amelynek pontosságát ismert kimenetű transzformáció numerikus megoldásával szemlélítjük. Levezetjük azokat a képleteket, amelyekkel az ideális potenciál és gradiens szondák, valamint a hételektródás laterolog elméleti látszólagos fajlagos ellenállás értékei számíthatók. A kapott eredmények jó egyezést mutatnak az irodalomból ismert, L. M. Alpin által számított értékekkel.

В работе обсуждается численное решение прямой задачи для модели электрического каротажа с радиальным распределением слоев, которое проводится с помощью метода дискретной конволюции. Коротко изложен численный метод дискретной конволюции, точность которого наглядно поясняется при помощи численного решения трансформации с известным входом. Выведены также те формулы, с помощью которых могут быть рассчитаны теоретические значения кажущегося удельного сопротивления идеальных потенциального и градиентного зондов, а также семиэлектродного латеролога. Полученные результаты показывают хорошее согласие с известными из специальной литературы значениями, рассчитанными Л. М. Альпиным.

The paper deals with the numerical solution of the electrical direct problem of Well Logging by applying the discrete convolution method. The discrete convolution method is effective in the numerical solution of linear integral transforms. The method is described briefly and its accuracy is illustrated by calculating such an integral transform the output function of which is known analytically. In the paper formulas are derived to calculate the apparent resistivities of normal, lateral and laterolog arrangements. The results calculated by discrete convolution show good agreement with those calculated earlier by L. M. Alpin.

Bevezetés

A geofizikában számos direkt feladat megoldás integráltranszformáció formában ismert. Ilyen például az elektromos potenciál, vagy az elektromágneses térjellemzők felszíni eloszlása horizontálisan rétegzett modell felszínén. Hasonlóképpen integráltranszformáció írja le a karotázs elektromos probléma matematikai megoldását radiálisan rétegzett, horizontális értelemben végtelen vastag réteg esetén. Az ilyen modell tengelyében elhelyezkedő ideális potenciál- és gradiens szondaelrendezésekre vonatkozó elméleti látszólagos fajlagos ellenállás kifejezések a következők (lásd pl. *Dakhnov, 1962*):

$$R_a^P = R_m \left(1 + \frac{2L}{\pi} \int_0^{\infty} C_1(m) \cos(mL) dm \right) \quad (\text{potenciál szondára}) \quad (1)$$

* ELTE Geofizikai Tanszék

és

$$R_a^G = R_m \left(1 + \frac{2L^2}{\pi} \int_0^{\infty} m C_1(m) \sin(mL) dm \right) \quad (\text{gradiens szondára}), \quad (2)$$

ahol R_m : a fúróiszap fajlagos ellenállása és
 L : a megfelelő elrendezés szondahossza.

A fenti kifejezésekben szereplő integrálok lineáris integráltranszformációk, mégpedig cosinus-Fourier, illetve sinus-Fourier transzformációk. A $C_1(m)$ függvény a transzformáció bemeneti függvénye, amely a modell geometriai és elektromos paramétereit tartalmazza. A $\cos(mL)$, $\sin(mL)$ függvények a transzformációk magfüggvényei, amelyek a szondaelrendezésre jellemzőek.

Az ilyen típusú integrálok numerikus értékeinek meghatározására célszerű alkalmazni a diszkrét konvolúciós számítási módszert, amelyet *D. P. Ghosh* dolgozott ki, de a módszer alapötlete már egy korábbi publikációban (*F. M. Golc-mann, 1959*) is megtalálható. *Ghosh* ezt a módszert a különféle elektromos (elektromágneses) módszerek elméleti görbéinek számítására használta. Tapasztalatok szerint a számítási idő ezzel a módszerrel a korábbiaknak átlagosan tizedszázadrésze csökkenthető. Ez az előny annak a következménye, hogy az oszcilláló magfüggvények mellett sima lefutású bemeneti függvények szerepelnek.

A diszkrét konvolúciós számítási módszer elvi megvalósítása már korábbi publikációkban bemutatásra került (*Drahos D. – Salát P. 1973, Salát P. 1974*), ezért itt ennek csupán lényegesebb részleteit közöljük. A dolgozat célja a karotázs elektromos probléma ilyen módon történő numerikus megoldásának részletes ismertetése.

A diszkrét konvolúciós számítási módszer

Az (1) és (2) képletekben szereplő integrálok felírhatók az alábbi általános alakban:

$$g(z) = \int_0^{\infty} F(w) \cdot K(w \cdot z) dw \quad (3)$$

ahol $K(w \cdot z)$ a transzformáció magfüggvénye, $F(w)$ és $g(z)$ a transzformáció bemeneti, illetve kimeneti függvényei. Vezessünk be új változókat w és z helyett. Legyen

$$u = \ln(w) \quad \text{és} \quad t = \ln(1/z). \quad (4)$$

Ezekkel a helyettesítésekkel kapjuk, hogy

$$g(\exp(-t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} \{\exp(u) F(\exp(u))\} [K(1/\exp(t-u))] du, \quad (5)$$

vagy másképpen:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u) h(t-u) du, \quad (6)$$

ami konvolúció, és ez azt jelenti, hogy (3) intergáltranszformáció leírható matematikai szűrővel. A szűrőelméletben szokásos elnevezések szerint

$x(u) = \exp(u) F(\exp(u))$: a szűrő bemeneti függvénye,

$y(t) = g(\exp(-t))$: a szűrő kimeneti függvénye és

$h(t) = K(1/\exp(-t))$: a szűrő súlyfüggvénye. (5)-ben a kapcsos és szögletes zárójel a bemeneti, illetve a súlyfüggvényt különíti el egymástól. Legyenek

$$X(f) = \mathcal{F}\{x(t)\} \quad Y(f) = \mathcal{F}\{y(t)\} \quad \text{és} \quad H(f) = \mathcal{F}\{h(t)\}$$

a megfelelő függvények Fourier-transzformáltjai. Ezek között az alábbi összefüggés áll fenn:

$$Y(f) = X(f) \cdot H(f). \quad (7)$$

Tételezzük fel az $X(f)$ spektrumról, hogy sávkorlátozott, azaz

$$X(f) = 0 \quad \text{minden} \quad |f| \geq f^* \quad \text{esetben.} \quad (8)$$

$X(f)$ ilyen tulajdonságának az a következménye, hogy a (7) szorzatban $H(f)$ azon függvényértékei, melyekre $|f| \geq f^*$ fennáll, nullával vannak megszorozva. Ez azt jelenti, hogy az $y(t)$ kimeneti függvény független $H(f)$ -nek $|f| > f^*$ helyen vett értékeitől. Tetszőleges olyan $S(f)$ függvény, amely olyan tulajdonságú, hogy

$$S(f) \equiv H(f), \quad \text{ha} \quad |f| \leq f^*$$

és

$$S(f) \neq H(f), \quad \text{ha} \quad |f| > f^* \quad (9)$$

ugyanazt az $y(t)$ függvényt állítja elő, vagyis

$$Y(f) = X(f) \cdot H(f) = X(f) \cdot S(f)$$

és

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u) h(t-u) du = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u) s(t-u) du. \quad (10)$$

A (8) feltétel miatt $x(t)$ felírható a *Whitaker*-féle interpolációs formulával (lásd pl. *Meskó A. 1972, p. 157*) az alábbi módon:

$$x(t) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} x(j\Delta) \operatorname{sinc}\left(\frac{t-j\Delta}{\Delta}\right), \quad (11)$$

ahol

$$\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$$

a sinus cardinalis függvény. Δ a mintavételezési intervalluma, amelyre fenn kell állni, hogy

$$\Delta \leq \frac{1}{2f^*}. \quad (12)$$

Helyettesítsük be $x(t)$ (11)-beli kifejezését (6)-ba:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \sum_{j=-\infty}^{+\infty} x(j\Delta) \operatorname{sinc}\left(\frac{u-j\Delta}{\Delta}\right) \right\} \cdot h(t-u) du,$$

vagy másképpen

$$y(t) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ x(j\Delta) \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sinc} \left(\frac{t-u-j\Delta}{\Delta} \right) \right\} h(u) du. \quad (13)$$

A (7) összefüggés miatt $f^* Y(f)$ -nek is felső határfrekvenciája lesz, vagyis $y(t)$ is mintavételezhető Δ intervallumonként. Írjuk fel $y(t)$ -t a $t = l \cdot \Delta$ helyeken ($l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$):

$$y(l\Delta) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \left\{ x(j\Delta) \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sinc} \left(\frac{(l-j)\Delta - u}{\Delta} \right) h(u) du \right\}, \quad (14)$$

ami az alábbi egyszerűbb alakba írható:

$$y(l\Delta) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} x((l-j)\Delta) \cdot s(j\Delta), \quad (15)$$

ahol $s(j\Delta)$ a $t = j\Delta$ helyeken vett értéke az

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sinc} \left(\frac{t-u}{\Delta} \right) h(u) du \quad (16)$$

integrálnak. Bevezetve egy α eltolási paramétert ($0 \leq \alpha < \Delta$), ugyanazon $y(l \cdot \Delta)$ ordináta a következő módon is előállítható:

$$y(l\Delta) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} x((l-j)\Delta - \alpha) \cdot s(j\Delta + \alpha). \quad (17)$$

