

MAGYAR GEOFIZIKA

HUNGARIAN GEOPHYSICS

A MAGYAR
GEOFIZIKUSOK
EGYESÜLETÉNEK
FOLYÓIRATA



JOURNAL OF THE
ASSOCIATION
OF HUNGARIAN
GEOPHYSICISTS



Tisztelet az éveknek

Magnetotellurika a gyakorlatban – az impedancia fázisparamétere
Pontszerű (kicsiny) oktapólus mágnes spinner magnetométeres mérésének
numerikus szimulációja

BGS (Balkan Geophysical Society) hírek – meghívók
TOPO-EUROPE Workshop

Spontán vagy irányítva jött létre és fejlődött az Univerzum?

In memoriam

Dr. Márton Péterné dr. Szalay Emőke
Dörnyei Piroska



MAGYAR GEOFIZIKA

HUNGARIAN GEOPHYSICS

66. évfolyam (2025) 2. szám



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETÉNEK FOLYÓIRATA
JOURNAL OF THE ASSOCIATION OF HUNGARIAN GEOPHYSICISTS

TARTALOM • CONTENTS

MGE HÍREK • NEWS OF ASSOCIATION OF HUNGARIAN GEOPHYSICISTS (AHG)

- 51 Tisztelet az éveknek (Members of honoured ages) – *Hegybíró Zs.*

TANULMÁNY • PAPER

- 54 Magnetotellurika a gyakorlatban – az impedancia fázisparamétere (Magnetotellurics – phase parameter of the impedance) – *Kiss J.*
- 67 Pontszerű (kicsiny) oktupólus mágnes spinner magnetométeres mérésének numerikus szimulációja (Numerical simulation of spinner magnetometer measurements of a pointlike small octupole magnet) – *Márton P.*

HÍREK • NEWS

- 71 BGS (Balkan Geophysical Society) hírek – meghívók
- 72 TOPO-EUROPE Workshop, Sopron

KÖNYVISMERTETÉS • BOOK REVIEW

- 73 Spontán vagy irányítva jött létre és fejlődött az Univerzum? – *Szerkesztőség.*

IN MEMORIAM

- 75 Dr. Márton Péterné dr. Szalay Emőke – *Kovács P.*
- 76 Dörnyei Piroska – *Magyar Geofizikusok Egyesülete*

MAGYAR GEOFIZIKA

HUNGARIAN GEOPHYSICS

66. évfolyam (2025) 2. szám

A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETÉNEK FOLYÓIRATA
JOURNAL OF THE ASSOCIATION OF HUNGARIAN GEOPHYSICISTS

Főszerkesztő • Editor-in-Chief

DR. BODOKY TAMÁS

E-mail: mageofedit@gmail.com

Szerkesztőbizottság • Editorial Board

DR. GALSA ATTILA, DR. KISS JÁNOS, DR. LŐRINCZ KATALIN,

DR. NÁDASI ENDRE, DR. SZABÓ NORBERT PÉTER

Technikai szerkesztő • Technical Editor

HOCK GÁBOR

E-mail: mageoftechn@gmail.com



Lapunk e számának megjelenését a
Magyar Tudományos Akadémia
támogatja

A szerkesztőség a szakcikkeket (tanulmányokat) szaklektorálás után közli. A szaklektorok névsorát az évfolyam záró számában tesszük közzé. A lapban megjelenő cikkek adatainak és állításainak helyességért, ill. közölhetőségéért kizárólag a szerzők tartoznak felelősséggel.

Kiadja a Magyar Geofizikusok Egyesülete

A kiadásért felel: Breitner Dániel

Szerkesztőség: 1143 Budapest, Stefánia út 14.

Telefon: (06) 30-811-8819

Titkársági e-mail: geofizikusok@gmail.com

Honlap: www.mageofegy.hu

Megjelenik évente négyszer

INDEX: 26 507

HU ISSN 2677-1497 (online)

Tisztelet az éveknek

Kedves Szenior Tagtársak!

*Az Egyesület nevében örömmel köszöntöm az idei évben ke-
rek évfordulót betöltő szenior tagtársainkat! Reméljük, hogy
mindannyian jó egészségben vészelték át a forró nyarat és a
hűvösebb heteket is.*

Mint mindenki életében, nálunk is történtek változások, közgyűlési helyszínt, postacímet, email címet (geofizikusok@gmail.com), telefonszámot (30-811 8819) kellett változtatni. Remélhetőleg, mindannyian feljegyezték már az új elérhetőségeket. Az Egyesület honlapja is átalakult, címe: mageofegy.hu. Oldalain minden fontos információ elérhető, még a Magyar Geofizika folyóirat legutóbbi számai is olvashatók.

Egyesületünk szeptemberben rendezte idén a Vándor-
gyűlést Egerben a Földtani Társulattal közösen. Erről és
sok más érdekes szakmai rendezvényről olvashatnak folyó-
iratunkban és a honlapon is. Tapasztalataink szerint a kor-
mulásával idősebb kollégáink érdeklődése a szakmai új-
donságok iránt nem csökken. Reméljük, hogy a következő
alkalmakkor találkozunk Önökkel is, mert továbbra is
szükség van az Önök tudására és támogatására!

A Szeniorok Bizottsága időnként baráti találkozásokra
teremt jó lehetőséget, mely alkalmakon is szívesen látjuk
Önöket.

További nyugodalmas éveket, jó pihenést és jó egészséget
kívánok az Egyesület nevében tisztelettel.

Tisztelettel,

Hegybíró Zsuzsanna
az MGE nevében

95. születésnapját ünnepli

Polhammer Manóné

90. születésnapját ünnepli

Karas Gyuláné, dr. Salamon Batur

85. születésnapját ünnepli

Albu István, Nyerges Lajos, Verő László

80. születésnapját ünnepli

Bihari Lászlóné, Dörnyei Piroška, Fejes Imréné, Göncz Gábor, Kulcsár
László, Porosz Mihály, Regős Ferenc, Szili Györgyné, Taska Csaba

75. születésnapját ünnepli

Dr. Ferencz Lujza, Mágel Ágostné, dr. Mentés Gyula, Pápa Antal

70. születésnapját ünnepli

Karmacs Bertalan, dr. Törös Endre, dr. Zilahi-Sebess László,
Zsadányi Éva



Polhammer Manóné



Albu István



Nyerges Lajos



Verő László



Bihari Lászlóné



Porosz Mihály



Regős Ferenc



Szili Györgyné



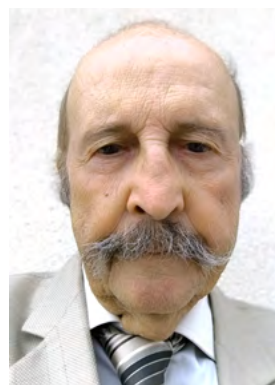
Taska Csaba



Dr. Ferencz Lujza



Dr. Mentés Gyula



Pápa Antal



Dr. Zilahi-Sebess László

Magnetotellurika a gyakorlatban – az impedancia fázisparamétere

Kiss J.

Szabályzott Tevékenységek Felügyeleti Hatósága (SZTFH), Földtani Igazgatóság,
1123 Budapest, Alkotás utca 50.
E-mail: janos.kiss@sztfh.hu

A magnetotellurikus szondázások mért adatai többnyire zajosak, ezért a szondázási görbék megjelenítésekor valamilyen zajszűrést vagy simító eljárást kell alkalmazni. E műveletek ellenére is időnként nehéz elfogadható – értsd, megbízható – szondázási görbéket kapni.

A főimpedanciából számított látszólagos fajlagosellenállás-paraméter esetében ez érthető, hiszen ez a paraméter exponenciálisan növekvő, 0–10 000 Ωm nagyságrendű értékekkel jellemezhető. Van azonban egy érzékeny, de kevésbé szélsőségesen változó paraméter, az impedanciafázis paramétere, amely általában lineárisan ± 90 fok között változik.

Adódik tehát, hogy a főimpedanciák fázisparaméterével a gyakorlatban többet kellene foglalkoznunk, mert az egyedi szondázások fázisgörbéjét megjelenítjük, megmutatjuk, de később csak a beépített, különféle feldolgozóprogramok inverziója veszi figyelembe a fázisparamétert, pedig a kisebb értéktartomány és a paraméter jellege miatt lehet, hogy ez sok esetben eredményesen alkalmazható a földtani kutatásban!

Kiss, J.: Magnetotellurics – phase parameter of the impedance

The measured data from magnetotelluric soundings are usually noisy, so some form of noise filtering or smoothing must be applied to the display of the sounding curves. Despite these operations, it is sometimes difficult to obtain acceptable (i.e. reliable) sounding curves.

In the case of the apparent resistivity – calculated from the main impedance – it is not stable, since this parameter is characterised by exponentially increasing values of the order of 0–10 000 Ωm . However, there is a sensitive but less extreme parameter, the phase parameter of the main impedance, which generally varies linearly between ± 90 degrees.

It follows that the phase parameter of the main impedances should be given more attention in practice, because we display the phase curve of individual probes, but later, only the inversion of the built-in processing programs takes the phase parameter into account. Yet due to the smaller value range and the nature of the parameter, it may be effectively applicable in geological research in many cases!

Beérkezett: 2025. július 9.; elfogadva: 2025. augusztus 21.

Bevezetés

A magnetotellurikus módszert Hirayama és Rikitake japán tudósok (Rikitake 1948), illetve Tyihonov szovjet geofizikus (Tyihonov 1951) és Cagniard francia geofizikus (Cagniard 1953) egymástól szinte függetlenül fejlesztette ki.

A műszerek, az adatfeldolgozás és a modellezés fejlődésével a magnetotellurika a Föld mélybeli kutatásának egyik legfontosabb eszközévé vált. A magnetotellurikus (MT) módszernek kiterjedt szakirodalma van. Főleg az elméleti kérdésekkel nagyon sokan foglalkoztak, de ezek a kuta-

tások, azok eredményei, sokszor nem kerültek át a gyakorlatba.

A jelen cikk nem az EM (MT) térelmélettel, azaz nem elméleti kutatásokkal, hanem az MT mérési adatok felhasználásának, azok gyakorlati alkalmazásának lehetőségével foglalkozik, adott esetben a főimpedancia fázisparaméterének felhasználásával.

Nemcsak egyszerű geometriájú modellek felett kialakuló EM teret, s annak sajátosságát elemzi, hanem gyakorlati mérési adatokat használ, s ahhoz keres földtani modellt, illetve a földtanhoz kapcsolható megoldást és magyarázatot.

A szelvény menti és területi geofizikai (gravitációs, mágneses és szeizmikus) adatok komplex értelmezése során – amellyel 2005 óta foglalkozunk – a magnetotellurikus adatok kiegészítő elektromágneses adatoknak számítanak, mivel a módszerek behatolási mélysége hasonló, és a sűrűség, mágnesezettség, szeizmikus hullámsebesség mellett – az MT módszer segítségével – fel tudjuk használni az értelmezéshez az elektromos vezetőképesség paramétert is.

A mérési eredmények megjelenítése során – főleg az utóbbi időkből – csak a 2D inverzióból származtatott fajlagosellenállás-pszudoszelvény,¹⁾ jobb esetben mélység-szelvényt szokták bemutatni. Az eredeti E - és H -polarizációs mérési paraméterek (látszólagos fajlagos ellenállás, impedanciafázis) megjelenítése szelvény mentén vagy térképen – az inverziós programok megjelenése óta – ritkán fellelhető a nemzetközi és hazai szakcikkekben. Persze vannak kivételek, de ezek is többnyire valamilyen származtatott mennyiség (pl. invariánsok, fázisenzor) publikációját jelentik.

A főimpedanciákból számított látszólagosfajlagos-ellenállás (ρ_{xy} , ρ_{yx} vagy ezek normált²⁾ változata, ρ_{AS}) és az impedanciafázis (φ_{xy} , φ_{yx} vagy ezek normált változata, φ_{AS}) mérési alapparaméternek, azaz minden feldolgozás, értelmezés kiindulási paraméterének számítanak, mindenféle kiegészítő bonyolult matematikai eljárás nélkül, a legegyszerűbb formában megjelenítve. Ilyen például a látszólagosfajlagos-ellenállás vagy impedanciafázis-rács (grid), esetleg az ezen adatokból készült térrács (voxel).

Fontosabb elméleti háttér tanulmányok

Gravitációs és mágneses adatok feldolgozásával és értelmezésével foglalkozva kicsit távol esett a magnetotellurikus módszer fejlődési lépéseinek nyomon követése (ennek megismerésében Szarka László segített), azonban a komplex értelmezési munka miatt az MT módszerrel is foglalkozni kellett, és egy ilyen tanulmányban a módszer-fejlesztés folyamatának rövid ismertetése fontos lehet!

A fázisparaméter használata – ismereteink szerint – először Berdicsevszkij (1968) publikációjában, „Goelektromos kutatások magnetotellurikus szelvényezés módszerével” címen jelent meg. Később ezt a paramétert elfelejtették, és még szakmai alpművekben sem foglalkoztak vele (Jakubovszkij 1982, Matvejev 1990, Zsdanov 1986, Vozoff 1986). Terepen a nyolcvanas évektől kezdték mérni és értelmezési paraméterként felhasználni a komplex impedanciát és a fázisparamétert.

Szarka és Fischer (1989) cikkében a fizikából ismert, integrál formában megadott Maxwell-egyenleteket alakították át egy vízszintes felszínnel elválasztott szigetelő és vezető féltér együttesére, ahol az utóbbi tetszőleges elektromos vezetőképesség-eloszlást tartalmazott.

„A zárt egyenletekből világosan látszott, hogy a magnetotellurikus fázis kifejezhető a valós (ohmikus) és a képzetes áramrendszer súlyponti mélységének egymáshoz képesti hullámszó arányából. A nagyobb mélységek felé

csökkenő/növekvő vezetőképesség az ohmikus áramrendszer visszatarthatja/magába húzza. Az ellentétesen viselkedő képzetes áramrendszer (reaktancia) átlagmélységével való normálás a jelleget még jobban hangsúlyozó arányt eredményez” (A jelenséget áramkanalizációnak is szokták nevezni).

Az impedanciafázis jellegzetességeit 2D numerikus elméleti modelleken Szarka és Fisher (1989, 1991) publikálták világszerte, majd Fisher et al. (1992). Később Prácser és Szarka (1999), Heise és Pous (2003), illetve Szarka et al. (2004) folytatta azok vizsgálatát.

Később az impedancia- és fázisenzorok (fázisellipszis) kerültek az érdeklődés központjába, amit Bahr (1980), Frederick és Lilley (1988), Weaver et al. (2002), Tietze et al. (2015) és Bravo-Osuna et al. (2021) publikáltak.

A fázis legközelebb az invariáns mennyiségek vizsgálata során merült fel ismét Szarka és Menvielle (1997) tanulmányában, valamint Novák doktori dolgozatában (2010).

A fázisenzor gondolatával Caldwell et al. (2001) tanulmányában is találkozhatunk. Szerinte a 2×2 -es komplex elemeket tartalmazó fázisenzor elemei egyszerűen eredeztethetők az impedanciaenzorból – attól nem függetlenek –, tehát a fázisenzorral kapcsolatos összes eredmény az impedanciaenzor megannyi speciális esetét jelenti.

Hering et al. (2018) – semmiféle előzményről nem tudva (tájékozódva) – tárgyalja újra az MT „látszólagosfajlagos-ellenállás” tenzorának invariánsait. Tietze et al. (2015) a fázisenzor és a mágneses transzferfüggvény viszonyát elemezte tanulmányában.

Ezek az elsősorban elméleti jellegű tanulmányok vizsgálták a fázisparamétert, de a gyakorlati alkalmazásban ezek eredménye – eltekintve néhány kivételtől – nemigen jelent meg.

