NYUGAT-MAGYARORSZÁGI EGYETEM
KITAIBEL PÁL KÖRNYEZETTUDOMÁNYI DOKTORI ISKOLA
GEOKÖRNYEZETTUDOMÁNYI PROGRAM

DOKTORI (PhD) ÉRTEKEZÉS

ELEKTROMÁGNESES GEOFIZIKAI LEKÉPEZÉS TENZOR INVARIÁNSOKKAL: A FELSZÍNKÖZELTŐL A DUNÁNTÚLI MÉLYSZERKEZETIG

Novák Attila

Témavezető: Dr. Szarka László

SOPRON

2010

TARTALOMJEGYZÉK

JELÖLÉSEK

Elektromágneses (MT) módszer:

$\vec{E}$ [V/m]	elektromos térerősség vektor
$\vec{j}$ [A/m^2]	áramsűrűség vektor
$\vec{H}$ [A/m]	mágneses térerősség vektor
$\vec{B}$ [T=Vs/m^2]	mágneses indukciós vektor
$\vec{D}$ [C/m^2=As/m^2]	elektromos eltolás vektor
δ_V [As/m^3]	térbeli elektromos töltésűrűsség (szabad töltés)
U [V]	elektromos feszültség
$\rho\,(=\frac{1}{\sigma})$ [Ωm=Vm/A]	fajlagos elektromos ellenállás
σ [S/m=A/Vm]	fajlagos elektromos vezetőképesség
ε [F/m=As/Vm]	dielektromos állandó vagy relatív permitivitás (értéke vákuumban $\varepsilon_0 = 8.85\times10^{-12}$ F/m)
μ [Vs/Am]	mágneses permeabilitás (értéke vákuumban $\mu_0 = 4\pi\times10^{-7}$ Vs/Am)
$\vec{j}_S$ [A/m^2]	határfelület menti áramsűrűség vektor
ρ_S [C/m^2=As/m^2]	felületi elektromos töltéssűrűség
T [s]	periódusidő
$\vec{k}$ [m^{-1}]	a hullámszámvektor
$\vec{r}$ [m]	helyvektor
ω [2π/s]	körfrekvencia
d_S [m]	ún. „skin” mélység
$\underline{\underline{Z}}(\omega)$ [Ω]	impendancia tenzor (2×2 tenzor, komplex mennyiség)
$\underline{\underline{M}}(\omega)$ [m/s]	magnetotellurikus tenzor (2×2 tenzor, komplex mennyiség)
$\rho_0(\omega)$ [Ωm]	egységnyi féltérre vonatkoztatott fajlagos elektromos ellenállás
$\rho_{ij}(\omega)$ [Ωm]	fajlagos ellenállás (*ij = xx, xy, xy, yy*)
$\varphi_{ij}(\omega)$ [rad]	impedancia tenzor fázisa (*ij = xx, xy, yx, yy*)

$\vec{T}$	geomágneses átviteli függvény $(T_x(\omega), T_y(\omega))$
$\rho_{app}(\omega)$ [Ωm]	látszólagos fajlagos ellenállás
$\underline{\underline{R_\alpha}}$	forgatási tenzor
$\vec{E}_a$ [V/m]	anomális elektromos tér
C	a magnetotellurikus válaszfüggvényben elektromos tér hatását leíró 2×2-es, valós, frekvencia-független és dimenziótlan mátrix
S_1, S_2, D_1, D_2 [Ω]	ún. módosított impedanciák (Vozoff, 1991)
S_1 [Ω]	az impedancia tenzor főátló elemeinek összege vagy más néven „trace”
D_2 [Ω]	az impedancia tenzor főátlón kívüli elemeinek különbsége
$\det Z$ [Ω]	az impedancia tenzor determinánsa
κ	ún. „Swift” aszimmetria (Swift’s skew)
μ, η, Σ	Bahr paraméterek (dimenziótlan) (μ: a fáziskülönbség mérőszáma a magnetotellurikus impedancia tenzor komponensei között, η: a 3D jelleg mérőszáma, Σ: a 2D jelleg mérőszáma)
θ [rad]	az ún. fázis-érzékeny csapásszög (phase-sensitive strike)
ζ_i [Ω]	az MT tenzor komponenseiből ξ_i, η_i alapján (ahol *i=1-4*) lineáris kombináció során származtatott komplex mennyiségek
ξ_i, η_i [Ω]	a lineáris kombinációk reális (ξ_i) és képzetes (η_i) részei (*i = 1-4*)
I_w	WAL invariánsok (Weaver *et al.*, 2000) (*w=1-7*), $w = 1-2$ [m/s], $w = 3-7$ dimenziótlan
Q	WAL invariáns mennyiség d_{ij} (*i,j=1–4*) alapján származtatva, dimenziótlan
d_{ij} [Ω]	lineáris kombinációk a ξ_i, η_i, I_1, I_2 alapján
Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 [Ω]	impedancia elemek fél különbségének és összegének kombinációi
Π_1, Π_2 [m/s]	centrális impedanciák (1 – reális, 2 – képzetes)
I_r, I_i [m/s]	reális és képzetes centrális impedanciák
R_r, R_i [m/s] vagy[Ω]	reális és képzetes Mohr körök sugarai
$\mathrm{Re}\,Z$, $\mathrm{Im}\,Z$ [Ω]	az impedancia tenzor reális és képzetes része

Egyenáramú módszer:

$\rho_{\det}, \rho_{ssq}, \rho_{trace}$ [Ωm]	matematikai invariánsok (egyenáramú) – az ellenállás tenzor determinánsa, az elemek négyzetösszege, a főelemek középértéke
difρ [Ωm]	az ellenállás tenzor mellékelemeinek fél különbsége
Π_1, Π_2 [Ω]	egyenáramú centrális impedanciák (1 – reális, 2 – képzetes)
$\rho_{I_{1D}}$ [Ωm]	egydimenziós invariáns (ellenállás alapú becslés)
ρ_{1D} [Ωm]	egydimenziós ellenállás invariáns
I_{2D}	kétdimenziós indikátor, dimenziótlan
I_{3D}	háromdimenziós indikátor, dimenziótlan
$\underline{\underline{\rho}}^{PM}$ [Ωm]	a potenciál-gradiens térképezés ellenállás tenzora
$\rho_{\det}^{PM}, \rho_{ssq}^{PM}, \rho_{trace}^{PM}$	matematikai invariánsok (a potenciál gradiens térképezésben), az ellenállás tenzor

[Ωm]	determinánsa, az elemek négyzetösszege, a főelemek középértéke

SZAKKIFEJEZÉSEK RÖVIDÍTÉSE

EM	elektromágnesség, elektromágneses
MT	magnetotellurika, magnetotellurikus
TE	transzverzális elektromos
TM	transzverzális mágneses
BI	bimodal (kétmódú)
STSH	statikus eltérés korrekció
1D	egydimenzió(s)
2D	kétdimenzió(s)
3D	háromdimenzió(s)
WAL	WAL invariánsok (Weaver *et al*. 2000)
RESP-12	ellenállásmérő műszer KBFI-TRIÁSZ Kft. (DIAPIR-18 alapján)
CEL-07	CELEBRATION-07 refrakciós szeizmikus szelvény, amely mentén 2003-ban magnetotellurikus mélyszondázást végeztünk (72 MT pont, 2 km-es állomástávolsággal)
ALCAPA	Alpi Kárpáti (Carpathian) Pannon-egységek összefoglaló neve
TCA	Transdanubian Conductivity Anomaly (Dunántúli Vezetőképesség Anomália)
VESZ	Vertikális Elektromos Szondázás

BEVEZETÉS

A Föld és követlen környezetünk megismerése, fizikai és geológiai folyamatainak értelmezése a természettudomány legfontosabb feladataihoz tartozik. A napjainkban felmerülő energia és környezetvédelmi problémák megoldása ezek nélkül elképzelhetetlen. A geofizikai kutatómódszerek sokszínűsége lehetőséget biztosít mind a Földfelszín alatti, mind a Föld körüli térség folyamatainak elemzéséhez és segítséget nyújt a globális és a lokális geokörnyezeti folyamatok megértéséhez.