Egyszerűség kedvéért függvényargumentumok helyett használjunk indexeket:

$$y_l = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} x_{l-j} \cdot s_j. \quad (18)$$

Ha az s_j szűrőegyüttható sorozat olyan tulajdonságú, hogy $s_j \approx 0$, minden $j < j_a$ és $j > j_b$ esetben, akkor a (18) végtelen összeg közelíthető annak alábbi részletösszegével:

$$y_l \approx \sum_{j=j_a}^{j_b} x_{l-j} \cdot s_j. \quad (19)$$

Az s_j szűrőegyütthatókat a (16) integrál határozza meg, ami szintén konvolúció, azaz fennáll a következő összefüggés:

$$\mathcal{F}\{s(t)\} = \mathcal{F}\left\{\operatorname{sinc}\left(\frac{t}{\Delta}\right)\right\} \mathcal{F}\{h(t)\}. \quad (20)$$

A $\operatorname{sinc}(t/\Delta)$ függvény transzformáltja az $N(f)$ négyzögfüggvény, amelynek

értéke:

$$N(f) = \begin{cases} \Delta, & \text{ha } |f| \leq \frac{1}{2\Delta} \\ 0, & \text{ha } |f| > \frac{1}{2\Delta} \end{cases}. \quad (21)$$

A (20) összefüggés ezáltal a (9)-ben definiált $S(f)$ függvényt oly módon határozza meg, hogy

$$S(f) \equiv H(f), \quad \text{ha } |f| \leq f^*$$

és

$$S(f) \equiv 0, \quad \text{ha } |f| > f^*.$$

Koefoed kimutatta (O. Koefoed, 1972), hogy az $S(t)$ együttható függvény $s_a(t)$ aszimptotikus alakja a következő:

$$s_a(t) = \left| H\left(\frac{1}{2\Delta}\right) \right| \frac{\sin\left(\pi \frac{t}{\Delta} + \varphi\right)}{\pi \frac{t}{\Delta}}, \quad (22)$$

ahol

$$\varphi = \arctan \frac{\operatorname{Im}\left\{H\left(\frac{1}{2\Delta}\right)\right\}}{\operatorname{Re}\left\{H\left(\frac{1}{2\Delta}\right)\right\}}$$

és $s(t) \rightarrow s_a(t)$ ha $|t| \rightarrow \infty$.

Az $s_a(t)$ aszimptota függvény nulla értékei (22) alapján a

$$t = n\Delta - \Delta \frac{\varphi}{\pi}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (23)$$

argumentumoknál adódnak. Ezek a nullhelyek egymástól Δ távolságra vannak, tehát a (17)-beli α eltolást úgy célszerű megválasztani, hogy az $s(t)$ mintavételezése éppen $s_a(t)$ nullahelyein történjen. Így biztosítható a (19)-ben előírt feltétel, vagyis az együtthatórendszer „rövidsége”. Ekkor

$$s_j \rightarrow 0, \quad \text{ha } |j| \rightarrow \infty. \quad (24)$$

Az ehhez tartozó α eltolás értéke pedig

$$\alpha = -\Delta \frac{\varphi}{\pi} \quad (25)$$

lesz.

A számítási módszer pontosságának vizsgálata

A diszkrét konvolúciós közelítő számítás hibája a következő három hibakomponensből tevődik össze:

1. Az f^* vágási frekvencia megválasztása (az $X(f)$ spektrumok csak közelítőleg sávkorlátozottak);

2. Az s_j szűrőegyüttható sorozat értékeinek pontossága;
 3. A szűrőegyüttható sorozat j_a, j_b indexekkel jellemzett csonkításának hatása.

A tapasztalatok szerint az $X(f)$ spektrumok a frekvencia növekedésével rohamosan csökkennek. A spektrumokat gyakorlatilag nullának tekintjük, ha az

$$\frac{|X(f)|}{\max\{|X(f)|\}} \leq 10^{-8} \sim 10^{-9} \quad (26)$$

feltétel teljesül. A j_a, j_b indexek beállítása úgy történik, hogy az ezeken a helyeken felvett együttható érték a maximális abszolút értékű együttható értékének kb. 10^{-4} -szerese legyen.

A felsorolt három hibakomponens hatását együttesen vizsgáljuk úgy, hogy olyan bemeneti függvény transzformáltját állítjuk elő diszkrét konvolúcióval, amelynek kimeneti függvénye analitikusan ismert, és spektruma hasonló a lát-szólagos fajlagos ellenállás számításánál előforduló függvények spektrumához. Ugyanakkor a transzformáció magfüggvénye megegyezik az (1) potenciál szondára vonatkozó integrál magfüggvényével. Ilyen tulajdonságú a

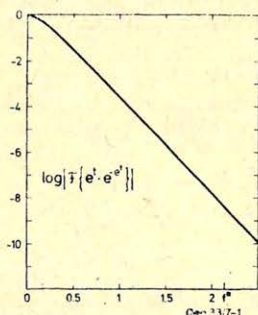
$$\int_0^{\infty} \{me^{-m}\} [(qm) \cos(qm)] \frac{dm}{m} = q \frac{q^2 - 1}{(q^2 + 1)^2} \quad (27)$$

integrál. A (4) logaritmikus helyettesítések után a bemeneti függvény

$$x(u) = e^u e^{-e^u} \quad (28)$$

alakú lesz. Ennek normált abszolút Fourier spektruma az 1. ábrán látható. Az ábra szerint az $f^* = 5/\ln(10)$ -nek választott vágási frekvenciánál a függvényérték kisebb, mint a maximális érték 10^{-8} -szorosa. Mintavételi távolságként így az ennek megfelelő $\Delta = \ln(10)/10$ értéket választottuk (ez az m változó tartományban dekádonként 10 mintát jelent). A fenti transzformációnak megfelelő $h(t)$ súlyfüggvény a következő:

$$h(t) = \exp(-t) \cos(\exp(-t)), \quad (29)$$



1. ábra. Az $e^t - e^{-t}$ függvény normált abszolút Fourier spektruma, $f^* = 5/\ln(10)$

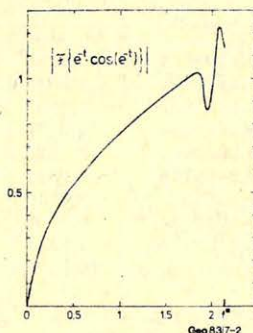
Рис. 1. Нормированный абсолютный Фурье-спектр функции $e^t - e^{-t}$, $f^* = 5/\ln(10)$

Fig. 1. Normalized absolute Fourier spectrum of the function $e^t - e^{-t}$. The cutoff frequency: $f^* = 5/\ln(10)$

amelynek abszolút Fourier spektruma a 2. ábrán látható. A spektrumból számított $s(t)$ együttható függvényt pedig a 3. ábra tartalmazza. Ennek a függvénynek a (23)-szerint előírt mintavételezése, majd ennek csonkítása után $j_b - j_a + 1 = 72$ szűrőegyütthatót kaptunk.

A (27) kifejezés bal oldalán szereplő integrál közelítő értékét a $q = \exp(-l\Delta)$ helyen ezek után az alábbi diszkrét konvolúció szolgáltatja:

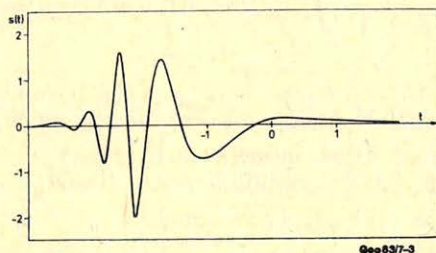
$$\sum_{j=j_a}^{j_b} \left\{ \exp((l-j)\Delta - \alpha) \exp(-\exp((l-j)\Delta - \alpha)) \right\} s_j. \quad (30)$$



2. ábra. A (29) képletben szereplő súlyfüggvény spektrumának abszolút értéke

Рис. 2. Абсолютное значение спектра весовой функции, фигурирующей в формуле (29)

Fig. 2. The absolute Fourier spectrum of the weighting function in equation (29)



3. ábra. A koszinusz magra vonatkozó $s(t)$ együttható függvény

Рис. 3. Функция коэффициентов $s(t)$, относящаяся к косинусовому ядру

Fig. 3. The coefficient function $s(t)$ derived from the cosine kernel function

A fenti képlet alapján, valamint (27) jobb oldalából számított integrálértékek összehasonlító adatait az 1. táblázat tartalmazza. A táblázatban a közvetlenül és a diszkrét konvolúcióval számított értékek közötti különbségek jellemzőek a diszkrét konvolúciós számítási módszer pontosságára. Az eredmények igen jó egyezése (eltérés csupán a hatodik jegyben tapasztalható), igazolja, hogy mind az f^* vágási frekvencia megválasztása, mind pedig az együtthatórendszer pontossága és hossza megfelelő.