Az alapok

Tanulmányainkból, illetve a geofizika szakkönyvekből ismert, hogy földtani információt hordozó magnetotellurikus alapparaméter a főimpedanciákból kiszámított látszólagos fajlagos ellenállás (ρ_a vagy ρ_{ij}) és az impedancia fázisa (φ_a vagy φ_{ij}).

A látszólagos fajlagos ellenállás a következőképpen írható fel:

$$\rho_a = \frac{1}{\omega \mu_0} |Z_{ij}|^2 \quad [\Omega \text{m}], \quad (1)$$

ahol a Z analitikus kifejezése a fizikai paraméterekből

$$Z_{ij} = \sqrt{\omega \mu \rho} \quad (2)$$

és a Z a mérési paraméterek alapján

$$Z_{ij} = \frac{E_i}{H_j}, \quad (3)$$

ahol

ω – körfrekvencia ($\omega = 2\pi f$),

μ – mágneses permeabilitás ($\mu = \mu_0 \mu_r$),

μ_0 – a mágneses permeabilitás vákuumbeli értéke,

μ_r – relatív mágneses permeabilitás,
 Z_{ij} – váltóáramú főimpedancia (Z_{xy}, Z_{yx}),
 ρ – fajlagos ellenállás,
 E – mért elektromos térerő (E_x, E_y),
 H – mért mágneses térerő (H_x, H_y, H_z)

Az elektronikában az impedancia a feszültség és az áramerősség viszonyát fejezi ki, és komplex számként is megadható. Az impedancia valós része ($\text{Re } Z$) a rezisztencia³⁾ (vagy hasznos ellenállás), a képzetes része ($\text{Im } Z$) a reaktancia⁴⁾ (vagy meddő ellenállás).

A vezetőképesség-eloszlásról – a reaktancia és rezisztencia arányáról – további információt adhat a fázisparaméter:

$$\varphi_{ij}(\omega) = \arctg \left(\frac{\text{Im } Z_{ij}(\omega)}{\text{Re } Z_{ij}(\omega)} \right) \quad [\text{rad}]. \quad (4)$$

A mérési adatok előfeldolgozása során az impedanciát mint tenzormennyiséget határozzuk meg, amiből több érdekes paraméter levezethető. A gyakorlatban azonban a főimpedanciákból számított látszólagos fajlagos ellenállást és fázist szokták leggyakrabban használni, megjeleníteni. Egyes inverziók ebből határozzák meg a közeg fajlagos ellenállását, míg a fejlettebb változatok a teljes impedancia- és fázistenzort figyelembe veszik.

„A látszólagos fajlagos ellenállás (1) és az impedancia-fázis (4) a magnetotellurikus mérések fő paraméterei, amelyek minden hatást tartalmaznak. Ha inverzióval a közeg fajlagos ellenállását határozzuk meg, akkor fennáll a ve-

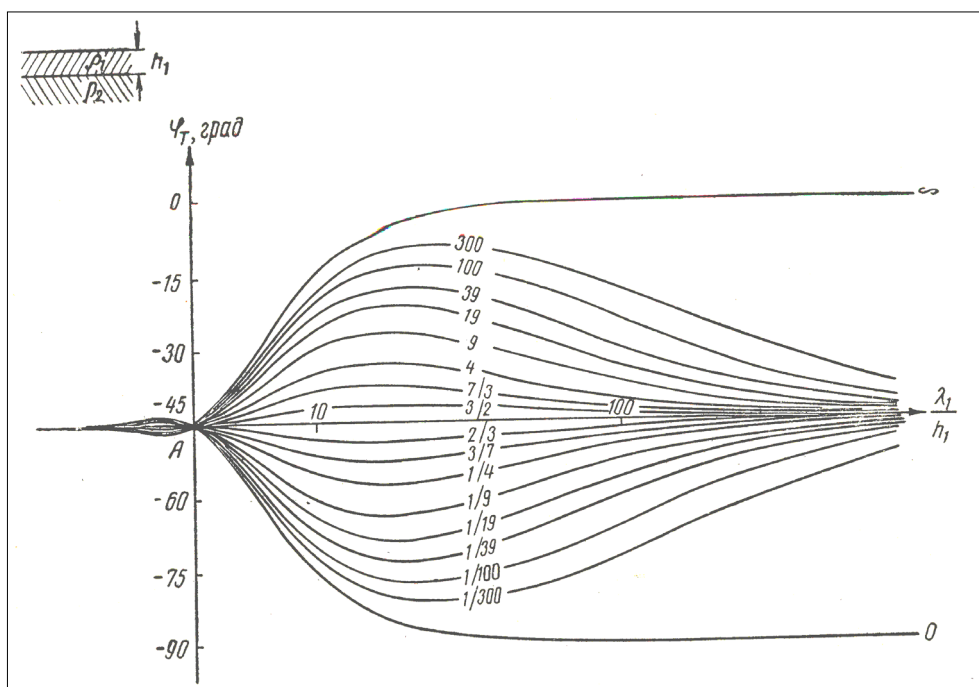
szély, hogy egy többváltozós térparamétert egyetlen változóval (a közeg vezetőképességével) akarunk kifejezni, miközben a többi változóról (mágneses permeabilitás, polarizálhatóság, dielektromos állandó) nincsenek pontos információink. Ebből adódóan a látszólagosfajlagos-ellenállás- és a fázisparaméterek objektív mérési paramétereknek tekinthetők, míg az inverzió emiatt már lehet, hogy szubjektív.” (Kiss és Zilahi-Sebess 2024)

A látszólagos fajlagos ellenállást tehát régóta használjuk a földtani értelmezések során, de a fázisról kevesebb szó esik, mivel ez egy relatív paraméter, és nem tekinthető egy olyan közetfizikai paraméternek, mint a fajlagos ellenállás. A gyakorlatban ezt a paramétert is érdemes használni, mert tapasztalataink alapján a kéreg- és litoszférakutatások során a fázisszelvény megjelenítése – az értelmezés szempontjából – hasznosnak bizonyult (Kiss, Szébenyi 2023; Kiss et al. 2024).

„Az impedancia fázisparamétere megmutatja, hogy mekkora fáziseltolás van az elektromos E és mágneses H paraméter között.” (Heise, Pouse 2003)

Az arctangens függvény csak a $(-90^\circ \div 90^\circ)$ tartományban értelmezhető, miközben a teljes komplex számsíkot $(0 \div 360^\circ)$ -ot, azaz mind a négy szögnegyedet bejárhatja az impedanciavektor. A fázistenzor esetén ezt használják fel. A $\text{Re } Z$ és az $\text{Im } Z$ viszonya viszont a köztük lévő szög alapján $(0 \div 90^\circ)$ -ként is értelmezhető. A jelen cikkben ezt a változatot használtuk, mert a fázis előjele (értéke) konvencióktól függően változik.

Berdicsevszkij szerint homogén féltér esetén, azaz ha nem változik a fajlagos ellenállás ($\rho_a = \text{állandó}$), akkor a fá-



1. ábra A fázis [$\varphi = \arg(Z)$] viselkedése kétréteges modell esetén (Berdicsevszkij 1968) (a görbéken lévő szám a ρ_2/ρ_1 arányt mutatja, a 45° -os szög érték esetén $\rho_2/\rho_1 = 1$, azaz homogén féltér)

Figure 1 Phase [$\varphi = \arg(Z)$] behaviour for a two-layer model (Berdichevsky 1968) (the number on the curves indicates the ratio ρ_2/ρ_1 , for the 45° angle value $\rho_2/\rho_1 = 1$, i.e. homogeneous half-space)

zis értéke konstans 45° lesz. Amennyiben változik a fajlagos ellenállás ($\rho_a \neq$ állandó), akkor a fázis (φ) értéke is változni fog. Ha csökken az elektromos vezetőképesség (vagy nő a fajlagos ellenállás), akkor a fázis értéke is csökken, ha nő a vezetőképesség (csökken a fajlagos ellenállás), akkor a fázis értéke nagyobb lesz, mint 45° . A szakma már a kezdetektől ismeri ezt az összefüggést (1. ábra, Berdicsevszkij 1968).

„Az MT fázis a valós és a képzetes áramrendszerek súlypontmélységének periódusidőtől függő, egymáshoz képesti hullámszámát adja meg, állapították meg később.” (Fischer et al. 1992)

A fázis az impedanciának mint komplex számnak valós és képzetes része közötti szöge – a valós és képzetes tengelyek között mindig 90° van –, így ezt az értéket a valós és képzetes rész amplitúdóaránya határozza meg, és ez a szög $\pm 90^\circ$ közötti értéket vehet fel! (Az arctangens függvény miatt ha azonos előjelű a valós és képzetes rész, akkor $0-90^\circ$, ha ellentétes előjelű, akkor $-90-0^\circ$ értékű lesz a fázis. Az impedanciatenzorok valós és képzetes komponensei pozitív és negatív értéket is felvehetnek, s ha nemcsak az arányokat, de az előjeleket is figyelembe vesszük, akkor a szög értéke a komplex számsíkon $0-360^\circ$ között változhat.)

Ha a komplex koordináta-rendszerben a valós ($\text{Re } Z$) tengelyhez viszonyítjuk a szöget azonos előjelű valós és képzetes rész között, akkor ez a szög negatív előjelű, mint Berdicsevszkij ábráján (1. ábra).

A főimpedanciák esetében a valós és a képzetes rész előjele többnyire azonos, ekkor a fázis szöge $0^\circ-90^\circ$ között van. A mellékimpedanciák esetében nem feltétlenül azonosak az előjelek, de a mellékimpedanciák fázisát nem is szoktuk használni.

A komplex impedancia (mint bármely komplex mennyiség) valós és képzetes részre bontható. Valós része a hatáskeresztmetszeti ellenállás (rezisztencia), jele R ; képzetes része a meddő ellenállás (reaktancia), jele X :

$$Z = R + iX, \quad R = \text{Re } Z, \quad X = \text{Im } Z.$$

Az elektronikában a meddő ellenállásnak ($\text{Im } Z$) az előjele meghatározza az impedancia jellegét:

- ha $\text{Im } Z > 0$, az impedancia induktív jellegű,
- ha $\text{Im } Z = 0$, az impedancia tisztán ohmos jellegű (egyenáramú ellenállás),
- ha $\text{Im } Z < 0$, az impedancia kapacitív jellegű.

Az $\text{Im } Z$ paraméter kapcsolata a $\text{Re } Z$ (ohmos ellenállás) paraméterrel pozitív és negatív irányú is lehet. A fázisparaméter ebből a szempontból földtani információt is hordozhat. Mivel nincsenek pontos köztérfizikai információink a földtani közegről, amelyet vizsgálunk, így az induktív és kapacitív jelleg ismerete maximum érdekesség, de érdemben ma még nem tudjuk felhasználni. Viszont a komplex impedancia (Z amplitúdó értéke) kiszámítását nem befolyásolja a fázisszög előjele, így a fázisszög megjelenítését a magnetotellurikus kutatás során célszerű előjel nélkül

(avagy abszolút értékben) használni, azaz csak az $\text{Im } Z$ és $\text{Re } Z$ közötti szög nagysága az érdekes.

A fázis értékének a legfőbb mondanivalója Berdicsevszkij (1968) szerint az, hogy ha csökken vagy nő a vezetőképesség, akkor a fázis abszolút értéke 45° -nál kisebb vagy nagyobb (1. ábra). Ilyen szempontból – a rezisztencia és a reaktancia amplitúdóaránya alapján – a fázis értéke elvileg mindig és mindegyik polarizációban pozitív, avagy előjel nélküli szám! A publikációkban gyakran együttesen ábrázolt pozitív (φ_{xy}) és negatív (φ_{yx}) előjelű fázis tehát érthetetlen módon csak megjelenítésre, a polarizációk megkülönböztetésére szolgált, ezzel elfedve a fázisparaméter érzékenységét, azaz a 45° -tól való eltérés felismerését a gyakorlati felhasználók számára, ami nem volt túl szerencsés!

A kutatás során a rétegek pontos fajlagos ellenállását alapvetően nem tudjuk, így a fázis csak a relatív változásokat fogja megmutatni, amit a mérési adatok alapján tapasztalunk.

A fázis értéke jelzi a változást függetlenül attól, hogy ez a változás 5, 50, 500 vagy 5000 Ωm nagyságrendű ellenállás esetén következik-e be. Jelzi mindezt – függetlenül a változás irányától – ami lehet függőleges (szondázási adatokban) vagy vízszintes irányú (szelvény mentén vagy térképezés során).

Érdemes tisztázni ismét, hogy mit is jelent a látszólagos fajlagos ellenállás!

„A látszólagos fajlagos ellenállás az az ellenállás, amellyel az adott ponton, az adott frekvencián, a mérés behatolási mélységéig az adott heterogén közeget egyetlen paraméterrel (azaz homogén féltérrel) helyettesíthetünk. A magnetotellurikus mérések eredményeként a látszólagos fajlagos ellenállás szondázási görbéit kapjuk, és inverzió segítségével történik a látszólagos értékekből a közeg fajlagos ellenállásának meghatározása.” (Kiss, Práczser 2021)

Ez azt jelenti, hogy minden egyes szondázási ponton az adott behatolási mélységig létezik egy látszólagos fajlagos ellenállás érték, amellyel a közeg jellemezhető. Az ezen a ponton mért fázisparaméter megmutatja, hogy a következő mintázási (mélységi, vagy távolsági) ponton a közeg fajlagos ellenállásának növekedése vagy csökkenése várható, függetlenül a látszólagos fajlagos ellenállás nagyságától! Ez robusztus megközelítés, de objektív!

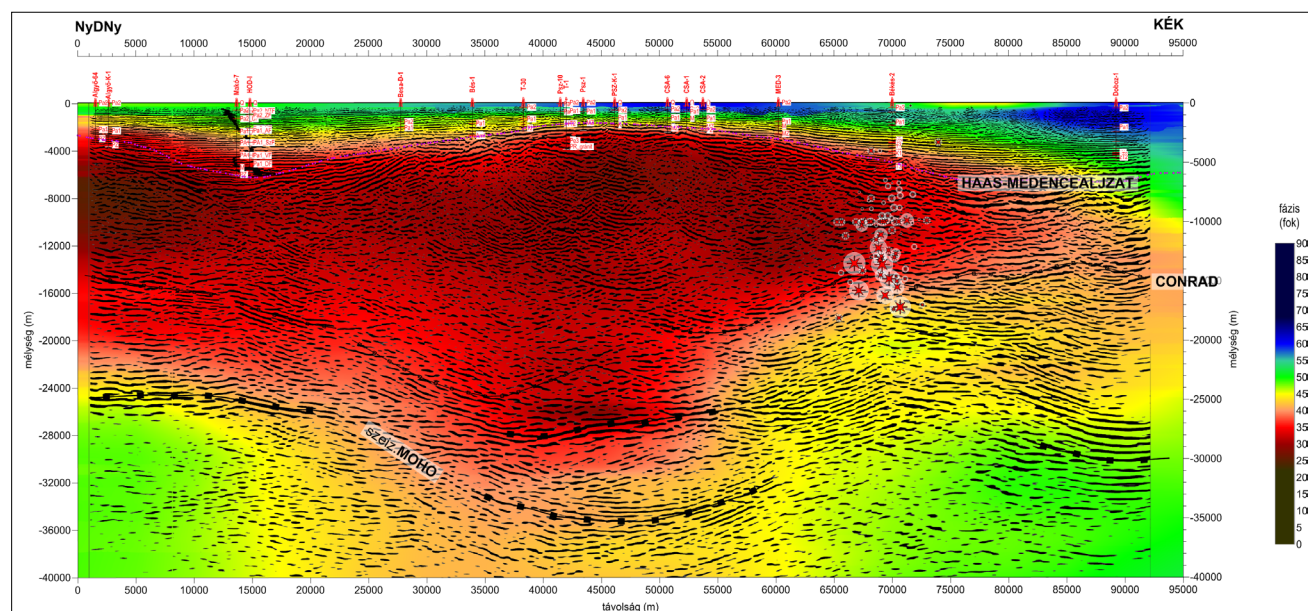
A fázis is tulajdonképpen jellemzi az adott mélységpont feletti és alatti közegekenállás viszonyát (az oldalirányú változások is benne vannak a behatolási mélység távolságáig), s ezzel jelzi a változás irányát is, azaz a nagy térrészek összehatásáról kapunk robusztus elektromos eloszlási képet – adott esetben a fázis alapján. A hagyományos megjelenítések (logaritmusos skálák) során a mért látszólagos fajlagos ellenállás megváltozását jól érzékeljük a fedőüledék és a kristályos alaphegység határfelületén, de nem érzékeljük az ugyanilyen nagyságrendű fajlagos ellenállás változást a kéreg–köpeny határán (Moho). Ebben az esetben a látszólagos vezetőképesség kiszámítása (az ellenállás

reciprok értéke) vagy a fázisparaméter használata lehet segítség.