Az elektromágneses geofizikai módszereket a föld- és környezettudomány legkülönbözőbb területein használják, így például a mélyszerkezet-kutatásban, a nyersanyagkutatásban, emellett a felszínközeli, környezetgeofizikai, mérnökgeofizikai, régészeti, stb. kutatásokban is szerepet kap. Ezek a módszerek a Föld mágneses terének, a felszínközeli és mélytektonikai, geológiai szerkezetek viszonyainak megismerésében is fontos szerepet töltenek be.

A hagyományos elektromágneses adatfeldolgozás mellett egyre inkább előtérbe kerülnek az olyan transzformációs megoldások, amelyek előnyös leképezési tulajdonságaik révén adnak képet a geológiai szerkezetek elhelyezkedéséről és dimenzió viszonyairól. Az elektromágneses kutatásokban ezeket a paramétereket – matemetikai szakkifejezéssel – ún. tenzor-invariánsoknak hívják. Az invariáns mennyiségek speciális tulajdonságuk révén matematikailag a megfigyelési iránytól függetlenül képesek információt szolgáltatni a szerkezetek jellegére, ellentétben a hagyományos feldolgozások sokszor irányfüggő mennyiségeivel.

Az elektromágneses kutatásokban (magnetotellurikában) leggyakrabban inverziós módszerek alkalmazásával határozzuk meg a valószínűsíthető földtani modellt. Az inverziós eljárás során azonban gyakran feltételeket szabunk, hiszen a kezdő modellcsalád kiválasztásával korlátok közé szorítjuk a meghatározni kívánt modell paramétereit. A globális optimum elérése érdekében különböző, – a legkorszerűbb tudományos eredmények alapján javasolt – célfüggvényeket használhatunk, azonban vannak olyan esetek, amikor ezek egyike sem garantálja, hogy az inverzió a globális minimumot megtalálja. Szerencsés modellcsalád kiválasztása esetén az inverziós modellünk valósághű, viszont ha a kiinduláskor rossz modellcsaládot választottunk ki, könnyen meglehet, hogy a megoldásként kapott inverz modellnek semmi köze sincs a valósághoz. Az inverzió maximális lehetőségeit csak e kockázat maximális vállalásával használhatjuk ki.

Az invariáns mennyiségek ezzel szemben sokkal kisebb kockázattal és feltétel nélkül képesek információt adni a Föld felszíne alatti térrész fizikai és geometriai tulajdonságairól. Ez nem jelenti azt, hogy az invariáns mennyiségek önmagukban elegendőek lennének az értelmezéshez, hanem segítségük révén akár az inverziós eljárásokhoz előnyösebb tulajdonságokkal rendelkező paraméterek választhatók ki, az ekvivalencia problémájának feloldása mellett kiegészítést nyújthatnak a már meglévő eredményekhez.

A DOLGOZAT TÉMÁJA ÉS CÉLKITŰZÉSEI

Dolgozatomban a tenzor-invariáns paraméterek felszínközeli és mélyszerkezeti leképezési lehetőségeit vizsgálom. Az invariáns mennyiségek, habár régóta ismertek, ezidáig mégsem nyertek széles körű alkalmazást, hiszen a fejlett számítástechnika és az elérhető hardver teljesítmények mellett inkább az inverziós eljárások továbbfejlesztése és a 3D feldolgozások korszerűsítésére felé fordult a figyelem. Dolgozatom megírásakor célul tűztem ki, hogy numerikus modellezési és terepi viszonyok között megvizsgáljam az invariáns mennyiségek leképezési tulajdonságait. Bizonyítsam alkalmazhatóságukat, illetve megismerjem a geoelektromos dimenzió jellegére vonatkozó információ-tartalmukat.

A dolgozat az elektromágneses geofizikai kutatásban alkalmazott invariáns paraméterekre összpontosít. Emellett bemutat egy lehetőséget a felszínközeli geoelektromos módszereknél alkalmazható tenzor-invariáns alapú térképezésre is. A dolgozat nemcsak az invariánsok információ-tartalmával foglalkozik, hanem – összehasonlításként – hagyományos inverziós eredményeket is ismertet két egymáshoz szorosan kapcsolódó kutatási területen.

A dolgozat tizenegy fejezetben részletezi a kutatómunka leírását és az elért eredményeket.

Az I. fejezet általános leírást ad a magnetotellurikus módszer alapelvéről, a magnetotellurikus tér eredetéről, az elektromágneses teret leíró matematikai egyenletekről.

A II. fejezet áttekintést ad az invariáns mennyiségek alapelveiről, típusairól és definíciójukról.

Két fejezet (III–IV. fejezet) bemutatja az invariánsok numerikus modellezése révén meghatározott leképezési tulajdonságait és értelmezési lehetőségeit, vizsgálja az invariánsok zajhoz fűződő viszonyát.

Három fejezet részletezi a kutatási területek geológiai, geofizikai, méréstechnikai információit (VI-VIII). A IX. fejezet a hagyományos inverziós módszerek eredményein keresztül rövid áttekintést ad a napjainkban használt inverziós megközelítésről és alkalmazásának lehetőségéről. Ezek tükrében két geológiailag is szoros kapcsolatban álló kutatási terület 1D, 2D és 3D inverziós eredményeit mutatja be. Részletesen kitér a Pannon-medence üledékes pretercier medencealjzatának meghatározási lehetőségeire és a mélyszerkezet-kutatásban elért eredményekre.

A X. fejezet a kutatási területek tenzor-invariáns feldolgozásának eredményeit mutatja be, összefüggést és különbséget keresve a hagyományos inverziós eredményekkel.

A XI. fejezet egy felszínközeli geoelektromos térképezési technikát tárgyal, amely a magnetotellurikus rotációs invariánsok rendszerén alapszik. A rövid elméleti ismertető mellett régészeti esettanulmány keretében elemzi a módszer felszínközeli inhomogenitásokra való érzékenységét, valamint egy terepi tanulmány keretében behatóan vizsgálja az invariáns mennyiségek irányfüggetlenségének megvalósulását.

Az új tudományos eredményeket a tézisfüzetben foglalom össze, amelyeket részletesen kifejtek a dolgozat keretében.

I. A MAGNETOTELLURIKUS MÓDSZER

A magnetotellurika egy olyan természetes elektromágneses térváltozásokat felhasználó geofizikai kutatómódszer, amely az elektromágneses indukció révén a felszínalatti képződmények elektromágneses jellemzőinek térbeli eloszlásának megismerésére alkalmas. A magnetotellurikus módszer (MT) forrása a Föld természetes elektromágneses térváltozás rendszere. Az elektromágneses hullám elérve a Föld felszínét részben visszaverődik, részben pedig behatol (diffúziós folyamattal) a földfelszín alá, ahol a mélybeli eloszlását és a felszínen kialakuló ún. másodlagos (szekunder) teret elsősorban az elektromos vezetőképesség-eloszlás alakítja. Ezt a geofizikai módszert először Tikhonov (1950) és Cagniard (1953) ismertette. Az MT módszer alkalmazása során gyakorlatilag a elsödleges és másodlagos EM tér (természetes elektromos és mágneses térváltozások) összegének időbeli változását mérjük folyamatosan a Föld felszínén.

