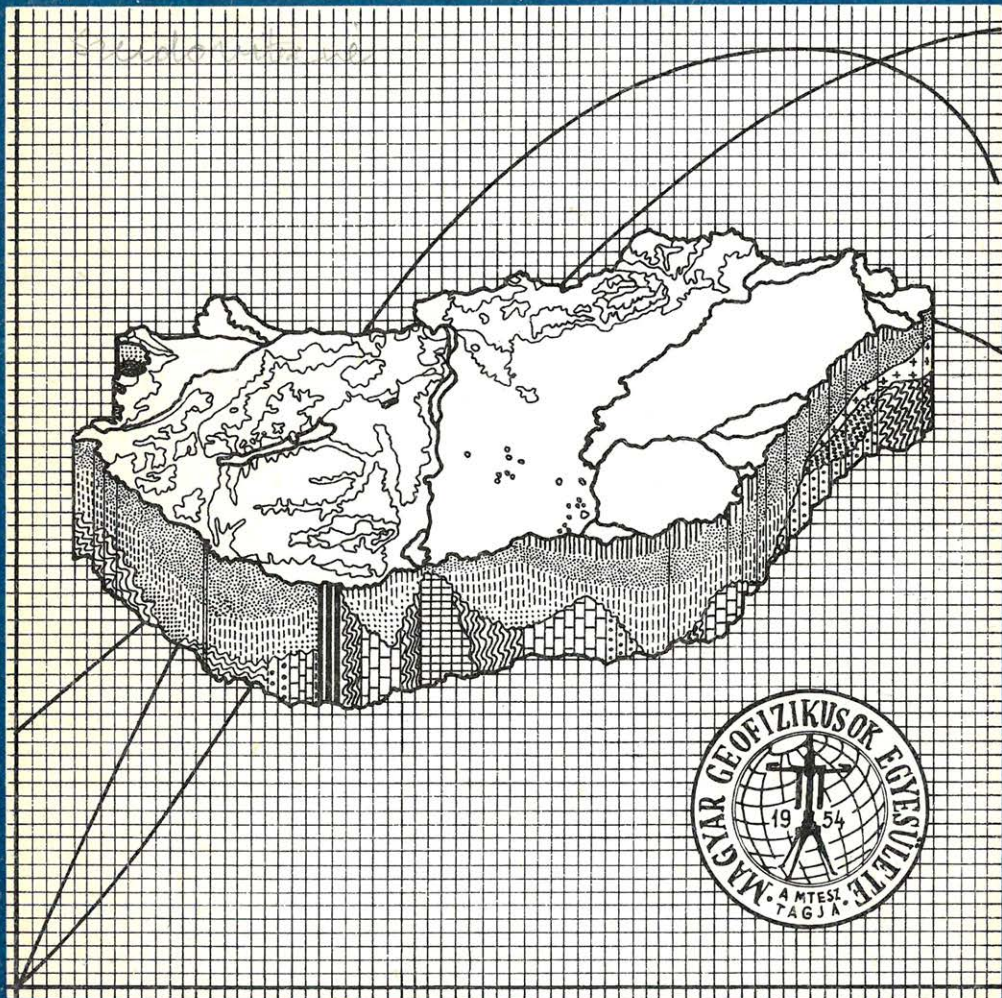


# MAGYAR 1

# GEOFIZIKA



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA  
BUDAPEST, 1983. XXIV. ÉVFOLYAM, 1. SZÁM

## TARTALOMJEGYZÉK

<i>Szarka L.</i> : Nagy ellenállású medencealjzat kutatása kvázi-stacionárius pontforrások elektromos és mágneses terének együttes mérése alapján .....	1
<i>Turai E.</i> : A dinamikus mintavételezés. A Fourier transzformáció egy numerikus módszere és alkalmazása a GP jelenség rendszerjellemző függvényel történő leírásánál .....	11
<i>Varga M.</i> : A maximum entrópia módszer (MEM) és az idősorok spektrumának meghatározása a MEM segítségével .....	20
<i>Szendrői J. – Varga M. – Verő J.</i> : A maximum entrópia módszer (MEM) alkalmazása geomágneses idősorokra .....	23
<i>Korvin G.</i> : Megjegyzés Bodri B. – Bodriné C. L.: „A Pannon medence kéreg kivékonyodásának kapcsolata a térség geotermikájával” c. dolgozatához .....	33
<i>Bodri B. – Bodriné C. L.</i> : Válasz Korvin G. megjegyzésére .....	36
Egyesületi hírek .....	40
Könyvismertetés .....	39

---

Főszerkesztő: Zelei András

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

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

# Nagy ellenállású medencealjzat kutatása kvázi-stacionárius pontforrások elektromos és mágneses terének együttes mérése alapján

SZARKA LÁSZLÓ\*

*A felszíni geoelektromos módszerek egyik fontos feladata a nagy ellenállású medencealjzatot fedő, jól vezető üledék vastagságának, a medencealjzat mélységének meghatározása.*

*A dolgozat a távoli pontforrások stacionárius elektromos és mágneses teréből számított impedancia értéke alapján javaslatot tesz a nagy ellenállású medencealjzatot fedő üledékes összlet horizontális vezetőképességének meghatározására.*

*A javasolt módszer alkalmazásával az üledék horizontális vezetőképessége ismeretlen helyzetű és intenzitású forrásokból származó zavarimpulzusokból is meghatározható.*

*A megállapításokat analóg modellmérések eredményei, valamint terepi példák is igazolják.*

*Одной из важных задач геоэлектроразведки является определение мощности, покрывающей фундамент высокого сопротивления, проводящей толщи осадочных пород и глубины основания бассейна.*

*В работе предлагается способ определения горизонтальной проводимости, покрывающей фундамент, осадочной толщи по значениям импеданса, вычисленного по стационарному электрическому и магнитному полю удаленных точечных источников.*

*При применении предложенного способа горизонтальная проводимость осадочной толщи может быть определена и по импульсам-помехам возникающим от источников неизвестного положения и интенсивности. Установленное было подтверждено результатами исследования на моделях и полевом материале.*

*One of the basic problems of the geoelectric exploration methods is to determine the thickness of the high conductivity sediments above a high resistivity basement.*

*This paper proposes to determine the horizontal electric conductance on the basis of the impedance calculated from the electric and magnetic fields of distant quasi-stationary point sources.*

*Applying the proposed method the horizontal conductance of the sediments can be determined also from artificial noise coming from sources of unknown position and intensity.*

*The results of analogue modeling and field examples prove the correctness of this theory.*

## Bevezetés

A geofizikai kutatások egyik fontos feladata a nagy ellenállású medencealjzatot fedő jól vezető üledék vastagságának meghatározása. A fedőösszlet horizontális vezetőképességére, így a medencealjzat mélységére a geoelektromosság körében is több módszer ad többé-kevésbé pontos megoldást. A mesterséges áramterű egyenáramú szondázási görbék emelkedő águkkal jelzik az aljzatot. A magnetotellurikában a szondázási görbék S-intervalluma utal a nagy ellenállású aljzat jelenlétére.

A mesterséges geoelektromos módszereknél ismerni kell a betáplált áram erősségét, valamint a források és a mérési pontok relatív helyzetét is.

A tellurikus és magnetotellurikus mérések során a forrás intenzitását nem kell ismerni, viszont feltételezzük, hogy az elektromágneses teret a felszínen függőleges irányban megtörő elektromágneses síkhullám hozta létre.

\*. MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron

Megmutatjuk, hogy szigetelő aljzatú, kétréteges féltér felszínén a horizontális vezetőképesség számításához a. távoli, kvázi-stacionárius pontforrások használata esetén sem szükséges a források helyének és intenzitásának ismerete.

A  $Z_{\text{pont}} = E_r/H_\varphi$  impedancia és az  $S$  horizontális vezetőképesség közvetlen kapcsolatához a magnetotellurikus  $S$ -intervallum vizsgálatával jutunk el.

*A magnetotellurikus  $S$ -intervallum értelmezése távoli, horizontális, végtelenül hosszú, kvázi-stacionárius vonalforrás tere alapján*

A magnetotellurikus  $S$ -intervallumban a forrásként felhasznált geomágneses pulzációk periódusa olyan határok között van, hogy

- a fedőréteg árammal már teljesen telítődik, de
- a nagy ellenállású medencealjzat alatti, esetleg jól vezető képződményekben létrejött elektromágneses indukció hatása még nem érzékelhető.

Az  $S$ -intervallum periódustartományában tehát a vezető rétegben homogén, kvázi-stacionárius áramsűrűség alakul ki. A felszíni elektromos térerősségvektor az áram irányába mutat, míg a vele fázisban levő mágneses térerősség iránya arra merőleges. *Berdicsevszkij (1968)* szerint a konstans  $E_x$  és  $H_y$  térerősségek abszolút értékeinek impedanciajellegű hányadosa

$$Z_{MT} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{1}{S}, \quad (1)$$

ahol  $S$  a felső réteg horizontális elektromos vezetőképessége, azaz a réteg  $H$  vastagságának és  $\rho_1$  fajlagos ellenállásának hányadosa.

A nagy ellenállású medencealjzat térképezése magnetotellurikus módszerrel az (1) képlet alapján végezhető.

A magnetotellurika kvázi-stacionárius  $S$ -intervallumának elektromágneses tere megfelel egy, a végtelenben elhelyezkedő, végtelen hosszú, horizontális vonalforrás kvázi-stacionárius terének.

Az egyenáramú vonalelektroda potenciálja szigetelő aljzatú kétréteges féltér felszínén ugyanis pl. *Szigeti (1980)* szerint:

$$U(x) = \ln \left( e^{\frac{\pi}{H}x} + e^{-\frac{\pi}{H}x} \right) + \text{const.} \quad (2)$$

alakú. A (2) értelmében a vonalforrástól nem is túlságosan távol (amikor  $x > 1.3 H$ ) a potenciál az  $x$ -től lineárisan függ, ami  $x$  irányú homogén térerősség-eloszlást jelent.

A homogén egyenáramú elektromos tér a *Biot – Savart*-törvény értelmében létrehozza az áram irányára merőleges, homogén mágneses téreloszlást is, tehát a magnetotellurika  $S$ -intervallumának térösszefüggései és a végtelen távoli, végtelen hosszú vonalforrás egyenáramú tere közötti analógia teljes.

Ha az  $\vec{E}$  és  $\vec{H}$  vektoroknak a rétetparaméterekkel fennálló kapcsolata egyenáramú vonalforrás esetére igaz, akkor joggal remélhető, hogy valamiféle, az (1)-hez hasonló összefüggés más típusú források esetére is fennáll. A geofizikában a mesterséges egyenáramú terek forrásai pont-, illetve dipólforrások, így célszerű az impedancia és a horizontális vezetőképesség közötti kapcsolat felírása ezekre az esetekre is.

A medencealjzatot borító  $\rho_1 \ll \rho_2$  fajlagos ellenállású üledék felszínén elhelyezett egyenáramú pontforrás potenciálja körszimmetrikus; azaz, ha a reflexiókoefficiens 1, akkor

$$U(r) = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \left[ \frac{1}{r} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{r^2 + (2nH)^2}} \right], \quad (3)$$

ahol  $r$  a mérési pontnak a forrástól mért távolságát jelenti.

Bebizonyítható, hogy a pontforrástól távol a potenciál  $\ln r$  alakúvá válik, ami az elektromos térerősségre nézve  $1/r$  szerinti távolságfüggést jelent. Az utóbbi állítás belátható úgy is, hogy kiszámítjuk a fedőrétegben távol, a forrás körül koncentrikusan elhelyezett  $H$  magasságú képzeletbeli hengerpaláston keresztülfolyó áram mennyiségét. A forrástól távol (ha  $r > 2H$ ) a hengerpaláston az áramsűrűség konstans, ezért

$$\vec{E}(r) = \frac{\rho_1 I}{2\pi r H} \vec{e}_r. \quad (4)$$

A pontforrásból a földbe folyó áram mágneses terét a pontforráshoz képest hengerszimmetrikusan elhelyezett tetszőleges szerkezetek esetén nemcsak a Biot–Savart-törvénnyel (amint az pl. Stratton (1941) munkájában is megtalálható), hanem Ampère törvényével is számíthatjuk. Edwards (1974) az MMR-módszer alapjainak kidolgozásakor a vízszintes mágneses térerősségre az alábbi összefüggést vezette le:

$$\vec{H}(r) = \frac{I}{4\pi r} \vec{e}_\varphi. \quad (5)$$

Az összefüggés a pontforráshoz képest minden hengerszimmetrikus szerkezet esetére igaz, igaz többek között tetszőleges rétegpáraméterekkel rendelkező, horizontális rétegzett féltér felszínén is.

A pontforrásból a vezető rétegbe szétfolyó egyenáram elektromos és mágneses térerősségéből számított impedanciajellegű mennyiség a forrástól  $r > 2H$  távolságban, a (4) és az (5) alapján:

$$Z_{\text{pont}} = \frac{E_r}{H_\varphi} = \frac{2}{S}. \quad (6)$$

Több pontforrás elektromos és mágneses tere egyszerűen szuperponálható, ezért a (6) összefüggés érvényes marad dipól, sőt a pontelektródák terének véges összegezésével számítható bármilyen összetett forrás esetén is. (A forrásoknak nem kell feltétlenül a felszínen lenniük. A pontforrástól  $r > 2H$  távolságban ugyanis a réteg teljes vastagságában konstans árameloszlást tekintve közömbös, hogy azt a fedőréteg felszínén vagy esetleg a belsejében elhelyezett pontelektróda hozta-e létre.)

A (6) értelmében tehát a fedőüledék horizontális vezetőképessége ismeretlen helyzetű és intenzitású, véges számú kvázi-stacionárius pontforrás elektromos és mágneses teréből számított impedancia alapján is megadható.

A (6) összefüggés érvényességéhez a forrásoknak két feltételt kell kielégíteniük:

1. A (4) értelmében a forrás és a mérési pont távolsága legalább kétszerese legyen a medencealjzat várható mélységének. (Túl közeli forrás esetén ugyanis az impedancia a forrástól mért távolságtól is függ.)

2. A pontforrásokkal gerjesztett elektromos tér kvázi-stacionárius legyen, azaz a jel periódusa elégítse ki az  $S$ -intervallum követelményeit. Ha a medencealjzat nagyon vatag, akkor az  $S$ -intervallumbeli periódusnak csak alsó határa van. Vékonyabb medencealjzat és alatta levő jólvezető képződmények esetén a megkívánt periódushatárookra nézve a magnetotellurikus szondázási görbe  $S$ -intervalluma a mérvadó.

### *Horizontálisan inhomogén nagy ellenállású medencealjzat térképezése*

A nagy ellenállású medencealjzat domborzatának meghatározására a magyar medenceterületeken gyakran alkalmazzák a gyors, egyszerű, egyenáramú potenciáltérképezést ( $PM$ ). Ez azt jelenti, hogy egymástól távol elhelyezett pontelektrodák közötti területen megméri a felszíni elektromos térerősség-eloszlást.

A pontelektrodákból származó egyenáram, illetőleg kvázi-egyenáram mágneses terének mérését az ún. magnetométeres ellenállásmérés ( $MMR$ ) alkalmazza. A kanadai *Edwards (1974)* által kidolgozott  $MMR$ -módszert elsősorban érckutatásra használják.

E két, egymástól független geofizikai módszert nagy ellenállású medencealjzattal rendelkező földtani modellek esetén éppen a (6) összefüggés kapcsolja össze. Eszerint a fedőüledék horizontális vezetőképessége a  $PM$ - és az  $MMR$ -módszerek kombinált alkalmazásával is megadható.