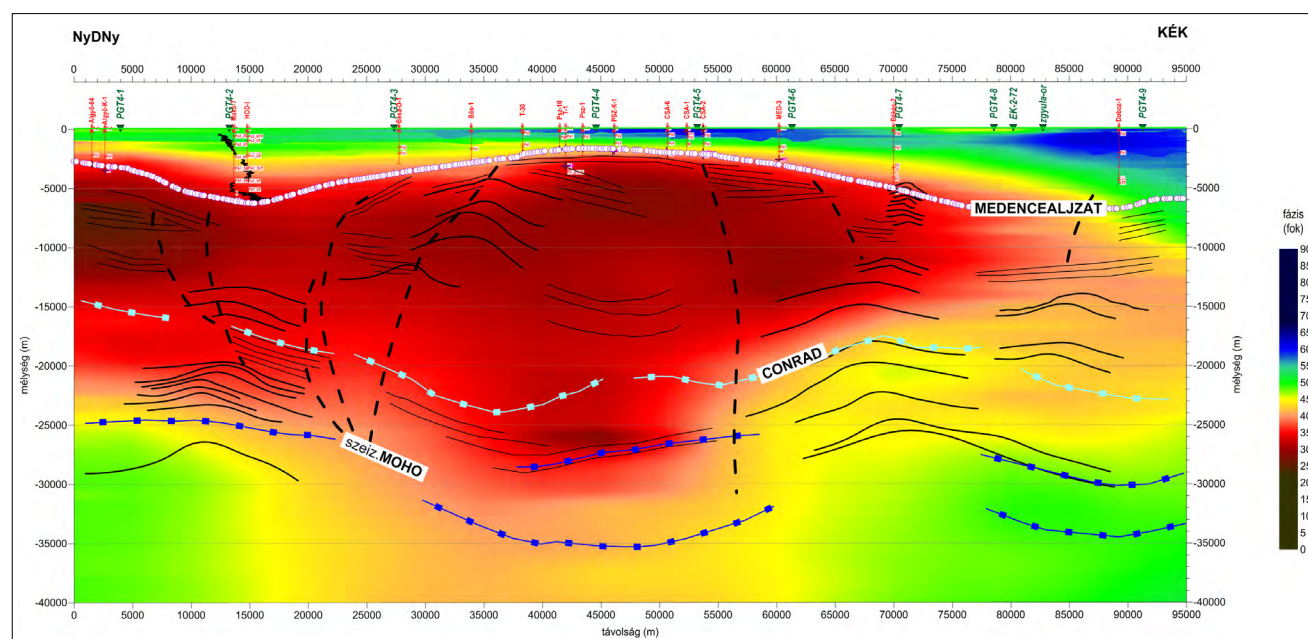
Medencealjzat és Moho-határfelület

A PGT-4 szelvény fázis mélységsvénye alapján lehet legjobban bemutatni, hogy mire használható a fázisparaméter (2. ábra). Az ábrán a sárga szín mutatja a $\varphi = 45^\circ$ körüli értéket, ami a homogén feltér értékének felel meg. A pirosas szín nagy fajlagos ellenállású közeget, $\varphi < 45^\circ$,

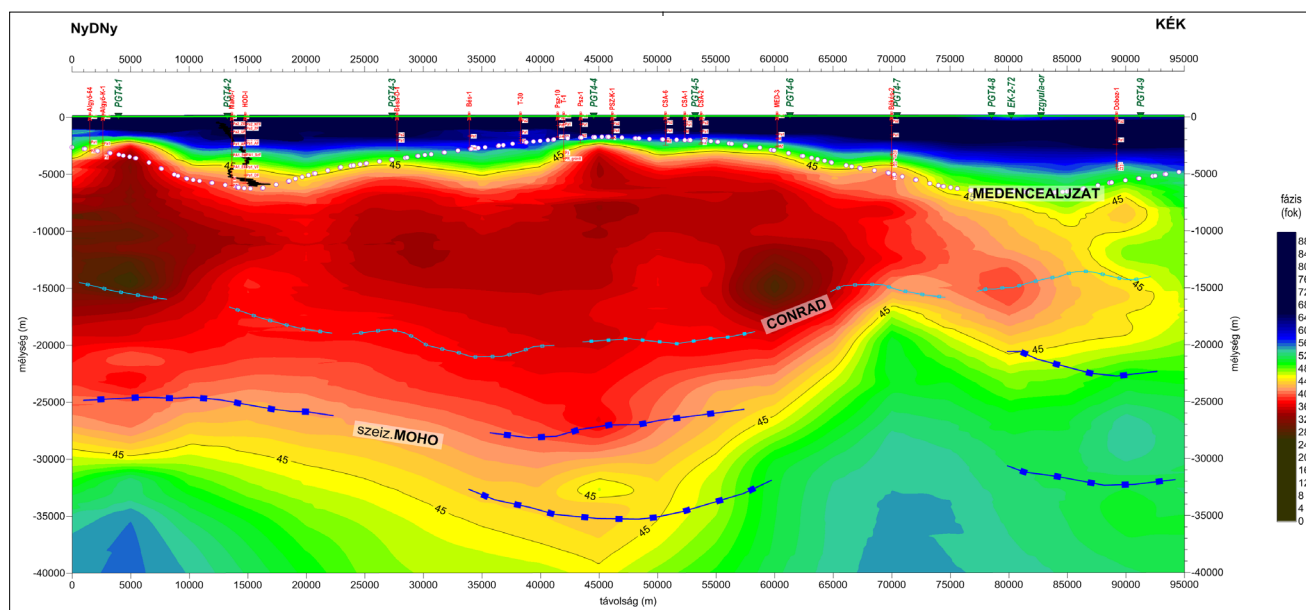
azaz szigetelőt jelez, a zöld és kék színek pedig, a $\varphi > 45^\circ$ értékeket mutatják, azaz jól vezető közeget. A kapott kép alapján az látszik, hogy a prekainozoos medencealjzatot és a Moho-inhomogenitás határfelületét viszonylag pontosan, csak a fázis alapján, a $\varphi = 45^\circ$ (40–50° körüli) érték alapján meg lehet határozni. Az persze nyilvánvaló, hogy földtani szempontból a medencealjzat felett egészen más képződmények okozzák a $\varphi > 45^\circ$ értéket, mint a Moho alatt, a felső köpenyben, de mégis változásokat okoznak a fázis értékében.



2. ábra | A PGT-4 szeizmikus reflexiók mélységsvénye megszínezve az impedanciafázis (φ_{yx}) paraméterrel
Figure 2 | The PGT-4 seismic reflection depth section coloured by the impedance-phase (φ_{yx}) parameter

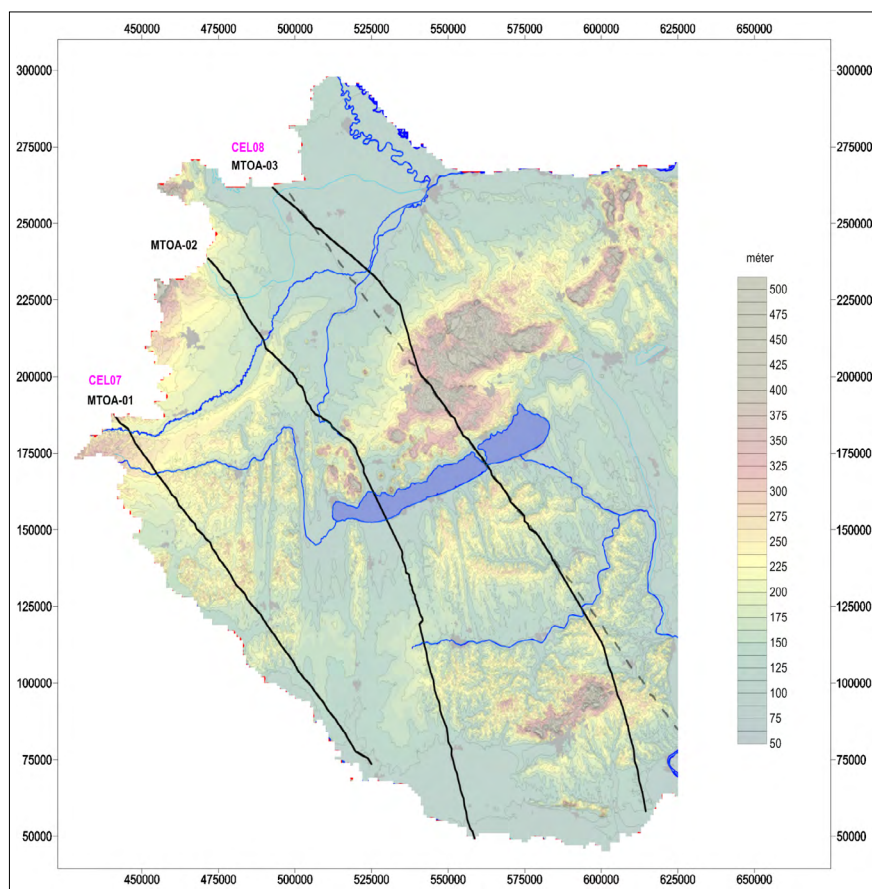


3. ábra | PGT-4 impedanciafázis (φ_{yx}) mélységsvénzet a főbb kéregbeli szeizmikus határfelületekkel
Figure 3 | PGT-4 impedance-phase (φ_{yx}) depth section with major crustal seismic interfaces

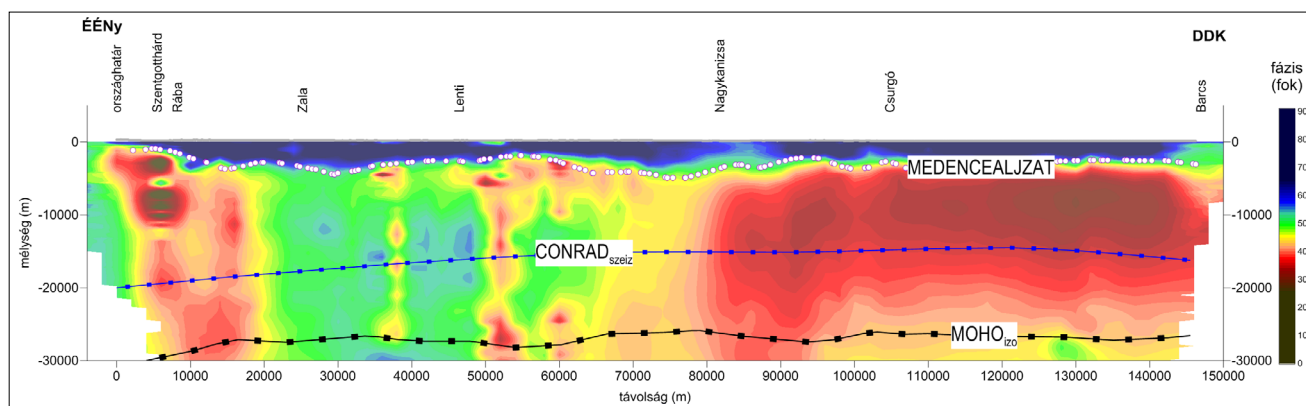


4. ábra | PGT-4 impedanciafázis- (φ_{AS}) paraméter az euklideszi norma szerint (kontrasztosabb hatás)
 Figure 4 | PGT-4 impedance-phase (φ_{AS}) parameter according to the Euclidean norm (more contrastive effect)

Ez abból adódik, hogy a fedő üledék 100 Ωm -es ellenállásából az 1100 Ωm -es medencealjzat ellenállásba való átmenet (+1000 Ωm -es ugrás) a mélyben, a fázis szempontjából ugyanolyan változást okoz, mint az 5000 Ωm -es



5. ábra | Magnetotellurikus alapszelvények: MTOA-01 (CEL07), MTOA-02, MTOA-03 (CEL08)
 Figure 5 | Magnetotelluric base sections: MTOA-01 (CEL07), MTOA-02, MTOA-03 (CEL08)



6. ábra Az MTOA-01 (CEL07) fázisszelvény [passzív szeizmikus Conrad-felülettel (Kalmár 2021) és izosztatikus Moho-felülettel]

Figure 6 The MTOA-01 (CEL07) phase section [with passive seismic Conrad surface (Kalmár 2021) and isostatic Moho surface]

szigetelőn belül negatív előjellel bekövetkező változása akkor, amikor a 4000 Ωm -re csökken az értéke ($-1000 \Omega\text{m}$ -es ugrás).

A fajlagos ellenállás megjelenítésekor a logaritmikus színképzés mellett ez meg sem jelenik, de a fázis érzékeli, jelzi ezt a változást, függetlenül a fajlagos ellenállás nagyságrendjétől!

Ez volt az egyik érdekes alkalmazási lehetőség. Ebben az esetben a medencealjzat nyomon követéséhez részletes, nagy sűrűségű mérési adatrendszerre van szükség, míg a Moho nyomon követése ritkább adatrendszer esetén is valószínűleg megvalósítható.

A különböző irányú látszólagos fajlagos ellenállások (ρ_{xy} és ρ_{yx}) esetén – mivel ezek a mennyiségek vektormennyiségek – használjuk a vektorösszegezést (euklideszi, frobeniuszi norma, lásd Kiss et al. 2020), s azzal képezzük az eredő látszólagos fajlagos-ellenállásértéket (ρ_{AS}). Ezekben az irányokban fázisparaméterünk is van (φ_{xy} és φ_{yx}), ezért ezt is vektornak tekinthetjük (amplitúdó és irány), noha a fázis alapvetően egy arányparaméter. Elvégezve a fázis vektorösszegezését (normalizálását) még kontrasztosabb fázismenetet (φ_{AS}) fogunk kapni (4. ábra).

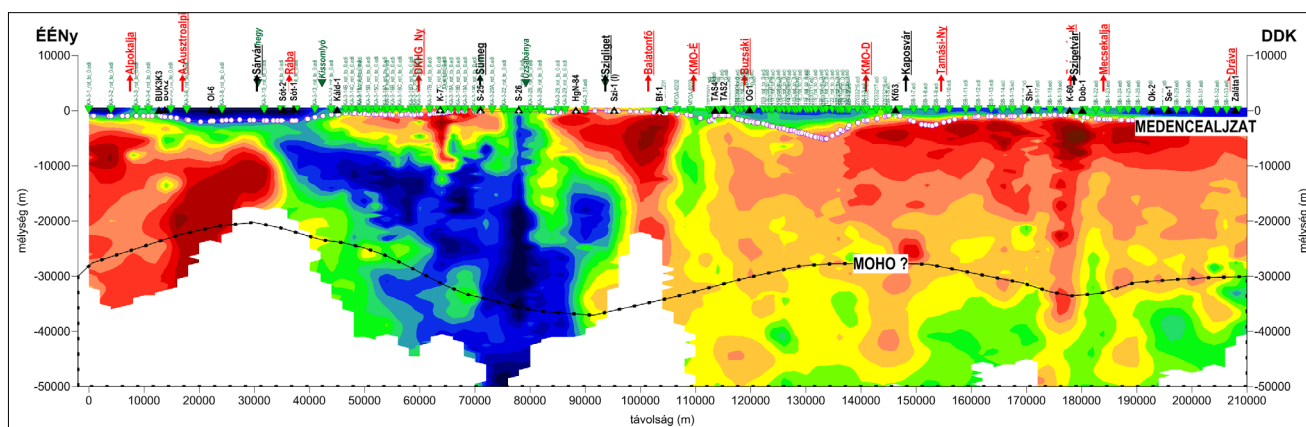
Mélyszerkezet és mágneses hatók

Egy másik alkalmazási lehetőség pedig, a mélyszerkezeti zónák, vagy a mágneses képződmények azonosítása lehet. Erre is mutatunk be egy érdekes példát.