I.1 A magnetotellurikus tér eredete

A Föld természetes elektromágneses terének kialakulásában belső és külső erők egyaránt szerepet játszanak. A belső forrás a Föld külső magjában gerjesztődött, lassan („évszázodokban" mérhető) változó mágneses tér. A Föld alapvetően dipól jellegű mágneses terét a Nap felől érkező korpuszkuláris részecskék árama (napszél) deformálja, és a kölcsönhatás eredményeként létrejön a magnetoszféra mérésekkel megismert, jellegzetesen elnyúlt alakja.

A magnetoszféra változásaiból erednek a 0.2-600 s közötti periódusidejű mikropulzációk, amelyek jó közelítéssel síkhullám formájában érik el a földet, és a levegő illetve a föld közötti nagy ellenállás-kontraszt következtében a felszín alá jutó rész függőlegesen immár diffúziós térként halad lefelé. A MT másik jellegzetes energiaforrását a földi zivatartevékenységből származó ún. ELF jelek (3-3000 Hz) jelentik, amelyek a Föld és az ionoszféra közötti hullámvezetőben terjednek.

A felszínen mért ún. frekvenciatartománybeli válaszfüggvény a természetes elektromos és mágneses térerősség változások függvénye, amely információt hordoz a felszínalatti vezetőképesség térbeli eloszlásról.

A magnetotellurikus kutatásban a leggyakrabban használt frekvenciatartomány 10^{-4} Hz-től néhány száz vagy ezer Hz-ig terjed. (Használatosak még a sekélykutatásban a távoli rádióadók jelei is, így a rádiómagnetotellurikában néhány 10^{2} kHz-es jeltartomány is. A MTA Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet elődjében, a Geofizikai Kutató Laboratoriumban a 60-as évek elején indult meg az MT mélyszerkezetkutatás (Ádám, 1964)).

I.2 Az elektromágneses teret leíró matematikai egyenletek

Az elektromágneses hullámok terjedésének és csillapodásának törvényszerűségeit a Maxwell-egyenletek írják le:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \text{Faraday-féle indukciós törvény,} \tag{1a}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad \text{Ampere-Maxwell törvény,} \tag{1b}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \delta_V \qquad \text{Gauss törvény,} \tag{1c}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \qquad \text{Gauss törvény (mágnesség),} \tag{1d}$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}\,,\ \vec{D} = \varepsilon \vec{E}\,,\ \vec{B} = \mu \vec{H} \qquad \text{anyagegyenletek,} \tag{1e}$$

ahol $\vec{E}$ [V/m] és $\vec{H}$ [A/m] az elektromos és mágneses térerősség vektor, $\vec{B}$ [T] a mágneses indukciós vektor, $\vec{D}$ [As/m^2] az elektromos eltolási vektor és δ_V [As/m^3] a térbeli elektromos töltéssűrűség. $\vec{j}$ az áramsűrűséget, $\partial \vec{D} / \partial t$ [A/m^2] az eltolási áramot jelöli. A magnetotellurikában a $\vec{j} >> \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ reláció mindig érvényes. σ, ε, μ anyagi jellemzők (ε - dielektromos állandó, μ - mágeneses permeabilitás és σ - fajlagos vezetőképesség).

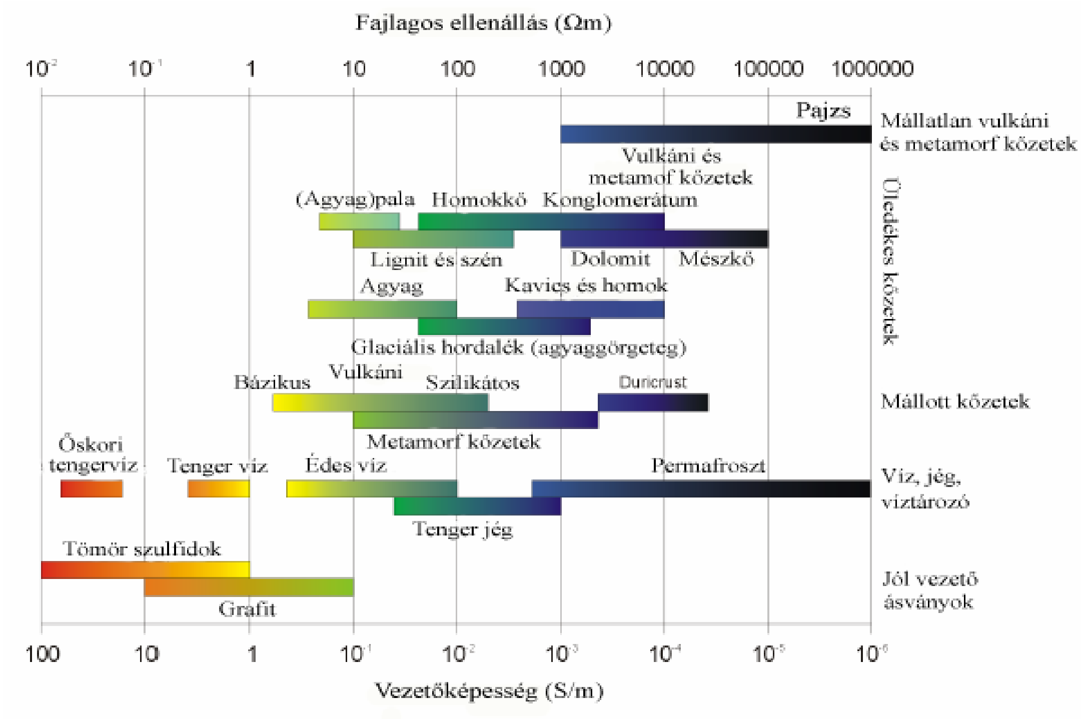
Az (1a) egyenlet a Faraday-féle elektromágneses indukciós törvény matematikai leírása, amely kifejezi, hogy egy elektromos tér egy időben változó mágneses tér függvényében létezhet, ahol az indukált elektromos tér arányos a mágneses ellentétes előjelű negatív változásával. Az (1b) egyenlet kifejezi, hogy a $\vec{j}(>> \frac{\partial \vec{D}}{\partial t})$ térbeli áramsűrűségnek mágneses tere van. Az (1c) és (1d) egyenletek az elektromos és mágneses tér forrásait írják le, miszerint az elektromos tér forrásai az elektromos töltések ((1c) egyenlet), a mágneses tér pedig forrásmentes ((1d) egyenlet). Az elektromágneses teret leíró Maxwell-egyenletek hullámegyenlet-megoldása az 1. számú függelékben található.

I.3 Az elektromágneses tér terjedése és csillapodása

Az elektromágneses hullám a vákuum kivételével minden közegben csillapodva terjed. A csillapodás mértéke függ az ω körfrekvenciától és a közeg elektromágneses tulajdonságaitól (ε - dielektromos állandó, μ - mágneses permeabilitás és σ - fajlagos vezetőképesség).

A Földet felépítő kőzetek elektromos vezetőképessége kb. nyolc nagyságrendet fog át (1. ábra) és érzékenyen reagál a kőzetek alkotórészeinek csekély megváltozására is. A kőzetek vezetőképessége egyrészt a bennük lévő ásványok vezetőképességétől függ, de nagyban befolyásolja azt a pórusokat kitöltő folyadék, valamint a részleges olvadás is.