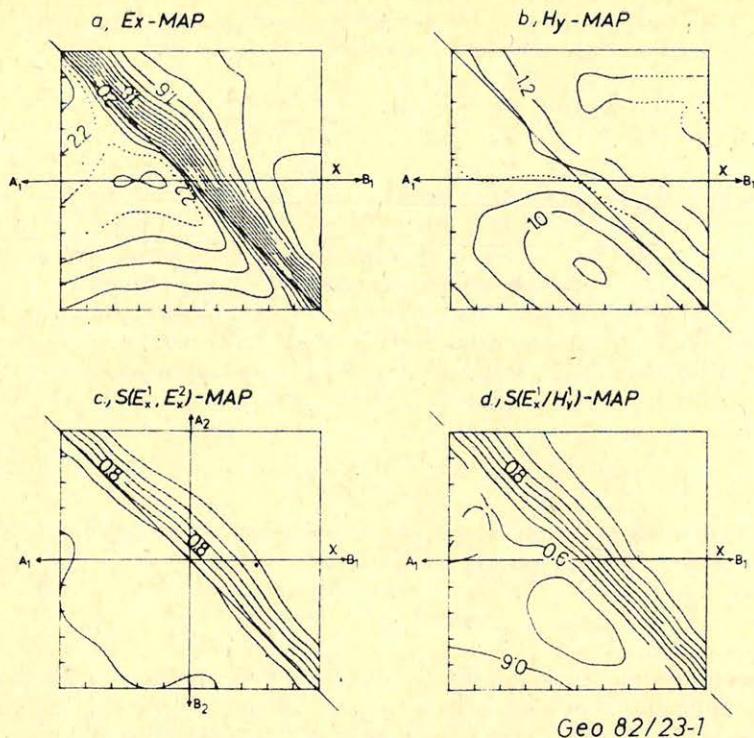
A  $PM$ - és az  $MMR$ -módszerekkel a medencealjzat-inhomogenitások esetét analóg modellezéssel vizsgáltuk meg. Az *1. ábra* az  $A$  és  $B$  tápelektrodák terítési irányával  $45^\circ$ -os szöget bezáró csapású, nagy ellenállású aljzatbeli vető fölötti modellezési eredményeket mutatja. Az *1. a. ábra* szerint a  $PM$ -módszer  $E_x$ -térerősségeloszlása nemcsak a mélybeli szerkezettől, hanem a tápelektrodák terítési irányától is függ. E torzító hatástól a  $PM$ -térképek csakis több irányú terítés alkalmazásával tisztíthatók meg, amint ez az *1. c. ábrán* látható.

Az *1. b. ábra* a vető fölötti  $H_y$ -téreloszlást mutatja. Az *1. d. ábra* szerint az  $E_x$  és a  $H_y$  térerősségek abszolút értékeinek hányadosából meghatározott  $S$ -térkép egyetlen  $AB$  terítési irány mellett is csak a mélybeli vető hatását tükrözi.

A leképezés élességét azonban a tápelektrodák terítési iránya is befolyásolja. Az  $E_x/H_y$  impedancia alapján készített  $S$ -térkép ebből a szempontból is kedvezőbb: a kizárólag elektromos térerősség-eloszlás alapján meghatározott  $\bar{S}$ -térképnél az  $E_x/H_y$  impedanciából mintegy 10%-kal nagyobb, a valódihoz közelebb álló elvetési magasság adódik.

*Ismeretlen eredetű, távoli elektromos zavarforrások kvázi-stacionárius terének felhasználása a nagy ellenállású medencealjzat kutatásában*

A nagy ellenállású medencealjzatot fedő üledék horizontális vezetőképessége nyilván nemcsak a tápelektrodák stacionárius terének mérésével, hanem bármiféle ismeretlen, távoli pont- vagy dipólforrás kvázi-stacionárius tere alapján is meghatározható.



Geo 82/23-1

1. ábra. Analóg modellezés egy, az  $A, B$  tápelektrodák vonalával  $45^\circ$  szöget bezáró vető fölött  
 a)  $S$ -térkép az  $E_x$  elektromos térerőslás alapján b) A  $H_y$  térerősség-eloszlás térképe c) Kétirányú terítés alapján számított  $S$ -térkép d)  $S$ -térkép az  $E_x/H_y$ -ből számított  $Z_{\text{pont}}$  impedancia alapján

Рис. 1. Аналог-модель над сбросом, находящимся под углом  $45^\circ$  к линии питающих электродов  $A$  и  $B$

a) Карта- $S$  на основании распределения электрического поля  $E_x$ . б) Карта распределения силы поля  $H_y$ . в) Карта- $S$  построенная на основании двустороннего разноса. г) Карта- $S$  построенная по импедансу  $Z_{\text{точ}}$ , вычисленному по  $E_x/H_y$

Fig. 1. Results of analogue modeling using quasi-stationary field of point sources above a fault in the resistive basement. Angle between the strike and the  $AB$  line is  $45^\circ$ . a) Relative  $S$ -map of the point mapping method using only one layout b)  $H_y$ -map of the magnetometric resistivity method c)  $S$ -map of the  $PM$  method using two perpendicular layouts d)  $S$ -map on basis of  $Z_{\text{point}}$  calculated from  $E_x/H_y$

A geoelektromos, elektromágneses módszerekkel végzett terepi méréseket gyakran mesterséges (főként ipari eredetű) zajok zavarják. A mesterséges zajok részben éppen ilyen távoli, sokszor nem is azonosítható pont-, vagy dipólforrásokból származnak. A zajforrások szabálytalan idejű impulzusai között gyakran található olyan is, amelyben az energia zömét adó alapharmonikus periódusa  $S$ -intervallumbeli érték. A (6) összefüggés alkalmazásának tehát ebben az esetben is van gyakorlati jelentősége.

Sok esetben – még az  $S$ -intervallum periódusátárai között is – zavarimpulzus csak az elektromos komponensekben vehető észre, miközben a mágneses komponensekben nem mutatkozik mérhető (legalább  $0,01$  gammás) tér-

torzulás. A  $V'$  térfogatban a térbeli  $\vec{j}'(\vec{r}')$  áramsűrűség-eloszlásra vonatkozó Biot – Savart-törvény szerint a stacionárius áram mágneses tere

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} \vec{j}'(\vec{r}') \times \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \quad (7)$$

képletéből következik, hogy ez az eset csak akkor állhat elő, ha  $\vec{j}'(\vec{r}')$  csak lokális, kis áramerősségű zavarforrásokból származik. Távoli, nagy energiájú források esetén – éppen a fedőüledék horizontális vezetőképessége által is megszabott értékben – mindig jelen kell lennie a mágneses komponensnek is.

Az ipari zavarforrások okozta elektromos és mágneses impulzusok leginkább a magnetotellurikus terepmérések analóg regisztrátumain tanulmányozhatók.

Nagy aljzatellenállás esetén az (1) és a (6) alapján a magnetotellurikus, valamint a pontforrásból számított impedanciákra igaz, hogy

$$\frac{Z_{\text{pont}}}{Z_{MT}} = 2. \quad (8)$$

Ha a pontforrásból származó impulzusokat a magnetotellurikus fajlagos ellenállás képletébe helyettesítenénk, akkor a

$$\varrho_{\text{pont}} = 4 \cdot \varrho_{MT} \quad (9)$$

összefüggés adódna.

A pontforrás elektromágneses teréből és a geomágneses pulzációkból származó látszólagos fajlagos ellenállások hasonló jellegű eltérést Goldstein és Strangway (1975) is tapasztalta. A (6) összefüggés az  $S$ -intervallumbeli eltérés egyszerű fizikai magyarázatát adja.

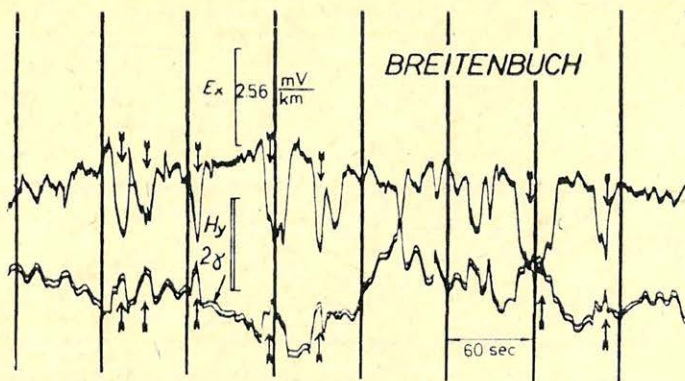
### Terepi példák

Az MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete magnetotellurikus terepmérései során regisztrált elektromos és mágneses zavarok megfelelő értelmezésével számos, a megállapításokat igazoló példát sikerült találni.

1. Az Ádám *et al.* (1980) által a Grazi medencében Breitenbuchnál végzett magnetotellurikus mélyszondázás során a néhány másodperces periódustartományban, főként az  $E_x - H_y$  párban rendszertelen zavarpulzusokat észleltek (2. ábra). Az impulzusok amplitúdójából a magnetotellurika összefüggéseivel számított  $\varrho_{\text{zavar}}(\sqrt{T})$  fajlagos ellenállásfüggvény az  $E - D$  irányú magnetotellurikus szondázási görbével az  $S$ -intervallumban párhuzamosan futott és a  $\varrho_{MT}(\sqrt{T})$ -hez képest kereken 4-szeres értékeket adott, amint ez a 3. ábrán látható. Az  $S$ -intervallumbeli 4-szeres eltolódás valószínű oka éppen az volt, hogy az impulzusokat távoli pont-, vagy dipólforrás hozta létre. A pontforrás egyenáramú tere alapján értelmezett horizontális vezetőképesség a magnetotellurikus szondázási görbe megfelelő paraméterével már azonos értéket szolgáltat.

2. A Bakony hegység nyugati előterében végzett  $MT$ -szondázások során (Ádám, 1980) 4 állomásponton is különleges tértorzulásokat regisztráltunk; a Geofizikai Kutató Vállalat elektromágneses frekvenciaszondázó csoportja által a földbe táplált 60 amperes, kb. 10 sec periódusidejű négyszögjeleket mértük be. (4. ábra) A magnetotellurikus szondázási pontok a nagy teljesítményű generátortól kb. 20 km-re voltak. (5. ábra)



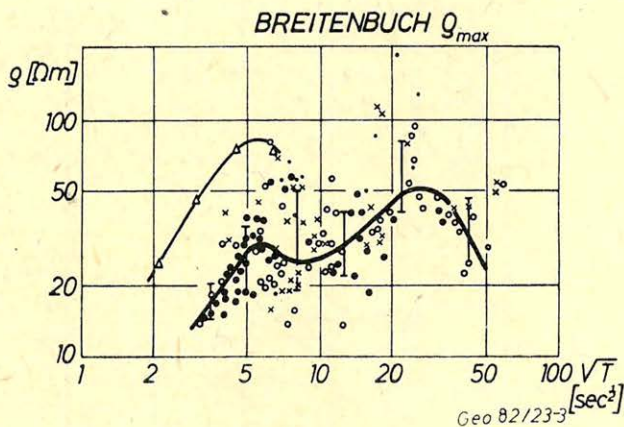


Geo 82/23-2

2. ábra. Ismeretlen eredetű zavarimpulzusok analóg MT-regisztrátumon (Ádám et al. [1980] nyomán)

Рис. 2. Импульсы-помехи неизвестного происхождения на аналоговой записи MT (по Адаму, 1980 г.)

Fig. 2. Noise impulses of unknown origin on an analogue MT record (Ádám et al., 1980)



Geo 82/23-3

3. ábra Magnetotellurikus szondázási görbe a zavarimpulzusokból magnetotellurikus úton számított fajlagos ellenállásértékek feltüntetésével (Ádám [1980] nyomán)  $\Delta$ : zaj  $\bullet$   $\circ$   $*$ : magnetotellurikus pontok rendre 8, 4, 2, 1 súlyokkal

Рис. 3. Кривая магнетотеллурического зондирования с нанесенными значениями удельного сопротивления, вычисленного магнетотеллурическим путем по импульсам-помехам (по Адаму, 1980 г.)

$\Delta$  : шум,  $\bullet$   $\circ$   $*$  : магнетотеллурические точки с весами 8, 4, 2, 1

Fig. 3. Magnetotelluric sounding curve with the apparent resistivities obtained from noise-impulses using the expressions of the MT method (Ádám et al., 1980)  $\Delta$ : noise,  $\bullet$   $\circ$   $*$ : MT values with weights 8, 4, 2, 1.

A 4 mérési pontban kiszámítottuk a

$$Z_{\text{pont}}^{\text{eff}} = \frac{\sqrt{E_x^2 + E_y^2}}{\sqrt{H_x^2 + H_y^2}} \quad (10)$$

effektív impedanciát. A számított horizontális vezetőképesség-értékek a viszonylag kis amplitúddal jelentkező mágneses kitérések okozta nagyobb hibák ellenére a négy pontban arányosak a triász mészkőaljzat mélységével, amint azt az 1. táblázat mutatja.

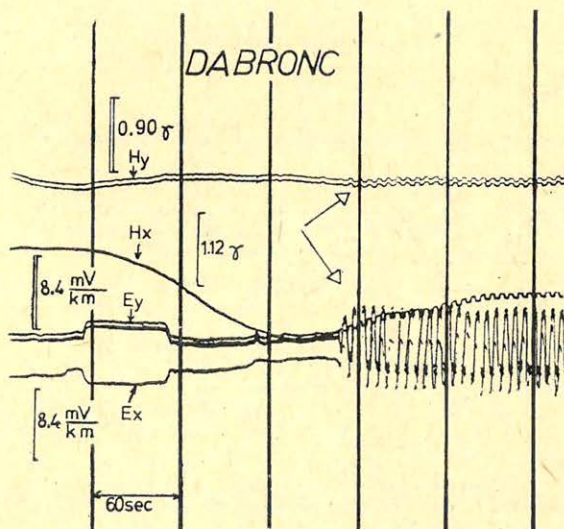
1. táblázat. – Таблица – Table

Számított  $S$ -értékek és a triász aljzat mélységei négy  $MT$ -pontban

Вычисленные значения  $S$  и глубина триасового фундамента в четырех точках  $MT$

Calculated  $S$ -values and the depths of the Triassic basement in four  $MT$ -points

	$S$ [ $\Omega^{-1}$ ]	$H$ [m]
Ötvös .....	$25,7 \pm 2,5$	$H_1 > 800$
Dabronc .....	$13,3 \pm 1,3$	$100 < H_2 < 300$
Gógánfa .....	$15,2 \pm 1,5$	$300 < H_3 < 500$
Ukk .....	$19,1 \pm 1,9$	$300 < H_4 < ?$



Geo 82/23-4

4. ábra. Távoli mesterséges frekvenciaszondázás négyzetimpulzusai analóg  $MT$ -regisztrátumon

Рис. 4. Квадратные импульсы искусственного частотного зондирования на аналоговой записи  $MT$

Fig. 4. Rectangular impulses of a distant frequency-sounding on an analogue  $MT$  record

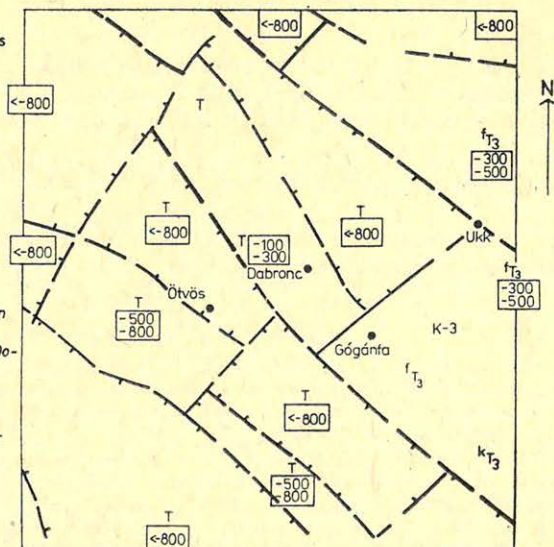
I. Depth of the structural elements (blocks)

-100	-300
-300	-500
-500	-800
<-800 Below -800m	

II. Geological formations

$k_{T_3}$	Formation of Kössen
$f_{T_3}$	Formation of Main Dolomite
T	Triassic
— — —	Tectonic elements younger than Upper Cretaceous
●	MTS

0 1 2 3 4 5 km



Geo 82/23-5

5. ábra. A szenon képződmények alatti formációk térképe a Dunántúli középhegység délnyugati részén (Haas J. [1981] nyomán) I.: Az egyes szerkezeti egységek (blokkok) mélysége; II.: Földtani képződmények;  $k_{T_3}$ : Kösszeni Formáció;  $f_{T_3}$ : Földolomit Formáció; T: Triász; - - -: felsőkréta utáni szerkezeti elem; ●: magnetotellurikus szondázás helye

Рис. 5. Карта, подстилающих сенонские образований, формаций в юго-западной части Задунайской области

I.: глубина отдельных структурных единиц (блоков), II.: геологические образования,  $k_{T_3}$ : Кессенская формация,  $f_{T_3}$ : формация Основного доломита, T: Триас, - - -: структурная единица после верхнего мела, ●: место магнетотеллурического зондирования

Fig. 5. Depths of formations below Senonian at the south-western area of the Transdanubian Middle Mountains in Hungary (after Haas J. (1981))

## Összefoglalás

Láthattuk, hogy távoli, ismeretlen eredetű pont- és dipólforrások kvázi-stacionárius tere a nagy ellenállású medencealjzat térképezésében ugyanúgy felhasználható, mint a magnetotellurika  $S$ -intervallumbeli összefüggése. A horizontális  $\vec{E}$  és  $\vec{H}$  vektorokból képzett impedancia származtatásával kiküszöbölhető a pontforrás helyének és intenzitásának ismerete.