A (27) képletben szereplő integráltranszformáció kimenetének számítása diszkrét konvolúcióval és analitikusan. Az eredmények jó egyezése a számítási módszer pontosságát szemlélteti

Расчет выхода интегральной трансформации, фигурирующей в формуле (27), с помощью дискретной конволюции и аналитически.

Хорошее согласие результатов наглядно поясняет точность метода расчёта

Calculation of the output of the integral transform in eq. (27) by discrete convolution and analitically. The good agreement between the two results illustrates the accuracy of the method

q	konv.	anal.	q	konv.	anal.
0,12589	0,1200602	0,1200614	1,2589	-0,1102002	-0,1102025
0,15849	0,1470279	0,1470291	1,5849	-0,1942821	-0,1942845
0,19953	0,1771926	0,1771937	1,9953	-0,2397310	-0,2397325
0,25119	0,2082326	0,2082334	2,5119	-0,2496147	-0,2496178
0,31623	0,2352101	0,2352107	3,1623	-0,2352106	-0,2352107
0,39811	0,2496174	0,2496178	3,9811	-0,2082329	-0,2082334
0,50119	0,2397321	0,2397325	5,0119	-0,1771927	-0,1771937
0,63096	0,1942844	0,1942845	6,3096	-0,1470279	-0,1470291
0,79433	0,1102027	0,1102025	7,9433	-0,1200605	-0,1200614
1,0	0,125 10 ⁻⁵	0,0	10,0	-0,09704889	-0,09704931

Látszólagos fajlagos ellenállás értékek számítása

1. Potenciál elrendezés

Az (1) kifejezést írjuk az alábbi formában:

$$\frac{R_a^P(\vec{p}, L)}{R_1} = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \{C_1(\vec{p}, m)\} [(mL) \cos(mL)] \frac{dm}{m}. \quad (31)$$

A közeg-modell a $\vec{p} = \vec{p}(R_1, r_1, R_2, r_2, \dots, r_{n-1}, R_n)$ paraméter vektorral jellemzett, ahol r_i és R_i a megfelelő henger határfelületek sugarai, illetve a radiális rétegek fajlagos ellenállásai. Ilyen modellre a $C_1(\vec{p}, m)$ függvény konkrét alakja megtalálható a *Drahos D. (1982)* publikációjában. Ennek $m \rightarrow 0$ esetre vonatkozó aszimptota függvényét jelöljük $A_{be}(\vec{p}, m)$ -mel:

$$A_{be}(\vec{p}, m) = \lim_{m \rightarrow 0} C_1(\vec{p}, m) = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{R_{i+1} - R_i}{R_1} K_0(mr_i). \quad (32)$$

Az $A_{be}(\vec{p}, m)$ bemeneti aszimptota függvény cosinus-magra vonatkozó transzformáltja analitikusan meghatározható:

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \{A_{be}(\vec{p}, m)\} [(mL) \cos(mL)] \frac{dm}{m} = A_{ki}^P(\vec{p}, L) \quad (33)$$

ahol az $A_{ki}^P(\vec{p}, L)$ kimeneti aszimptota konkrét alakja:

$$A_{ki}^P(\vec{p}, L) = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{R_{i+1} - R_i}{R_1} \frac{L}{\sqrt{r_i^2 + L^2}}. \quad (34)$$

Vonjuk ki (39)-ből (33)-at és fejezzük ki $R_a^P(\vec{p}, L)/R_1$ -et:

$$\frac{R_a^P(\vec{p}, L)}{R_1} = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \{C_1(\vec{p}, m) - A_{be}(\vec{p}, m)\} [(mL) \cos(mL)] \frac{dm}{m} + A_{ki}^P(\vec{p}, L). \quad (35)$$

Ezzel az átalakítással a kimeneti függvény egy részét analitikusan határoztuk meg. Ugyanakkor a transzformáció bemeneti függvénye így közelítőleg sávkorlátozott, azaz numerikus integrálásra kedvező alakú.

Ezek után írjuk át (35)-öt diszkrét konvolúciós alakba:

$$\frac{R_a^P(\vec{p}, L_l)}{R_1} \approx 1 + \frac{2}{\pi} \sum_{j=j_a}^{j_b} x_{l-j} s_j^P + A_{ki}^P(\vec{p}, L_l), \quad (36)$$

ahol

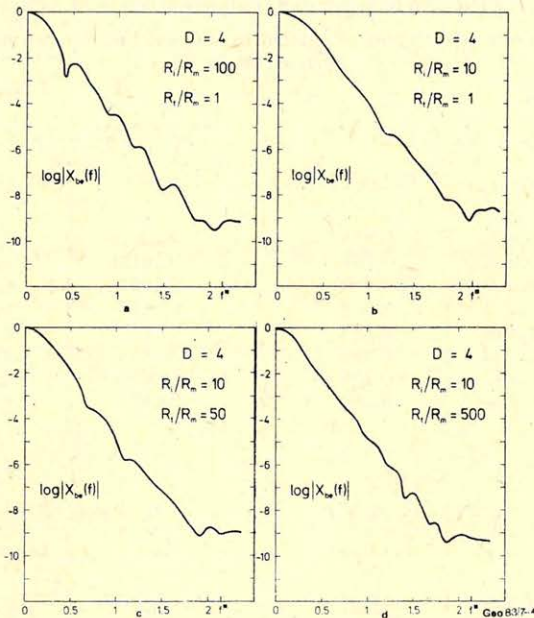
$$L_l = \exp(-l\Delta)$$

és

$$x_{l-j} = C_1(\vec{p}, \exp((l-j)\Delta - \alpha^P)) - A_{be}(\vec{p}, ((l-j)\Delta - \alpha^P)). \quad (37)$$

A szűrő súlyfüggvénye a logaritmikus helyettesítések után

$$h^P(t) = \exp(-t) \cos(\exp(-t)) \quad (38)$$



4a-d ábra. Különböző modellekre vonatkozó $x(t)$ bemeneti függvények normált abszolút Fourier spektrumaí

Рис. 4a-d. Нормированные абсолютные Фурье-спектры входных функций $x(t)$, относящихся к различным моделям

Fig. 4a-d. The normalized absolute Fourier spectrum of the input function $x(t)$ for different models

lesz, amelyből (16) szerint az

$$s^P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{sinc}\left(\frac{u}{\Delta}\right) h^P(t-u) du \quad (39)$$

integrál $t = j\Delta + \alpha^P$ helyeken vett értékei adják az s_j szűrőegyütthatókat.

Az f^* vágási frekvencia meghatározásához néhány modellre kiszámítottuk a (37) bemeneti függvény spektrumának abszolút értékét ($4a-d$ ábra). Ezek alapján látható, hogy az $f^* = 5/\ln(10)$ vágási frekvencia ($\Delta = \ln(10)/10$ mintavételi távolság) ebben az esetben is megfelelő. A vázolt algoritmussal számított látszólagos fajlagos ellenállás értékeket összehasonlítottuk az irodalomból ismert (*L. M. Alpin, 1938*), más számítási módszerrel kapott eredményekkel. Az eredményeket a $2a-d$ táblázatok tartalmazzák. Az összehasonlítás azt mutatja, hogy a kétféleképpen leszármaztatott anyag között leggyakrabban a negyedik jegyben tapasztalható eltérés, ennél ritkábban mutatkozik eltérés a harmadik jegyben.