Vákuumban a dielektromos állandó értéke $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m. A víz relatív dielektromos állandója $\varepsilon_{víz} / \varepsilon_0 \approx 80$, a kőzetek és ásványok többségénél $\varepsilon_{relatív} < 20$.



1. ábra: Kőzetek és ásványok elektromos fajlagos ellenállása (módosítva Palacky, 1987 és Martí i Castells, 2006 után)

A Föld anyagaiban a dielektromos állandó értéke ε_0 (vákuum) és $80\varepsilon_0$ (víz) közötti tartományon belül változik, és nagymértékben függ az elektromágneses tér frekvenciájától (Keller, 1987). A magnetotellurikában és egyenáram esetén az eltolási áram egyaránt elhanyagolható, így tehát a dielektromos állandó nem játszik szerepet.

A relatív mágneses permeabilitás a legtöbb kőzet és ásvány esetében $\mu < 3$ (általában $\mu \approx 1$), a vákuumbeli mágneses permeabilitás értéke $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am. Meg kell említeni, hogy néhány kőzet mágneses szuszceptibilitása a Curie hőmérsékleten több nagyságrenddel nagyobb is lehet, mint normál körülmények között. Ez a jelenség az ún. másodrendű mágneses fázisátalakulás vagy Hopkinson effektus (Radhakrishnamurty és Likhite, 1970; Kiss *et al.*, 2005). Az értekezésben a jelenséggel részletesebben nem foglalkozom. A magnetotellurika $\mu_{rel} = 1$ értéket tételez fel, amely az enyhén mágnesezett kőzetek esetén nem okoz lényeges torzulást. Egyenáram esetén a mágneses permeabilitásnak nincs szerepe.

A Maxwell-egyenletek alapján két különböző anyag közötti határfelületen (ahol a két oldalt az 1, 2 index jelöli) az elektromágneses térre vonatkozó határfeltételek a következő egyenletek szerint adhatók meg:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0, \tag{2a}$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{j}_S, \tag{2b}$$

$$\vec{\hat{n}} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_S\,, \qquad (2c)$$

$$\vec{\hat{n}} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0\,, \qquad (2d)$$

$$\vec{\hat{n}} \cdot (\vec{j}_2 - \vec{j}_1) = 0\,, \qquad (2e)$$

ahol $\vec{\hat{n}}$ normálvektor a határfelületen, $\vec{j}_S$ [A/m^2] a határfelület menti áramsűrűség vektor és ρ_S [C/m^2] a felületi töltéssűrűség. Felületi áramok hiányában – ahol ε és μ konstans – a határfelületen csak az $\vec{E}$ és $\vec{H}$ tangenciális komponense, valamint a $\vec{j}$ és $\vec{B}$ normál komponense lesz folytonos.

A magnetotellurikában (azaz magnetoszféra-ionoszférabeli elektromágneses forrás esetén) a forrás távolságát, a Föld felszín és a levegő kontrasztarányát figyelembe véve az elsődleges elektromágneses tér a Föld felszínét elérve síkhullámmal közelíthető, amely a mélységgel csillapodva, vertikálisan hatol a Földbe.

Vozoff (1972) alapján a Maxwell-egyenletekből az elektromágneses tér harmonikus időfüggésű megoldásait levezetve (az 1. számú melléklet F.9a és F.9b egyenleteinek megoldásai) a következőképpen kifejezések adódnak:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\omega t + \vec{k}\vec{r})}\,, \qquad (3a)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \cdot e^{i(\omega t + \vec{k}\vec{r})}\,, \qquad (3b)$$

ahol ω [2πs^{-1}] az elektromágneses hullám körfrekvenciája, t [s] az idő, $\vec{k}$ [m^{-1}] a hullámszámvektor, valamint $\vec{r}$ [m] a helyvektor. Mindkét fenti kifejezésben az exponenciális tag első összetevője a rezgést írja le, a második komplex összetevő a terjedést (a mélységfüggő csillapodást és a fázistolást) hivatott kifejezni.

Felhasználva az elektromágneses tér harmonikus leírását ((3a) és (3b) egyenletek) és az anyagegyenleteket ($\vec{j} = \sigma\vec{E}$, $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$, $\vec{B} = \mu\vec{H}$), a Maxwell-egyenletek a következőképpen írhatók:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -i\omega\vec{B}\,, \qquad (4a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0\sigma\vec{E}\,, \qquad (4b)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\delta_V}{\varepsilon}\,, \qquad (4c)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0\,, \qquad (4d)$$

ahol a mágneses permeabilitás (μ) értéke megegyezik a vákuumban mért mágneses permeabilitás (μ_0) értékével.

Amennyiben az elektromos tér nem harántol vezetőképesség-inhomogenítást, töltések hiányában a (4c) egyenlet jobb oldalán szereplő mennyiség eltűnik és az elektromos és mágneses tér megoldások kizárólag csak a körfrekvencia (ω) és a vezetőképesség (σ) függvényei.

Figyelembe véve a határfeltételeket ((2a)-(2e)) a Maxwell-egyenletek megoldásai adottak. Ebben az esetben az elektromos és mágneses térkomponensek a következő formula szerint írhatók (John, 2004):

$$E = E_k(z,t) = E_{k0} \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{-imz} \cdot e^{-mz} \tag{5a}$$

$$H = H_k(z,t) = H_{k0} \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{-imz} \cdot e^{-mz} \tag{5b}$$

ahol $m = \sqrt{\frac{\mu_0 \sigma \omega}{2}}$ (m^{-1}). Az első tényező a hullám amplitúdója (E_{k0}, H_{k0}), a második és harmadik (képzetes) tényező a szinuszos időfüggést és mélységfüggő ingadozást, a negyedik tényező pedig az exponenciális csillapodást, vagy lecsengést írja le. Ez a csillapodás mennyiségileg is kifejezhető az ún. „*skin”* mélységgel (Vozoff, 1991):

$$d_s = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \approx 500\sqrt{\rho T}\ \text{[m], ahol } \mu = \mu_0 . \tag{6}$$

A „*skin”* mélység lehetővé teszi a kutatási mélység becslését, jóllehet a kifejezés homogén közegre érvényes, becslésként alkalmazható heterogén esetekre (összetett geológiai szerkezetekre) is.

I.4. A magnetotellurikus válaszfüggvény

A magnetotellurikus válaszfüggvény a vezető közegben terjedő elektromágneses tér fizikai válasza, amely a felszínen mért elektromágneses komponensek időbeli változásának komplex mennyiségekkel leírható kifejezése. A válaszfüggvény (impedancia) elméletileg független az elektromágneses tér forrásától, csak a közeg elektromos tulajdonságainak függvénye.