Az országos magnetotellurikus alapszelvények (MTOA-01, MTOA-02 és MTOA-03, 5. ábra) feldolgozása során szembesültünk a fázis érdekes változásaival a Rába-vonal és Balatonfelvidék alatt.

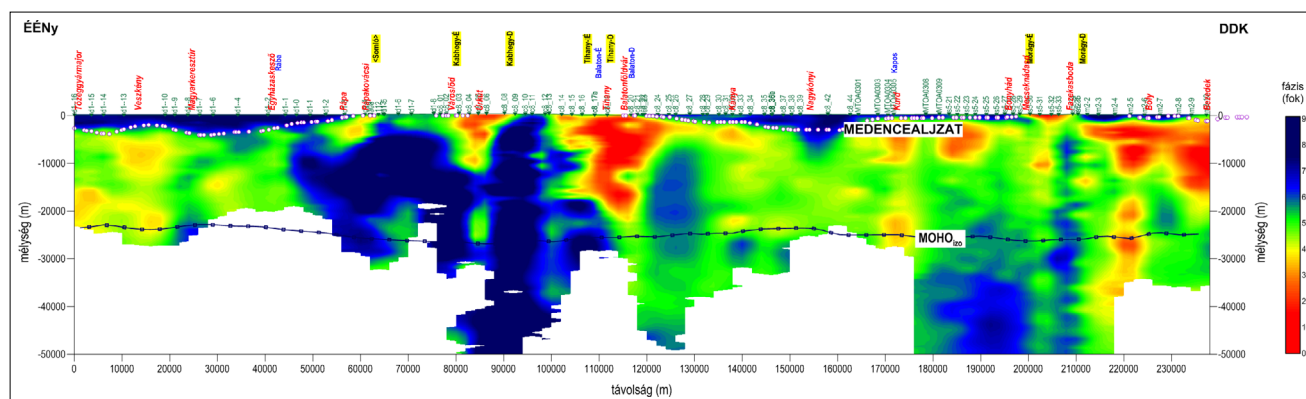
Az MTOA-01 szelvényen (Kiss, Szebenyi 2023) a fázis jelzi a prekainozoos medencealjzat felszínét és egy mély szerkezeti zónát, a Rába-vonal és az Alpokalja-vonal mentén (6. ábra). Itt még nem túl kontrasztos, de K-felé haladva, az MTOA-02 szelvényen (Kiss et al. 2024) a medencealjzat mellett azonosítható egy sokkal kontrasztosabb fázisváltozás is, amely a Dunántúli Elektromos Vezetőképesség Anomália (jól vezető zóna, röviden: DVA; Ádám, Verő 1967, Ádám 1992) mentén jelentkezik (7. ábra).

Az MTOA-02 szelvényen (7. ábra) a 45° körüli fázisérték jelzi a medencealjzat szintjét (pl. Kisalföld), mutatja a Rába-vonaltól induló (Sárvártól DDK-irányban mélyülő) szerkezeti fellazulási zónát, de Uzsabánya bazaltjai alatt is jelentős függőleges fázismaximum-zóna jelentkezik a ké-



7. ábra Az MTOA-02 fázisszelvény (a színkulcsot a 6. ábra mutatja) [a feltételezett Moho-határfelület – szaggatott fekete vonal, a prekainozoos medencealjzat (Haas 2010) – fehér pontvonal]

Figure 7 The MTOA-02 phase section (colour key shown in Fig. 6) [hypothetical Moho boundary surface – dashed black line, PreCenozoic basement (Haas 2010) – white dotted line]

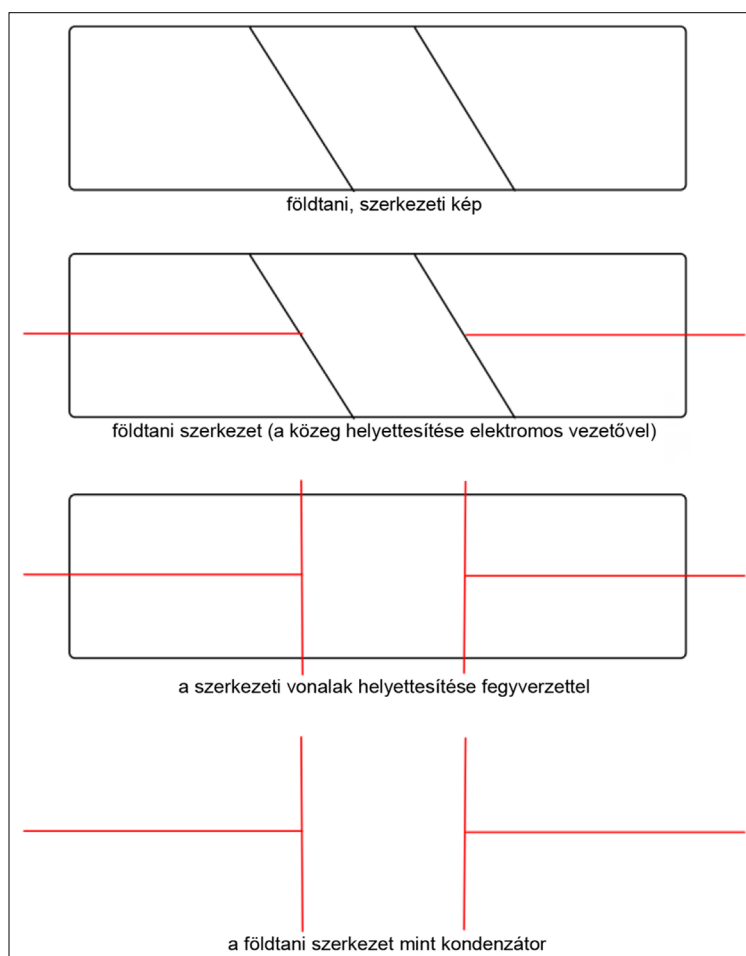


8. ábra	MTOA-03 fázisszelvény (prekainozoos medencealjzat (Haas 2010) – fehér pontvonal)
Figure 8	MTOA-03 phase section (Precenozoic basement (Haas 2010) – white dotted line)

regben 75–80 vkm-nél, amit a bázisos magmás kőzetek határfelületei okozhatnak. A mágneses – nem mágneses határfelületek mentén a 2D magnetotellurikus modellezés jelentős fajlagosellenállás- és fázisváltozásokat mutat (Kiss, Prácser 2021), amit sokszor zajnak tekintettek, mert nem ismerték a határfelületen történő változások törvényszerűségeit.

Ezek a szelvényeken a Moho-szintje nem azonosítható olyan egyértelműen, mint a PGT-4 szelvény esetében. Itt is megjelenik a mélyben a jobb vezetőképeség, de sokkal bizonytalanabb a felület beazonosítása – talán a felszíni inhomogenitások zavaró hatása miatt.

Az MTOA-03 szelvényen is megjelenik a medencealjazat szintje és a DVA zónája 50° feletti fázisértékekkel (8. ábra),



9. ábra	DVA mint egy ferde fegyverzetű elektromos (földtani) kondenzátor
Figure 9	DVA as a slant-armed electrical (geological) capacitor

miközben a Somló, a Kab-hegy és Tihany is a fázis alapján nagy ellenállással ($\mu \times \rho$ miatt) jelentkeznek. A $\varphi > 45^\circ$ értékek mintha a bazaltos tanúhegyek kontaktzónájához kapcsolódnának, amit a mágneses – nem mágneses határfelületen megjelenő rendellenességek okoznak (Kiss et al. 2023).

Mielőtt tovább megyünk, idézzük meg Nikola Tesla⁵⁾ életrajzi könyvében (Kocsis 2011) leírtakat:

„A nagyfrekvenciás áram a vezetőkben és az élő szövetekben a mágneses tér kiszorulása következtében nem a vezető anyag belsejében folyik át, hanem annak felszíne és a környező közege mentén. Ez a fajta áramvezetés ezért, az angol neve után, a skin- azaz bőrhatás elnevezést kapta, aminek megértésében Tesla kísérleteinek és bemutatónak alapvető szerepe volt!”

Ha az MTOA-02 és az MTOA-03 szelvényeken megnézzük a fázis alapján kirajzolódó jól vezető zónát, akkor nagyon hasonló képet, hasonló fáziseloszlást tapasztalunk. A jól vezető zónát $45\text{--}50^\circ$ -os határfelületek között látjuk megjelenni, ami képileg egy elforgatott fegyverzetű kondenzátorra hasonlít. A határfelületek a kondenzátor fegyverzetei, a DVA pedig a kondenzátor lemezei között lévő anyag (9. ábra). A fázisadatok szerint ez nem szigetelő, hanem jól vezető anyag. Gondoljuk azonban végig a Tesla-féle megállapítást: „a vezetőkben a mágneses tér kiszorulása következtében”! A váltóáramú mágneses tér kiszorulása azért is bekövetkezhet, mert a test eleve saját mágnesességgel rendelkezik, s ebben az esetben ugyanolyan skin-hatás fog megjelenni, mint a jól vezetők esetén, miközben a közeg vezetőképesség szempontjából nem változik!

MT 2D modellezési eredmények

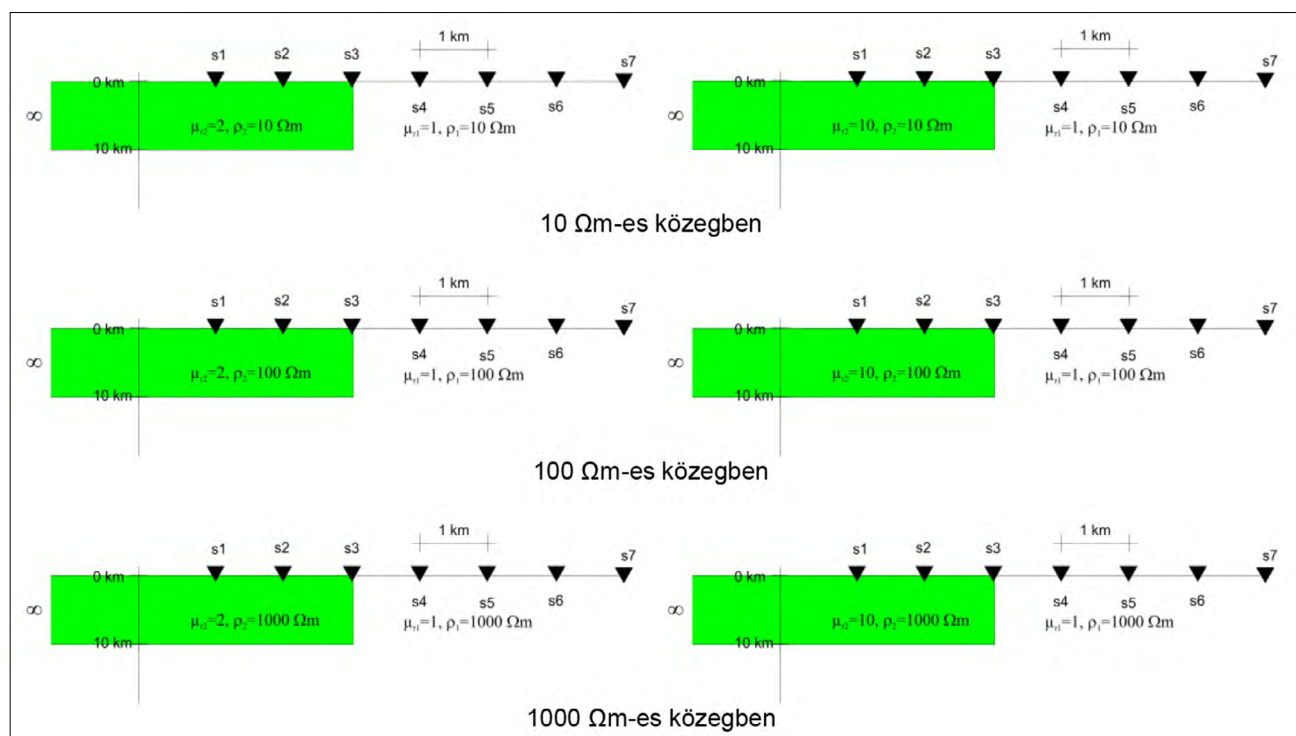
A váltóáramú elektromágneses (EM) tér, ahogy a neve is mutatja elektromos és mágneses tér egyszerre. Adódik tehát, hogy a földtani képződmények fizikai paraméterei közül az elektromos vezetőképesség és a mágneses permeabilitás fognak hatással lenni az anomális EM térre. Ennek ellenére a mágneses permeabilitás változásának lehetősége a korábban ismertetett tanulmányok egyikében sem jelent meg.

Egy indiai szerzőpárostól (Yadav G. S., Lal T. 1997) találtunk egy publikációt, amelyben rétegzett féltér esetén oldották meg a mágneses permeabilitás figyelembevételét, s ehhez a forráskódokat is megadták.

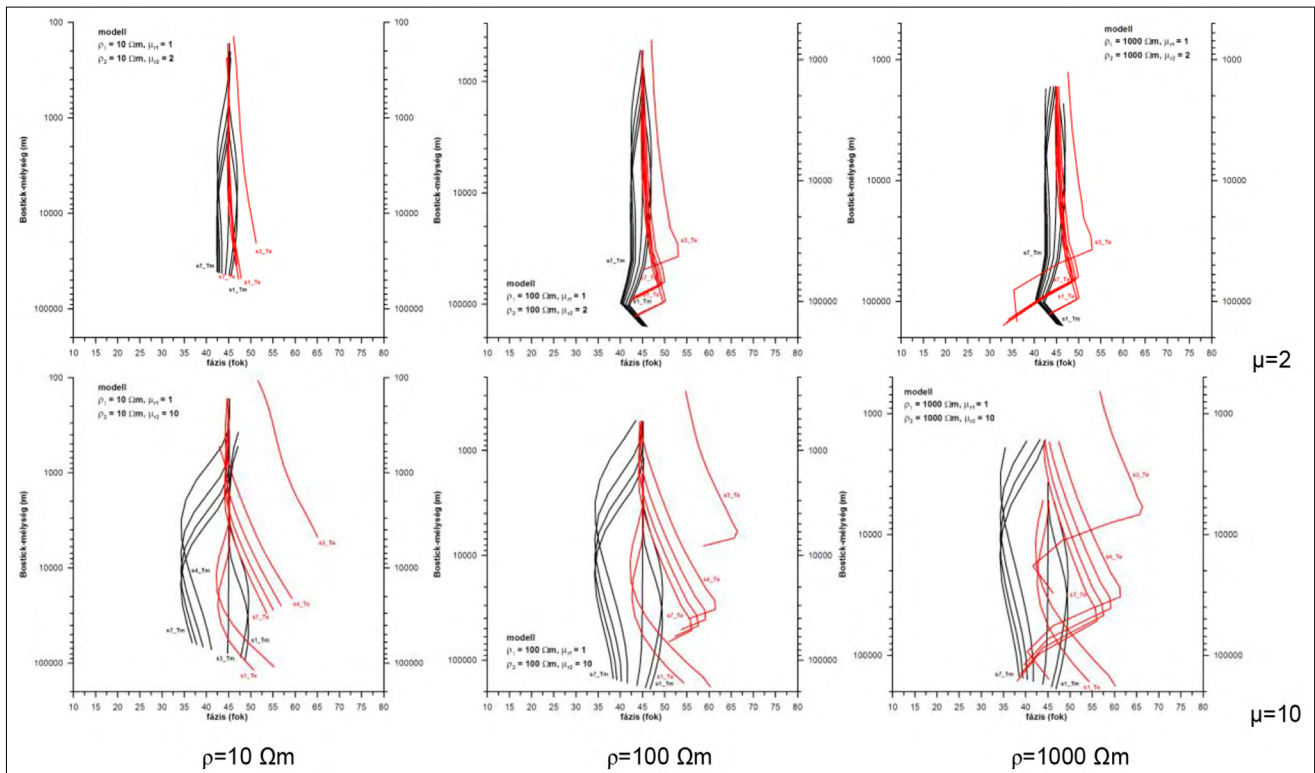
Az ELGI és az MTA-GGKI kutatói már 2005 óta foglalkoznak ezzel a problémával, különös tekintettel a mágneses fázisátalakulás jelenségére és határfelületi átmenetekre, s erről több publikáció is készült (Kiss et al. 2005a, 2005b, Szarka et al. 2010, Prácser 2010, Kiss et al. 2010, Kiss et al. 2020, Kiss, Prácser 2021, Kiss et al. 2023, Kiss, Zilahi-Sebess 2024).