2.a-d táblázat - Таблица - Table

A diszkrét konvolúcióval számított és az L.M. Alpin által kapott elméleti látszólagos fajlagos ellenállás értékek összehasonlítása

Сравнение значений кажущегося удельного сопротивления, рассчитанных при помощи дискретной конволюции, с теоретическими значениями, погученными Л.М.Аглиным

Comparison of the apparent resistivities calculated by discrete convolution and those of calculated by L.M. Alpin

a

$d/2 = 1, R_m = 1, R_t = 0,5$		
L^P	R_a (konv.)	R_a (Alpin)
0,3068	0,876	0,876
0,6136	0,766	0,766
1,227	0,610	0,610
2,454	0,502	0,502
4,909	0,486	0,486
9,818	0,493	0,493
19,64	0,497	0,498
39,27	0,499	0,500

b

$d/2 = 1, R_m = 1, R_t = 10$		
L^P	R_a (konv.)	R_a (Alpin)
0,3086	2,452	2,454
0,6136	3,834	3,834
1,227	6,223	6,226
2,454	9,399	9,398
4,909	11,92	11,91
9,818	12,23	12,23
19,64	11,12	11,1
39,27	10,36	10,

c

$d/2 = 1, D = 2, R_m = 1, R_t = 10, R_l = 1$		
L^P	R_a (konv.)	R_a (Alpin)
0,3068	1,627	1,627
0,6136	2,196	2,196
1,227	3,020	3,020
2,454	3,482	3,483
4,909	2,641	2,641
9,818	1,373	1,373
19,64	1,023	1,023
39,27	1,001	1,

d

$d/2 = 1, D = 2, R_m = 1, R_t = 100, R_l = 1$		
L^P	R_a (konv.)	R_a (Alpin)
0,3068	3,994	3,992
0,6136	6,888	6,873
1,227	12,08	12,08
2,454	19,65	19,66
4,909	26,21	26,21
9,818	23,46	23,47
19,64	9,904	9,889
39,27	1,764	1,74

2. Gradiens elrendezés

Ideális gradiens elrendezésnél a (35)-nek megfelelő alak a következő:

$$\frac{R_a^G(\vec{p}, L)}{R_1} = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \{C_1(\vec{p}, m) - A_{be}(\vec{p}, m)\} [(mL)^2 \sin(mL)] \frac{dm}{m} + A_{ki}^G(\vec{p}, L). \quad (40)$$

ahol $A_{ki}^G(\vec{p}, L)$ a gradiens szondára vonatkozó kimeneti aszimptota:

$$A_{ki}^G(\vec{p}, L) = \sum_{i=1}^{n-1} \frac{R_{i+1} - R_i}{R_1} \left[\frac{L}{\sqrt{r_i^2 + L^2}} \right]^3. \quad (41)$$

A diszkrét konvolúciós alak pedig

$$\frac{R_a^G(\vec{p}, L_l)}{R_1} \approx 1 + \frac{2}{\pi} \sum_{j=j_a}^{j_b} x_{l-j} s_j^G + A_{ki}^G(\vec{p}, L_l) \quad (42)$$

lesz, ahol

$$L_l = \exp(-l\Delta)$$

és

$$x_{l-j} = C_1(\vec{p}, \exp((l-j)\Delta - \alpha^G)) - A_{be}(\vec{p}, \exp((l-j)\Delta - \alpha^G)). \quad (43)$$

A szűrő súlyfüggvénye

$$h^G(t) = \exp(-2t) \sin(\exp(-t)), \quad (44)$$

amelyből az

$$s^G(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{sinc}\left(\frac{u}{\Delta}\right) h^G(t-u) du$$

integrál $t = j\Delta + \alpha^G$ helyeken vett értékei adják az s_j^G szűrőegyütthatókat.

3. Hételektródás laterolog elrendezés

Hételektródás laterolog látszólagos fajlagos ellenállás kifejezése a következőképpen írható fel (lásd pl. Barlai, 1971):

$$R_a^{L7} = K^{L7} \left(A^{L7} + \frac{B^{L7}}{C^{L7}} D^{L7} \right), \quad (45)$$

ahol K^{L7} a laterolog szondakoefficiense és

$$\begin{aligned} A^{L7} &= \frac{R_a^P(L^{A_0M_1})}{L^{A_0M_1}}, \\ B^{L7} &= \frac{R_a^P(L^{A_0M_1})}{L^{A_0M_1}} - \frac{R_a^P(L^{A_0N_1})}{L^{A_0N_1}}, \\ C^{L7} &= \frac{R_a^P(L^{A_1N_1})}{L^{A_1N_1}} + \frac{R_a^P(L^{A_2N_1})}{L^{A_2N_1}} - \frac{R_a^P(L^{A_1M_1})}{L^{A_1M_1}} - \frac{R_a^P(L^{A_2M_1})}{L^{A_2M_1}} \end{aligned} \quad (46a-d)$$

valamint

$$DL^7 = \frac{R_a^P(L^{A_1M_1})}{L^{A_1M_1}} + \frac{R_a^P(L^{A_2M_1})}{L^{A_2M_1}}.$$

A (46a–d) képletekben az R_a^P ideális potenciál elrendezések argumentumában szereplő indexes L mennyiség az illető elrendezés szondahossza, az indexek pedig a megfelelő elektródákat jelölik, amelyek a következők:

A_0, A_1, A_2 : a központi tápáram elektróda, illetve a két fókuszáló áram-elektroda;

M_1, M_2 : az A_0 -hoz közelebbi potenciál elektródapár és

N_1, N_2 : az A_0 -tól távolabb elhelyezkedő potenciál elektródapár.

Az AL^7, BL^7, CL^7 és DL^7 mennyiségek különböző hosszúságú potenciál látszólagos fajlagos ellenállások lineáris kombinációi. Egy r segédváltozó bevezetésével a potenciál látszólagos fajlagos ellenállás kifejezés felírható a következő alakban:

$$R_a^P(\vec{p}, rL) = R_1 \left(1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \{C_1(\vec{p}, m)\} [(mrL) \cos(mrL)] \frac{dm}{m} \right). \quad (47)$$

Rögzített L -nél a magfüggvénynek az (mr) szorzattól való függése miatt ez konvolúció típusú transzformáció, amely az L -hez tartozó kimeneti értéket $r = 1$ helyettesítési értéknél adja. (47) felhasználásával írjuk fel BL^7 -et:

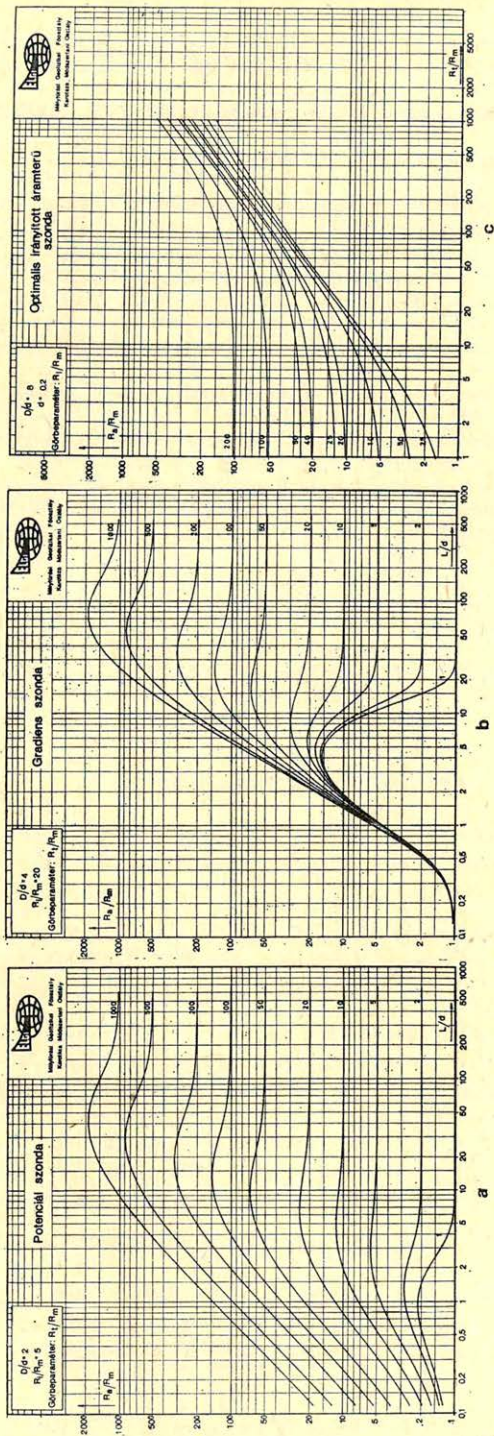
$$BL^7 = R_1 \left(\frac{1}{L^{A_0M_1}} - \frac{1}{L^{A_0N_1}} + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \{C_1(\vec{p}, m)\} \right.$$

$$\left. \cdot \left[\frac{1}{L^{A_0M_1}} (mrL^{A_0M_1}) \cos(mrL^{A_0M_1}) - \frac{1}{L^{A_0N_1}} (mrL^{A_0N_1}) \cos(mrL^{A_0N_1}) \right] \frac{dm}{m} \right)_{r=1}. \quad (48)$$

A fenti képletben az integrálokat összevontuk, így egyetlen transzformációs magfüggvényt kaptunk, amely az (mr) szorzat függvénye. Itt nem írjuk fel, de hasonlóképpen előállítható CL^7 és DL^7 a fenti módon.

Így az AL^7, BL^7, CL^7 és DL^7 kifejezéseiben szereplő integrálok négy különböző s_f^A, s_f^B, s_f^C , illetve s_f^D szűrőegyüttható sorozat segítségével állíthatók elő. A szűrőegyüttható sorozatok a laterolog geometriai elrendezéstől függenek. A (48) típusú felírási módszernek az az előnye, hogy a keresett értéket egységesen az $r = 1$ helyettesítési értéknél állítják elő. Kilencelektrodás laterologra a számítás a fentiekhez hasonlóan történik, itt ugyancsak négy együttható sorozatra van szükség.