I.4.1 Az impedancia tenzor

Az impedancia tenzor $\underline{\underline{Z}}(\omega)$ a horizontális elektromos ($\vec{E}$) és mágneses tér ($\vec{H}$) adott frekvenciára vonatkoztatott kapcsolatát írja le egy másodrendű (2×2) komplex tenzor formájában (Cantwell, 1960):

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} . \tag{7}$$

A felszínalatti vezetőképesség eloszlásáról a frekvenciafüggő impendancia tenzor $\underline{\underline{Z}}$ hordozza az információt. Bizonyos esetekben az ún. magnetotellurikus tenzor $\underline{\underline{M}}(\omega)$ m/s (Weaver *et al.*, 2000) használatos, ahol a mágneses tér jellemzőjeként a $\vec{H}(\omega)$ vektor helyett $\vec{B}(\omega)$ vektor ($\vec{H}(\omega) = \vec{B}(\omega)/\mu_0$) szerepel. A magnetotellurikus tenzor az impedancia tenzor és a $\mu = \mu_0$ feltételezéssel a vákuumbeli mágneses permeabilitás ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am) reciprokának szorzataként áll elő:

$$\underline{\underline{M}}(\omega) = \underline{\underline{Z}}(\omega) / \mu_0 . \tag{8}$$

Térerősség komponensekkel kifejezve:

$$\begin{bmatrix} E_x(\omega) \\ E_y(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x(\omega) \\ B_y(\omega) \end{bmatrix}. \tag{9}$$

Az invariánsokkal kapcsolatos definíciókhoz főként az impedancia tenzort használom, de egyes leszármaztatott paramétereket célszerű lesz a magnetotellurikus tenzor segítségével kifejezni. A $\underline{\underline{Z}}$ impedancia tenzor tehát:

$$Z = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix}, \tag{10}$$

amelynek az elektromos és mágneses térerősség komponensek kapcsolatát leíró egyenletei:

$$E_x = Z_{xx} H_x + Z_{xy} H_y \ , \tag{11a}$$

$$E_y = Z_{yx} H_x + Z_{yy} H_y \ . \tag{11b}$$

A földtani információt hordozó ρ_a látszólagos fajlagos ellenállás a következőképpen írható:

$$\rho_a = \frac{1}{\omega \mu_0} \left| Z_{ij} \right|^2 \ [\Omega \mathrm{m}]. \tag{12}$$

A magnetotellurikus kutatásban megadott látszólagos fajlagos ellenállás mellett további információval szolgál a vezetőképesség eloszlásról az impedancia tenzor fázisa:

$$\varphi_{ij}(\omega) = arctg\left(\frac{\mathrm{Im}(Z_{ij}(\omega))}{\mathrm{Re}(Z_{ij}(\omega))} \right) \ [\mathrm{rad}]. \tag{13}$$

A fent leírtak a hagyományos magnetotellurikus adatfeldolgozás alapparaméterei.

I.4.2 Geomágneses indukciós vektor

A $\vec{T}$ geomágneses indukciós vektor (vagy más néven „tipper” vektor), a horizontális- és a vertikális mágneses térkomponensek közötti kapcsolatot írja le, ahol $\vec{T}$ dimenziómentes komplex vektor mennyiség:

$$H_z(\omega) = \begin{bmatrix} T_x(\omega) & T_y(\omega) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x(\omega) \\ H_y(\omega) \end{bmatrix}. \tag{14}$$

A „tipper” vektor reális és képzetes részre osztható: $\vec{T} = \mathrm{Re}(\vec{T}) + i\,\mathrm{Im}(\vec{T})$. Ezeket a vektorokat indukciós vektoroknak, vagy indukciós nyilaknak nevezik Segítségükkel következtethetünk a laterális vezetőképesség változások jelenlétére. A reális és képzetes geomágneses átviteli függvény kifejezései:

$$\mathrm{Re}\vec{T}(\omega) = \left[\mathrm{Re}(T_x), \mathrm{Re}(T_y) \right] \text{ és} \tag{15a}$$

$$\mathrm{Im}\vec{T}(\omega) = \left[\mathrm{Im}(T_x), \mathrm{Im}(T_y)\right]. \tag{15b}$$

A grafikai megjelenítés szempontjából az indukciós nyíl reális része irányváltó (Parkinson szabály; Parkinson, 1959) vagy nem-irányváltó (Schmucker (Schmucker, 1980) vagy Wiese (Wiese, 1962) szabály) is lehet. A Parkinson szabály értelmében a reális indukciós nyíl az áram-koncentráció irányába mutat, vagyis a nagyobb vezetőképességű zóna irányába néz.

I.4.3 Magnetotellurikus modellek

Az MT válaszfüggvény az elektromos vezetőképesség térbeli eloszlásának egy speciális függvénye. Térbeli kiterjedés szerint megkülönböztetünk egydimenziós (1D), kétdimenziós (2D), és háromdimenziós (3D) modelleket. Definiálhatunk emellett összetett típusokat is, pl. 3D/1D, 3D/2D, stb., amelyeknek majd a későbbiekben bemutatott galvanikus torzulás eseteinél lesz jelentőségük. Az impedancia tenzor a geoelektromos dimenzószámnak megfelelően változik.

I.4.3.1 Egydimenziós (1D) modell

1D esetben a vezetőképesség eloszlás csak a mélység függvénye $(\sigma(z) = 1/\rho(z))$, ahol a Maxwell-egyenletek a megfelelő határfeltételek alkalmazásával ((2a)-(2e)) analitikusan megoldhatók. Az elektromágneses tér egyenletei egyszerű alakot vesznek fel, az elektromos tér mindig merőleges a mágneses térre, periodikus ingadozás mellett az elektromágneses tér a periódus és a vezetőképesség függvényében ((6) egyenlet) merőlegesen, csillapodva terjed a földben.

Az MT válaszfüggvény a mérési irányoktól független, és egyedül a frekvencia függvényében változik. Az impedancia tenzor két egymással azonos értékű, de előjelben különböző elemmel rendelkezik:

$$\underline{\underline{Z}}_{1D}(\omega) = \begin{bmatrix} 0 & Z_{xy}(\omega) \\ Z_{yx}(\omega) & 0 \end{bmatrix}, \quad Z_{yx}(\omega) = -Z_{xy}(\omega)\,. \tag{16}$$

1D esetben a látszólagos fajlagos ellenállás és a fázis értékek a következőképpen alakulnak:

$$\rho_{xy}(\omega) = \rho_{yx}(\omega) = \frac{1}{\omega\mu_0}\left|Z(\omega)\right|^2 \;[\Omega\mathrm{m}] \tag{17a}$$

$$\varphi_{xy}(\omega) = \arctan\left(\frac{\mathrm{Im}(Z_{xy}(\omega))}{\mathrm{Re}(Z_{xy}(\omega))}\right) \;[\mathrm{rad}] \tag{17b}$$

$$\varphi_{yx}(\omega) = \varphi_{xy}(\omega) - \pi\,. \tag{17c}$$

Az impedancia tenzor komponenseinek egyszerűsége megengedi, hogy egyetlen, frekvenciafüggő tulajdonságú skalár mennyiséget feltételezzünk:

$$\rho_{app}(\omega) = \rho_{xy}(\omega) = \rho_{yx}(\omega) \;(\Omega\mathrm{m}) \tag{18a}$$

$$\varphi_{app}(\omega) = \varphi_{xy}(\omega) = 180 - \varphi_{yx}(\omega)\,. \tag{18b}$$

Homogén féltér esetében $\sigma(=1/\rho)$ vezetőképesség mellett, a (17a) egyenlet szerint $\mathrm{Re}(Z) = \mathrm{Im}(Z) = \sqrt{\rho\omega / 2\mu_0}$, valamint a látszólagos fajlagos ellenállás értéke megegyezik a homogén féltér ρ fajlagos ellenállásával, és az impedancia fázisa $\dfrac{\pi}{4}$.