Ebben a tanulmányban egy kicsit a fázisparaméterre koncentrálva – mert a mágneses permeabilitás hatással van a fázismenetre – szintén ismertetünk néhány modellezési eredményt, ahol a modellezéskor figyelembe vettük a mágneses permeabilitás megváltozásának lehetőségét egy elektromos vezetőképesség szempontjából homogén féltérben. Ennek ismerete a további földtani értelmezéshez szükséges lehet.

Már 2009-ben elkezdtük a kétdimenziós MT modellezéseket Ogava Y. (1987) véges differenciás algoritmusának



10. ábra Kiindulási modellek és szondázási helyek a 2D modellezés során (bal oldalon $\mu_{r2} = 2$ és jobb oldalon $\mu_{r2} = 10$ esetén)
Figure 10 Starting models and probing locations in 2D modelling (for $\mu_{r2} = 2$ on left and $\mu_{r2} = 10$ on right side)

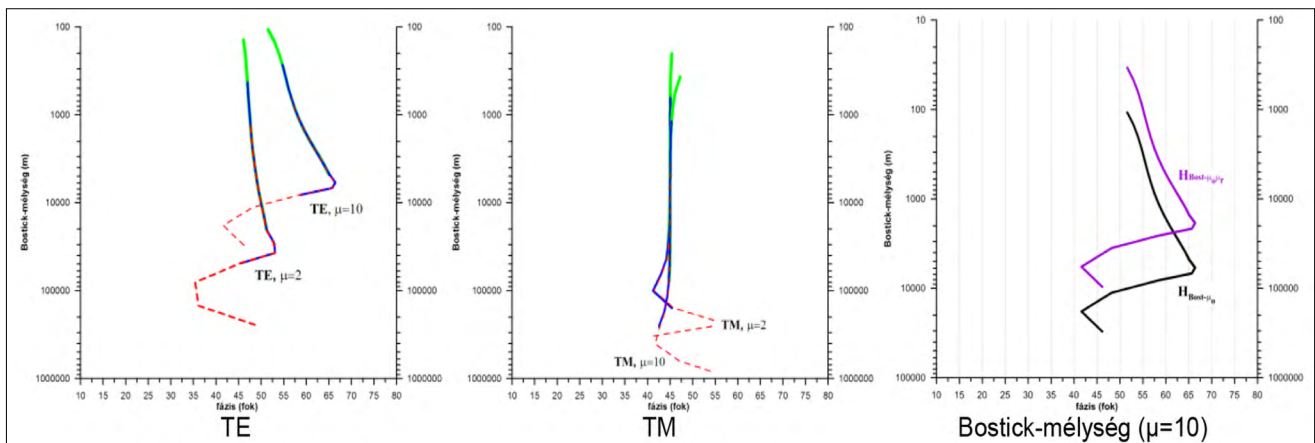


11. ábra Az impedanciafázis viselkedése különböző modellek és paraméterek esetén (a modell paraméterek az ábrán, a görbék különböző szondázási pontokon a fázis változását mutatják)

Figure 11 Impedance-phase behaviour for different models and parameters (model parameters in the figure, curves show the phase variation at different sounding points)

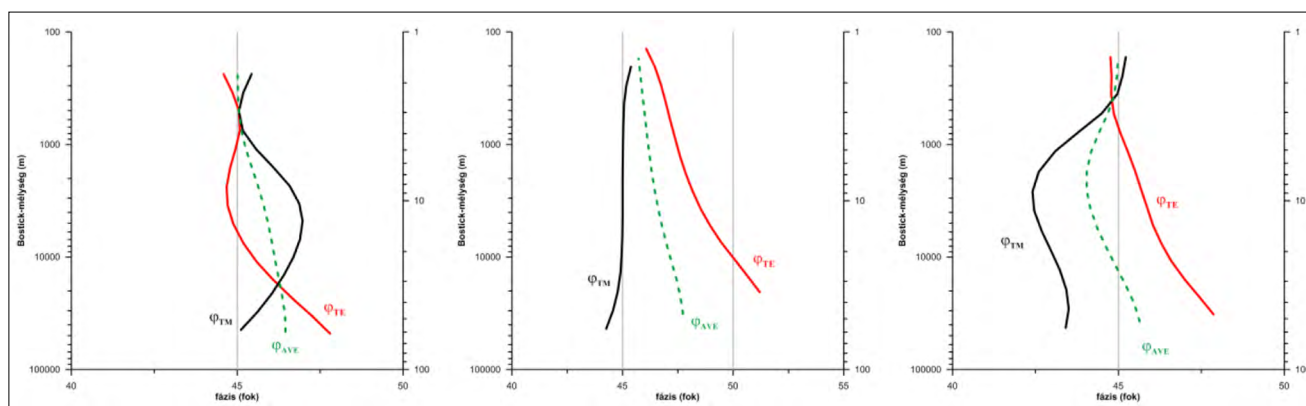
Uchida T. (1994) és Prácser E. (2007) által feljavított változatával, amelyről cikkek is készültek (Kiss, Prácser 2021, Kiss et al. 2023). E cikkekben a látszólagos fajlagos ellenállás és fázis viselkedését vizsgáltuk a vezetőképesség és az extrém nagy mágnesezettség esetén.

Egy elektromos vezetőképesség szempontjából homogén feltérbe helyzetünk el egy mágneses testet, amelynek elektromos vezetőképessége a homogén feltérrel egyező, de a mágnesezettsége eltérő, és modellezéssel vizsgáltuk a kialakuló EM teret a kontaktus környezetében.



12. ábra Az impedanciafázis viselkedése a mágneses, nem mágneses határfelület felett különböző TE és TM polarizációban a közeg elektromos vezetőképessége csak a behatolási mélységet változtatja. A relatív mágneses permeabilitás hatása a Bostick-mélységre $\mu = 10$ esetén. (zöld – 10 Ωm , kék – 100 Ωm , piros szaggatott – 1000 Ωm , fekete – Bostick $\mu_r = 1$, lila – Bostick $\mu_r = 10$) Az impedanciafázis viselkedése a mágneses, nem mágneses határfelület felett különböző TE és TM polarizációban a közeg elektromos vezetőképessége csak a behatolási mélységet változtatja. A relatív mágneses permeabilitás hatása a Bostick-mélységre $\mu = 10$ esetén. (zöld – 10 Ωm , kék – 100 Ωm , piros szaggatott – 1000 Ωm , fekete – Bostick $\mu_r = 1$, lila – Bostick $\mu_r = 10$)

Figure 12 The impedance-phase behaviour over the magnetic non-magnetic interface at different TE and TM polarizations, the electrical conductivity of the medium only changes the penetration depth. The effect of relative magnetic permeability on Bostick depth for $\mu = 10$. (green – 10 Ωm , blue – 100 Ωm , red dashed – 1000 Ωm , black Bostick $\mu_r = 1$, purple – Bostick $\mu_r = 10$)



13. ábra Fázisgörbék 3-as ponton, a kontaktuson (középen), s attól távolodva, a 2-es ponton, a mágneses közeg felett (balra) és a 4-es ponton, a nem mágneses közeg felett (jobbra) – paraméterek: $\mu = 2$, $\rho = 10 \Omega\text{m}$

Figure 13 Phase curves at point 3, at the contact (center), and away from it, at point 2, above the magnetic medium (left) and at point 4, above the non-magnetic medium (right) – parameters: $\mu = 2$, $\rho = 10 \Omega\text{m}$

A programmal további modellezéseket végeztünk a kontaktusmodellt használva különböző, de már kisebb mágneses permeabilitású ($\mu_r = 2, 10$) felszíni testtel, eltérő elektromos vezetőképességű, de homogén ($\rho = 10, 100, 1000 \Omega\text{m}$ fajlagos ellenállású) féltérben (10. ábra), vizsgálva az impedanciafázis viselkedését.

A megjelenítés során a függőleges tengely a Bostick-mélységet ($H_{\text{Bostick}} = [\rho_a / \omega \mu_0]^{1/2}$), a vízszintes tengely a fázisértéket mutatja. A Bostick-mélységet a klasszikus képlettel számoltuk, amely a közeg relatív mágneses permeabilitását 1-nek veszi (ez a mágneses közeg esetén hibás, de a klasszikus magnetotellurikus számítások konstans, egysegnyi mágneses permeabilitással számolnak).

A modellezés alapján látható, hogy az elektromos vezetőképesség alapján homogén féltérben megjelenő mágneses test esetében az ellenállás változása (11. ábra, a három oszlop összehasonlítása) csak a behatolási mélységet módosítja, a fázis értékét a mágneses permeabilitás megváltozása húzza szét (11. ábra, a sorok összevetése alapján). A legszélsőségesebb értékek a kontaktus felett (s_3 TE) és a kontaktus melletti átmeneti zónákban alakulnak ki (Tesla-féle skinhatás). Ez egy háromdimenziós test esetében az érintő irányú komponenseket jelenti a test körül.

A modellezésben E -polarizációban szinte mindig jól vezető hatást ($\varphi > 45^\circ$) okoz a fázis alapján, míg a H -polarizációban, távolodva a mágneses testtől, inkább az ellenállást növeli, szigetelő hatást okozva ($\varphi < 45^\circ$).

A különböző polarizációkban a hatás nem egyforma, jól vezető közeg esetén a H -polarizáció erősebb, de ha nő az ellenállás, akkor az E -polarizációs hatás válik dominánssá a behatolási mélység függvényében. A polarizációs irány kialakulása a 3D testek esetén pontról pontra változhat, így nehéz egységesen kezelni a mérési eredményeket. Talán az átlagfázis vagy a normalizált (euklideszi norma vagy analitikus) fázis használható leginkább.

Látszik, hogy a mágneses testhez közelítve a fázis mindkét polarizációban – ellentétes irányból, de a 45° -os értéken átmegy, azaz a $j < 45^\circ$ értékről $j > 45^\circ$ értékre változik,

és fordítva. Ilyen módon eltérő dinamikával és eltérő mélységben, de mindkét polarizáció fázisértéke jelzi a határfelületet. Ez legjobban a 11. ábra $\mu = 10$ és a $\rho = 1000 \Omega\text{m}$ paraméterezés mellett azonosítható.

A modellezés során, mindkét polarizációban a fázis értéke a $0-90^\circ$ tartományban volt a felszíni függőleges határfelület ellenére.

A 12. ábra mutatja a TE és TM módban a fázis viselkedését közvetlenül a kontaktus felett. H -polarizációban (TM) szinte alig változik, míg E -polarizációban nagy mélységekig 45° -nál nagyobb értéket látunk. A 12. ábra jobb oldali részén azt mutatjuk be, hogy mit jelent, ha a Bostick-mélység esetében a közeg mágneses permeabilitás értékét használjuk ($\mu_0 \mu_r$), illetve nem használjuk (μ_0). A mágneses permeabilitás – ha figyelembe vesszük – csökkenti a behatolási mélységet. Mivel ez az érték általában ismeretlen, így a hagyományos számítások esetén a mágneses közeg jelenléte a behatolási mélységet módosítani fogja a klasszikus adatfeldolgozások során.

Érdekes a kontaktus környékét kiemelten vizsgálni, azaz a 2, 3 és 4-es pontok görbéit (13. ábra). Az ábrán jól látszik, hogy a különböző polarizációkban a görbék (φ_{TM} és φ_{TE}) eltérő menetet mutatnak. Az átlagfázis (φ_{AVE}) görbe a mágneses test felett 45° értékről indulva egyre nagyobb értéket vesz fel, a kontaktus felett már a kezdőfrekvencián (mélységen) is 45° feletti értékeket mutat, míg a mágneses testtől távolodva 45° alatti értékek lesznek jellemzőek a mágneses test vastagságának megfelelő mélyséig. A fázis alapján egyértelműen azonosítható a Tesla-féle skinhatás. Ez viszont azt jelenti, hogy például az átlagfázisértékek használhatók fel legjobban a földtani értelmezés során, mivel a 3D hatásokat is leképezik.

Konklúzió

A magnetotellurikus mérés egyik alapparamétere az impedanciafázis paramétere [$\varphi = \arg(Z)$], amelyet közvetve az inverziók során felhasználtunk eddig is, viszont a mérési

eredmények megjelenítése során csak az egyedi görbék felvillantásáig jutottunk. Pedig a fázisnak fontos indikátor szerepe van, azt jelzi, hogy a közeg fizikai paramétere (alapvetően a vezetőképesség, de nem zárható ki a mágneses permeabilitás sem) milyen irányban fog módosulni. Úgy működik, mint a mérleg nyelve: kibillen a 45°-os középpátlásból, ha valamelyik oldalon megbomlik az egyensúly, avagy a homogén (féltér) jelleg. A fázisnak mindegy, hogy ez 5, 50, 500, vagy 5000 Ω m-en következik be ez a változást! Ez viszont felértékeli a fázis szerepét a földtani értelmezésben. A fázis, a „mérleg nyelve”, amely megmutatja, hogy a közeg fajlagos ellenállásában mélyen irányú változás (növekedés vagy csökkenés) jelentkezik a magnetotellurikus mérések során. A mágneses permeabilitás megjelenése a kétdimenziós modellezéseink alapján szintén módosíthatja a fázis értékét, amit az elektromos vezetőképesség szempontjából homogén közegbe elhelyezett mágneses test modellezésével mutattunk ki. A különböző polarizációkból kapott átlagfázisérték érdekes paraméter (13. ábra), mert a 3D hatásokat is leképezi.

A vizsgált szelvények alapján a medencealjzat, a Moho-diszkontinuitás és a mágneses hatók lehetséges hatására mutattunk be példákat. Mivel a magnetotellurika esetében nagy mélységekről van szó, így a kimutatott hatások ellenőrzése nem mindig végezhető el, azaz sokszor nem ismerjük a változás pontos okait, de a feldolgozások során szerzett tapasztalatok, a komplex adatfeldolgozások segíthetnek minket továbblépni.

A cikk rámutat a fázis másik érdekességére is, hogy a meddő ellenállás induktív vagy kapacitív is lehet. A negatív (kapacitív) vagy pozitív (induktív) fázis vajon milyen földtani képződményhez, kifejlődéshez kapcsolódhat?