A nagy ellenállású medencealjzat térképezésére ezidáig alkalmazott elektromos komponensek mérése mellett a mágneses térerősség egyidejű mérésétől lényegében tehát az az előny várható, hogy elegendően távol elhelyezett források esetén nem kell tekintettel lenni a forrás és a mérési pont relatív helyzetére. Nem kell geometriai koefficiienst és összehasonlító kétréteges normálteret számítani, a mérési pontokban nyert  $Z_{\text{pont}}$  impedanciaértékek eloszlását csak a fedőüledék horizontális vezetőképessége szabja meg.

A dolgozatban azt is megmutattuk, hogy a nagyellenállású medencealjzat fölötti fedőüledék horizontális vezetőképessége az ipari eredetű, pontforrásokból származó kvázi-stacionárius zavarimpulzusokból is meghatározható. Ezzel

lehetőség nyílik arra, hogy állandó jellegű nagy teljesítményű ipari elektromos zajforrások akár 20–30 km sugarú környezetében a horizontális vezetőképesség értékére gyors, tájékoztató adatot nyerhessünk.

A jelenség a digitális jelrögzítésű magnetotellurikus méréseknél szabályos hibát okozhat, amely a leírt magyarázat ismeretében korrekcióba vehető.

### *Köszönetnyilvánítás*

Végezetül köszönetet mondok Dr. Ádám Antalnak és Dr. Verő Józsefnek a munkámat segítő értékes tanácsaikért.

### IRODALOM

- Ádám, A., Márcz, F., Verő, J., Wallner, A., Duma, G., Gutdeutsch, R., 1980, A Pannon-medence és a Keleti-Alpok közötti átmeneti zónában végzett elektromágneses szondázások eredményei, Magyar Geofizika, 21, 108–119.
- Ádám, A., 1980, Kutatási jelentés az 1980. évi terepi magnetotellurikus mérésekről, Sopron.
- Berdichevsky, M. N., 1968, Elektromos kutatás a magnetotellurikus szelvényezés módszerével (oroszul), Nyedra, Moszkva, 48–49.
- Edwards, R. N., 1974, The magnetometric resistivity method and its application to the mapping of a fault, Can. J. Earth Sci., 11, 1136–1156.
- Godstein, M. A. and Strangway, P. W., 1975, Audiofrequency magnetotellurics with a gradient electric dipole source, Geophysics, 40, 669–683.
- Stratton, J. A., 1941, Electromagnetic theory, McGraw-Hill, New York and London, 230–231.
- Szigeti, G., 1980, A konform leképezés módszerének alkalmazása egyenáramú vonalforrás által keltett, végtelen ellenállású aljzathból kiemelkedő félhenger feletti elektromos tér meghatározására, Magyar Geofizika, 21, 121–133.

---

## 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.

MTESZ  
Sajtó és Propaganda Titkársága

# A Fourier-transzformáció egy numerikus módszere és alkalmazása a GP-jelenség rendszerjellemző függvénnel történő leírásánál

TURAI ENDRE\*

*A dolgozat mintavételezett jelek Fouriertranszformálására egy olyan numerikus eljárást közöl, amelynek az alábbi előnyei vannak az eddig általánosan használt Diszkrét Fourier Transzformációval (DFT), ill. Gyors Fourier Transzformációval (FFT) szemben:*

- tetszőleges idősről szerinti mintavételezett jeleket tud transzformálni (nem szükséges az egyenközi mintavételezés),
- a mintavételek száma – az FFT-vel ellentétben – tetszőleges lehet,
- a transzformálás igen pontos és nem lép fel a DFT és FFT-nél meglévő frekvenciátfordulás (spektrumszonkulás és sokszorozódás),
- bármilyen és bármennyi frekvenciánál kiszámítható vele a transzformált értéke,
- ha csak néhány frekvencián vagyunk kíváncsiak a transzformált értékére, akkor sokkal kevesebb számítást igényel, mint a DFT vagy FFT.
- a transzformációt nem torzítják az egyenletrendszer megoldásánál fellépő (DFT és FFT-nél), és az együtthatómátrix gyenge meghatározottságából eredő számítástechnikai hibák.

*A dolgozatban szereplő Fourier-transzformációs eljárás igen jól alkalmazható többek között a Gerjesztett Polarizációs (GP) módszer görbéinek transzformálásánál és a GP-hatás rendszerjellemző függvénnel történő leírásánál. Ez esetben a módszer az előzőekben vázolt előnyök miatt gyorsabb és pontosabb, mint az egyéb diszkrét módszerek.*

*Работ предлагается такой численный способ преобразования Фурье оцифрованных сигналов, который по сравнению с применяемыми до сих пор методами дискретного преобразования Фурье (ДПФ) и быстрого преобразования Фурье (БПФ) имеет следующие преимущества:*

- может трансформировать сигналы оцифрованные в любой временной последовательности. (Нет необходимости в равноинтервальности выборки),
- в отличие от БПФ число дискретов может быть любым,
- преобразование очень точное и не возникает наблюдаемый в ДПФ и БПФ поворот частоты. (Срез спектра и многократность),
- значения преобразования можно вычислить при любом количестве частот и при любой частоте,
- если требуется значение преобразования только на нескольких частотах, то количество вычислений гораздо меньше, чем при ДПФ и БПФ,
- преобразование не искажается возникающими при решении системы уравнений ошибками вычислительной техники (в ДПФ и БПФ), происходящими из-за слабой определенности матрицы коэффициентов.

*Фигурирующий в работе метод преобразования Фурье хорошо применим помимо прочего в преобразовании кривых способа связанной поляризации (ВП) и при описании влияния ВП системной функцией. В этом случае метод быстрее и точнее, чем прочие методы, в силу вышеописанных его преимуществ.*

*The discussed numerical method for Fourier transformation of the sampled signals has the following advantages over the generally used Discrete Fourier Transformation (DFT) and Fast Fourier Transformation (FFT):*

\*Nehézipari Műszaki Egyetem, Geofizikai Tanszék

- sampled signals by random time series can be transformed (no uniform sampling is needed)
- the number of samples is not limited as it is with the FFT
- transformation is very accurate and no frequency reversal (spectrum tapering and multiplication) is observed as it is the case with DFT and FFT
- transform value can be computed at any frequencies
- if the transform value is needed only on certain frequencies much less computing time is required as compared to the DFT and FFT.
- the transformation is not altered by computing errors due to solution of equations (DFT, FFT) and matrix determinations.

The Fourier Transformation method discussed in this paper is suitable among others in the transformation of induced Polarisation (IP) curves and describing the IP-effect by system characteristic curves. The method gives faster and more accurate results.

### Tetszőleges mintavételi idősrora alkalmazható Fourier-transzformáció

Közismert, hogy a jelek „frekvenciákra” való bontását a Fourier-transzformációval végezhetjük el [2], [4]:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot \exp(-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot ft) dt, \quad (1)$$

ahol:

- $t$  – az idő,
- $f$  – a frekvencia,
- $X(f)$  – az  $x(t)$  jel komplex amplitúdósűrűség spektruma,
- $\text{Re}[X(f)]$  –  $\text{Re} [X(f)] + j \cdot \text{Im}[X(f)]$ ,
- $\text{Re}[X(f)]$  – cosinus amplitúdósűrűség spektrum,
- $\text{Im}[X(f)]$  – sinus amplitúdósűrűség spektrum.

Az Euler-összefüggés segítségével az  $X(f)$  komplex spektrum az alábbi két valós spektrumra bontható:

- az amplitúdósűrűség amplitúdó spektruma

$$XA(f) = \sqrt{\text{Re}^2[X(f)] + \text{Im}^2[X(f)]},$$

- az amplitúdósűrűség fázis spektruma

$$XF(f) = \arctg \frac{\text{Im}[X(f)]}{\text{Re}[X(f)]}.$$

A mintavételezett jelek analitikusan nagyon ritkán transzformálhatók, ezért ezen jelek frekvenciaanalízisét numerikusan végezhetjük el. Az erre használt numerikus módszer a *Diszkrét Fourier Transzformáció (DFT)*, ill. ennek rövidebb számítás igénylő formája a *Gyors Fourier Transzformáció (FFT)*. A *DFT* és *FFT* is lineáris egyenletrendszer megoldására vezet, így annyi frekvenciánál kapjuk meg a spektrum értékét, ahány mintát vettünk a jelből. Hátránya ezeknek a módszereknek, hogy csak egyenközü mintavételi idősor esetén alkalmazhatók és az *FFT*-nél  $N = 2^k$  ( $k = 1, 2, \dots$ ) lehet a mintavételek száma. Széles frekvenciasávot tartalmazó jelek esetén a jelet egyenközüen igen nagy számú mintavétellel foghatjuk csak meg, így nagyon megnő a transzformálás ideje.

A diszkrét transzformációknál a spektrum periodikus lesz, értékei pedig csak az  $|f| \leq f_N$  frekvenciáknál egyeznek meg a valódi spektrumával.

$$f_N = \frac{1}{2 \cdot \Delta t} \quad - \text{ a Nyquist-frekvencia,}$$

$$\Delta t \quad - \text{ a mintavételi időköz.}$$

Hátrány továbbá, hogy ha a spektrum értékére csak egy, vagy néhány frekvenciánál lenne szükségünk, akkor is el kell végeznünk a diszkrét transzformáció egyenletrendszerének a megoldását. Jelentős számítási hibák lépnek fel abban az esetben, ha az egyenletrendszer együtthatómátrixa gyengén meghatározott. (A determinánsának értéke közel esik a zérushoz). Mindezek a hátrányok kiküszöbölhetők, ha az alábbi numerikus eljárással végezzük el a Fourier-transzformációt.

A regisztrált jelünk csak egy véges  $[t_0, t_N]$  intervallumban vesz fel zérustól különböző értéket, ezért elég az (1)-ben az integrálást erre az intervallumra elvégezni. Ha az  $x(t)$  értékét  $t_0, t_1, \dots, t_N$  mintavételezési időpontokban ismerjük, akkor az integrálási tartományt felbonthatjuk  $N/2$  db olyan részintervallumokra, amelyek három egymás melletti mintavételezett értéket tartalmaznak. Ezek alapján az (1) az alábbi alakot ölti:

$$X(f) = \sum_{m=0}^{N/2-1} \int_{t_{2m}}^{t_{2m+2}} x(t) \cdot \exp(-j \cdot 2\pi ft) dt. \quad (2)$$

Amennyiben az  $x(t)$  folytonos, minden részintervallumban közelíthető egy másodfokú függvénnyel

$$x(t) = a_m \cdot t^2 + b_m \cdot t + c_m.$$

Az  $a_m, b_m, c_m$  konstansokat minden egyes  $m$ -esetén az alábbi egyenletrendszer megoldásával nyerjük

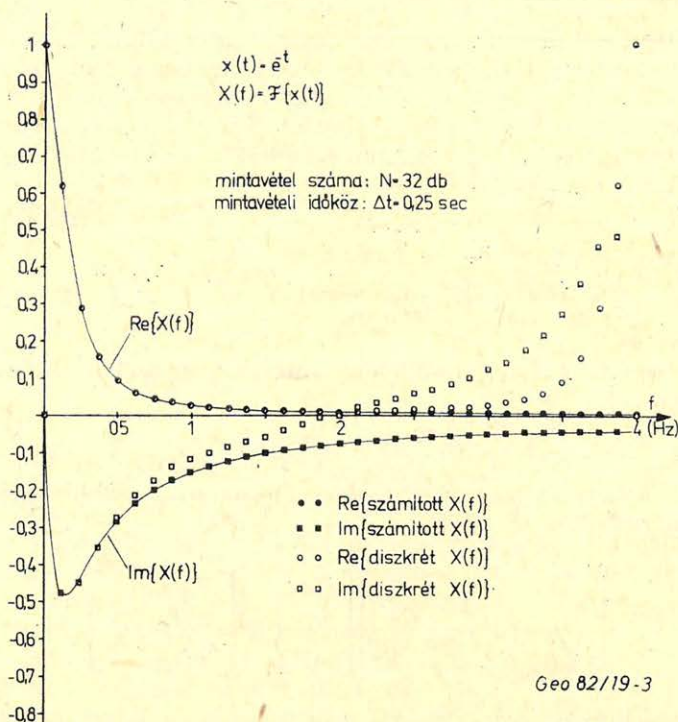
$$\begin{bmatrix} t_{2m}^2 & t_{2m} & 1 \\ t_{2m+1}^2 & t_{2m+1} & 1 \\ t_{2m+2}^2 & t_{2m+2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_m \\ b_m \\ c_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x(t_{2m}) \\ x(t_{2m+1}) \\ x(t_{2m+2}) \end{bmatrix}.$$

Az előzőeket felhasználva a (2)-beli integrálásnál, a következő összefüggésre jutunk:

$$\begin{aligned} X(f) = & \sum_{m=0}^{N/2-1} \left\{ \frac{a_m}{(2\pi \cdot f)^3} [4\pi \cdot ft \cdot \cos 2\pi \cdot ft + ((2\pi \cdot ft)^2 - 2) \cdot \sin 2\pi \cdot ft]_{t_{2m}}^{t_{2m+2}} + \right. \\ & + \frac{b_m}{(2\pi \cdot f)^2} [\cos 2\pi \cdot ft + 2\pi \cdot ft \cdot \sin 2\pi \cdot ft]_{t_{2m}}^{t_{2m+2}} + \frac{c_m}{2\pi \cdot f} [\sin 2\pi \cdot ft]_{t_{2m}}^{t_{2m+2}} \left. \right\} + \\ & + j \cdot \sum_{m=0}^{N/2-1} \left\{ \frac{a_m}{(2\pi \cdot f)^3} [((2\pi \cdot ft)^2 - 2) \cdot \cos 2\pi \cdot ft - 4\pi \cdot ft \cdot \sin 2\pi \cdot ft]_{t_{2m}}^{t_{2m+2}} + \right. \\ & + \frac{b_m}{(2\pi \cdot f)^2} [2\pi \cdot ft \cdot \cos 2\pi \cdot ft - \sin 2\pi \cdot ft]_{t_{2m}}^{t_{2m+2}} + \frac{c_m}{2\pi \cdot f} [\cos 2\pi \cdot ft]_{t_{2m}}^{t_{2m+2}} \left. \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

A bemutatott – kis számítógépre is igen egyszerűen programozható – eljárás segítségével tehát tetszőleges idősor szerint mintavételezett jel Fourier-transzformálta meghatározható. Így az eljárás alkalmazható az előzőekben ismertetett dinamikus mintavételezés esetén is. A 1. ábra azt mutatja be, hogy

az  $\exp(-t)$  függvény tényleges spektrumával a (3) alapján számított spektrum megegyezik, míg a DFT-vel számított spektrumon természetesen fellelhető a „frekvenciaátfordulás” jelensége. (A számítás TI-59 típusú kalkulátorral történt.)



1. ábra. Puc. 1. Fig. 1.

### A Gerjesztett Polarizáció (GP) rendszerjellemező függvénnel történő leírása

A GP time-domain módszer lényege, hogy a kőzetre adott  $i(t)$  áramimpulzus tartama alatt a kőzeten mérhető  $u(T)$  feszültség csak fokozatosan veszi fel a telítési értéket és a gerjesztés után még mindig mérhető a kőzeten, egy időben fokozatosan lecsengő  $u(t)$  feszültség [6].

A GP-módszer bővebb leírását — amelyek megtalálhatók a szakirodalom megfelelő helyein [3], [5] — mellőzve most csak azt mutatjuk be, hogy az előzőekben ismertetett Fourier-transzformációs eljárás igen jól hasznosítható ezen módszer adatainak a feldolgozásánál. A kőzetet mint szűrőt a GP-hatás szempontjából a következőképpen tárgyalhatjuk: a kőzetre mint a szűrő bemenetére  $i(t)$  gerjesztő áramot adunk, és ennek hatására  $u(t)$  feszültséget mérhetünk a rendszer „kimenetén”. A 2. ábra alapján a következő összefüggés írható fel, ha a szűrés súlyfüggvényét  $z(t)$ -vel jelöljük:

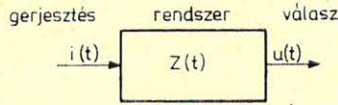
$$u(t) = z(t) * i(t).$$



Fourier-transzformációval áttérve a frekvencia tartományba

$$Z(f) = \frac{U(f)}{I(f)},$$

ahol:  $I(f)$  – a gerjesztő áram komplex amplitúdósűrűség spektruma,  
 $U(f)$  – a mérhető feszültség komplex amplitúdósűrűség spektruma.