I.4.3.2 Kétdimenziós (2D) modell

2D modell esetén az impedancia tenzor elemek értéke a földtani felépítéstől és a mérés orientációjától függ. Ebben az esetben a csapás és dőlés irányban rögzített koordináta tengelyeknél – ahol *x* a csapásirány – az impedancia tenzor két polarizációnak megfelelő egyszerűbb alakot vesz fel. Az elektromágneses tér a Maxwell-egyenletek alapján két módra válik szét, és mindkettő három különböző elektromos és mágneses komponenst tartalmaz (Takács, 1987):

- Transzverzális elektromos (E vagy TE) polarizáció, *xy* (E_x, H_y, H_z), ahol az áramok (elektromos tér) párhuzamosak a csapásiránnyal:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -i\omega H_y\,, \tag{19a}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega H_z\,, \tag{19b}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma E_x\,. \tag{19c}$$

- Transzverzális mágneses (H vagy TM) polarizáció, *yx* (H_x, E_y, E_z), ahol az áramok merőlegesek a csapásirányra:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = i\omega H_x\,, \tag{20a}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \sigma E_y\,, \tag{20b}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = -\sigma E_z\,. \tag{20c}$$

Az impedancia tenzor 2D esetben nem-diagonális tenzor, amely a következőképpen írható fel:

$$\underline{\underline{Z}}_{2D}(\omega) = \begin{bmatrix} 0 & Z_{xy}(\omega) \\ Z_{yx}(\omega) & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & Z_{TE}(\omega) \\ Z_{TM}(\omega) & 0 \end{bmatrix}, \tag{21}$$

ahol $Z_{xy}(E_x / H_y)$ és $Z_{yx}(E_y / H_x)$ komponensek általában ellentétes előjelűek, és a TE és TM polarizációkhoz tartozó egyenletekből adódnak.

Az (12) és (13) egyenletek szerint az *xy* és *yx* esetre mind a látszólagos fajlagos ellenállás, mind a fázis érték különböző értéket ad. A geomágneses átviteli függvény értéke ebben az esetben nullától különbözik, és a mágneses tér horizontális *y* komponenséhez, azaz a TE módhoz tartozik ((19a)-(19c)):

$$\overline{T_{2D}} = (0, T_y) = (0, H_z / H_y)\,. \tag{22}$$

Mind a reális, és mind a képzetes indukciós nyíl merőleges a csapásra, és a Parkinson áramvezetést tekintve a maximális elektromos vezetőképességű zóna irányába mutat.

A mérés során egy 2D szerkezet felett általában nem teljesül a csapásirányú referencia sík felvétele ($x \neq$ csapásirány), hiszen a csapásirány előre nem ismeretes. Következésképen a magnetotellurikus válaszfüggvény egyértelműen nem fejezhető ki a (21) és (22) egyenletek alapján.

Abban az esetben viszont, ha a mérési irányokat a csapásirány α szögével a függőleges tengely körül elforgathatjuk, az impedancia tenzor diagonális komponensei nullává válnak, és az új *x'* tengely párhuzamos lesz a geoelektromos csapásiránnyal. Az elforgatott referencia síkon (*x'*, *y'*, *z*) (2. ábra):

$$\underline{\underline{Z}}'(\omega) = R_\alpha \underline{\underline{Z}}(\omega) R_\alpha^T\,, \tag{23a}$$

$$\overline{T}'(\omega) = R_\alpha \overline{T}(\omega) \tag{23b}$$

ahol R_α az órajárásnak megfelelő irányú forgatási tenzor:

$$R_\alpha = \begin{bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix}. \tag{24}$$

Az elforgatott referencia síkon (*x'*, *y'*, *z*) a csapásiránynak megfelelően a TE és a TM mód egyértelműen meghatározható. A csapásirány forgatási szögének az impedancia tenzorból való visszaállítására többfajta eljárás is létezik (pl. polár diagram), a 90°-os kétértelműséget pedig a geomágneses átviteli függvény segítségével oldhatjuk fel.

I.4.3.3 Háromdimenziós (3D) modell

A természetben általában a 3D eset fordul elő. Mivel a vezetőképesség minden irányban $(\sigma = \sigma(x, y, z))$ változik, a Maxwell-egyenletek nem bonthatók szét két módra. Az impedancia tenzor a (10) egyenlet szerint általános formát ölt, ahol az impedancia tenzor minden eleme nullától különböző komplex értékű kifejezés lesz.

I.4.3.4 Galvanikus torzulás és az ún. „static shift”

A magnetotellurikában a mélyszerkezetek kutatása során a kis mélységben elhelyezkedő ún. „lokális” testek, illetve heterogenitások torzulást okozhatnak. Ezek mérete annyira kicsi lehet, hogy a cél, illetve a „skin” mélység szempontjából jelentéktelenek tűnnek. E testek töltés-felhalmozódást és indukált áramot hoznak létre, ily módon az elektromágneses teret megváltozatva hatással vannak a magnetotellurikus válaszfüggvényre is (Kaufmann, 1988; Chave és Smith, 1994).

A torzulás lehet induktív vagy galvanikus. Az induktív torzulást Berdichevsky és Dmitriev (1976) szerint a $\sigma >> \omega\varepsilon$ feltétel teljesülése esetén figyelmen kívül hagyhatjuk.

Galvanikus torzulás a jól vezető testek felületén keletkezett töltés-felhalmozódással jön létre, és anomális elektromágneses teret produkál. Az anomális mágneses tér kis értékű, ellenben a frekvencia-független anomális elektromos tér ugyanolyan nagy is lehet, mint a akár a regionális tér (Bahr, 1988; Jiracek, 1990).

Matematikailag az elektromos tér hatása a magnetotellurikus válaszfüggvényre egy 2×2, valós, frekvencia-független és dimenziótlan tenzor (C) formájában írható fel (Berdichevsky és Dmitriev, 1976):

$$C = \begin{bmatrix} C_1 & C_2 \\ C_3 & C_4 \end{bmatrix} . \tag{25}$$

A C tenzor elemei az inhomogenitás paramétereitől: a geometriától, a torzító hatású test helyzetétől, valamint a test és az őt körülvevő közeg ellenállás-kontrasztjától függnek (Jiracek, 1990).

A mért impedancia tenzor a regionális- és torzított tér alapján a következő kifejezéssel írható fel:

$$Z_{mért}(\omega) = CZ_R(\omega) , \tag{26}$$

ahol $Z_{mért}(\omega)$ a mért tenzor, $Z_R(\omega)$ regionális tenzor, amely a torzító hatású inhomogenitáshoz köthető. A galvanikus torzulás hatása a regionális közeg jellegétől, dimenziójától is függ. A galvanikus torzulást nehéz felismerni, korrekciójára 1D és 2D mélyszerkezetek esetében különböző módszerek léteznek (Zhang *et al*., 1987; Groom és Bailey, 1989; Smith, 1995). 1D esetben a galvanikus torzulás a látszólagos fajlagos ellenállás értékében a frekvencia függvényében konstans eltolódást hozhat létre. Ez a jelenség „static shift”-ként (statikus eltolódás) ismert. A „static shift”-t bármely több-dimenziós vezetőképesség kontraszt létrehozhatja, amelyeknek mélységi kiterjedése kisebb, mint az elektromágneses terek valós behatolási mélysége. Bár első közelítésben egyszerű problémának tűnik, a statikus eltolódás mégis megnehezíti a MT mérések értelmezését. 3D mélyszerkezet esetében nem olyan egyszerű a galvanikus torzulás korrekciója, kivéve, ha a torzulás karakterisztikája jól ismert (Ledo *et al*., 1998; Garcia és Jones, 1997; Utada és Munakane, 2000).