Az impedanciafázis paraméterének tehát a kutatás szempontjából mélyebb földtani értelme is lehet, amivel eddig, a magnetotellurikában még nem foglalkoztunk, úgy is mondhatnánk, hogy az összefüggések még feltáratlanok.

A fázisparamétert a Dunántúl területi feldolgozásában is vizsgáltuk és érdekes eredményeket kaptunk, amelyet a 2025. évi vándorgyűlésen és egy későbbi cikkben fogunk bemutatni.

A tanulmány szerzője

Kiss János

Jegyzetek

- ¹⁾ *Pseudoszélvény* – nem a mélység, hanem a frekvencia vagy periódusidő mentén megjelenített fajlagosellenállás-eloszlással, azaz a frekvencia vagy a periódusidő függvényében mutatja a változásokat, de ez földtani értelmezésre csak korlátozottan használható!
- ²⁾ Euklideszi vagy frobeniuszi norma [$C = (A^2 + B^2)^{1/2}$] – Kiss et al. 2020.
- ³⁾ *Rezisztencia* – az elektromágneses rezisztencia fogalma valójában az elektromágneses sugárzással szembeni ellenállásra vagy védekezésre utal. Az elektromágneses rezisztencia tehát a különböző anyagok és rendszerek azon képességét jelenti, hogy

ellenálljanak vagy csökkentsék az elektromágneses sugárzás hatását.

- ⁴⁾ *Reaktancia* – a reaktancia az elektromos áramkörökben a változó áram hatására fellépő ellenállás jellemzője. A reaktancia mértékegysége az ohm (Ω), és a nagysága a váltakozó áram frekvenciájától is függ. A reaktanciának két fő típusa van: induktív reaktancia (XL) és kapacitív reaktancia (XC).
- ⁵⁾ *Nikola Tesla* – a váltóáramú eszközök, gépek, transzformátorok, azaz az modern, váltóáramú elektromosság első felhasználója, mérnök, fizikus, feltaláló, természettudós és filozófus.

Hivatkozások

- Ádám A., Verő J. (1967): A magyarországi elektromágneses mérések újabb eredményei. *Geofizikai Közlemények*, 16/1–2, 25–52.
- Ádám A. (1992): A dunántúli elektromos vezetőképesség-anómália földtani és módszertani jelentősége. *Akadémiai székfoglaló*: 1990. szeptember 24. Értekezések, emlékezések. Akadémiai Kiadó, Budapest
- Bahr K. (1988): Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: Regional induction and local telluric distortion. *Journal of Geophysics* 62, 119–27.
- Berdicseszkiy M. N. (1968): Geoelektromos kutatások magnetotellurikus szelvényezés módszerével. *Nyedra Kiadó, Moszkva*, p. 255. (Бердичевский М. Н.: Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования, Москва, Недра 1968.)
- Booker J. R. (2014): The magnetotelluric phase tensor: A critical review. *Surv. Geophys.* 35, 7–40.
- Bravo-Osuna A. G., Gómez-Treviño E., Cortés-Arroyo O. J. (2021): Reframing the magnetotelluric phase tensor for monitoring applications: Improved accuracy and precision in strike determinations. *Earth Planets Space*, 73/34.
- Cagniard L. (1953): Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, 18/3. 605–635.
- Caldwell T. G., Bibby H. M., Brown C. (2004): The magnetotelluric phase tensor. *Geophysical Journal International*, 158/2, 457–469.
- Fischer G., Szarka L., Ádám A., Weaver J. (1992): The magnetotelluric phase over 2-D structures. *Geophysical Journal International* 108/3, 778–786.
- Heise W., Pous J. (2003): Anomalous phases exceeding 90° in magnetotellurics: Anisotropic model studies and a field example. *Geophysical Journal International*, 155/1. 308–318.
- Jakubovszkiy J. B. (1982): Geoelektromos Kutatás. *Tankönyv, Nyedra Kiadó, Moszkva*, p. 381. (Якубовский Ю. В. Ляхов Л. Л.: Электроразведка, Москва, Недра, 1982.)
- Kalmár D. (2021): Crustal structure determination in the wider region of the Pannonian Basin from P receiver function analysis. PhD-értekezés, ELTE p. 132.
- Kiss J., Prácser E. (2021): Kétdimenziós magnetotellurikus modellezés – irányanizotrópiából származó hatások vizsgálata. *Magyar Geofizika* 62/1, 43–60.
- Kiss J., Prácser E., Szarka L., Ádám A. (2010): Mágneses fázisátalakulás és a magnetotellurika. *Magyar Geofizika*, 51/ 2 73–87.
- Kiss J., Szarka L., Prácser E. (2005a): Second order magnetic phase transition in the Earth. *Geophysical Research Letters*, 32, L24310.

- Kiss J., Szarka L., Prácsér E. (2005b): A Curie-hőmérsékleti fázisátalakulás geofizikai következményei. *Magyar Geofizika*, 46/3, 102–110.
- Kiss J., Szarka L., Prácsér E. (2023): Mágneses torzulások a magnetotellurikában, a klasszikus MT feldolgozási eljárások várható torzulásai mágneses közeg megjelenése esetén, 2D direkt modellezés eredményei extrém nagy mágneses permeabilitás esetén. *Magyar Geofizika*, 64/1, 1–15.
- Kiss J., Szebenyi R. M. (2023): Dunántúli magnetotellurikus MTOA-01 alapszelvény (CEL07 litoszférakutató szeizmikus-tomográfia-szelvény mentén). *Magyar Geofizika*, 64/2, 78–94.
- Kiss J., Szebenyi R. M., Lukács T. (2024): MagnetoTellurikus Országos Alapszelvények – a Dunántúli MTOA-02 szelvény komplex feldolgozása. *Magyar Geofizika*, 65/4, 138–152.
- Kiss J., Takács E., Szalay I. (2024): A Békési medence földtani-geofizikai adatainak elemzése földrengés veszélyeztetettség céljából. In: Markos G. (editor): Földtani kockázatok és veszélyforrások. Kézirat, SZTFH, MFGBA Adattár.
- Kiss J., Zilahi-Sebess L. (2024): Magnetotellurika – változók, képletek, összefüggések. *Magyar Geofizika*, 65/3, 107–112.
- Kiss J., Zilahi-Sebess L., Rádi K. (2020): MT mérési adatok nem hagyományos feldolgozása („AniMax” – anizotrópia maximumok és analitikus fajlagos ellenállás). *Magyar Geofizika*, 61/3, 101–122.
- Kocsis G. I. (2011): Nikola Tesla és az Univerzum titkai. Dürer Nyomda, Gyula, p. 494.
- Lilley F. E. M. (2020): Magnetotellurics: The CBB or phase tensor and Bahr’s 1988 analysis. *Exploration Geophysics*, Volume 51/4.
- Matvejev B. K. (1990): Geoelektromos Kutatás, Tankönyv, Nyedra Kiadó, Moszkva, p. 368. (Матвеев Б.К.: Электро-разведка, Москва, Недра, 1990.)
- Novák A. (2010): Elektromágneses geofizikai leképezés tenzor invariánsokkal: a felszínközeltől a dunántúli mélyszerkezetig. PhD-értékezés, NYME, p. 187.
- Prácsér E. (2010): A mágneses permeabilitás meghatározása inverzióval. *Magyar Geofizika*, 51/4, 175–184.
- Prácsér E., Szarka L. (1999): A correction to Bahr’s “phase deviation” method for tensor decomposition. *Earth Planets and Space* 51, 1019–1022.
- Rikitake T. (1948). Notes on electromagnetic induction within the Earth. *Bull. Earthq. Res. Inst.* 24/1, 4. 2.
- Szarka L., Fischer G. (1989): Surface electromagnetic parameters in terms of the distribution of current at depth. *Geophysical Transactions* 35/3, 157–172.
- Szarka L., Fischer G. (1991): Subsurface electromagnetic parameters in terms of the distribution of current. *Geophysical Transactions* 37/1, 25–38.
- Szarka L., Kiss J., Prácsér E., Ádám A. (2010): The magnetic phase transition and geophysical crustal anomalies. *Chinese Journal of Geophysics* 53/3. 612–621.
- Tietze K., Ritter O., Egbert G. D. (2015): 3-D joint inversion of the magnetotelluric phase tensor and vertical magnetic transfer functions. *Geophysical Journal International*, 203/2.
- Tyihonov A. N. (1950): On determining electrical characteristics of the deep layers of the Earth’s crust. “Доклады”
- Vozoff K. (1986): Magnetotelluric methods. *Geophysics Reprint Series No. 5*. SEG, Tulsa, Oklahoma, p. 763.
- Weaver J. T., Agarwal A. K., Lilley F. E. M. (2002): Characterization of magnetotelluric tensor in terms of its invariants. *Geophysical Journal International* 141/2, 321–336.
- Yadav G. S., Lal T. (1997): A Fortran 77 program for computing magnetotelluric response over a stratified Earth with changing magnetic permeability. *Computers & Geosciences* 23/10, 1035–1038.
- Zsdanov M. Sz. (1986): Geoelektromos Kutatás. Tankönyv, Nyedra Kiadó, Moszkva, p. 316. (Жданов М. С.: Электро-разведка, Москва, Недра 1986.)

Pontszerű (kicsiny) oktapólus mágnes spinner magnetométeres mérésének numerikus szimulációja

MÁRTON P.

ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék, Budapest
E-mail: archeomag@caesar.elte.hu

A jelen közlemény a címben szereplő kicsiny multipólus mágnes mérésére alkalmas spinner magnetométer működési elvének és a mérés kiértékelésének példával illusztrált tömör leírását tartalmazza.

Márton, P.: Numerical simulation of the measurement of a small octupole magnet on a spinner magnetometer

It is shown in this note that the true parameters of small octupole magnets of standardized production might be determined by measurements on a spinner magnetometer designed for such magnets. However, the chief purpose of the paper is the development and short communication of the underlying theory.

Bevezetés

Az alábbi gondolkísérletben pontszerű oktapólus mágneset forgatunk állandó $\omega = 500$ 1/s szögsebességgel egy rögzített Helmholtz-konfigurációjú tekercs belsejében. A forgó mágnes a tekercsekben váltakozó elektromos feszültséget indukál, amelynek jellemzői a mágnes és a kísérleti elrendezés paramétereitől függenek. Ez az ún. spinner magnetométeres módszer általánosan elterjedt dipólus mágnesek mérésére, és alkalmazható kvadrupólus mágnesekre is (1. Melléklet).

Az oktapólus mágnes mágneses potenciálja, W_3 :

$$W_3 = -\frac{\mu_0}{4\pi} m_3 \left(\mathbf{u}_3 \nabla \left(\mathbf{u}_2 \nabla \left(\mathbf{u}_1 \nabla \frac{1}{R} \right) \right) \right), \quad (1)$$

$$R = [X^2 + Y^2 + Z^2]^{1/2},$$

ahol $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (Vs/Am) a vákuum permeabilitása, m_3 (Am^4) a mágnes momentuma, R (m) a potenciálpont távolsága, $\mathbf{u}_i (\sin\vartheta_i \cos\lambda_i, \sin\vartheta_i \sin\lambda_i, \cos\vartheta_i)$ a mágnes tengelyirányú egységvektorai, (ϑ_i, λ_i) pedig a pólusok polárkoordinátái (ϑ_i a pólustávolság, λ_i az azimut, $i = 1, 2, 3$). A tengelyek sorrendje közömbös.

A rögzített Helmholtz-tekercs tengelye a vízszintes X tengely, egyik tekercse $X = +2$ cm-en, másik tengelye $X = -2$ cm-en van, a tekercsek síkja az YZ síkkal párhuzamos, átmérője 8 cm, menetszáma 2000. A tekercsek általában sorba vannak kapcsolva (NH-kapcsolás), de szembe is kapcsolhatók (anti-Helmholtz- (AH-) kapcsolás) (1. Melléklet, 1. ábra). A forgó mágnes az origóban van.

Három „mérést” végzünk a mágnes három egymásra merőleges pozíciójában úgy, hogy az első mérésnél ($j = 1$) a mágneshez rögzített koordináta rendszer z' tengelye, második mérésnél ($j = 2$) x' tengelye, míg harmadik mérésnél ($j = 3$) y' tengelye a Helmholtz-tekercs Z tengelyével egybeeső forgástengely.

Az egyik Helmholtz-tekercs kimenetén mérhető feszültség, V

$$V = d\Phi/dt, \quad (2)$$

ahol Φ a forgó mágneses tér X irányú komponensének (B_X) fluxusa a tekercs felületén át, vagyis

$$\Phi = \int_S B_X dS = \bar{B}_X S, \quad (3)$$

ahol $B_x = -\partial W/\partial X$, $\bar{B}_x$ pedig a X irányú tér átlaga az egyik Helmholtz-tekercs $S = 2000 \cdot 0,04^2\pi$ (m²) nagyságú felületén.

A kísérlethez az 1. táblázatban megadott szögparaméterű, $m_3 = 1E-03$ momentumú oktapólus mágnes választottuk.

1. táblázat A modellmérésre kiválasztott oktapólus mágnes (minta) szögparaméterei a $j = 1, 2, 3$ (felső index) mérési helyzetekben
Table 1 Angular parameters of the octupole magnet (sample) selected for model measurement in the measurement positions $j = 1, 2, 3$ (superscript)

i/j	(°)	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$
$j = 1$	λ	139,3659	322,1682	213,5794
	ϑ	55,8201	19,4255	54,6715
$j = 2$	λ	46,1998	102,2051	127,9662
	ϑ	128,8886	74,7710	132,8203
$j = 3$	λ	-48,1763	15,5643	-49,6101
	ϑ	57,4018	101,7702	116,8233

Jelmagyarázat:

A $j = 2$ és $j = 3$ esetekre vonatkozó értékek a $\text{tg } \lambda_i^{(2)} = \cos \vartheta_i / (\sin \vartheta_i \sin \lambda_i)$, $\cos \vartheta_i^{(2)} = \sin \vartheta_i \cos \lambda_i$, illetve a $\text{tg } \lambda_i^{(3)} = (\sin \vartheta_i \cos \lambda_i) / \cos \vartheta_i$ számíthatók ki a mágnes $j = 1$ helyzetére megadottakból, ui. $\lambda_i^{(1)} = \lambda_i$, $\vartheta_i^{(1)} = \vartheta_i$ ($i = 1, 2, 3$).

A feszültségjel

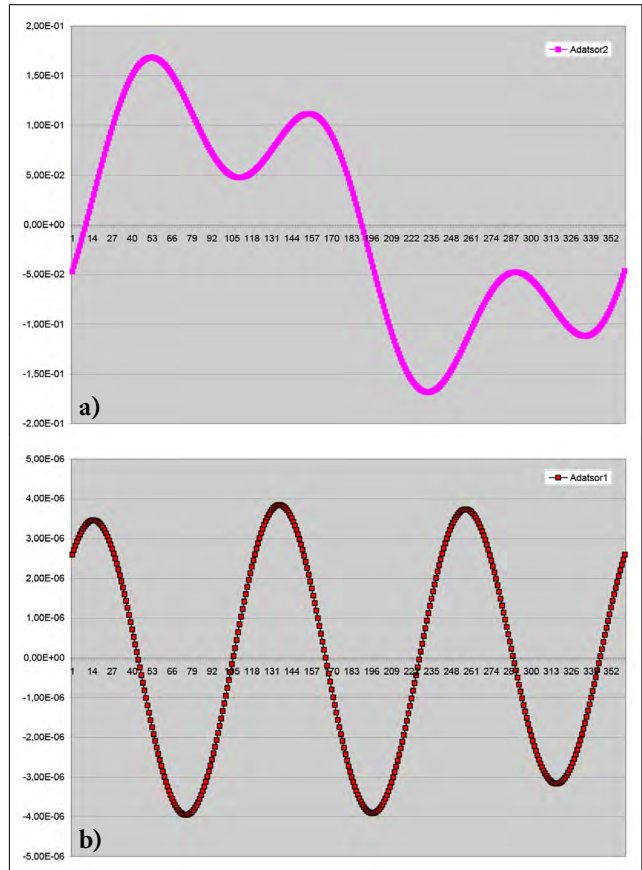
A Bevezetésben felvázolt egyenletek alapján ki lehet számítani egy forgó oktapólus mágnes által indukált feszültségjel időbeli változását, adott kísérleti elrendezés mellett. Ennek illusztrálására szolgál az 1. ábra, amely a ($j = 1$) helyzetben forgó mágnes (1. táblázat) által keltett, periódikusan változó feszültségjel egy periódusának reprodukciója, (a) sorba-, illetve (b) szembekapcsolt felvevő tekercsek mellett.