Illusztrációként bemutatunk néhány elméleti látszólagos fajlagos görbét a Baráth I., Drahos D., Kovács J.-né, Salát P. (1978) publikációból az 5a–c ábrán, melyek az ismertetett algoritmussal készültek. Az eljárás nemcsak elméleti görbék számítására alkalmas, hanem gyorsasága és egyszerűsége miatt beépíthető interpretációs programrendszerekbe is.



Geo 83/7-5

5a - c ábra. Diszkrét konvolúcióval számított látszólagos fajlagos ellenállás elméleti görbék

Рис. 5а-с. Теоретические кривые кажущегося удельного сопротивления, рассчитанные методом дискретной конволюции

Fig. 5a - c. Theoretical apparent resistivity curves calculated by discrete convolution

- Alpin, L. M.*: A fúrások elektromos szelvényezésének elmélete (oroszul), ONTI, Moszkva, 1938.
- Baráth I., Drahos D., Kovács J.-né, Salát P.*: Görbeseregek a fajlagos ellenállás meghatározására, ELGI kiadványa, Budapest, 1978.
- Bartai Z.*: Fúrólukban végzett geofizikai vizsgálatok speciális problémái. I. kötet, NIMDOK, Budapest, 1971.
- Dakhnov, V. N.*: Geophysical Well Logging: Quaterly of Colorado Seool of Mines, v. 57, No. 2. 1962. (Translated by George V. Keller).
- Drahos D.*: A karotázs elektromos direkt feladat megoldása sok radiális rétegből álló modelle. Magyar Geofizika, pp. 134–146, 1982.
- Drahos D., Salát P.*: Application of the linear filter theory in the direct and indirect interpretation of geoelectrical and well logging measurements, Annales Univ. Sci. Budapestinensis R. Eötvös Nom. Sec. Geol., Tom XVII. p. 133–152.
- Ghosh, D. P.*: The application of linear filter theory to the direct interpretation of geoelectrical resistivity sounding measurements, Geophysical Prospecting, vol. XIX. No. 2. pp. 192–217, 1971.
- Koefoed, O.*: A note on the linear filter method of interpreting resistivity sounding data. Geophysical Prospecting Vol. XX. No. 2. pp. 403–405, 1972.
- Meskó A.*: A digitális szeizmikus feldolgozás alapjai. Egyetemi jegyzet, Tankönyvkiadó, Budapest, 1972.
- Salát P.*: A lineáris rendszerek elméletének alkalmazása a geoelektromos szondázások értelmezésében. „Numerikus szűrési módszerek alkalmazásai a geofizikában”. Vol. 3. MGE kiadványa, 9. fejezet pp. 105–224, Budapest, 1974.

Az Al_2O_3 tartalom mennyiségi meghatározása bauxitos fúrólukban neutronaktivációs karotázssal*

BALOGH IVÁN** – HORVÁTH JÓZSEF**

Jelen publikációban ismertetjük a neutronaktivációs karotázs alapegyenletének komplex megoldását, mely egyaránt figyelembe veszi a lyukátmérő és a mérési környezet nukleáris jellemzőinek, valamint a folyamatos szelvényezés paramétereinek hatását. Az elméleti számításokat kísérleti mérésekkel ellenőriztük. Az elméleti és a kísérleti munkák eredményeképpen kvantitatív alumíniumtartalom értékelési eljárást dolgoztunk ki. Az üzemi próbák során a laboratóriumi adatoktól való eltérés átlagosan 3,5 $Al_2O_3\%$ volt egy méteres szakaszra vonatkoztatva.

В настоящем докладе представлено комплексное решение основного уравнения нейтрон-активационного каротажа. Это решение принимает во внимание диаметр скважины, ядерные параметры окружающей среды и технические параметры непрерывного каротажа. Теоретические расчеты были проверены экспериментальными измерениями. В результате теоретических и экспериментальных работ была создана количественная интерпретационная система для определения содержания алюминия. При испытании интерпретационной системы отклонение от лабораторных данных составляло в среднем 3,5 $Al_2O_3\%$ на 1 метровом интервале.

In this paper we present a complex solution for basic equation of the neutron activation logging. This solution considers the effects of the hole diameter, the nuclear parameters of the measuring environment, and the technical parameters of the continuous logging, simultaneously. We have controlled the theoretical calculations by experimental measurement. As a result of theoretical and experimental works we have elaborated a quantitative aluminium content interpretation system. In its practical use we have found that the average deviation from the laboratory data was 3,5 $Al_2O_3\%$ referring to an 1 meter interval.

A neutronaktivációs karotázs szerepe a bauxitkutatásban

A bauxit minőségi paramétereinek, nevezetesen az alumínium és szilícium tartalomnak a meghatározására három módszer is kínálkozik a bauxitkutatás folyamatában:

- a magminták laboratóriumi nedves elemzése,
- a magminták laboratóriumi neutronaktivációs analízise és
- a neutronaktivációs karotázs.

A nedves elemzést kezdettől fogva alkalmazzák, a laboratóriumi neutronaktivációs analízist néhány év óta, a neutronaktivációs karotázst pedig a 60-as évek közepe óta végzik rutinszerűen. A neutronaktivációs karotázs gyorsan és megbízhatóan, a fúrómagtól függetlenül szolgáltatja a bauxit vastagsági és mélységi adatait, de a minőségi paraméterek közül eredetileg csak az alumíniumtartalom félkvantitatív meghatározására volt alkalmas.

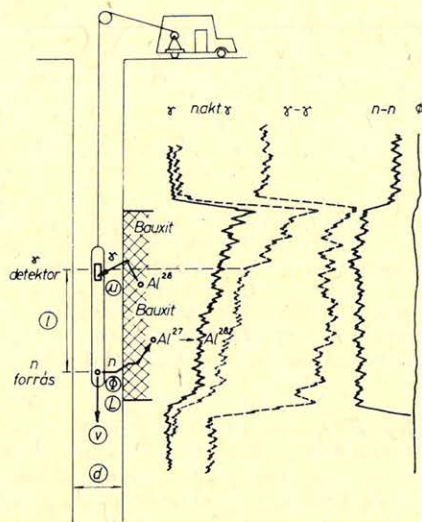
A neutronaktivációs karotázs kvantitatív értékelésének elméleti alapjai

A fentiekből kiindulva első célunkul a neutronaktivációs karotázs alumínium tartalomra történő egzakt hitelesítésének megvalósítását tűztük ki. Az aktivációs mérés körülményei fúrólukban lényegesen bonyolultabbak, mint labora-

* Elhangzott az 1982. évi 13. Geofizikai Vándorgyűlésen, Nagykanizsán.

** Bauxitkutató Vállalat, Balatonalmádi

tóriumban. Az 1. ábrán látható a mérés sematikus elrendezése. Az összetett, s ráadásul fúrólukanként, sőt gyakran fúrólukon belül is változó mérési körülményekből adódik, hogy a hitelesítéshez nem elegendő alpméréseket végezni ismert fúrólukban, hanem ismerni kell a mérési körülmények változásainak hatását is. A mérési körülmények alatt a következő paramétereket értjük (lásd az 1. ábrát is):



Geo 83/5-1

1. ábra. A neutronaktivációs karotázs sematikus elrendezése

Рис. 1. Схематическая установка нейтронактивационного каротажа

* Fig. 1. The schematic arrangement of the neutron activation well logging

- technikai paraméterek: szondahossz, vontatási sebesség, a mérési csatorna érzékenysége,
- fúrési paraméterek: lyukátmérő, csövezés, fúrólukat kitöltő anyag (iszap v. levegő),
- nukleáris paraméterek: termikus neutronfluxus, a gamma sugárzás abszorpciója.

A felsorolt paraméterek hatásának elméleti vizsgálatához az aktivációs mérések általánosan érvényes alapegyenletéből kell kiindulni (Kiss–Quittner, 1971):

$$\frac{dn^*}{dt} + \lambda n = \sigma n \Phi \quad (1)$$

n^* – az aktív Al^{28} atomok száma az egységnyi térfogatban

n – az Al^{27} atomok száma az egységnyi térfogatban

λ – az Al^{28} bomlási állandója

t – idő

σ – aktiválási hatáskeresztmetszet

Φ – a termikus neutronfluxus

Az egyenletnek karotázs viszonyokra több megoldása is ismeretes. *Bula-sevics és Suljatyev (1960)* folyamatos szelvényezésre keresett megoldást, miközben a peremfeltételeket a lehető legegyszerűbben választotta: a felaktiválandó Al^{27} atomokat a fúróluk tengelye mentén „helyezte el”. Az egyszerű peremfeltételek ellenére a megoldás a folyamatos szelvényezés paramétereinek (szondahossz és vontatási sebesség) hatását jól írja le, erről ellenőrző mérésekkel meg is győződünk. *Alekszejev et al. (1959)* a lyukátmérő és a nukleáris paraméterek hatását is vizsgálta, az ő megoldása viszont csak pontmérésekre jó, folyamatos szelvényezés esetén nem érvényes. *Muzjukin (1976)* a pontmérésekre érvényes megoldást exponenciális időfüggvénnyel való szorzás segítségével adaptálta a folyamatos szelvényezésre, ez azonban csak becslésnek tekinthető s nem egzakt megoldásnak.