A természetben előforduló „static shift” könnyen felismerhető, ha a fajlagos ellenállás görbék egymáshoz képest – hasonló dinamikájuk mellett – relatíve egy konstans értékkel el vannak tolódva, de az impedancia fázisa együtt fut. A statikus eltolódás korrekciójához leggyakrabban a következő három eljárás használatos (Gubbins *et al*., 2007). Korrigálható

1. rövid periódusú felszínközeli mérésekkel, mint pl. a tranziens elektromágneses módszer (TEM) (Meju, 1996).
2. átlagoló statisztikai módszerrel, térbeli aluláteresztő szűrő alkalmazásával (Torres-Verdin és Bostick, 1992).
3. hosszúperiódusú mérésekre alapozott korrekcióval, mágneses átviteli függvények alkalmazásával (Schmucker, 1973).

II. INVARIÁNSOK A MAGNETOTELLURIKÁBAN

A matematikai definíció szerint az invariáns olyan változatlan, állandó értékű mennyiség, amely az átalakítási művelet során megtartja értékét (internetes hivatkozás No1). Az invariáns mennyiségek a magnetotellurikus kutatásban az impedancia tenzorhoz köthetők. A 2×2-es impedancia tenzorból számos invariáns mennyiség levezethető. Az invariánsok az impedancia- vagy a magnetotellurikus tenzorból közvetlenül, mérési irányoktól függetlenül adnak információt. A geoelektromos dimenziószám gyakorlati meghatározására különböző invariáns rendszereket javasoltak (Swift, 1967; Berdichevsky és Dmitriev, 1976; Bahr, 1988, 1991; Lilley, 1993, 1998a, 1998b). Szarka és Menvielle (1997) kimutatta, hogy az impedancia tenzor hét független invariánst és egy nyolcadik változót (irányszöget) tartalmaz. Weaver *et al.* (2000) invariáns mennyiségek révén a dimenziók jellemzésére tett javaslatot. Romo *et al.* (1999) a geomágneses átviteli függvény leszármaztatott invariánsait használta 2D és 3D jellemzésre. Caldwell *et al.* (2004) bevezette a magnetotellurikus fázistenzort, amely úgyszintén lehetőséget ad a regionális szerkezet dimenzióinak jellemzésére.

Ebben a fejezetben az impedancia és a magnetotellurikus tenzorhoz köthető rotációs invariánsokat tárgyalom, emellett bemutatok olyan paramétereket is, amelyek további információval szolgálnak a geoelektromos dimenziók meghatározására.

II.1 A magnetotellurikus impedancia tenzor rotációs invariánsainak alapelve

Az *xy* koordináta-tengelyeket a *z* tengely körül egy tetszőleges α szöggel elforgatva az *xy* tengelyek az *x'y'* sík koordináta tengelyeivel esnek egybe (2. ábra). Következésképpen az impedancia tenzornak az új síkon értelmezett egyenlete így írható:

$$\underline{\underline{Z}}'(\omega) = R_\alpha \underline{\underline{Z}}(\omega) R_\alpha^T \tag{27}$$

Ha a forgatási szög az óramutató járásával megegyező irányú, akkor a $\underline{\underline{Z}}$ tenzor komponensei a következőképpen fejezhetők ki (Berdichevsky és Dmitriev, 2009):

$$Z'_{xx} = Z_{xx}\cos^2\alpha + (Z_{xy} + Z_{yx})\sin\alpha\cos\alpha + Z_{yy}\sin^2\alpha, \tag{28a}$$

$$Z'_{xy} = Z_{xy}\cos^2\alpha + (Z_{xx} + Z_{yy})\sin\alpha\cos\alpha - Z_{yx}\sin^2\alpha, \tag{28b}$$

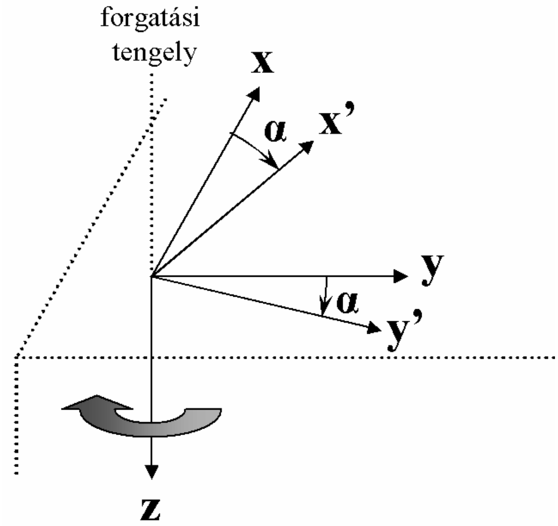
$$Z'_{yx} = Z_{yx}\cos^2\alpha + (Z_{yy} - Z_{xx})\sin\alpha\cos\alpha - Z_{xy}\sin^2\alpha, \tag{28c}$$

$$Z'_{yy} = Z_{yy}\cos^2\alpha - (Z_{xy} + Z_{yx})\sin\alpha\cos\alpha. + Z_{xx}\sin^2\alpha. \tag{28d}$$

Az impedancia tenzor forgatási tulajdonságai révén hét független, valós értékű invariánssal és egy függő változóval rendelkezik (Szarka és Menvielle, 1997). Ha a koordinátarendszerünk rögzített, akkor a nyolcadik paraméter a mérési irányszög.

A rotációs invariánsok valós és képzetes részre történő felbontása egyrészt a magnetotellurikában használatos ún. módosított impedanciák összefüggésein (S_1, S_2, D_1,

D_2, Vozoff, 1991, ahol *S*: „sum”, *D*: „difference”), másrészt a tenzoriális formának köszönhetően a determináns és ssq (négyzetösszeg) transzformáción alapszanak.



2. ábra: A magnetotellurikus módszer során alkalmazott koordinátarendszer (magnetotellurikus tenzor komponensek eredeti koordinátarendszere (*xy*z), α szöggel elforgatott (órajárásnak megfelelően) koordinátarendszer (*x'y'z*))

A módosított impedanciák összefüggései a következők:

$$\operatorname{Re} S_1 = \operatorname{Re} Z_{xx} + \operatorname{Re} Z_{yy}, \tag{32a}$$

$$\operatorname{Im} S_1 = \operatorname{Im} Z_{xx} + \operatorname{Im} Z_{yy}, \tag{32b}$$

$$\operatorname{Re} S_2 = \operatorname{Re} Z_{xx} - \operatorname{Re} Z_{yy}, \tag{32c}$$

$$\operatorname{Im} S_2 = \operatorname{Im} Z_{xx} - \operatorname{Im} Z_{yy}, \tag{32d}$$

$$\operatorname{Re} D_1 = \operatorname{Re} Z_{xy} + \operatorname{Re} Z_{yx}, \tag{32e}$$

$$\operatorname{Im} D_1 = \operatorname{Im} Z_{xy} + \operatorname{Im} Z_{yx}, \tag{32f}$$

$$\operatorname{Re} D_2 = \operatorname{Re} Z_{xy} - \operatorname{Re} Z_{yx}, \tag{32g}$$

$$\operatorname{Im} D_2 = \operatorname{Im} Z_{xy} - \operatorname{Im} Z_{yx}, \tag{32h}$$

ahol S_1 és D_2 invariáns, S_2 és D_1 nem.