Az 1. ábrán a $j = 1$ helyzetben forgó minta (1. táblázat) által generált feszültségjel egy teljes periódusának képe látható sorbakapcsolt Helmholtz-tekercs (NH) (a), illetve szembekapcsolt Helmholtz-tekercs (AH) (b) kimenetén.

Az alaperiódus jelenléte triviális és ezen kívül a jel monokromatikusnak látszik a megfelelő $2\pi/3\omega$ periódussal, amelynek amplitúdója nagyságrendekkel nagyobb az a) mint a b) ábrán.

A jelek harmonikus analízise szerint a feszültségjel 3 komponens szuperpozíciója, amelyek értékeit a 2. táblázatban mutatjuk.

Feltűnő, hogy az NH spektrumban az amplitúdó 5(!) nagyságrenddel kisebb $k = 2$ -nél, mint $k = 3$ -nál, viszont az AH spektrumban ez a különbség csak egy nagyságrend. Maguk az amplitúdók $k = 2$ -nél mindkét spektrumban azonos rendűek és a fázisszögek tangensei közel azonosak.



1. ábra A Helmholtz-tekercs kimeneti feszültségjele (V volt) az elfordulás szögének (λ°) függvényében a mintamágnes első mérési helyzetében

Figure 1 Output voltage signal (V volts) of the Helmholtz coil as a function of the rotation angle (λ°) in the first measurement position of the sample magnet

A mérési eredmények (2. táblázat) a mágnes paramétereinek függvényében.

Előzetes megfontolás alapján, a legfontosabb adatok az NH spektrumból a $k = 3$, illetve $k = 2$ sorokban vannak, de pontossági okból az AH spektrum $k = 2$ sorának adatai sem nélkülözhetők.

Több-kevesebb fáradtsággal megmutatható, hogy a Bevezetésben vázolt kísérleti elrendezés és sorbakapcsolt Helmholtz-tekercs esetén a feszültségjel $k = 3$, azaz $3(\omega/2\pi)$ frekvenciájú komponensének amplitúdója (A_3) és fázisszöge (La_3) az első mérési helyzetben ($j = 1$) az

$$A_3^{(1)} = Km_3 317553,925 \sin \vartheta_1^{(1)} \sin \vartheta_2^{(1)} \sin \vartheta_3^{(1)}, \quad (\sin \vartheta_i \neq 0, i = 1, 2, 3), \quad (4a)$$

$$\text{tg } La_3^{(1)} = \text{tg}(\lambda_1^{(1)} + \lambda_2^{(1)} + \lambda_3^{(1)}) \quad (4b)$$

egyenleteknek tesz eleget, azaz általában

$$A_3^{(j)} = Km_3 317553,925 \sin \vartheta_1^{(j)} \sin \vartheta_2^{(j)} \sin \vartheta_3^{(j)}, \quad (\sin \vartheta_i \neq 0, i = 1, 2, 3), \quad (5a)$$

$$\text{tg } La_3^{(j)} = \text{tg}(\lambda_1^{(j)} + \lambda_2^{(j)} + \lambda_3^{(j)}), \quad (j = 1, 2, 3), \quad (5b)$$

ahol $K = 1.00531E-03$ és $m_3 = 1E-03$.

2. táblázat

$$\text{a) } V_{NH}^{(1)}(\lambda) = A_{NHk}^{(1)} \sum_{k=1}^3 \sin(k\omega\lambda + La_{NHk}^{(1)}),$$

Table 2

$$\text{b) } V_{AH}^{(1)}(\lambda) = A_{AHk}^{(1)} \sum_{k=1}^3 \sin(k\omega\lambda + La_{AHk}^{(1)})$$

k	NH spektrum		AH spektrum	
	Amplitúdó (volt)	Fázis (°)	Amplitúdó (volt)	Fázis (°)
	<i>1a. ábra</i>		<i>1b. ábra</i>	
1	0,125837	1,78815	1,9155116E-07	163,1225
2	6,96779E-07	-78,64011	3,448091E-07	-78,7585 (+90)
3	0,0716647	-44,8865	3,6759456E-06	-44,8865 (+90)

Jelmagyarázat:

A_{NHk} és A_{AHk} , illetve La_{NHk} és La_{AHk} a $k(\omega/2\pi)$ frekvenciájú kimeneti feszültségkomponens amplitúdója, illetve fázisa ($k = 1, 2, 3$).

A $j = 2$ és $j = 3$ mérési helyzetekre vonatkozó egyenletek felírása az 1. táblázat jelmagyarázatában megadott formulák alapján történik. Az így előálló egyenleteket, m_3 kiküszöbölése végett $A_3^{(1)}$ -gyel elosztjuk, és új változókat vezetünk be az

$$x = \frac{\cos \vartheta_1}{\sin \vartheta_1}, \quad y = \frac{\cos \vartheta_2}{\sin \vartheta_2}, \quad z = \frac{\cos \vartheta_3}{\sin \vartheta_3} \quad (6)$$

definíciókkal. Így a második mérési helyzetre ($j = 2$)

$$\left(\frac{A_3^{(2)}}{A_3^{(1)}} \right)^2 = (x^2 + \sin^2 \lambda_1)(y^2 + \sin^2 \lambda_2)(z^2 + \sin^2 \lambda_3), \quad (7a)$$

$$\text{tg} La_3^{(2)} = \frac{x \sin \lambda_2 \sin \lambda_3 + y \sin \lambda_1 \sin \lambda_3 + z \sin \lambda_1 \sin \lambda_2 - xyz}{\sin \lambda_1 \sin \lambda_2 \sin \lambda_3 - x y \sin \lambda_3 - x z \sin \lambda_2 - y z \sin \lambda_1}. \quad (7b)$$

míg a harmadik mérési helyzetre ($j = 3$) a

$$\left(\frac{A_3^{(3)}}{A_3^{(1)}} \right)^2 = (x^2 + \cos^2 \lambda_1)(y^2 + \cos^2 \lambda_2)(z^2 + \cos^2 \lambda_3), \quad (8a)$$

$$\text{tg} La_3^{(3)} = \frac{y z \cos \lambda_1 + x z \cos \lambda_2 + x y \cos \lambda_3 - \cos \lambda_1 \cos \lambda_2 \cos \lambda_3}{x y z - z \cos \lambda_1 \cos \lambda_2 - y \cos \lambda_1 \cos \lambda_3 - x \cos \lambda_2 \cos \lambda_3} \quad (8b)$$

egyenleteket kapjuk.

A $k = 2$, azaz a $2(\omega/2\pi)$ frekvenciájú komponensre vonatkozó egyenletek az első mérési helyzetre ($j = 1$)

$$A_2^{(1)} = K m_3 (-2 \cdot 0,75792) [\cos \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \sin \vartheta_3 \cos(\lambda_2 + \lambda_3) + \sin \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \sin \vartheta_3 \cos(\lambda_1 + \lambda_3) + \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \cos \vartheta_3 \cos(\lambda_1 + \lambda_2)], \quad (9)$$

illetve az új változókkal

$$\frac{A_2^{(1)}}{A_3^{(1)}} = -4,7735E-06 \cdot [x \cos(\lambda_2 + \lambda_3) + y \cos(\lambda_1 + \lambda_3) + z \cos(\lambda_1 + \lambda_2)], \quad (10a)$$

$$\text{tg} La_2^{(1)} = \frac{x \cos(\lambda_2 + \lambda_3) + y \cos(\lambda_1 + \lambda_3) + z \cos(\lambda_1 + \lambda_2)}{-x \sin(\lambda_2 + \lambda_3) + y \sin(\lambda_1 + \lambda_3) + z \sin(\lambda_1 + \lambda_2)} \quad (10b)$$

lesznek.

Szembekapcsolt tekercsek (AH) mellett a $k = 3$, azaz a $3(\omega/2\pi)$ frekvenciájú komponens egyenletei az első mérési helyzetre ($j = 1$)

$$AH_3^{(1)} = K m_3 16,28952 \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \sin \vartheta_3, \quad (11a)$$

$$\text{tg} La_{3AH}^{(1)} = \text{tg}(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \pi/4), \quad (11b)$$

és láthatóan

$$La_{3AH}^{(1)} = La_3^{(1)} + \pi/4, \quad (12)$$

míg a $k = 2$, azaz a $2(\omega/2\pi)$ frekvenciájú komponens egyenletei szintén az első mérési helyzetre ($j = 1$)

$$\text{tg} La_{2AH}^{(1)} = \frac{x \sin(\lambda_2 + \lambda_3) + y \sin(\lambda_1 + \lambda_3) + z \sin(\lambda_1 + \lambda_2)}{x \cos(\lambda_2 + \lambda_3) + y \cos(\lambda_1 + \lambda_3) + z \cos(\lambda_1 + \lambda_2)} \quad (13)$$

és

$$La_{2AH}^{(1)} = La_2^{(1)} + \pi/4. \quad (14)$$

A fenti felsorolás csak azokat az egyenleteket tartalmazza, amelyek a további tárgyalásban felhasználásra kerülnek.

Az oktapólus mágnes paramétereinek kiszámítása

A mérések nyomán, mind az NH mind az AH kapcsolás mellett, mérési helyzetenként egy-egy „regisztrátum” keletkezik, amelyek harmónikus analízisével a felvevő Helmholtz tekercs kimenő feszültségjele három különböző frekvenciájú komponensre bontható. Utóbbiak amplitúdói (A) és fázisainak (La) tangensei képezik a közvetlen mérési eredményeket. A feladat elvégzéséhez minimálisan az NH

kapcsolás mellett mért $(A_3^{(j)}, \operatorname{tg} La_3^{(j)})$, $(j = 1, 2, 3)$ és $(A_2^{(1)}, \operatorname{tg} La_2^{(1)})$ értékekre van szükség, de nem nélkülözhető az AH kapcsolás mellett mért sem.

Vesszük a (4b), (7a), (7b), (8a), (8b) és (10b) egyenleteket, kiszámítjuk és beírjuk a bal oldalon álló mennyiségek értékeit. Hat ismeretes transzcendentális egyenletrendszert kapunk, amelynek változói az $x, y, z, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ paraméterek (az m_3 momentum a szögparaméterek után a (4a) egyenlet alapján számítható ki). A legegyszerűbb esetben, ha a mérési eredmények hibátlanok, akkor az egyenletrendszert egy kezdeti megoldásrendszer feltételezésével linearizáljuk, és fokozatos közelítéssel megoldjuk. Ekkor a lineáris egyenletrendszer néhány iterációs lépés utáni stabil megoldása előállítja a keresett szögparaméterek pontos értékeit (1. táblázat, $j = 1$ alatti két sora). A mintamágnes NH kapcsolás mellett mért $A_2^{(1)}$ extrém kis értéke miatt az $La_2^{(1)}$ szög néhány tized fokkal eltér az előre kiszámítható értéktől, ezért a fenti iterációban helyette az AH kapcsolás mellett mért $(La_{2AH}^{(1)} - \pi/4)$ pontos értékkel számoltunk.

Ez az egyszerű megoldás ideálisan alkalmazható volna például adott paraméterű sorozatgyártott kis mágnesek paramétereinek méréssel történő meghatározására, amikor is a közelítő megoldást a névleges paraméterek szolgáltatnák.

A szögparaméterek meghatározása általában egy szélsőérték-feladat megoldására, az összes $k = 2$ és $k = 3$ elméleti és a mért érték (12 adat) különbsége négyzetének minimalizálására redukálható, amelynek tárgyalása azonban meghaladja ennek az írásnak a kereteit.

Hivatkozás

Melléklet – Supplement

A tanulmány szerzője

Márton Péter

MELLÉKLET – SUPPLEMENT

Case of the dipole

Under the experimental conditions described in the main article and with the Helmholtz coil in normal (serial) connection, a rotating small dipole magnet of moment $m_1 = 1\text{E-}03$ (Am²), $\lambda_1 = 139.3659^\circ$ and $\vartheta_1 = 55.82^\circ$ would produce a monochromatic ($\omega = 500$ 1/s) output signal, in each of the three measurement positions, of voltage (V_1) (volt):

$$V_1^{(j)} = 0.709875 m_1 \sin \vartheta_1^{(j)} \sin(\omega t + \Lambda_1^{(j)}), \quad (j = 1, 2, 3),$$

where

$$\Lambda_1^{(j)} = \lambda_1^{(j)} - 51.0308^\circ, \quad \lambda_1^{(1)} = \lambda_1 \text{ and } \vartheta_1^{(1)} = \vartheta_1.$$

At the completion of measurement, we have the values of $V_1^{(j)}$ and $\Lambda_1^{(j)}$ ($j = 1, 2, 3$) by approximate harmonic analysis of the output signals (see the *Table* below).

j	$V_1^{(j)}$ (volts)	$\Lambda_1^{(j)}$ (°)
1	5,872634E-04	88,3351
2	5,525438E-04	-4,8310
3	5,980475E-04	260,7929

Right after the first measurement we obtain λ_1 and $\lambda_1^{(2)}$ after the second. Then ϑ_1 can be computed because $\operatorname{tg} \lambda_1^{(2)} = \cos \vartheta_1 / (\sin \vartheta_1 \sin \lambda_1)$ and also m_1 using $V_1^{(1)}$ and ϑ_1 . The measurement in the third position ($j = 3$) is not necessary but usually taken for greater precision.

Case of the quadrupole

[Complete result measurement of an elementary quadrupole magnet on a spinner magnetometer – by P. Márton](#)

BGS (Balkan Geophysical Society)

hírek – meghívók

Dear all,

As far as I am aware, this year marks the 30th anniversary of the Balkan Geophysical Society – a milestone truly worth recognizing.

I believe it would be meaningful for us to reflect on this important moment in the Society history, and perhaps consider organizing an event or initiative to commemorate it. One possibility could be convening a meeting of the Board Members this autumn – perhaps in Greece, as a central and symbolic location?

Alternatively, I would be glad to host a BGS Board meeting or organize a commemorative moment within the framework of GeoScience Romania (30–32 October), the Annual Meeting of the Society of Applied Geophysics in Romania, where we could also honor the occasion among regional colleagues and partners.

Looking forward to hearing your thoughts and ideas.

Best regards,

Florina

Florina Tuluca

President of the Romanian Society of Applied Geophysics
Vice-Chair of the Environmental, Mining & Infrastructure Circle of EAGE.
Board Member of the Balkan Geophysical Society
Lecturer at the University of Bucharest

* * * * *

Dear Colleagues from the Balkan Geophysical Society,

I have the pleasure to invite you to participate in the XII National Geophysical Conference with international participation, which will take place in Sofia from 29th to 30th September.

More detailed information you can find on the site of the Bulgarian Geophysical Society:

<https://bggs.eu/events-en.html>

If you wish to participate with a report, you will be able to submit an abstract via the online form:

https://bggs.eu/register_%D0%B5n12conf.php.

If you would like to participate as a listener and in the discussions, we look forward to seeing you in Sofia at the end of September.

Please share this information with your Societies and with colleagues who might be interested in the event.