A folyamatos neutronaktivációs karotázs kvantitatív értékelésének elméleti megoldása

Szükséges volt tehát egy olyan új megoldást keresni, mely érvényes a folyamatos szelvényezésre, és egyúttal figyelembe veszi a lyukátmérő és a nukleáris paraméterek hatását is. Első lépésként tisztázni kellett az (1) differenciál egyenlet jobb oldalán szereplő termikus neutronfluxus természetét. A szóba jöhető eloszlások az ún. Fermi-féle, a diffúziós (*Kiss és Quittner, 1971*) és a magas hidrogén-tartalmú közegekre érvényes (*Barsukov, 1958*) termikus neutroneloszlások. *Balogh (1980)* előzetes vizsgálatok céljára a Fermi-féle eloszlással oldotta meg az (1) egyenletet. Az így kapott eredmények azonban nem állták az összehasonlítást a mérési adatokkal. A neutroneloszlást közvetlenül is vizsgáltuk bauxitokban. Méréseink szerint a legjobb közelítést a magas hidrogéntartalmú eloszlásképlet adta (2. ábra), melyet az alábbi képlettel írhatunk le (*Barsukov, 1958*):

$$\Phi = \frac{Q L_d^2 w}{8\pi L_f^2 D a} \left[e^{-\frac{r}{L_f}} - \frac{2L_f(1-a)}{ar} e^{-\frac{r}{L_f}} - e^{-\frac{r}{L_d}} \right] \quad (2)$$

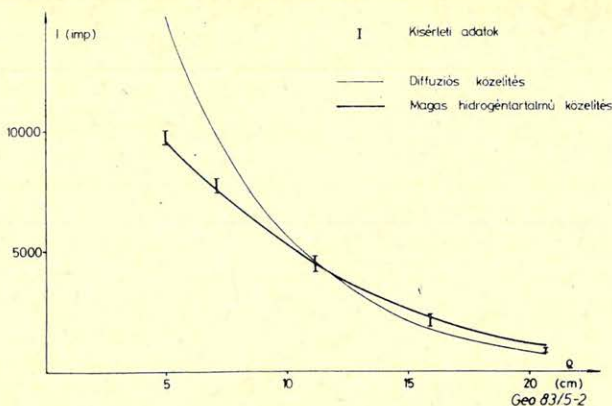
$$a = \frac{L_f^2 - L_d^2}{L_f^2}$$

- Q – a neutronforrás hozama
- L_d – a neutronok diffúziós úthossza
- w – a neutronok sebessége
- L_f – a neutronok fékezési úthossza
- D – diffúziós állandó
- r – a neutronforrástól való távolság

Az (1) megoldása érdekében a fenti formulát a sugárforrás közelében ($3 \div 20$ cm) exponenciális képlettel közelítettük:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\frac{r}{L}} \quad (3)$$

- Φ_0 – a neutronforrás helyére számolt termikus neutronfluxus
- L – exponenciális neutroneloszlási paraméter



2. ábra. A neutroneloszlás vizsgálata bauxitban

Рис. 2. Исследование распределения нейтронов в боксите

Fig. 2. Investigation of the neutron distribution in bauxit

Az (1) differenciál egyenlet megoldása után a neutronaktivációs szelvényezés során mérhető gamma sugárzást térfogati integrállal számítottuk ki:

$$I = n \frac{\lambda \sigma \Phi_0}{2} \frac{e^{-\frac{\lambda}{v} l}}{v} \int_{\rho=d/2}^{\infty} \rho \int_{\xi=-\infty}^{\infty} \frac{e^{\frac{\lambda}{v} \xi - \mu \sqrt{\rho^2 + \xi^2}}}{\rho^2 + \xi^2} \int_{\eta=\xi-l}^{\infty} e^{-\left(\frac{\lambda}{v} \eta + \frac{\sqrt{\rho^2 + \eta^2}}{L}\right)} d\eta d\xi d\rho \quad (4)$$

I – a neutronaktivációs gamma sugárzás a detektornál

v – a szonda sebessége

l – a szonda hossza

d – a fúrólyuk átmérője

μ – a gamma sugárzás abszorpció tényezője

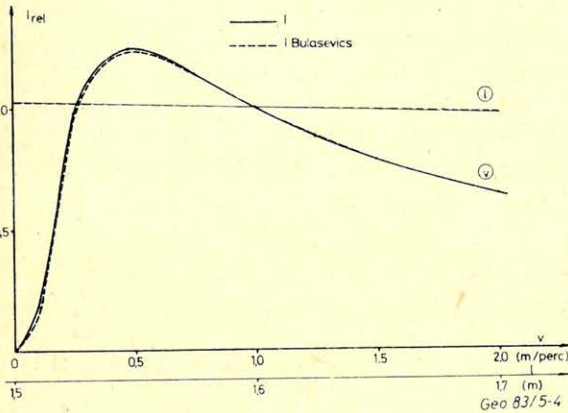
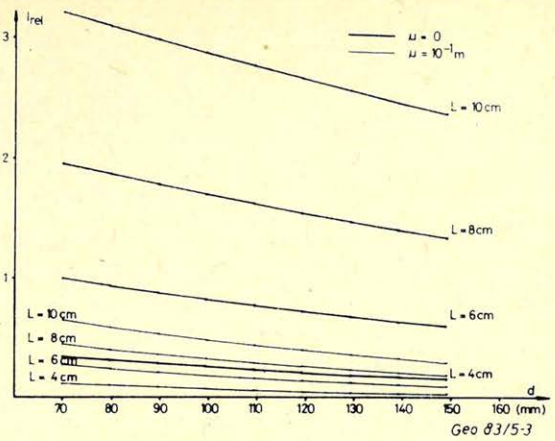
Látható, hogy ez a megoldás a folyamatos szelvényezés paramétereit, azaz a szondahossz és a vontatási sebesség mellett a fúrólyuk átmérőjét és a nukleáris paramétereket is figyelembe veszi. Az integrált különböző paraméter-kombinációkra számítottuk ki. Az eredmények közül a 3. ábrán a neutronaktivációs sugárzás és a nukleáris paraméterek, valamint a lyukátmérő kapcsolatát mutatjuk be. A 4. ábrán a neutronaktivációs sugárzás és a vontatási sebesség, valamint a szondahossz kapcsolata látható. Ugyanezen az ábrán szaggatott vonallal feltüntettük a megfelelő *Bulasevics és Suljatyev (1960)* féle megoldást is. A görbék gyakorlatilag egybeesnek. Tekintve, hogy korábban a fenti megoldást mérésekkel ellenőriztük, a görbék egybeesése a folyamatos szelvényezési paraméterek vonatkozásában a (4) helyességét is tükrözi. Kiszámítottuk a mérések behatolására jellemző integrális geometriai faktort is. (Lásd 5. ábrát.) Az átlagos behatolás a számítások szerint ~ 20 cm. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy a karotázs információ a fúrómagnál kb. 100-szor nagyobb térfogathól származik.