Geo 82/19-4

2. ábra Puc. 2. 2. Fig.

A közet impedanciájának komplex spektruma –  $Z(f)$  – tehát a gerjesztő áram és a mért feszültség időbeli folyamatának Fourier-transzformálásával határozható meg.

A GP-jel időben  $\exp(-t)$ -vel arányosan cseng le, tehát csak nagyszámú egyenközűen mintavételezett adattal fogható meg, így a DFT-, vagy FFT-vel való transzformáció ez esetben igen számításigényes és ráadásul még torzítja is a GP-jel spektrumát, ezért használjuk a már ismertetett transzformációs eljárást!

Legyen  $x(t)$  a GP-jel, amelyet a MÁELGI-ben kifejlesztett kombinált lin-log. mintavételezési idősor alapján mintavételeztünk.

A mintavételezési idősor

$$t_{k,i} = t_{0,0} a^k (1 + i \cdot \varepsilon),$$

ahol:  $k = 0 \div K$ , és ha  $k = \text{const.}$ ,  $i = 0 \div I$  és  $a$  – a logaritmikussűrűséget,

$\varepsilon = \frac{a-1}{I+1}$  – az egyenközű sűrűséget meghatározó konstans.

Ilyen idősorral mintavételezett GP-jelekre az alábbi megfeleltetésekkel alkalmazható a (3)-as Fourier-transzformáció:

$$a_m \rightarrow a(t_{k,i}); \quad b_m \rightarrow b(t_{k,i}); \quad c_m \rightarrow c(t_{k,i});$$

$$t_{2m} \rightarrow t_{k,i-1}; \quad t_{2m+2} \rightarrow t_{k,i+1}$$

és

$$\sum_{m=0}^{N/2-1} \rightarrow \sum_{k=0}^K \sum_{i=0;2}^I,$$

ahol az  $i = 0;2$  azt jelenti, hogy az  $i$  értéke  $\theta$ -tól kettesével növekszik és ha

$$i = I, \quad \text{akkor} \quad t_{k,i+1} = t_{k+1,0}$$

$$i = 0, \quad \text{akkor} \quad t_{k,i-1} = t_{k-1,I}$$

$$k = 0; \quad i = 0, \quad \text{akkor} \quad t_{k,i-1} = t_{0,0}.$$

A GP-görbe ún. komponensekre bontásánál [1] a GP-jelet szakaszonként exponenciális függvényekkel közelítjük.

$$x(t) = w_a(\overline{t_{k,i}}) \cdot \exp[-t/\tau_a(\overline{t_{k,i}})],$$

ahol:

$$\overline{t_{k,i}} = \frac{t_{k,i} + t_{k,i+1}}{2}.$$

A  $w_a(\overline{t_{k,i}})$  és a  $\tau_a(\overline{t_{k,i}})$  a látszólagos amplitúdó, ill. időállandó görbe. Ezen görbék-ből – a levezetés analóg a (3)-nál követettel – szintén megkapható a jel komplex spektruma:

$$\begin{aligned} X(f) = & \sum_{k=0}^K \sum_{i=0}^I \left\{ \frac{w_a(\overline{t_{k,i}}) \cdot \tau_a(\overline{t_{k,i}})}{1 + [2\pi \cdot f \cdot \tau_a(\overline{t_{k,i}})]^2} \cdot \right. \\ & \cdot [(2\pi \cdot f \cdot \tau_a(\overline{t_{k,i}}) \sin 2\pi \cdot ft - \cos 2\pi \cdot ft) \cdot \exp(-t/\tau_a(\overline{t_{k,i}}))]_{t_{k,i}}^{t_{k,i+1}} \left. + \right. \\ & + j \cdot \sum_{k=0}^K \sum_{i=0}^I \left\{ \frac{w_a(\overline{t_{k,i}}) \cdot \tau_a(\overline{t_{k,i}})}{1 + [2\pi \cdot f \cdot \tau_a(\overline{t_{k,i}})]^2} \cdot \right. \\ & \cdot [(2\pi \cdot f \cdot \tau_a(\overline{t_{k,i}}) \cos 2\pi \cdot ft + \sin 2\pi \cdot ft) \cdot \exp(-t/\tau_a(\overline{t_{k,i}}))]_{t_{k,i}}^{t_{k,i+1}} \left. \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

A kapott formula még a (3)-nál is egyszerűbb, de ez csak olyan monoton csökkenő jelek Fourier-transzformálásánál alkalmazható, amelyeknél

$$x(t_1) - x(t_2) > x(t_2) - x(t_3), \quad \text{amikor is } t_1 < t_2 < t_3.$$

A (3) és (4) formulák segítségével kiszámítottam az  $\exp(-t)$  függvény Fourier-transzformáltját és az amplitúdó-, valamint a fázisspektrum 4 értékes jegyre pontos adatait az 1. táblázatban foglaltam össze. Látható, hogy az eljárás mindkét esetben szinte teljesen pontosan visszaadta a tényleges spektrumot. Az abszolút hiba a (3)-al történt számítás esetén 0,07% körüli, míg a (4) alkalmazása esetén 0,03% körüli volt. Megjegyzendő, hogy a hibaszámítás 10-értékes jegyre pontos adatokkal történt. Az 3. ábra a hibaeloszlásokat tartalmazza a spektrum reális és képzetes részének a számításánál, valamint a belőlük számított amplitúdó- és fázisspektrumok esetében. A (4)-es formulával számított hibaeloszlások periódikus volta azt bizonyítja, hogy ebben az esetben teljesen pontos volt a spektrum meghatározása és a hibák csak a jel időtartománybeli csonkítása következtében léptek fel. A (3) alapján történt számítás hibaeloszlásának  $f = 2$  Hz (Ez egyben a használt mintavételezés Nyquist frekvenciája volt) környezetében maximuma van. Megállapítható továbbá, hogy az amplitúdóspektrum hibáit a képzetes rész, míg a fázisspektrum hibáit a valós rész hibái határozzák meg döntő mértékben. A GP-jelet az

$$x(t) = \int_0^{\infty} w(\tau) \exp(-t/\tau) d\tau$$

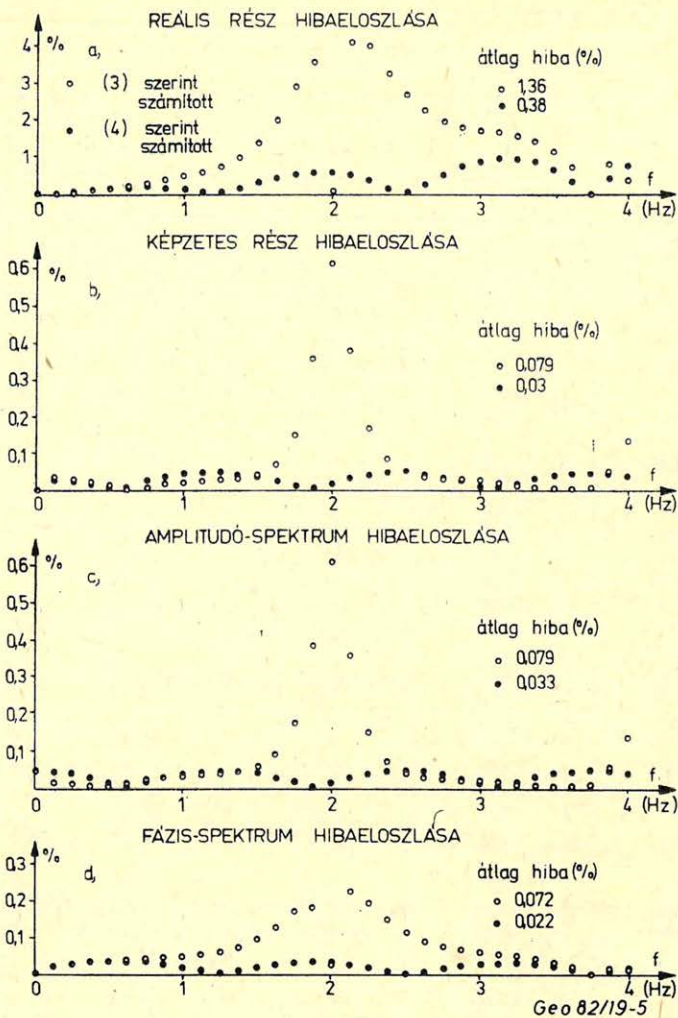
Az exp(-t) Fourier-transzformáltjának értékei

f Hz	Amplitúdóspektrum (m · 10 <sup>-n</sup> alakban)						Fázisspektrum (fokokban)		
	tényleges		(4) szerinti		(3) szerinti		tényleges	(4) szerinti	(3) szerinti
	m	n	m	n	m	n			
0	1	0	9995	4	—	—	0	0	—
0,125	7864	4	7861	4	7863	4	38,15	38,15	38,14
0,25	5370	4	5368	4	5370	4	57,52	57,54	57,50
0,375	3907	4	3906	4	3907	4	67,00	67,03	66,98
0,5	3033	4	3033	4	3033	4	72,34	72,37	72,32
0,625	2468	4	2468	4	2468	4	75,71	75,74	75,68
0,75	2076	4	2076	4	2076	4	78,02	78,05	77,98
0,875	1790	4	1790	4	1790	4	79,69	79,71	79,65
1	1572	4	1572	4	1572	4	80,96	80,97	80,92
1,125	1401	4	1401	4	1401	4	81,95	81,96	81,90
1,25	1263	4	1264	4	1264	4	82,74	82,74	82,69
1,375	1150	4	1150	4	1150	4	83,40	83,39	83,33
1,5	1055	4	1056	4	1056	4	83,94	83,93	83,86
1,625	9748	5	9750	5	9756	5	84,41	84,38	84,30
1,75	9057	5	9059	5	9073	5	84,80	84,78	84,66
1,875	8458	5	8458	5	8490	5	85,15	85,12	84,99
2	7933	5	7931	5	7981	5	85,45	85,42	85,47
2,125	7469	5	7467	5	7495	5	85,72	85,69	85,91
2,25	7056	5	7053	5	7066	5	85,95	85,94	86,12
2,375	6686	5	6683	5	6690	5	86,17	86,16	86,29
2,5	6353	5	6350	5	6356	5	86,36	86,36	86,46
2,625	6052	5	6049	5	6054	5	86,53	86,54	86,61
2,75	5778	5	5775	5	5779	5	86,69	86,70	86,75
2,875	5527	5	5526	5	5529	5	86,83	86,85	86,89
3	5298	5	5297	5	5299	5	86,96	86,99	87,02
3,125	5086	5	5086	5	5087	5	87,08	87,11	87,13
3,25	4891	5	4892	5	4892	5	87,20	87,22	87,24
3,375	4710	5	4712	5	4711	5	87,30	87,32	87,34
3,5	4543	5	4544	5	4543	5	87,40	87,41	87,43
3,625	4386	5	4388	5	4386	5	87,49	87,50	87,50
3,75	4240	5	4242	5	4241	5	87,57	87,57	87,57
3,875	4104	5	4106	5	4106	5	87,65	87,64	87,63
4	3976	5	3977	5	3981	5	87,72	87,70	87,73
Átlag hiba:	—	—	0,033%	—	0,079%	—	—	0,022%	0,072%

integráltranszformációval írhatjuk le pontosan, vagy pedig diszkrét exponenciálisok – mint komponensek – összegével közelíthetjük [6]:

$$x(t) \cong \sum_{i=1}^n w_i \cdot \exp(-t/\tau_i) \quad (5)$$

(n – a komponensek száma).



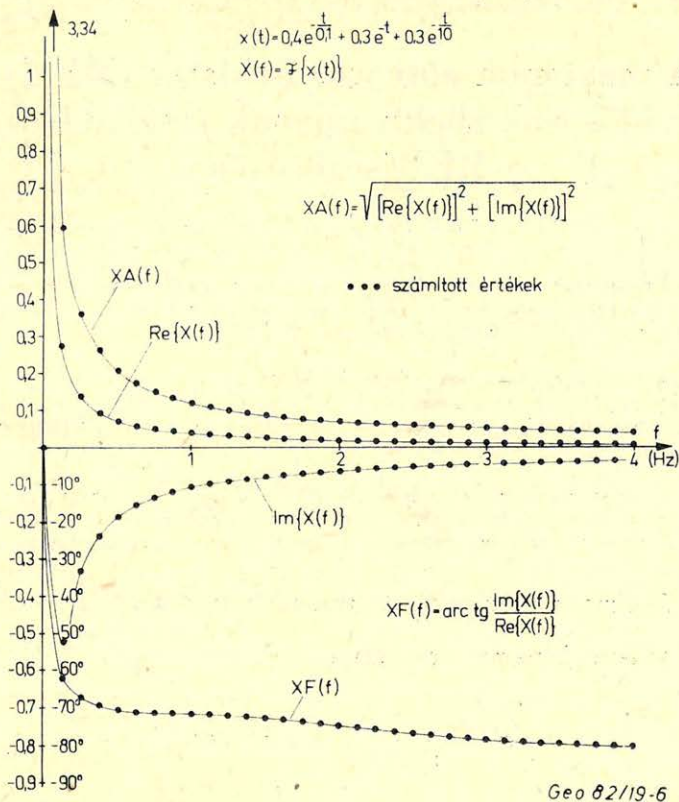
3. ábra. Puc. 3. Fig. 3.

Az (5) Fourier-transzformáltja analitikusan

$$X(f) = \sum_{i=1}^n \frac{w_i \cdot \tau_i}{1 + (2\pi \cdot f \cdot \tau_i)^2} - j \sum_{i=1}^n \frac{w_i \cdot \tau_i}{1 + (2\pi \cdot f \cdot \tau_i)^2} \cdot 2\pi \cdot f \cdot \tau_i. \quad (6)$$

Egy háromkomponensű görbe esetén történt Fourier-transzformálás eredményét mutatja a 4. ábra, ahol a közelítő számítás a (3)-al történt. Látható, hogy a numerikus Fourier-transzformáció az ábrázolás pontosságán belül visszaadta a (6)-al meghatározott pontos értékeket.

Ezúton szeretnék köszönetet mondani a MÁELGI illetékeseinek és Dr. Takács Ernő egyetemi tanárnak (NME) azért, hogy lehetővé tették számomra a GP-témakörben a kutatómunkában való részvételt.



4. ábra.      Puc. 4.      Fig. 4.

### IRODALOM

- [1] A Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet 1976. évi jelentése, Budapest.
- [2] Brigham, E. O. (1974) The Fast Fourier Transform, Prentice-Hall, New Jersey.
- [3] Komarov, A. V. (1971) „Elektrozavédka metódom vizvannoj polijarizacii”, Moszkva.
- [4] Meskó A. (1972) A digitális szeizmikus feldolgozás alapjai, Tankönyvkiadó, Budapest.
- [5] Turai E. (1978) Gerjesztett potenciál analízis (diplomaterv), NME, Miskolc.
- [6] Turai E. (1981) GP time-domain görbék TAU-transzformációja, Magyar Geofizika XXII. évf. 1. sz., Budapest.