Sincerely,

Christian

Christian Tzankov, PhD

Assistant Professor

Department of Applied Geophysics

University of Mining and Geology “St. Ivan Rilski” – Sofia, Bulgaria

President of Bulgarian Geophysical Society

TOPO-EUROPE Workshop

Sopron, 2025. szeptember 30. – október 3.

Tisztelt Tagtársunk!

Ezúton hívjuk fel figyelmüket a HUN-REN Földfizikai és Űrtudományi Kutatóintézet (HUN-REN FI) által szervezett TOPO-EUROPE nemzetközi konferenciára, amely immár harmadik alkalommal kerül megrendezésre Sopronban, 2025. szeptember 30. – október 3. között.

A konferencia plenáris előadásai, valamint a Rybach Research Centre ünnepélyes megnyitója online is követhetők lesznek. A részletes programot és az online részvételt lehetővé tevő csatlakozási linket a csatolt dokumentumban találják.

A TOPO-EUROPE egy nemzetközi, multidiszciplináris kutatói kezdeményezés, amely a kontinens topográfiájának kialakulását és változásait vizsgálja. A program különösen a felszíni (erózió, folyami rendszerek, tengerszint-változás, klíma) és a mély-földi (litoszféra, köpeny, neotektonika) folyamatok integrált vizsgálatára fókuszál. Célunk, hogy a széles körű földtudományi eredményeket innovatív módon hasznosítsuk a megújuló földtani erőforrások kihasználása, a földtani veszélyforrások kezelése és a klímaváltozáshoz való alkalmazkodás terén.

A kezdeményezésről többet az alábbi szócikkben tudhatnak meg:

Cloetingh, S., Sternai, P., Koptev, A., Ehlers, T.A., Gerya, T., Kovács, I., Oerlemans, J., Beekman, F., Lavallée, Y., Dingwell, D. and Békési, E., 2023. Coupled surface to deep Earth processes: Perspectives from TOPO-EUROPE with an emphasis on climate-and energy-related societal challenges. *Global and Planetary Change*, 226, p. 104140.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921818123001133?via%3Dihub>

Mindenkit szeretettel várnak az online térben is a szervezők.

István János Kovács, PhD
 acting director, scientific advisor
 Institute of Earth Physics and Space Science
 Hungarian Research Network (HUN-REN)
 „Research – Innovation – Impact”
 H-9400 Sopron, Csatai Endre utca 6–8.
 Mobile: +36-20-550-6935
 Email: kovacs.istvan.janos@epss.hun-ren.hu,
 steve.rooman@gmail.com

From: Szarka László <szarka@ggki.hu>
Date: Thu, 26 Jun 2025 at 09:15
Subject: Földtani Közlöny cikk
To: <bodokytamasjanos@gmail.com>

Tisztelettel megküldöm MTA 200-cikkem (Jó szerencsét! A magyar föld mélyének megismerése: fordulópontok és tanulságok, Földtani Közlöny, 2025, 155/2, 99–112, DOI: 10.23928/foldt.kozl.2025.155.2.99) sajtóanyagát. Maga a cikk itt érhető el:
<https://ojs.mtak.hu/index.php/foldtanikozlony/article/view/17555/16060>

Üdvözlettel:

Laci

VASDIPLOMÁSAINK

Andrássy László <idosandrassy@gmail.com> ezt írta (időpont: 2025. júl. 2., Sze, 15:15):

Kedves Erzsike!

Szeretném tájékoztatni arról, hogy június 20.-án Schönviszky László kollegámmal együtt megkaptuk a jubileumi "vas" oklevelet. Mind a ketten az ELGI-ben dolgoztunk és onnan mentünk nyugdíjba.

Laci személyesen vette át az oklevelet én postai küldemény formájában kaptam meg. Egy nagyon szép kiadvány jelent meg a ME Műszaki Föld- és Környezettudományi Kar szerkesztésében a 2025. évben jubileumi diplomában részesültek rövid szakmai életrajzáról.

Üdvözlettel:

Andrássy László

*Tisztelettel gratulálunk jó egészséget és további szép éveket kívánva!
a Szerkesztőség*

Spontán vagy irányítva jött létre és fejlődött az Univerzum?



Dr. Simon András



Megjelent dr. Simon András gyémántdiplomás geofizikus tagtársunk könyve „Spontán, vagy irányítva jött létre és fejlődött az Univerzum?” címmel. A könyv egyrészt nagyszabású ismeretterjesztő munka, másrészt olyan kérdéseket is boncolgat, amelyek már túlmutatnak természettudományos ismereteink körén.

A könyv nyolc részre oszlik. Az első részben az Univerzum fejlődésével kapcsolatos és inkább a filozófiába sorolható kérdésekről van szó. A második rész az Univerzum fejlődéstörténetének szakaszait mutatja be a jelenkorig és egy elméletileg extrapolált távoli jövőig. A harmadik rész a Naprendszerrel foglalkozik, kialakulásával és különleges jellemzőivel. A negyedik és ötödik rész az előzőek szempontjából fontosnak tartott fundamentális fizikai állandókat tárgyalja. A hatodik rész az Univerzum fejlődési folyamataihoz tér vissza. A hetedik rész az antropikus elvet és annak változatait ismerteti. Végül a

nyolcadik rész az előző részek tudományos ismeretanyagára támaszkodva az első részben feltett filozófiai kérdésekre próbál válaszokat adni – spontán vagy irányítva?

A szerző ajánlja könyvet mindenkinek, akit érdekel a természettudomány, mindenekelőtt az Univerzum kialakulásának és fejlődésének tudományosan elfogadott története, a Naprendszer és a Föld egyedi mivolta, illetve kapcsolódó filozófiai kérdések és az azokra kapható válaszok.

A könyvet a GlobeEdit Kiadó adta ki, Berlinben nyomtatták magyar nyelven. A 230 oldalas könyv szövegeinek értését gazdag ábraanyag segíti, egyes fogalmakat a könyv végén található függelék részletez, és mintegy 250 tételenyi irodalomjegyzék sorolja fel a könyv forrásanyagait. A könyv ISBN száma: 978-620-6-80204-4.

Simon András könyvét minden tagtársunknak jó szívvel ajánljuk!

Szerkesztőség

Dr. Márton Péterné dr. Szalay Emőke 1940 – 2025

Mártonné Szalay Emőke (született 1940. november 5.), a magyar paleomágneses kutatások úttörője és a téma nemzetközi szinten elismert szaktekintélye. 1963-ban szerezte geológusi diplomáját, majd 1971-ben védte meg doktori értekezését az ELTE-n. Tudományos pályájának során 1985-ben az MTA kandidátusa, majd 1991-ben az MTA földtudományok doktora fokozatot szerezte meg. Kutatási területe a paleomágneses vizsgálatok, különös tekintettel a Pannon-medence és tágabb térségének a fejlődéstörténeti rekonstrukciójára.

A diploma megszerzése után, 1963-ban a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézetnél (ELGI) helyezkedett el. Egy kétéves nigériai egyetemi oktatói (Ahmadu Bello Egyetem, Földtani Tanszék) megbízatást leszámítva ez volt első és egyetlen munkahelye, ahol a kutatásait még nyugdíjasként is hatalmas lelkesedéssel és érdeklődéssel végezte. Az ELGI-ben ő alapozta meg a paleomágneses kutatásokat, és – a kutatások bázisaként – létrehozta és irányította Magyarország első és mindmáig egyetlen paleomágneses laboratóriumát. A tektonikai folyamatok elemzésén túl, a laboratóriumi infrastruktúra idővel lehetővé tette a környezetvédelemmel kapcsolatos eredményes kutatásokat is, a levegőben szállított por feldúsulásának vizsgálata révén.

Az irányításban mindig kitűnt Emőke elkötelezettsége a paleomágnesség iránt, lelkesedése és precizitása a laboratóriumi mérések és a terepi munka során, valamint gondossága és figyelme a laboratóriumi műszerek kezelésében. Mindezt munkatársainak is átadta, akik közül sokan – pályakezdőként – nála tanulták meg a tudományos kutatások módszertanát és alapjait. Számos egyetemi és PhD-dolgozat témavezetése fűződik a nevéhez.

A Pannon-medence földtani kutatása során tudományos kapcsolatokat épített ki és ápolt, és részben pályáza-

tokban is együttműködött tizenhét ország földtani/geofizikai intézetének elismert kutatójával. Szakmai életútját kétszáznál is több tudományos publikáció és mintegy 4500 hivatkozás, valamint az ezekhez alapul szolgáló hazai és nemzetközi pályázatok fémjelzik. Kutatásaiért és a kutatá-

sokat elősegítő kapcsolatépítéséért számos hazai és nemzetközi elismerésben részesült. A felsorolás hosszú lenne, ezért csak a Magyar Tudományos Akadémia Akadémiai díjait (1984, 2004), a Szlovák Tudományos Akadémia Dionýz Štúr díját (1998), illetve a pozsonyi Comenius Egyetem Dimitry Andrusov díját (2014) említjük.

A munkásságon túl azonban talán még fontosabbak Emőke emberi vonásai, amelyek a kutatások iránti elhivatottság mellett mindig teret engedtek a közvetlen diskurzusnak, a mások iránti érdeklődésnek, segítőkészségnek és a humornak. Férjével, Márton Péterrel szoros köteléket alkottak a magánéletben, de tagadhatatlanul, a szakmai kihívások terén is.

Habár a kutatásaik elkülönültek, az egymás iránti figyelem és támogatás a szakmai eredmények egyik alapvető záloga volt.

Márton Péterné hagyatékának ápolása és a tudományos életmű folytatása a magyar geofizikus és geológus közösség igazi kihívása.

Emlékét és örökségét megőrizzük.

Budapest, 2025. augusztus 13.

A búcsúzó kollégák nevében,
Kovács Péter

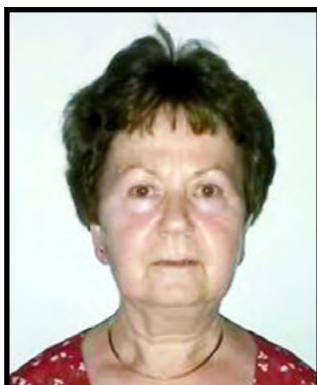
Márton Péterné egyaránt elismert személyisége volt a geofizikus és a geológus tudományos közösségnek is. A nekrológ a Földtani Közlönyben is megjelent, azonos tartalommal.



Mártonné Szalay Emőke
1940 – 2025

Dörnyei Piroska

1945 – 2025



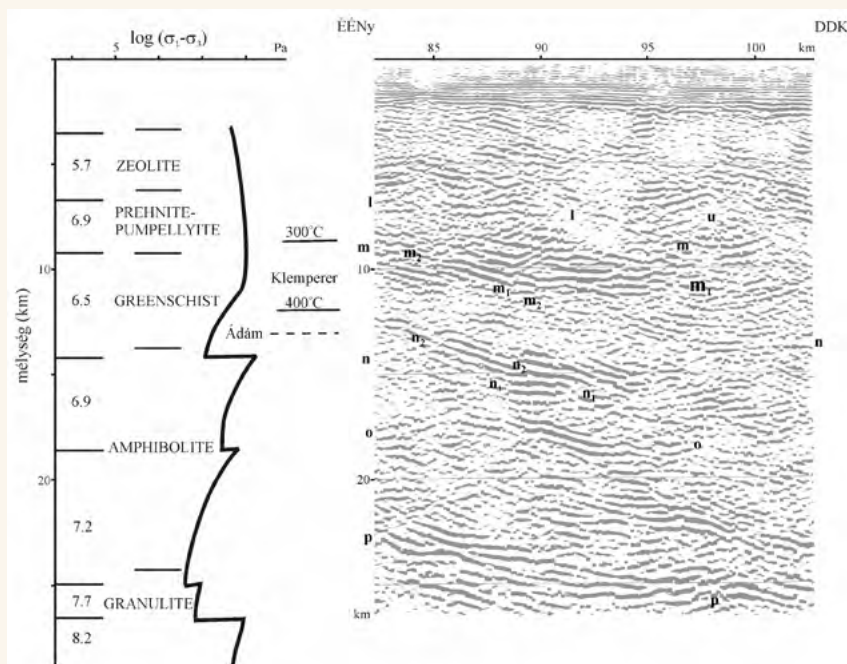
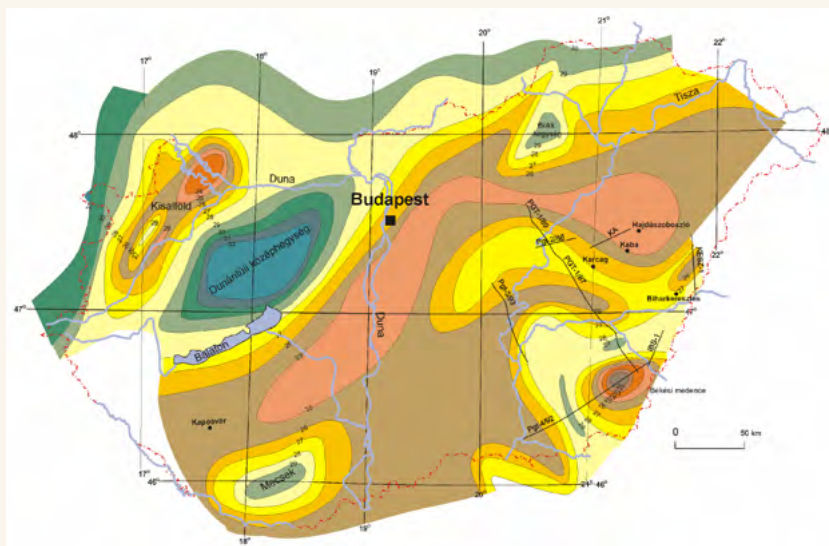
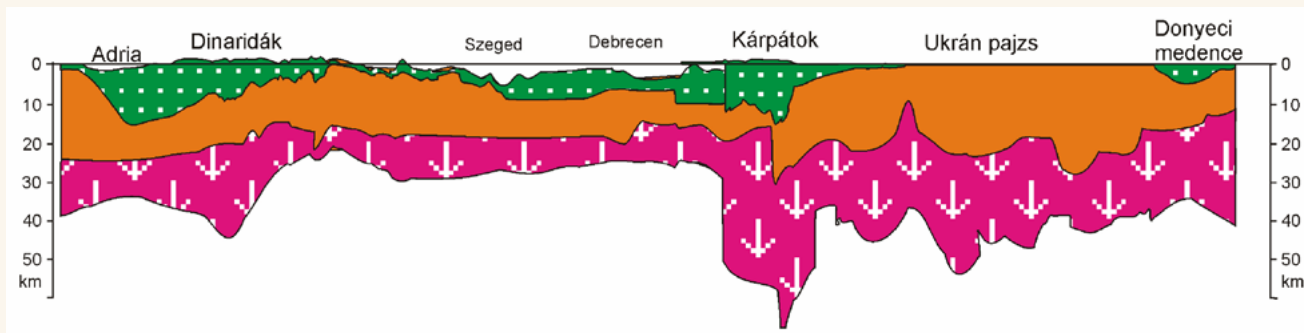
Dörnyei Piroska
1945 – 2025

Szomorú szívvel tudatjuk, hogy kedves tagtársunk, Dörnyei Piroska, életének 80. évében szeptember 3-án elhunyt. Szeptember 20-án helyezték örök nyugalomra szülőfalujában, ahol egyetemi évfolyamtársai kísérték utolsó útjára.

Emlékét megőrizzük!

Magyar Geofizikusok Egyesülete

1925 – Száz éve született dr. Posgay Károly, a magyarországi mélyszeizmikus kutatás úttörője és a litoszféra- és asztenoszféra kutatás meghatározó művelője



MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE

1143 Budapest, Stefánia út 14.; Tel./Fax: (06) 30-811-8819

E-mail: geofizikusok@gmail.com; Honlap: www.mageofegy.hu