A fenti eredmények ismeretében már megtervezhető a kvantitatív értékelés kétlépcsős menete. Az ismeretlen fúrólyukban kapott mérési eredményeket

3. ábra. A nukleáris paraméterek és a lyukátmérő hatása a neutronaktivációs kárótásra

Рис. 3. Влияние ядерных параметров и диаметра скважины на нейтронактивационный каротаж

Fig. 3. Effect of the nuclear parameters and hole diameter on the neutron activation log



4. ábra. A vontatási sebesség és a szondahossz hatása a neutronaktivációs kárótásra

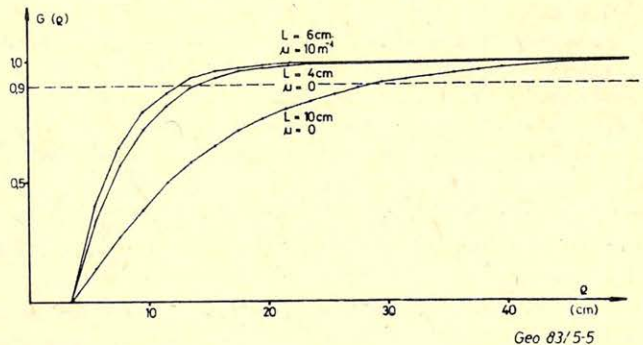
Рис. 4. Влияние скорости погружения и длины зонда на нейтронактивационный каротаж

Fig. 4. Effect of the probe speed and probe length on the neutron activation log

5. ábra. A neutronaktivációs kárótás integrális geometriai faktora (Behatólás)

Рис. 5. Интегральный геометрический фактор нейтронактивационного каротажа (Глубина проникновения)

Fig. 5. The integral geometrical factor of the neutron activation log (The depth of the investigation)

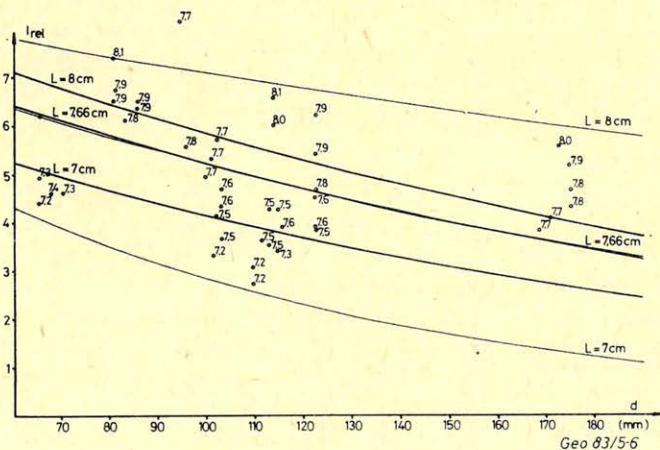


hitelesítő fúrólukban végzett mérésekhez kell hasonlítani. Az összehasonlítás előtt az új mérési eredményeket a hitelesítő fúróluk mérési körülményeire kell viszonyítani, ill. standardizálni, a fent ismertetett számítások alapján. Ezután következhet a hitelesítő fúróluk adatainak felhasználásával az alumínium tartalomra való értékelés.

A kvantitatív értékelési rendszer gyakorlati kidolgozása, első üzemi eredmények

Az elméleti eredményeket a lyukátmérő és a neutron-eloszlási paraméter vonatkozásában kísérleti mérésekkel ellenőriztük. A 6. ábrán az elméleti és a mérési adatok összehasonlítása látható. Egy-egy mérési „adatvektort” a tengelymetszeteken levő normált neutronaktivációs sugárintenzitás és lyukátmérő értékek, valamint az adott pontban megjelenített neutroneloszlási paraméter érték jellemeznek. A középső görbe az átlagos neutroneloszlási paraméternek felel meg, itt nagyon jó egyezést találunk a vastag vonallal rajzolt elméleti görbével. A szélső görbék esetében viszont a mérési adatok szórása miatt nagyobb eltérés tapasztalható. Így bár a mérések igazolták az elméleti számításokat, a jelenlegi mérés technikával a neutron paraméter még nem vonható be a kialakítandó értékelési rendszerbe. Ugyanakkor a 6. ábrán a középső görbék egyezése biztató, s indokolja a neutron paraméter számára a jelenleginél pontosabb mérési eljárás kifejlesztését.

A kísérleti méréseknek további három célja is volt: a csövezés és a fúrólukat kitöltő anyag hatásának vizsgálata, továbbá a standardizált mérési adatok alumínium tartalomra való hitelesítése. Öt etalon fúrásból nyert adathalmaz feldolgozása után a 7. ábrán látható értékelési rendszerhez jutottunk. Ez a rendszer a fenti fúrások egy méteres szakaszain 3,0 Al₂O₃ % pontossággal tudta visszaállítani a laboratóriumi adatokat.

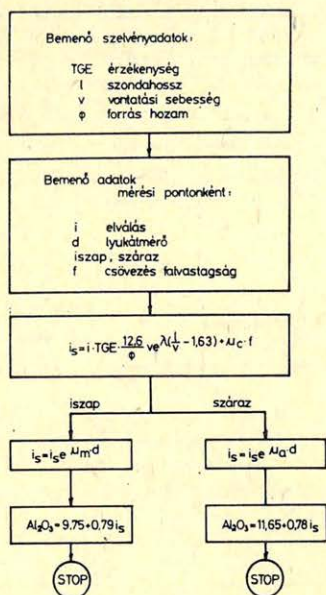


6. ábra. Az elméleti és a kísérleti eredmények összehasonlítása (Vastag vonal: elméleti görbék)

Рис. 6. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов (Жирная линия: теоретические кривые)

Fig. 6. The comparison of the theoretical and the experimental results (Thick line: theoretical curves)

Az értékelési rendszert üzemi mérések újraértékelése során is kipróbáltuk. Az 1. táblázat laza, maghiányos bauxitokban végzett mérések eredményeit mutatja. A 2. táblázatban nagyobb vastagságú, jó magkihozatalú fúrásokban végzett mérések eredményei láthatók. Itt kiszámítottuk a geofizikai és laboratóriumi adatok egy méteres szakaszra vonatkoztatott eltérését is. A geofizikai és vegyelemzési átlagos alumínium tartalmak egyezése esetén a nagyobb eltérések a mag-



Geo 83/5-7

7. ábra. Az új, kvantitatív értékelési rendszer blokkdiagramja

Рис. 7. Диаграмма новой количественной интерпретационной системы

Fig. 7. Flow - chart of the new quantitative interpretation system

kezelés hiányosságának róható fel. A két csillaggal megjelölt fúrás esetén viszont máshol kell keresnünk a hibát. Lapozzunk vissza az 5. ábrához. Az ábrát szemlélve nyilvánvaló, hogy az eredetileg eltérő térfogatra vonatkozó geofizikai adatok standardizálás után egységes térfogatra vonatkoznak. Pontosabban ez okozza az előbbi eltéréseket. Ugyanis a laboratóriumi adatokat egységes tömegre számítják, s ha a bauxit térfogati tömege nem egyezik a hitelesítő fúrások bauxitjának térfogati tömegével, pl. nagyobb annál, természetes, hogy a geofizika az egységnyi térfogatban több alumíniumot fog „látni”. Az értékelésnél tehát figyelembe kell venni a bauxit térfogati tömegét, ha tömegszázalékban akarjuk megadni az adatokat. Sőt, mivel a laboratóriumi elemzési adatokat szárított mintákból nyerik, a bauxit víztartalmát is számításba kell venni:

$$\text{Al}_2\text{O}_3 \text{ korrigált} = \frac{[(100 - W\%) \rho w]_{\text{hitelesítő}}}{(100 - W\%) \rho w} \text{Al}_2\text{O}_3 \text{ karotázs} \quad (5)$$

ρW – a bauxit bányanedves térfogati tömege
 $W\%$ – a bauxit víztartalma

Fúrás szám	Átlagos alumíniumtartalom (Al ₂ O ₃ tömeg %)		Telepvastagság (m)	
	I.	II.	I.	II.
Ck 410	29,1	31,3	4,1	5,1
Nd 3379	38,1	38,8	3,9	3,9
Nd 3379/a	38,1	37,8	3,9	3,9
Ik 1243	49,8	51,7	3,6	4,1
Bj 85	45,2	43,2	3,0	2,8

I. Terelt magfúrási – vegyelemzési adatok
 II. Geofizikai adatok
 Üzemi mérések újraértékelésének eredményei maghiányos, terelt fúrásokban.

2. táblázat – Таблица – Table

Fúrás szám	Átlagos alumíniumtartalom (Al ₂ O ₃ tömeg %)		Átlagos absz. eltérés 1 méteren (Al ₂ O ₃ tömeg %)	Telepvastagság (m)	
	I.	II.		I.	II.
Ck 450	41,7	42,3	5,9	7,4	7,6
Nn 493	50,9	50,4	2,4	15,6	12,9
Ffő 1469	47,3	48,0	1,9	14,2	13,9
Hgi 49	38,5	36,6	5,7	7,7	7,6
NbT 2*	53,7	58,6	6,4	17,4	19,0
Cn 1730*	51,6	44,7	7,9	10,3	10,8
NbT 2	53,7	52,3	3,3	17,4	19,0
Cn 1730	51,6	51,7	1,7	10,3	10,8

I. Magfúrási – vegyelemzési adatok
 II. Geofizikai adatok
 Üzemi mérések újraértékelésének eredményei jó magkihozatalú fúrásokban.

A csillaggal jelölt fúrások fentiek alapján javított értékei a 2. táblázat alsó részében láthatók. A korrekció után nemcsak az átlagos alumíniumtartalmak egyeznek jól, hanem az egy méteres szakaszra vonatkozó abszolút eltérések értékei is alacsonyak.