# A maximum entrópia módszer (MEM) és az idősorok spektrumának meghatározása a MEM segítségével

VARGA MIHÁLY\*

*Jelen dolgozat kapcsolódik Szendrői Judit, Varga Mihály, Verő József a Maximum Entrópia Módszer alkalmazása geomágneses idősorokra c. cikkéhez, annak elméleti összefoglalását adja. A szerző röviden ismerteti a kutatásban használt programrendszert.*

*Настоящая работа связывается с статьей Юдит Сендреи, Михая Варга и Йожефа Вере под заглавием «Употребление Метода Максимальной Энтропии на геомагнитные данные», даёт её теоретическое обобщение. Автор кратко излагает программу, употреблённую в исследовании.*

*This paper is an extension to the paper on the "Use of Maximum Entropy Method in geomagnetic time series" by J. Szendrői, M. Varga, J. Verő and it is given a theoretical summary of the subject. The author describes the program package in a digested form.*

*Az entrópia fogalma és kapcsolata a spektrális sűrűséggel*

Egy stacionáris folyamat entrópiája:

$$H = \frac{1}{4f_N} \cdot \int_{-f_N}^{f_N} \log P(f) df, \quad (1)$$

ahol  $f_N = \frac{1}{2\Delta t}$  a Nyquist frekvencia,  $\Delta t$  a mintavételi távolság,  $P(f)$  pedig a spektrális sűrűség, amit a  $\Phi(k)$  autokovariancia függvény Fourier-transzformáltjával lehet kifejezni:

$$P(f) = \Delta t \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Phi(k) e^{-2\pi i f k \Delta t}, \quad (2)$$

és ezzel az entrópia:

$$H = \frac{1}{4f_N} \int_{-f_N}^{f_N} \log \left[ \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Phi(k) \exp(-i 2\pi f k \Delta t) \right] df. \quad (3)$$

A rendszer entrópiája a rendszer egyes eseményei előfordulási valószínűségeinek bizonytalanságával áll kapcsolatban. Bebizonyítható, hogy a legtöbb információt akkor kapjuk a rendszerről, ha az ismeretlen  $\Phi(k)$  autokorrelációs koefficienseket úgy választjuk meg, hogy a rendszer entrópiája maximális

\* MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron

legyen. A (3) variációs módszerrel történő maximálása után a  $P(f)$  spektrális sűrűség:

$$P(f) = \frac{P_M}{f_N \left| 1 + \sum_{j=1}^{M-1} \gamma_{Mj} \exp(-i 2\pi f j \Delta t) \right|^2}. \quad (4a)$$

A maximum entrópia módszerről bebizonyítható, hogy analóg egy:  $M$ -ed rendű autoregresszív folyamat létrehozásával. Ez esetben a spektrális sűrűség:

$$P(f) = \frac{2\sigma_M^2}{\left| 1 - \sum_{j=1}^M a_{Mj} \exp(-i 2\pi f j \Delta t) \right|^2}. \quad (4b)$$

A (4a) és (4b) képletek formailag teljesen megegyeznek, csak a  $\gamma_{Mj}$  és  $a_{Mj}$  együtthatók kiszámítása különbözik. A fenti képletekben  $P_M$ , ill.  $\sigma_M^2$   $M$ -től függő konstansok a  $\gamma_{Mj}$ , ill.  $a_{Mj}$  az  $M$ -ed rendű predikciós hibaszűrő együtthatói, amelyeket a vizsgálandó adatsorból határozzunk meg, a (4a) esetben a Burg által javasolt iterációs módszerrel, a (4b) esetben a Yule-Walker módszerrel. Mindkét módszer sarkalatos kérdése a predikciós hibaszűrő hosszának, az  $M$ -nek, a meghatározása, ami a Burg módszer esetében az iterációk számát, a Yule-Walker módszernél az autoregresszív folyamat rendjét méri.

$A_{Mj}$  és a  $P_M$  értékek meghatározása Burg módszerével

A felhasznált rekurziós képletek a következők:

$$P_0 = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^N X_t^2, \quad (5)$$

$$b_{1,t} = X_t, \quad (6)$$

$$C_{1,t} = X_{t+1} + 1, \quad (7)$$

$$b_{M,t} = b_{M-1,t} - a_{M-1,M-1} \cdot c_{M-1,t}, \quad (8)$$

$$C_{M,t} = C_{M-1,t+1} - a_{M-1,M-1} \cdot b_{M-1,t+1}, \quad (9)$$

$$\gamma_{M,M} = -2 \sum_{t=1}^{N-M} b_{M,t} \cdot C_{M,t} \left/ \sum_{t=1}^{N-M} (b_{M,t}^2 + C_{M,t}^2) \right., \quad (10)$$

$$a_{M,K} = a_{M-1,K} - a_{M,M} \cdot a_{M-1,M-K}, \quad (11)$$

$$P_M = P_{M-1} \cdot (1 - a_{M,M}^2), \quad (12)$$

ahol:

$$t = 1 \dots N-1, \quad (13)$$

$$K = 1 \dots M-1. \quad (14)$$

A képletekben szereplő jelölések

$X_t$  — a vizsgálandó adatsor

$N$  — az adatsor hossza

$M$  — a predikciós szűrő hossza, azaz az iterációs lépések száma

$a_{M, M'} M' = 1, \dots, M$  – a predikciós szűrőoefficiensek az  $M$ -edik iterációs lépésben

A predikciós szűrő hosszát Akaike ötlete nyomán abból a feltételből határozzuk meg, hogy a minden iteráció során kiszámított

$$FPE(M) = \frac{N + M + 1}{N - M - 1} P_M \quad (15)$$

mennyiség minimális legyen.

Számításainkban az (5)–(15) formulák kissé módosított változatát használtuk. A módosítások célja a számítások lerövidítése volt, egyrészt a nagy  $M$  esetén fellépő viszonylag nagy időigény, másrészt az eredményeket eléggé befolyásoló kerekítési és egyéb számítási hibák csökkentése miatt.

#### *A programrendszer rövid ismertetése*

A maximum entrópia módszert vizsgáló munkánkban ismertetett eredményeket egy az idősorok spektrálanalízisére szolgáló programrendszer segítségével határoztuk meg. A rendszer az idősorok spektrumaát a már említett  $MEM$  Burg és Yule-Walker változata mellett a Blackman-Tukey és a Gyors Fourier Transzformáció Welch változata alapján is képes meghatározni, így módon lehetőség van a különböző módszerek alkalmazhatóságának a vizsgálatára. Az alább közölt eredményeket mind a Burg-féle módszer segítségével határoztuk meg. A kapott spektrumokból több, az idősorokra jellemző, paramétert (pl. koherencia, polarizáció, keresztenergiaspektrum, ellipticitás, transfer függvény) is meg lehet határozni, majd a kapott eredmények plotteren kirajzoltathatók.

#### IRODALOM

- [1] *Iwabuchi, M., Fujui, R. and Utsumi, T.*, 1978: Conversational System of Spectrum Analysis by the Use of Graphic Display
- [2] *Ulrych, T. J. and Bishop, T. N.*, 1975: Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition. *Rev. Geophys. Space. Phys.* 13.
- [3] *Smylie, D. E., Clarke, G. K. C. and Ulrych, T. J.*, 1973: Analysis of irregularities in the earth's rotation Method in Computational Physics, 13.
- [4] *Anderson, N.*, 1974: On the calculation of filter coefficients for maximum entropy analysis. *Geophysics*, 39, 69–72.



## A maximum entrópia módszer (MEM) alkalmazása geomágneses idősorokra

SZENDRŐI JUDIT\* – VARGA MIHÁLY\* – VERŐ JÓZSEF\*

*Geomágneses obszervatóriumi vagy terepi magnetotellurikus adatok feldolgozásakor gyakori művelet az adatok spektrumának meghatározása. Mindkét esetben felvetődik az a probléma, hogy viszonylag rövid (kisszámú teljes hullámot tartalmazó) regisztrátumoknál kívánunk minél jobb spektrumot előállítani. E feladat megoldására dolgozták ki a maximális entrópiájú spektrumok becslését. Jelen cikk a MEM spektrumbecslés hatásosságát vizsgálja. A szerzők megállapítják, hogy a MEM használata akkor előnyös, ha több azonos időben jelentkező periódus létezését akarjuk kimutatni, az egyes összetevők teljesítményének arányára azonban nem ad pontos tájékoztatást.*

*При обработке геомагнитных обсерваторских или магнетотеллурических данных часто требуется вычисление спектра данных. В обоих случаях возникает проблема, как производить по возможности лучший спектр из сравнительно кратких (содержающих мало волн) данных наблюдения. К решению этой задачи разработали оценку спектров максимальной энтропии. Настоящая статья исследует эффективность оценки спектров МЭМ. Авторы устанавливают, что пользование МЭМ в том случае выгодно, если надо показывать существование больших одновременных частот, но что касается отношения мощности разных компонентов, не получаем точной информации.*

*In the reduction of geomagnetic observatory or magnetotelluric field data determination of data spectrum is a frequent process. In both cases there is a problem in computing a good quality spectrum from relatively short recordings (that contains few complete wave). To solve this problem estimation of maximum entropy spectrum was developed. The paper describes the effectivity of MEM spectrum estimation. According to conclusion the use of MEM is favourable if we want to show the presence of several periods in a given time. The method does not give precise information about the power ratio of certain components.*

Geomágneses obszervatóriumi vagy terepi (magnetotellurikus) adatok feldolgozása során nagyon gyakran van szükség spektrumok meghatározására. Példaként megemlíthetjük obszervatóriumi adatsorok folyamatos dinamikus spektrumának meghatározását, vagy magnetotellurikus terepmérések anyagából az impedanciatenzor elemeinek meghatározását. Mindkét esetben felvetődik az a probléma, hogy viszonylag rövid (kisszámú teljes hullámot tartalmazó) regisztrátumból kívánunk minél „jobb” spektrumot meghatározni. A *jobb* spektrum az adott esetben bizonyos stabilitást jelent, olyan értelemben, hogy a rövidebb időközből meghatározott spektrumtól azt kívánjuk meg, hogy minél jobban hasonlítson a hosszú idősből meghatározható spektrumhoz.

A Nagycenk melletti geomágneses obszervatórium rövidesen megindul digitális regisztrálási módjával kapcsolatosan került sor bizonyos kísérletekre, amelyek alapján éppen arra vártunk választ, hogy a hagyományos Fourier-transzformációval, illetve a *Maximum Entrópia Módszerrel (MEM)* milyen eredményeket lehet elérni ezen a területen. A geomágneses térben vannak olyan események is, amelyek nemcsak azért tartalmaznak kisszámú hullámot (akár csak egy-kettőt is), mert lezajlásuk alatt több spektrumot szeretnénk meghatározni, hanem esetleg az esemény maga sem áll egy-kettőnél több hullámból.

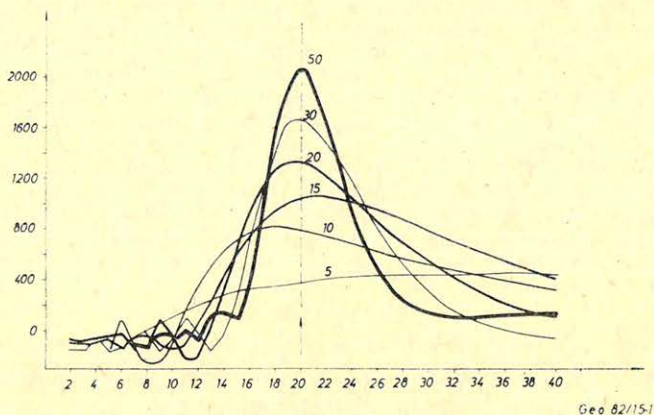
\*MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézete, Sopron

Ilyenek pl. a 20–60 perc periódussal jelentkező substorm (öbölháborgás), vagy a tipikusan 1 perc körüli periódusú, erősen csillapított  $\pi/2$ , amely ennek ellenére biztosan (magnetohidrodinamikusan) hullámeredetű. Tehát mind az események jellege, mind az elérni kívánt nagy időbeli (vagy frekvenciabeli) felbontás megkívánja spektrumok számítását viszonylag kisszámú adatból.

A probléma szemléltetésére szolgáljon a következő példa. Tételezzük fel, hogy az a folyamat, amelynek spektrumára van szükség, a következő függvény-nyel írható le:

$$F(t) = \cos \frac{2\pi t}{20} e^{-0,04 \cdot |t|},$$

ami egy 20 egység (digitális érték) periódusú, egy teljes periódus alatt kb. felére csökkenő amplitúdójú folyamatot jelent. Az 1. ábrán ennek a jelnek a spektrumát látjuk  $-5 - +5, -10 - +10, \dots -50 - +50$  digitális érték hosszúságú tartományra vonatkozóan. Az első,  $-5 - +5$  közötti szakaszból számított



Geo 82/151

I. ábra.

Puc. 1.

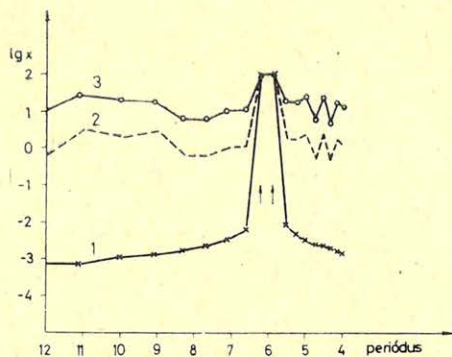
Fig. 1.

spektrum esetén (ez voltaképpen egy félhullámot jelent), a 20 hosszúságú periódusnál még semmiféle csúcs nem látható, a spektrum laposan emelkedik a hosszabb periódusok irányában. A  $-10 - +10$  közötti szakaszból számított spektrumon 17–18 hosszúságú periódusnál már megjelenik egy csúcs, de a csökkenés a hosszabb periódusok felé nagyon lassú. A csúcs helyzetének eltolódása feltehetőleg onnan ered, hogy ebben az esetben a jel alakja a legtorzultabb (az adatsor végén a jelnek minimuma van, utána következnek a feltételezett nullák, vagyis az adatsor végén  $0,65$ -ről  $0$ -ra történő ugrás van). Az adatsor hosszabbodásával azután fokozatosan kialakul a 20-as periódusnál várt csúcs, és egyre meredekebb lesz a nagyobb periódusok felé a spektrum, egyre kisebb amplitúdójúak a kis periódusú másodlagos maximumok és minimumok. Általában nagyobb elcsúszások vannak a  $2n \cdot 5$  adatig terjedő adatsorokból számított spektrum csúcsánál, ami az említett ugrás következménye, míg a  $(2n+1) \cdot 5$  adatig terjedő adatsorokból számított spektrumok csúcsa közelebb esik a várthoz.

Az adott csillapodás esetén mintegy 3–4 teljes hullámra van szükség ahhoz, hogy a reálist megközelítő spektrumot kapjunk. Mivel ezt a felsorolt esetekben

nem tudjuk biztosítani, a Fourier-transzformáció nem adja vissza az elméleti spektrumot.

A maximum entrópia-módszer esetén úgy is megfogalmazható az eltérés a hagyományos Fourier-transzformációtól, hogy a vizsgált szakasz határán az autokorrelációs függvényben nem 0-ra való ugrást, hanem olyan folytatást tételezünk fel, ami nem jelent új információt az előző szakaszhoz képest. Emiatt természetesen iterációs úton valósítható meg ez a módszer. Lényegében az történik, hogy az első meghatározott spektrum alapján „folytatjuk” az autokorrelációs függvényt, az így folytatott függvényből újabb spektrumot számítunk stb. A módszer problémája éppen az, hogy hány iterációs lépés után álljunk le a számítással, mert az iterációs lépések száma az eredményt erősen befolyásolja.



Geo 82/15-2

2. ábra. Puc. 2. Fig. 2.

A MEM első, Burg által megadott formájában voltaképpen nem is volt mód az iterációs lépések helyes számának meghatározására, ezt legfeljebb kísérletekkel lehetett minden egyes esetben meghatározni. Emiatt a spektrum számításához szükséges idő roppant nagy mértékben nőtt, egyrészt az iterációs megoldás maga is növelte a szükséges gépidőt, emellett még a kerésgélés külön többletet jelentett. Több próbálkozás volt a helyes iterációs szám meghatározására, vagy megkerülésére (így pl. Sutcliffe nem a maximum értékét, hanem egy bizonyos sáv területét vette figyelembe, és ez alig változik az iterációk során). Ma legjobbnak az előző dolgozatban ismertetett Akaike megoldást tartják, amely a kiszámított predikciós szűrő szolgáltatja adatsorhoz képest a valóságos folyamat eltéréseinek minimumát keresi, és a minimum helyén állítja le az iterációt. Ez az eljárás sem képes azonban a helyes iterációs szám egyértelmű meghatározására, amint ez a következőkből is kitűnik.