IRODALOM

- Neutronfizika. Szerk.: *Kiss D. és Quittner P.* Akadémiai Kiadó, Bp. 1971.
Bulasevics, J. P., Suljatyev, S. A.: Izvesztyija Akadmiji Nauk SZSZSZR, Szer. geof. 2. Moszkva, 1960.
Alekszejev, F. A. i dr.: Aktivacionnűj analiz gornűh porod v uszlovijah szkvazsinű i ego iszpolzovanyije dlj opregyelenyija mesztorozsűgyenyija nyeftenyosznűh i vodonosznűh plasztov. Jagyernaja Geofizika Gosztoptyehizdat, Moszkva, 1959.
Muzjukin, L. V.: Nyejtronnűj aktivacionnűj gamma karotazs pri poiszkah i razvedke bokszitov na Urale. Trudű VNIIJAGG 29, Moszkva, 1976.
Barsukov, G. A., et al.: Radioactive Investigations of Oil and Gas Wells. Pergamon Press, London, 1965. (Gosztoptehizdat, Moszkva, 1958. kiadás angol nyelvű fordítása.)
Balogh I.: Modell a bauxitok alumínium tartalmának neutronaktivációs karotázsmérések alapján történő meghatározásához. Magyar Geofizika 1980. No. 5.

Egyesületi hírek

45. EAEG konferencia

OSLO

1983. június 14–17

Az Oslo-fjord szárazföldre benyúló végénél fekvő félmillió norvég főváros adott otthont a 45-ik alkalommal megrendezett EAEG szimpóziumnak. A magyar résztvevők különös érdeklődéssel figyeltek minden részletre, mert London után, 1985-ben Budapest lesz a színhelye ennek a mintegy 1500 külföldi résztvevőt vonzó nagyrendezvénynek.

A parttól néhány száz méterre épült 15 éve a Koncertpalota modern épülete, melyben jól elfért a mintegy 1300 regisztrált résztvevő, a három előadóterem közül kettő és az összes kiállító pavilonja. A harmadik előadóterem egy, a Koncertpalotától rövid sétányira levő épületben kapott helyet. Jól érvényesült a szempont, hogy az előadások résztvevői, különösebb fáradtság nélkül, egyben a kiállítás látogatói is legyenek.

A mintegy hetven kiállító boxa nagyjából két kategóriába volt sorolható. A kisebbek átlagosan 4–7 m², a nagyobbak – *Western Geoph. Co.*, *Prakla-Seismos*, *CGG*, *GSI* stb. – 20–25 m² területűek voltak. Meghaladná e rövid beszámoló kereteit a látottak részletes ismertetése, ezért csak két, részben magyar vonatkozású részlet.

Számos érdeklődő kereste fel a közös *ELGI/NIKEX* pavilont. A 6,5 m²-es területen bemutatásra került a *Maxi-Probe* berendezés, a *K-1000* karotázs műszer 3 db szondával, röntgenradiometrikus mérőrendszerrel és a *Diapir-18* geoelektromos műszer. Hat nagyméretű tabló mutatta be az *ELGI* kutatási tevékenységét, eredményeit. 12 prospektus egészítette ki a bemutatót.

Az őszi nemzetközi geofizikai szimpóziumon Magyarországon is megtekinthető lesz a *Texas Instruments* Oslóban bemutatott új *DS 100* terepi mérőrendszere, mely lehetőséget nyújt, hogy a meglévő *DFS V* terepi műszert az újabb geofizikai követelményeknek megfelelően továbbfejlessze. A rendszer két fő részből áll. Egyik a központi felvevő egység, mely magába foglalja a vezérlő – és mágnesszalagos egységet, másik a terepi adatgyűjtő-rendszer. Az adatátvitel a két egység között üvegszálas optikai vonalon történik. Az új elosztott rendszer előnyei: könnyen bővíthető nagy csatornaszámúvá (1200 csatornáig), kisebb súlyú és teljesítményigényű.

Az előadásokról szólva megállapítható, hogy általában – és természetesen – színvonalasak voltak. Egyes témakörökben – pl. *VSP* – viszont formálisak és néha semmitmondóak voltak, noha egyes országokban – *SzU* és *USA* a *VSP* témakörében – elvégzett kutatások és megszerzett tapasztalatok mélyebb és tartalmasabb előadásokat indokoltak volna.

A mintegy 120 előadás három szekcióban hangzott el. Naponta, szekciónként 10–12-n vehettek részt az érdeklődők. A szeizmikán kívül jelentős számú előadást tartottak a geoelektromos-módszerek témaköréből – mintegy 14–15 – de több előadás foglalkozott gravitációs- és mágneses-módszerek és értelmezési kérdések tárgyalásával is.

A szeizmikus előadásokról az első benyomás az volt, hogy igen jelentős a tengeri szeizmikával foglalkozók részaránya. Megváltozik kissé a kép, ha figyelembe vesszük, hogy ennek a 18–20 előadásnak mintegy 60%-át a vendéglátó norvégok tartották. Az okok ugyan közismertek, de akkor is benyomáskeltő volt, hogy összesen 23 norvég előadás hangzott el.

Számos előadást hallhattunk a 3D mérések feldolgozási és értelmezési kérdéseiről, különös tekintettel az interaktív kiértékelés módszereire, a felszíni szeizmikus mérések és karotázs adatok komplex felhasználásáról, kiemelten a modell-építés kérdéseiről.

Foglalkoztak előadások a különböző felszíni jelgerjesztési-módszerekkel is. Meglepő módon kevés előadás választotta tárgyául az adatfeldolgozás olyan korábban sokat vizsgált módszerét, mint pl. migráció, dekonvolúció és a statikus korrekció meghatározás.

Érdeklődés kísérte a két magyar előadást. *Késmárky István* előadásában a vékony rétegek intervallumsebessége becslésének javítási lehetőségével, a *Bodoky, Dianiska, Herman, Kálmán, Körmendy* és *Hermesz* szerzőcsoport pedig a bányaszeizmikus méréseknek a bányavágatok – megváltozott nyomásviszonyok hatására – veszélyessé vált szakaszainak kijelölésében való felhasználásával foglalkozott.

Az előadások majdnem kifogástalan technikai feltételek között hangzottak el.

Javítja a jövőbeni kapcsolattartás lehetőségét, de ettől függetlenül is örömmel vettük tudomásul, hogy dr. Ádám Oszkárt az EAEG vezetőségi tagjává választották.

Szép emlék marad a résztvevőknek a megnyitó állófogadás, melyet Oslo polgármestere adott a Raadhuset (Városháza) impozáns nagytermében. A freskókkal borított 50×30 m területű, mintegy 20 m magasságú teremben kellemes órákat töltött a megnyitó 800 résztvevője. A záróvacsorát a Bygdøy félszigeten rendezték, a Tengerészeti Múzeum épületében.

A konferencián mint majdnani rendezők szétosztottuk az 1985. évi EAEG konferencia és műszerkiállítás előzetes meghívóit.

Zelei András

Közönségszolgálat

1982. augusztus második felétől minden érdeklődő felkeresheti az *MTESZ-lapok közönségszolgálatát* a IX. ker. Mester u. 3. szám alatt. Itt szövetségünk valamennyi szaklapja megvásárolható, előfizethető, helyben is olvasható. A közönségszolgálat dolgozói szaklapjainkkal kapcsolatban minden felvilágosítást megadnak.

Keresse fel az MTESZ-lapok közönségszolgálatát (Budapest IX., Mester u. 3. sz.)

Nyitvatartás: munkanapokon 10-től 18 óráig.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>К. Киш:</i> Редукция вертикальных магнитных аномалий к северному магнитному полюсу и оценка параметров редукции на основании зависимости Пуассона	81
<i>Д. Драхош:</i> Численное решение прямой задачи электрического каротажа с помощью метода дискретной конволюции	97
<i>И. Балог – Й. Хорват:</i> Количественное определение Al_2O_3 в бокситовых скважинах нейтронактивационным каротажем	111
Новости в обществе Венгерских геофизиков	119

CONTENTS

<i>K. Kis:</i> Reduction of the vertical magnetic anomalies to the magnetic pole and the estimation of the parameters used in the reduction, based on the Poisson's relation	81
<i>D. Drahos:</i> Calculation of Well Log Apparent Resistivities by Discrete Convolution	97
<i>I. Balogh – J. Horváth:</i> Quantitative determination of Al_2O_3 content in bauxite drill – holes by neutron activation log	111
News about the Association	119

MAGYAR GEOFIZIKA

A szerkesztésért felelős: Zelei András

A szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. Telefon: 429-754

Kiadja a Lapkiadó Vállalat. 1073 Budapest, Lenin körút 9–11. Telefon: 429-350. Levélcím: 1906 Budapest, Pf. 23

Felelős kiadó: Siklósi Norbert igazgató

83.439. Állami Nyomda, Budapest. Felelős vezető: Mihalek Sándor igazgató

Terjeszti a MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

Index: 26 507