A MEM-mel végzett első kísérletünkben egy 5,88 és egy 6,25 hosszúságú periódus azonos amplitúdójú szuperpozícióját vizsgáltuk. Ez a két hullám egy 100 hosszúságú alaperiódus 16. és 17. felharmonikusa. Az idősor adathosszúságát 50 és 800 adat között változtattuk. Három sorozatunk esetében az első zajmentes volt, a másodikhoz 0,1 szórású, a harmadikhoz 1 szórású zajt kevertünk (véletlenszám-generátor felhasználásával). A 2. ábra mutatja az adott sorozatok 100 hosszúságú részének Fourier-transzformáltjait. A zajmentes sorozat esetén a

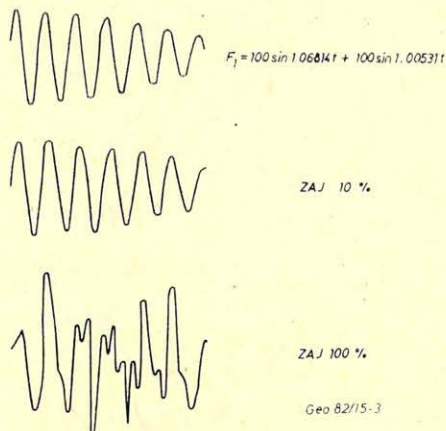
kis amplitúdójú zaj a jelen nem lévő periódusoknál kerekítésekkel származik; a két csúcs szétválasztására természetesen az adott paraméterek esetén nincs lehetőség. A szétválasztás kritériuma:  $1/(f_1 - f_2)$  hosszúságú adatsor,  $1/(f_1 - f_2) \approx p_1/\Delta$ , ahol:

$$p_1 = 1/f_1$$

$$p_2 = 1/f_2 = 1/f_1 (1 + \Delta).$$

A zaj a véletlenszámokból alakított sorozat miatt fehér jellegű, vagyis a megfelelő átlagszint körül a spektrum keveset ingadozik.

A három sorozat egy-egy szakaszát mutatja a 3. ábra. A burkológörbe periódusa  $16 \times 17 = 272$  adat. A 0,1-es zajszint esetében még alig torzul el a jelalak, az 1-es zajszint esetén viszont már a jel periódusának felismerése is nehézségbe ütközik.

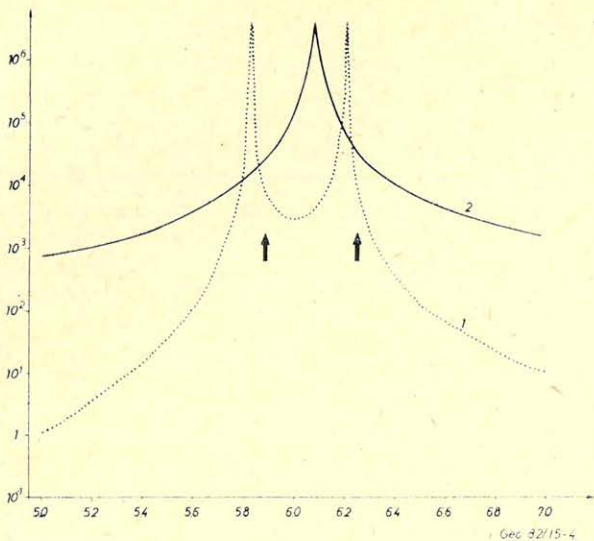


3. ábra. Puc. 3. Fig. 3.

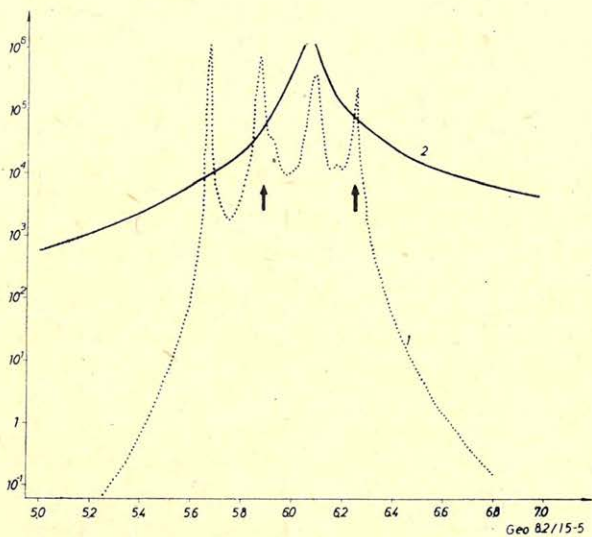
Vizsgáljuk meg a MEM által szolgáltatott spektrumokat néhány tipikus esetben.

A 4. ábrán 50 adat hosszúságú szakaszra, 5 iterációval mutatjuk be a zajmentes (1) és a 0,1 zajszintű (2) sorozat spektrumát. A zajmentes sorozatot jól fel tudja bontani a MEM (itt a felbontásra nem érvényes az  $1/(f_1 - f_2)$  összefüggés a szükséges adatsor hosszára; a Fourier-transzformáció esetén még 100 adatos sorozatnál sincs a két csúcs szétválasztására lehetőség!), csak a csúcsok helyzete tolódik el (5,88-ról 5,82, illetve 6,25-ről 6,2-re, vagyis kb. 1%-kal térnek el a számított periódusok a ténylegesektől). A zajos sorozat esetén már nem lehet az adott paraméterekkel a két csúcsot elkülöníteni, egyetlen csúcs jelentkezik 6,08-as periódusnál.

Az egyéb paramétereket változatlanul tartva, de az iterációk számát 10-re emelve kapjuk az 5. ábrán szereplő spektrumokat. Jól látható ezen a MEM veszélye túlságosan sok iteráció esetén: a két csúcs helyett 4 jelentkezik, közülük 2 reális helyen; sőt látható a további felhasadás első nyoma is. A zajos adatsor (2) esetén felhasadás még nem jelentkezik, de a két csúcsot nem lehet elkülöníteni itt sem.

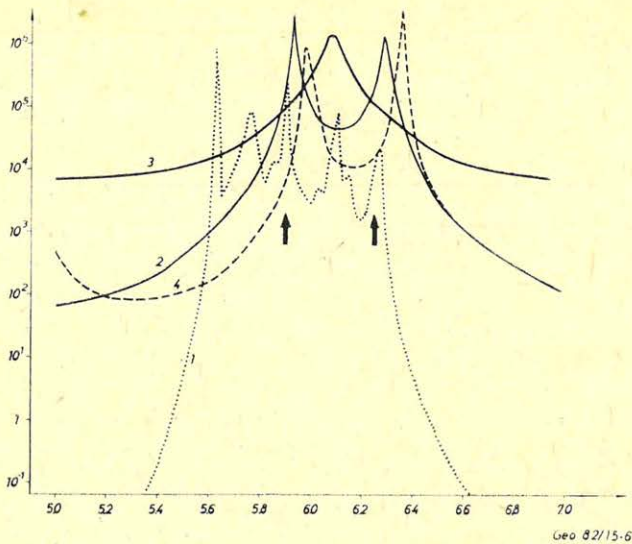


4. ábra. Puc. 4. Fig. 4.

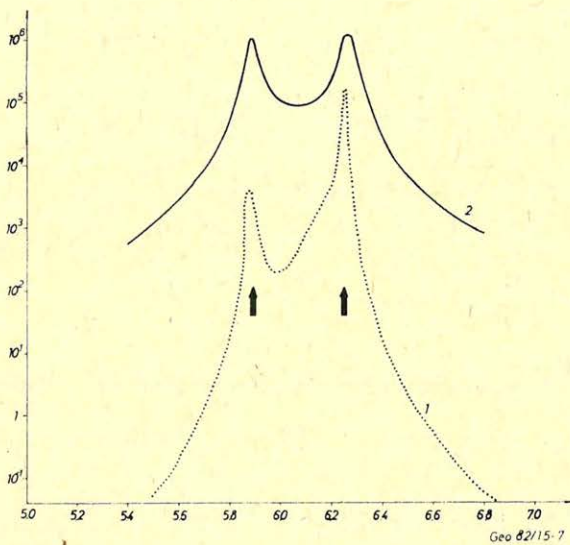


5. ábra. Puc. 5. Fig. 5.

A 6. ábrán több spektrumot mutatunk be együtt. Az első 3 görbénél (1–3) az iterációk száma 20, a negyediknél 40. A zajmentes görbe (1) spektrumában 20 iterációnál folytatódik a már 10 iterációnál megkezdődött felhasadás, 5 csúcsot találunk, az újabb csúcsok mind a rövidebb periódusok irányában jelennek meg. A 0,1 zajszintű adatsor (2) esetén a 20 iteráció megfelelő eredményt ad, két csúcs jelenik meg, de kb. 0,5%-kal eltolva a periódusban. Az 1-es zajszintű sorozat (3) felbontására 20 iteráció még nem képes, de 40 iteráció esetén (4) itt is sikerül a felbontás, igaz, hogy periódusban 2–3%-kal eltoltan jelennek meg a csúcsok.



6. ábra. Puc. 6. Fig. 6.



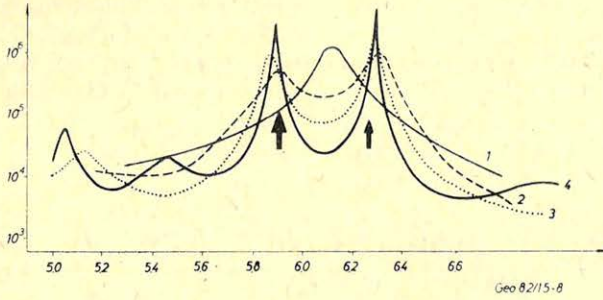
7. ábra. Puc. 7. Fig. 7.

Ha az adatszámot növeljük, az eredményekben elég jelentős változások tapasztalhatók. (A csúcsokhoz tartozó amplitúdók változnak, a felhasadás más iterációs számnál lép fel stb.)

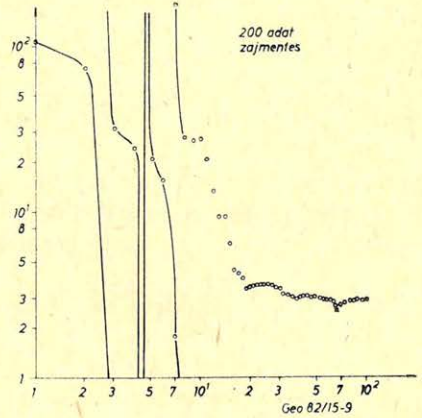
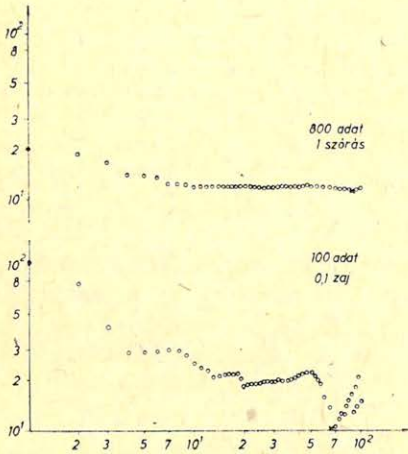
Némileg meglepő eredményt adott a 800 adat hosszúságú sorozatok vizsgálata. A 7. ábrán a zajmentes (1) és a 0,1 zajszintű (2) sorozat látható 20 iterációval. A vonalak felhasadása még a zajmentes sorozatnál is alig észrevehető, csakhogy a nagyobb periódusú csúcs abszolút-értékben is jóval magasabb, az alatta levő terület is nagyobb mind a két esetben. A zajos sorozat spektrumának szintje jóval magasabb mindkét esetben.

A bemutatott ábraszorozatok szemléltetik, hogy a zajszint és az adatszám függvényében minden egyes sorozatra van egy „ideális” iterációs szám (a prediktív szűrő hossza), amely az elméleti spektrumot elég jól megközelíti. Külön említésre méltó, hogy az adatszám függvényében is változik ez az iterációs szám. A csúcsok magassága viszont még ebben az ideális tartományban is meglehetősen változékony, valódi amplitúdó becslésére alig alkalmas.

A 8. ábrán az 1-es zajszintű, 200 adatból álló sorozat spektrumait hasonlítjuk össze 20(1), 40(2), 60(3) és 80(4) iterációs szám esetén. Itt a spektrumok szintje viszonylag keveset változik, a csúcsok helyzete is közelebb van a vártnak (az eltérések 0,5% körüliek), de 60 iterációtól a csúcsoktól meglehetősen messze már kisebb, felhasadásnak alig nevezhető maximumok jelennek meg.



8. ábra. Puc. 8. Fig. 8.



9. ábra. Puc. 9. Fig. 9.

Az elmondottakat összefoglalva azt állapíthatjuk meg, hogy a MEM nagyon kényes az iterációs szám helyes megválasztására, s még az Akaike-féle kritérium sem oldhat meg ezen a területen minden problémát. Az egyes spektrumvonalak abszolút magasságának eldöntésére a módszer alig alkalmas. Ha mintegy 10 hullámhosszúságú szakasz rendelkezésre áll, egymástól periódusban 10%-ra

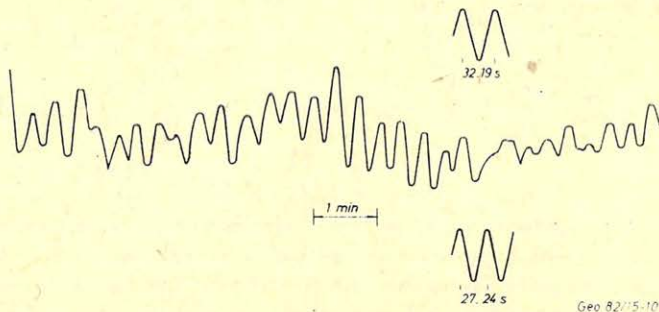
különböző csúcsok periódusa már meghatározható 1–2% pontossággal, nem tulságosan nagy zaj jelenléte esetén is. A zajszint változása az iterációk számának változtatásával jól ellensúlyozható, tehát még akkor is szétbonthatók az említett paraméterű csúcsok, ha a zajteljesítmény a jel teljesítményének közelében van. Teljesen zajmentes sorozatoknál a legnagyobb a felhasadás veszélye, vagyis ilyen esetekben szabad a legkisebb iterációszámot használni.

Az *Akaike*-féle kritérium használhatóságának vizsgálatára az eddig vizsgált sorozatokban megvizsgáltuk az *Akaike*-féle  $FPE(M)$  mennyiség változását az iterációszám függvényében. Néhány esetet mutat ebből a 9. ábra. Jól látszik, hogy a függvény vagy nagyon lapos, vagy szabálytalan, még az sem biztos, hogy a 100 iterációig számított minimum a tényleges-e. Az optimális iterációszámok (1. táblázat) eléggé rendszertelenül váltakoznak. Az *Akaike*-függvény tipikus pontjai nincsenek kapcsolatban a spektrum alakulásával (pl. felhasadásal). Meg kell figyelni azt, hogy pl. *Kane (1979)* kb. az adathossz fele hosszúságáig terjedő szűrőhosszt ajánl, sőt hosszabb (az adatsor 1/5-nél hosszabb) periódusok esetén akár 90%-ig is mehet ez. Ez különben elég jól beválik a 100 hosszúságú, 0,1 zajszintű sorozatnál: itt 18–56 hosszúságú szűrő ad jó eredményt (az *Akaike*-kritérium 69-et adna), de a határok elég tágak.

1. táblázat. — Таблица — Table

adat- szám \ zaj	adat- szám				
	50	100	200	400	800
0	31	97	66	98	100
0,1	49	69	64	37	69
1	40	71	62	17	90

Végezetül egy magnetotellurikus terepmérésből származó regisztrátumot vizsgáltunk (10. ábra). Az elektromos komponens adatsora 2,5 s-onként volt



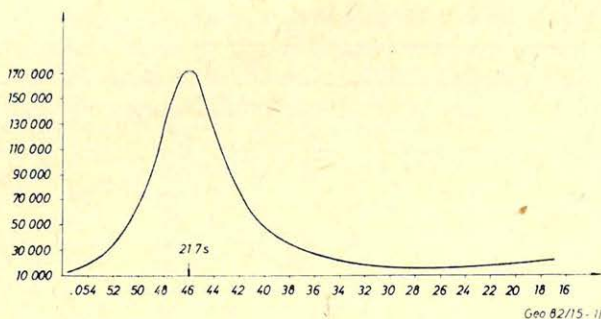
10. ábra.

Рис. 10.

Fig. 10.

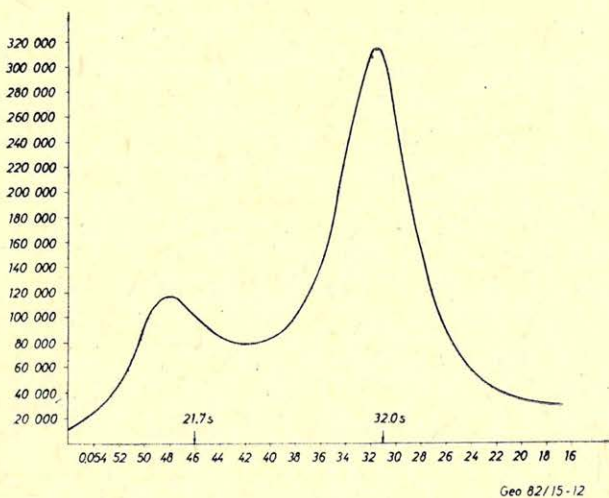


digitalizálva, spektrumának csúcsa 22 s-nál volt (11. ábra). A teljes hossz kb. 100s. Ehhez az adatsorhoz kevertünk hozzá monoharmonikus 32, illetve 27 periódusú jelet, úgy, hogy a két amplitúdó egymáshoz közel legyen. Mindkét sorozat esetén az iterációs számot változtattuk, 5–100 határok között.



11. ábra. Puc. 11. Fig. 11.

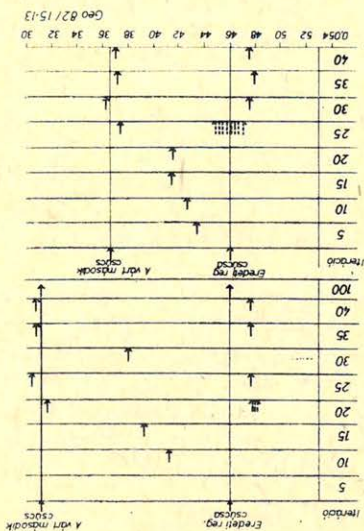
A 32 s-os jel hozzákeverésével kapott sorozat spektruma 20 iteráció után látható. A 12. ábrán már két csúcs jelenik meg, egy nagyobb a monoharmonikus jel helyéhez közel, egy pedig az eredeti spektrumcsúcs közelében. Érdekes, és némileg megmagyarázhatatlan, hogy 30 iteráció esetében ez a szétválás újra megszűnik. Az iterációs szám további növelésével a szétválás egyre határozottabb lesz, és a monoharmonikus jel amplitúdója viszonylag nő. Felhasadás nyoma még 100 iterációnál sem mutatható ki.



12. ábra. Puc. 12. Fig. 12.

A 27 s-os, tehát az eredeti spektrum csúcsához közelebb álló monoharmonikus jel hozzákeverése révén kapott sorozatunk spektruma 20 iterációnál mutatja a csúcs szétválásának első jelét, a maximumzóna megvastagodása

útján; 40 iterációnál a szétválás már nagyon határozott. A spektrumok csúcsainak helyzetét összefoglalóan mutatja a 13. ábra az iterációs szám függvényében. Ennek alapján két fontos következtetést lehet levonni, olyan következtetést, amely az előző vizsgálatokból nyert megállapításokkal is összhangban van: először, a két csúcs, az eredeti és a monoharmonikus jelnek megfelelő maximum annál később válik szét, minél közelebb van egymáshoz a két megfelelő periódusérték. 22 és 32 s esetén az átmeneti zóna 20, 22 és 27 s esetén 25 iterációnál kezdődik. Ahhoz viszont, hogy mindkét csúcshoz a periódus 1% körüli pontossággal legyen becsülhető, nagyon nagy iterációs számra van szükség (100 körül).



13. ábra. Puc. 13. Fig. 13.

A második megállapítás, hogy a geomágneses adatsorok nem tisztán harmonikusok, ennek megfelelően a spektrumcsúcsok felhasadásától kevésbé kell tartani, elég nagy tartományon belül ilyen felhasadásnak nyomát sem lehet találni. Ezekkel az előnyökkel szemben újra azt kell megállapítani, hogy az egyes csúcsok abszolút magasságának alig lehet jelentőséget tulajdonítani, azok még nagy iterációs számnál is elég jelentékeny mértékben változnak. Sőt, az egyes csúcsok nagyságának viszonylagos magassága sem változatlan.

Mindezek alapján, legalábbis geomágneses idősorok elemzésében úgy véljük, hogy a *Maximum Entrópia Módszernek* csak olyan esetben van nagyobb jelentősége, ha egy-egy sorozaton belül több egyidőben jelentkező periódus fellépését akarjuk kimutatni, de még ebben az esetben sem várhatjuk, hogy az egyes spektrumcsúcsok környezetében jelentkező teljesítmények arányára pontos felvilágosítást kapjunk.

#### IRODALOM

Kane, R. P. (1974): Entropy Spectral Analysis Samples. JGR, 3, 965.

## Megjegyzés

**Bodri Bertalan—Bodriné Cvetkova Lujza „A Pannon-medence kéreg kivékonyodásának kapcsolata a térség geotermikájával” c. dolgozatához**

KORVIN GÁBOR\*

A Szerzők dolgozatukban (*Bodri és Bodriné, 1982*) a  $\rho_1$  sűrűségű,  $\eta_1$  viszkozitású gránátos granulit cseppeknek a  $\rho_2$  sűrűségű,  $\eta_2$  viszkozitású közegbe való lesüllyedési sebességét a

$$v = \frac{2(\rho_1 - \rho_2)gR^2}{3\eta_2} \quad (1)$$

képlettel írják le, ahol  $g$  a nehézségi gyorsulás,  $R$  a csepp sugara,  $\rho_1 > \rho_2$ ,  $\eta_1 \gg \eta_2$ . Véleményem szerint a sebesség helyes kifejezése, gömb alakú cseppekre,

$$v = \frac{2(\rho_1 - \rho_2)gR^2}{9\eta_2} \quad (2)$$

Valóban, *STOKES* törvénye értelmében, az  $\eta_2$  viszkozitású,  $\rho_2$  sűrűségű folyadékban  $v$  sebességgel mozgó  $R$  sugarú,  $\eta_1$  viszkozitású és  $\rho_2$  sűrűségű gömb alakú folyadékcseppe az

$$F = 2\pi v \eta_2 R \frac{2\eta_2 + 3\eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \quad (3)$$

közegellenállás hat. A csepp egyenletes süllyedése esetén a közegellenállás egyenlő a cseppekre ható nehézségi erő és a felhajtó erő különbségével, vagyis a

$$\frac{4\pi}{3} R^3 (\rho_1 - \rho_2) g \quad (4)$$

erővel. A (3)–(4) összevetésével

$$v = \frac{2R^2 g (\rho_1 - \rho_2) (\eta_2 + \eta_1)}{3\eta_2 (2\eta_2 + 3\eta_1)} \quad (5)$$

(vö. *Landau és Lifsic 1980 p. 93*), és  $\eta_1 \gg \eta_2$  esetén a (2) egyenletre jutunk. *Aki (1982)* ugyancsak a (2) egyenletet alkalmazza nemrég publikált dolgozatában.

Úgy gondolom, nagyobb blokkok süllyedésének vizsgálatánál gömb alakú cseppek helyett helyesebb *lapult forgásellipszoid* (a határesetben *korong*) alakú cseppeket feltételezni.

Az  $\eta_2$  viszkozitású folyadékban a  $z$  tengely mentén  $v$  sebességgel mozgó, ( $a, b, c$ ) féltengelyű szilárd ellipszoidra az

$$F = 6\pi \eta_2 R v \quad (6)$$

\*Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, Budapest

közegellenállás hat, ahol

$$R = \frac{8}{3} \frac{abc}{\chi_0 + \gamma_0 c^2}, \quad (7)$$

$$\chi_0 = abc \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\Delta(\lambda)}, \quad (8)$$

$$\gamma_0 = abc \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{(c^2 + \lambda) \Delta(\lambda)}, \quad (9)$$

$$\Delta(\lambda) = \sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}. \quad (10)$$

(1. LAMB 1957, 339 §).

Tekintsünk most egy, lapjára merőlegesen süllyedő,  $(r, r, c)$  féltengelyű lapult forgásellipszoidot. A (8), (9) integrálok ismert első és másodfajú elliptikus integrálokra vezethetők vissza (*Gradsteyn és Rűzsik* 1963, 3.131.1. és 3.133.13. formulák) és

$$\frac{c}{r} \ll 1 \quad (11)$$

feltételezésével

$$\chi_0 \approx \pi cr, \quad \gamma_0 \approx 2 - \pi \frac{c}{r} \quad (12)$$

adódik. A (6), (7), (12) alapján az ellipszoidra ható közegellenállás,  $\frac{c}{r}$ -ben magasabb rendű tagokat elhagyva:

$$F = 16\eta_2 vr \cdot \frac{1}{1 + \frac{2c}{\pi r}}. \quad (13)$$

Az ellipszoidra ható nehézségi, ill., felhajtó erők különbsége

$$\frac{4}{3} \pi cr^2 g (\rho_1 - \rho_2), \quad (14)$$

vagyis az egyenletes süllyedés sebessége

$$v = \frac{\pi g (\rho_1 - \rho_2)}{12\eta_2} \cdot cr \cdot \left( 1 + \frac{2c}{\pi r} \right). \quad (15)$$

Az (1) és (2) egyenletek közötti  $\frac{1}{3}$  szorzótényező különbség természetesen nem befolyásolja *Bodri és Bodriné* (1982)-nak dolgozatuk 6. ábrájához fűzött következtetéseit. A (2) és (15) egyenletek viszont nagyságrendileg különböző sebesség-

geket adhatnak, ha a lemerülő blokk vastagsága kicsi a szélességhez képest. További, finomabb vizsgálatokhoz javaslom az ellipszoid alakú cseppek mozgásának tanulmányozását.

## IRODALOM

- Aki, K.* 1982: Three-dimensional seismic inhomogeneties in the lithosphere and asthenosphere: Evidence for decoupling in the lithosphere and flow in the asthenosphere. *Rev. Geoph. and Space Phys.* 20 No 2 pp 161–170.
- Bodri, B. – Bodriné, Cvetkova L.* 1982: A Pannon-medence kéreg kivékonyodásának kapcsolata a térség geotermikájával. *Magyar Geofizika* 23 No 3 pp 94–106.
- Gradstejn, I. Sz. és Ruzsik, I. M.* 1963: *Tablicü integralov, szumm, rjádov i proizvegyenyij.* Izd. Fiziko-Matematiceszköj Lit. Moszkva.
- Lamb, H.* 1957: *Hydrodynamics.* Cambridge Univ. Press.
- Landau, L. D. és Lifsic, E. M.* 1980: *Hidrodinamika.* Tankönyvkiadó, Budapest.

## Könyvismertetés

**Handbuch der Physik/Encyclopedia of Physics**, 49. kötet 6. szám *Geophysik III/6.* A S. Flügge által szerkesztett sorozat jelen kötetének szerzői: G. M. Nikolskij, K. Rawer, P. Stubbe, L. Thomas és T. Yonezawa. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1982. 385 oldal. Ára: 285 DM.

A Springer kiadó terjedelmes kézikönyv-sorozatának legújabb geofizikai kötete az atmoszféra felső részével, a termoszférával és az ionoszférával foglalkozó fejezeteket tartalmaz, melyek az egyik legfontosabb aeronomia probléma legeredményesebb megközelítési módszereit ismertetik. E problémakör: a napsugárzás hatása a földi atmoszférára, különösen annak vegyi szerkezetére.

A. E. Scheidegger: **Principles of Geodynamics.** (A geodinamika alapjai). Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1982. 395 oldal 126 ábra. Ára: 165. DM. ISBN 3–540–1123–1.

A Springer híradó 1958-ban jelentette meg e könyv első kiadását, melyet 1963-ban a második kötetett. A geodinamika jelentős fejlődése, a forradalmian új ismeretek tömege azóta a mű alapos átdolgozását tették szükségessé (gondoljunk csupán a lemeztektónikára). A szerző nem az irodalom keresztmetszetét, vagy rövid kivonatát adja, hanem az általánosan elfogadott alapismereteken túlmenően, a tárgyról alkotott saját véleményét is közli.

Az első fejezetben Scheidegger a Földre vonatkozó földtani és geomorfológiai alapfogalmakkal ismertet meg, majd a második fejezetben bolygónk geofizikai adatforrásaival és a geofizikai megfigyelések eredményeiből kialakult Föld-képpel foglalkozik. A harmadik fejezet tárgya a földkéreg deformációinak mechanikája. Külön fejezetet (27 oldalt) szentel a szerző a Föld-forgás geodinamikai hatásainak és a Föld mint a naprendszer bolygója fejlődésének. A 6. fejezetben találjuk orogenezis cím alatt a lemeztektónika kitűnően sikerült összefoglalását. A könyvet a geotektonikával foglalkozó 7. és a néhány lokális jelenséget tárgyaló 8. fejezet zárja. A részletes tárgy- és névmutató a mű értékét tovább növeli.

**Cyclic and Event Stratification** (Ciklus és esemény-sztratigráfia) Szerkesztők: G. Einsele és A. Seilacher. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1982. 536 oldal. Ára: 60 DM. ISBN 3–540–11373–8.

A könyv a címadó tárgykörben 1980 áprilisában, Tübingenben tartott szimpozium 43 előadását tartalmazza.

## Válasz a megjegyzésre

BODRI BERTALAN\* – BODRINÉ CVETKOVA L U J Z A \*

A gránátos granulit cseppek lesüllyedésének sebességét leíró (a Megjegyzésben (1)-el jelzett) szedimentációs képlettel kapcsolatos észrevételében *Korvin G.* figyelmen kívül hagy két körülményt.

Az egyik az, hogy a kérdéses összefüggést dolgozatunkban az  $\eta_1 > \eta_2$  feltétel teljesülése mellett, és nem pedig  $\eta_1 \gg \eta_2$  esetén alkalmazzuk. Ez utóbbi esetben nem viszkózus cseppeknek, hanem szilárd részecskéknek (blokkoknak) viszkózus folyadékban való mozgásáról lenne szó. A sűrűség-diszkontinuitás felbomlásának kezdeti stádiumát tanulmányozva ugyan mind az  $\eta_2 \ll \eta_1$ , mind az  $\eta_2 = \eta_1$  eseteket megvizsgáltuk, kiderült azonban, hogy a felaprózódás folyamata igen kevésbé érzékeny az  $\eta_2/\eta_1$  viszonyra. Így tehát a Megjegyzés (5) képletébe a valódi  $\eta_2/\eta_1$  viszonyt behelyettesítve, a szedimentáció sebességére adódó összefüggésben az együttható értéke semmiképpen sem lehet a *Stokes*-formulában szereplő  $\frac{2}{9}$ .

A másik, az előbbinél lényegesebb körülmény az, hogy a Megjegyzés (2), (3), (5) képletei a feladat nulladik közelítésben történő leírását adják. Ezek az összefüggések csak erősen felhígított szuszpenzióra alkalmazhatók, amikor is a nehezebb komponens  $C$  tömegkoncentrációja az egy ezreléket sem éri el ( $C \ll 1$ ). Más szóval, az említett képletek izolált részecskének végtelen folyadéktérfogatban való mozgását írják le. Más a helyzet esetünkben, amikor a gránátos granulit cseppek egymástól való  $r$  távolságának és  $R$  sugarának a hányadosa  $\sim 10$  körüli érték. Adott részecske (csepp) sebességének számításakor itt figyelembe kell venni az összes többi részecskének a perturbáló hatását is. A mérsékelt koncentrációjú ( $C < 1$ ) szuszpenzióban fellépő részecske kölcsönhatási effektust az  $r$  távolság szerint lineáris tagokig bezárólag vettük figyelembe úgy, hogy közben az egyszerűség kedvéért csak két részecskepár egyidejű kölcsönhatását tekintettük. Összegezve a részecskék  $b$  mobilitásának arra a két alternatív esetre vonatkozó növekményeit, amikor a ható erő és a sebesség iránya egybeesik a részecskepárt összekötő egyenessel, illetve arra merőleges, a mobilitási együtthatóra a következő formula adódik

$$b = b_0 \left( 2 + \frac{9}{4} \frac{R}{r} \right), \quad (1)$$

ahol  $b_0$  a végtelen folyadéktérfogatban mozgó izolált részecske mobilitási együtthatója. A meglehetősen hosszadalmas levezetés helyett megjegyezzük, hogy *Batchelor (1976)*, valamint *Hinch (1977)* a részecskék hidrodinamikusan kölcsönhatásának általánosabb esetét vizsgálva olyan megoldást határoztak meg, amelyből az (1) összefüggés részesetként adódik. Feltéve, hogy az  $r/R$  hányados értéke mintegy 3 és 20 között változik, a mobilitás növekedésének középértéke

\*ELTE, Geofizika Tanszék

fenti intervallumban  $\approx 2,5$  lesz. A mobilitási együtthatónak ezt az értékét az ismert (Landau és Lifsic, 1953)

$$F = \frac{v}{b} \quad (2)$$

összefüggésbe (ahol  $F$  a közegellenállási erő) behelyettesítve és feltételezve, hogy  $\eta_1 = \eta_2$ , a szedimentáció sebességét leíró képlet együtthatójára valóban közelítőleg  $\frac{2}{3}$  adódik.

Ami a lesüllyedő cseppek alakját illeti, Korvin G. azt a nagyon speciális esetet tekinti, amikor a csepp (blokk) lineáris kiterjedése különböző irányokban erősen eltérő. (11)-ben felírt feltételezése esetünkre vonatkoztatva annyit jelent, hogy míg a süllyedő ellipszoidális blokk maximális kiterjedése 2–3 km, addig minimális mérete mindössze néhányszor tíz métert tesz ki. Véleményünk szerint nagyon kétséges, hogy ilyen folyamat (ami nem is annyira blokkok leszakadása, mint inkább a kéreg alsó rétegének lehántása lenne) fizikailag megvalósulhatna, amikor is a szeparálódó két anyag viszkozitása és sűrűsége igen kevésbé különbözik, a rendszerben csak függőleges irányú erők hatnak, és nincsenek horizontális hasító feszültségek. Mindenesetre a (11) feltételezés megengedhetőségét szigorú vizsgálattal kell megalapozni. Megmutatható, hogy kevésbé egzotikus esetben, amikor az ellipszoid  $a$ ,  $b$ ,  $c$  féltengelyei ugyan eltérnek de nagyságrendben megvegyeznek, a csepp alakját gömb helyett ellipszoidnak véve, a süllyedés sebessége lényegesen nem változik meg.

Legyen  $a \sim b \sim c \sim R_{\text{eff}}$ . Akkor a Megjegyzésben felírt összefüggésekre rendre

$$\chi_0 \sim 2R_{\text{eff}}^2, \quad (\text{Megjegyzés, 8. képlet})$$

$$\gamma_0 \sim \frac{2}{3}, \quad (\text{Megjegyzés, 9. képlet})$$

$$R \sim R_{\text{eff}} \quad (\text{Megjegyzés, 7. képlet})$$

adódik. Tehát az ellipszoidális csepp  $\frac{1}{6\pi\eta_2 R}$  mobilitása ez esetben  $b \sim \frac{1}{6\pi\eta_2 R_{\text{eff}}}$  lesz, ami megfelel az  $R_{\text{eff}}$  sugarú, gömbszerű csepp mobilitásának.

#### IRODALOM

- Batchelor, G. K. (1976). Brownian diffusion of particles with hydrodynamic interaction. *J. Fluid Mech.*, 74:1–29.  
 Hinch, E. J. (1977). An averaged-equation approach to particle interactions in a fluid suspension. *J. Fluid Mech.*, 83:695–720.  
 Landau, L. D. and Lifsic, E. M. (1953.) *Mechanika szplosnih szred.* GITTL., Moszkva, 788 pp.

## ANNALES. GEOPHYSICAE:

Az Európai Geofizikusok Egyesületének  
új szakfolyóirata

Az Európai Geofizikusok Egyesülete (EGS) legutóbbi gyűlésén (Leeds, 1982 augusztus) hozott határozatának megfelelően 1983 januárjától kezdve kéthavonta megjelenik az Egyesület új szakfolyóirata, az *ANNALES GEOPHYSICAE*. Az új folyóirat az egyidejűleg megszűnő francia „*Annales de Géophysique*” és olasz „*Annali di Geofisica*” folyóiratok helyébe lép, 19 tagú szerkesztőbizottságának tagjai is részben ezen folyóiratok szerkesztői közül kerülnek ki. Az új lap főszerkesztője és a szerkesztőbizottság címe: *Stephan Müller, Institute of Geophysics, ETH-Hönggerberg, CH-8093, Zürich, Svájc.*

Az EGS felépítésének megfelelően az ANNALES GEOPHYSICAE három széles kutatási területről fog közölni szacikkeket.

Az egyes területek és szerkesztőik:

1. A szilárd Föld és a bolygóbelsők fizikája, szeizmológia és tektonofizika.  
R. Madariaga, Institut de Physique du Globe, Université Pierre et Marie Curie, 4, place Jussieu-Tour 14-24, F-75 230 Paris Cedex 05, France.
2. A hidroszféra és a Föld és a bolygók légkörének fizikája.  
R. R. van der Plöge, Institut für Bodenkunde und Standortlehre, Universität Hohenheim, Postfach 700 562, D-7000 Stuttgart 70, West-Germany.
3. A bolygóközi térség, a magnetoszféra és a felsőlégkör fizikája.  
H. Reme, Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, CNRS-Université Paul Sabatier, B. P. 4346, F-31 029 Toulouse Cedex, France.

A lap díjmentesen közöl eredeti kutatási eredményeket tartalmazó, máshol nem publikált tudományos cikkeket. Ezek nyelve elsősorban angol, de esetenként francia, német, olasz vagy spanyol is lehet. A rövidebb cikkek terjedelme, melyek a „levél-szekcióban” kerülnek közlésre, legfeljebb 3-4 nyomtatott oldal lehet, a hosszabb cikkeké pedig 8-10 oldal körüli. A közlésre szánt cikkek kéziratával szemben támasztott követelmények hasonlóak a többi nemzetközi folyóiratnál megszokottakhoz. Az A/4 formátumú, kettes sorközzel és egyik oldalon széles margóval rendelkező kéziratok eredetijét és 3 másolati példányát, valamint a legfeljebb A/4 méretű ábrákat a téma szerint illetékes szerkesztőnek kell elküldeni. A szacikkeken kívül a lap könyvismertetésekét és a geofizikusok számára érdekes rendezvények naptárát is közli. A szerzők a megjelent cikkek különlenyomataiból ötven példányt kapnak díjmentesen.

A lap előfizetési díja az EGS tagjainak kedvezményesen évi 42 Sfr., nem tagoknak kb. ennek ötszöröse. A Magyar Geofizikusok Egyesülete révén, amely az EGS testületi tagja, lehetőség van 8 példány kedvezményes előfizetésére.

Tagtársaink és a különböző intézmények figyelmébe ajánljuk az új geofizikai szakfolyóiratot, ami jó lehetőséget kínál hazai eredményeink nemzetközi szintű megismertetésére és mások eredményeinek megismerésére.

(T. Gy.)



## Könyvismertetés

M. Beblo, A. Bertold, U. Bleil, H. Gebrande, B. Grauert, U. Haack, V. Haak, H. Kern, H. Miller, N. Petersen, J. Pohl, F. Rummel, J. R. Schopper: *Physical Properties of Rocks – Physikalische Eigenschaften der Gesteine. Subvolume b.*

Szerkesztő: G. Angenheister.

Kiadó: Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1982. 604 p. DM 960. – US \$ 426.30  
ISBN 3-540-11 070-4.

A Magyar Geofizika 1982. évi 5-6. számában ismertettük a Landolt – Börnstein táblázatos függvénygyűjtemény V/1a részkötetét, ezúttal az időközben megjelent b részkötettel foglalkozunk.

A közölt anyag válogatása, gazdasága, áttekinthető gondos tördelése már az a részkötet alapján kialakított jó véleményünket tovább erősítette. A kutató és gyakorló geofizikus számára egyaránt hasznos adatoknak olyan gyűjteménye e két kötet, amelynek részleteit – szükség esetén – csak nagy munka- és időráfordítással, esetleg a kritikai értékelés lehetőségétől megfosztva szedhetjük össze a világ szaklapjaiból, az egyes tárgykörökben megjelenő monográfiákból.

A b részkötet az ásványok és kőzetek rugalmas és rugalmatlan tulajdonságaival kezdődik, s e fejezet a teljes terjedelem 2/5-ét foglalja el. A rugalmas hullámok terjedési sebességértékeit és rugalmassági állandóit elsősorban laboratóriumi mérések alapján közli, az in-situ mérésekkel a sorozat V/2 kötete foglalkozni. Külön alfejezetben találjuk a normál hőfokra és nyomásra, a szobahőmérsékletre és 1 GPa-ig terjedő nyomásértékekre, valamint a megnövelt hőmérsékleti és nyomásértékekre vonatkozó adatokat. A kőzetek rugalmas tulajdonságai egy sor litológiai paramétértől (pl. a vegyi és ásványos összetételtől, a struktúrától, a porozitástól, a póruseometriától, a pórustartalomtól) és fizikai állapotjelzőtől (hőmérséklettől, a külső nyomástól, a deformációs állapottól) függenek, de a kőzetminta előtörténete, valamint az alkalmazott mérési eljárás is hatással van a kapott eredményekre. Ezért örvendetes, hogy ezen hatótényezőkkel, az összefüggések jellegével külön alfejezetek foglalkoznak, s a szerzők gondot fordítottak a középérték közlésén túl a szórási tartomány megadására is. Az alfejezetek közül ki kell emelnünk a 3.1.2.3 Sebesség-sűrűség kapcsolatok, a 3.1.3.1.6 A porozitás és a pórustartalom befolyása címűeket. A rugalmatlan alakváltozással mintegy 90 oldalon foglalkozik a könyv, külön alfejezetekben tárgyalva a szilárdsági jellemzőket, a sűrűlási és reológiai tulajdonságokat.

Mind a geoelektromos, mind a karotázs szakterület számára fontos ismereteket foglal össze az ismertett mű 5. fejezete, amely az ásványok és kőzetek elektromos vezetőképességével és dielektromos állandójával foglalkozik. Különösen értékesnek tartjuk a sóoldatokra és természetes vizekre vonatkozó adatokat, s különösen ennek a hőfok- és nyomásfüggéssel foglalkozó részét. Fontosságának megfelelően tárgyalja a könyv a pórusterükben elektrolit-tároló kőzeteket, valamint a hőmérséklet és nyomás szerepét is.

Az egyes ásvány- és kőzetcsoportfélésegeknek megfelelően tagolt a mágneses tulajdonságokkal foglalkozó 6. fejezet, amelyre ismét igaz az a megállapítás, hogy a jól csoportosított adathalmazon túl nagy gondot fordít az összefüggések levezetésére, elméleti bizonyítására és illusztrálására is.

A kőzetek radioaktivitását tárgyaló 7. fejezet 160 oldalon különösen részletes áttekintést ad a természetes sugárzó izotópokra, azok elterjedéséről, a különböző rádióaktív kormeghatározási módszerekről.

A könyvet a jég fizikai tulajdonságaival és a holdkőzetekre vonatkozó geofizikai ismeretekkel foglalkozó fejezetek zárják.

Deres János

## Egyesületi hírek

### 6. IAGA Workshop az „Elektromágneses Indukció a Földben és a Holdon” témakörben

Az IAGA I-3 Munkacsoportja (neve: Elektromágneses Indukció és Elektromos Vezetőképesség [Föld és Hold]) 6. Workshopját a Victoria Egyetemen (Victoria, Vancouver Island, British Columbia) tartotta Kanadában 1982 augusztus 15. és 22. között. A Workshopot a Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Unió (IUGG), a Nemzetközi Földmágnességi és Agronómiai Asszociáció (IAGA), valamint több kanadai szervezet, név szerint a Victoria Egyetem, a Természettudományi és Mérnöki Kutatási Tanács, Energia-, Bánya- és Erőforrás Kutatási Intézet szervezte.

A konferencián mintegy 150 kutató vett részt 16 országból. Az IUGG és a kanadai intézmények pénzügyileg is támogatták a rendezvényt lehetővé téve fiatal kutatók, tisztségviselők (beleértve a jelentés íróját is) és az ún. reviewer-ek költségeinek részben-egészben való fedezését.

A tudományos program 10 félnapos tudományos ülészakkból állt, amelyek közül az utolsón az ún. „összefoglalók” értékelték az egy-egy témakörben elért fejlődést és a munkacsoport elnöke a záró megjegyzéseit mondta el a munkacsoport tevékenységét érintő tudományos szervezési kérdésekről.

A program a következő témákat ölelte fel:

1. Elektromágneses műszerezés
2. Mesterséges terű felszíni, furólyuk és tengeri kutatási technika
3. Óceánkutatás
4. Magnetométeres hálózati mérések (ún. array-ben)
5. Elektromágneses kutatások geotermikusan aktív területen
6. Az áramesatornázás problémája
7. Elektromágneses adatok értelmezése háromdimenziós szerkezetek felett
8. Inverziós elmélet
9. Kőzetek és ásványok elektromos sajátságainak laboratóriumi mérése
10. A litoszféra és az asztenoszféra elektromágneses vizsgálata (beleértve a pajzsokat és az aktív területeket is).

Kb. 100 előadás hangzott el, amelyek közül 8 felkért review előadás volt. Egy kiállítás és egy poszter egészítette ki az elektromágneses kutatások műszerezéséről tartott előadássorozatot, amelyet a  $\mu$ p-os technika nagyarányú térhódítása jellemzett terepi adatfeldolgozással.

Az ELAS-projekt (az asztenoszféra elektromos vezetőképességének kutatása) terén elért haladást egy esti ülésen vitatták meg.

A Munkacsoport munkaülést is tartott, amelyen a következő témákat tárgyalták meg:

- a Munkacsoport tagságának újraválasztása Hamburgban 1983-ban
- kétdimenziós numerikus modellezési programok összehasonlítása ugyanazon modellszerkezeteken (koordinátor M. S. Zhdanov)

– elektromágneses válaszfüggvények (amplitúdó és fázis) és referencia elektromos vezetőképesség-modell megszerkesztése a Földre (koordinátorok: *R. J. Banks* és *T. J. Shankland*)

– a Workshop anyagának publikálása (review előadások a hagyománynak megfelelően a *Geophysical Survey*-ben *H. W. Dosso* és *J. T. Weaver* szerkesztésében, az egyéb előadások rövidített szövegének közlése pedig a *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*-ben, szerkesztő *L. K. Law*)

– a Munkacsoport tervezet konferenciái:

1. 1983. augusztus 23-án, IUGG közgyűlésen, Hamburgban: *Electromagnetic studies of the Earth* címen

2. Ouluban (Finnország), 1983. novemberében: *Geoelectric model of the Baltic Shield*

3. Nigériában 1984-ben *Seventh Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth and Moon*.

Egy színes kirándulás Vancouverbe, a Georgia Straiten keresztül komphajóval, a *Pacific Geoscience Centre and Institute of Ocean Sciences* meglátogatása egyik este a közeli híres *Buchard Garden*-el együtt, a Victoria Egyetem fogadása az ún. Faculty Club-ban mind a résztvevők legszebb emlékei közé tartoznak és ezek is dicsérik a helyi rendező bizottság gondoskodását és nagyszerű szervező munkáját *Prof. J. R. Weaver* elnöklete alatt.

*Ádám Antal*  
az IAGA I–3 munkacsoport  
elnöke

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Л. Сарка:</i> Разведка фундамента высокого сопротивления на основании совместного измерения электрического и магнитного поля квазистационарных точечных источников .....	1
<i>Е. Тураи:</i> Динамическая дискретизация. Численный метод преобразования Фурье и его применение при описании явления ВП системной функцией .....	11
<i>М. Варга:</i> Метод Максимальной Энтропии (МЭМ), вычисление спектров временных рядов с помощью МЭМ .....	20
<i>Й. Сендрей – М. Варга – Й. Верс:</i> Употребление Метода Максимальной Энтропии на геомагнитные данные .....	23
<i>Г. Корвин:</i> Замечания к статье Бодри Б. и Бодрине Цветковой Л. «Связи утоньшения коры Паннонского бассейна с геотермикой района» .....	33
<i>Б. Бодри – Бодрине Цветкова Л.:</i> Ответ на замечания .....	36
Новости в обществе Венгерских геофизиков .....	40
Обзор книг .....	39

## CONTENTS

<i>L. Szarka:</i> Survey of high resistivity basement by common measurement of electric and magnetic fields of quasi-stationary point sources .....	1
<i>E. Turai:</i> Dynamic sampling. A numerical solution and employment of Fourier transformation for describing the IP effect by system characteristic function .....	11
<i>M. Varga:</i> The Maximum Entropy Method (MEM), determination of time series spectrum by MEM .....	20
<i>J. Szendrői – M. Varga – J. Verő:</i> Use of Maximum Entropy Method in geomagnetic time series .....	23
On: "The Pannonian basin crustal thinning and geothermics of the region." (Bodri B. – Bodriné C. L.) by Korvin G. with reply by authors .....	33
News about the Association .....	40
Book reviews .....	39

---

### 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

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

Terjeszti a MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

**Index: 26 507**