Ezek függvényében Szarka és Menvielle (1997) hét független invariánst tartalmazó rendszere a következő összefüggésekkel adható meg:

$$\operatorname{Re} Z_1^2 = 2\operatorname{Re}^2 D_2 = \frac{(\operatorname{Re} Z_{xy} - \operatorname{Re} Z_{yx})^2}{4}, \tag{33a}$$

$$\operatorname{Im} Z_1^2 = 2\operatorname{Im}^2 D_2 = \frac{(\operatorname{Im} Z_{xy} - \operatorname{Im} Z_{yx})^2}{4}, \tag{33b}$$

$$\det[\operatorname{Re} Z] = \operatorname{Re} Z_{xx} \operatorname{Re} Z_{yy} - \operatorname{Re} Z_{xy} \operatorname{Re} Z_{yx}, \tag{33c}$$

$$\det[\operatorname{Im} Z] = \operatorname{Im} Z_{xx} \operatorname{Im} Z_{yy} - \operatorname{Im} Z_{xy} \operatorname{Im} Z_{yx}, \tag{33d}$$

$$\operatorname{Im} \det[Z] = \operatorname{Im}(Z_{xx} Z_{yy} - Z_{xy} Z_{yx}), \tag{33e}$$

$$ssq[\mathrm{Re}\,Z] = \mathrm{Re}^2 Z_{xx} + \mathrm{Re}^2 Z_{xy} + \mathrm{Re}^2 Z_{yx} + \mathrm{Re}^2 Z_{yy}. \qquad (33f)$$

$$ssq[\mathrm{Im}\,Z] = \mathrm{Im}^2 Z_{xx} + \mathrm{Im}^2 Z_{xy} + \mathrm{Im}^2 Z_{yx} + \mathrm{Im}^2 Z_{yy}. \qquad (33g)$$

További invariáns mennyiségek is definiálhatók (Szarka *et al.*, 2000):

$$\mathrm{Re}\det[Z] = \det[\mathrm{Re}\,Z] - \det[\mathrm{Im}\,Z], \qquad (34a)$$

$$\|\mathrm{Re}\,Z\| = \sqrt{\mathrm{Re}^2 Z_{xx} + \mathrm{Re}^2 Z_{xy} + \mathrm{Re}^2 Z_{yx} + \mathrm{Re}^2 Z_{yy}}, \qquad (34b)$$

$$\|\mathrm{Im}\,Z\| = \sqrt{\mathrm{Im}^2 Z_{xx} + \mathrm{Im}^2 Z_{xy} + \mathrm{Im}^2 Z_{yx} + \mathrm{Im}^2 Z_{yy}}, \qquad (34c)$$

$$\|Z\| = \sqrt{Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2 + Z_{yx}^2 + Z_{yy}^2}. \qquad (34d)$$

II.2 Két-dimenziósság és az ún. csapásirány indikátora: „Swift” szög és a „skew” (aszimmetria)

2D esetben az impedancia tenzor (*x*, *y*, *z*) mérési irányainak egy alkalmas α szöggel való elfogatásával a geológiai szerkezet csapásirányának megfelelő rendszerhez juthatunk, ahol a tenzor nem-diagonális formát ölt.

A 2D impedancia tenzorhoz a csapásirány szöge egyértelműen meghatározható, mert a (28a) és (28d) egyenleteknek zérussal kell egyenlőnek lenni. A mért 2D jellegű MT tenzor legtöbb esetben csak közelítőleg tehető nem-diagonálissá.

A leggyakrabban használt közelítés az MT tenzor nem-diagonális komponenseinek maximalizációján, és a diagonális komponensek minimalizációján alapszik, felhasználva ezen komponensek négyzetösszegét (Vozoff, 1972).

$$\left|Z'_{xy}(\alpha)\right|^2 + \left|Z'_{yx}(\alpha)\right|^2 = \text{maximum} \qquad (35a)$$

$$\left|Z'_{xx}(\alpha)\right|^2 + \left|Z'_{yy}(\alpha)\right|^2 = \text{minimum} \qquad (35b)$$

A levezetés eredményeként kapott csapásirány szöge az ún. „Swift” szög (Swift’s angle: Swift, 1967):

$$tg(4\alpha) = \frac{2\,\mathrm{Re}(D_1 S_2)}{|D_1|^2 - |S_2|^2}. \qquad (36)$$

A S_1-t és D_2-t felhasználva definiálható egy újabb rotációs invariáns, az ún. „Swift” aszimmetria (κ: Swift’s skew). Ez a mennyiség az MT tenzor diagonális és az átlón kívüli elemeivel van kapcsolatban, amely megadja az MT tenzor 2D szerkezet jellegének elfogadhatóságát:

$$\kappa = \frac{|S_1|}{|D_2|} \qquad (37)$$

Ha κ értéke kicsi, akkor a 2D hipotézis érvényesnek tekinthető, és ekkor az α Swift szög a csapásirányt jelzi. κ nagy értéke mellett a szerkezet nem jellemezhető kétdimenziósként.

II.3 Bahr paraméterek

Bahr (1991) négy valós értékű invariáns paramétert javasolt (pontosította Prácser és Szarka, 1999) a geoelektromos dimenzók és a torzulási típusok osztályozására. Ezek a paraméterek az impedancia tenzor $\underline{\underline{Z}}(\omega)$ és az ún. módosított impedancia mennyiségek (S_1, S_2, D_1, D_2) alapján származtathatók:

$$\kappa = \frac{|S_1|}{|D_2|}, \text{ Swift aszimmetria (Swift's skew)} \tag{38a}$$

$$\mu = \frac{([D_1, S_2] + [S_1, D_2])^{1/2}}{|D_2|}, \tag{38b}$$

$$\eta = \frac{([D_1, S_2] - [S_1, D_2])^{1/2}}{|D_2|}, \tag{38c}$$

$$\Sigma = \frac{(D_1^2 + S_2^2)}{D_2^2}, \tag{38d}$$

ahol $[A, B] = \mathrm{Re}(A)\,\mathrm{Im}(B) - \mathrm{Re}(B)\,\mathrm{Im}(A)$.

A Bahr paraméterek dimenzió nélküli mennyiségek: μ és η egységre normált, míg κ és Σ egynél nagyobb értéket is felvehet galvanikus torzulás következtében.

κ a Swift aszimmetriaként ismert, μ az impedancia tenzor komponensei közötti fáziskülönbség mérőszáma, Σ pedig a 2D mérőszáma. η akkor vesz fel értéket, ha az impedancia tenzor összetett modellhez (regionális 1D és 2D, 3D/1D vagy 3D/2D) köthető, egyébként a 3D mérőszáma.

A mennyiségek Bahr (1991) szerinti meghatározása lehetővé teszi a torzulási modellek típusainak definiálását a geoelektromos dimenziószám szerint (Larsen, 1977; Bahr, 1988). Larsen (1977) modellje egy 1D szerkezetben bekövetkező galvanikus torzulást ír le (3D/1D). Bahr (1991) definíciója összetett modellre vonatkozik, és egy 2D szerkezet galvanikus torzulását fejezi ki: 3D/2D.

A Bahr paraméterekre javasolt határértékek, illetve a geolelektromos dimenziók és torzulási típusok összegzése az 1. táblázatban látható (Martí i Castells, 2006).

2D esetekben a BAHR táblázatban (2. és 4. eset) a csapásirány θ szögéhez a következő kifejezés segítségével juthatunk hozzá:

$$\tan\theta = \frac{[S_1, S_2] - [D_1, D_2]}{[S_1, D_1] + [S_2, D_2]}, \tag{39}$$

Az esetlegesen fellépő galvanikus torzuláskor ugyanaz a fázisérték szerepel az impedancia tenzor mindegyik elemére vonatkozóan, ezért $\tan\theta$ az ún. fázis-érzékeny csapásszögként ismert (phase-sensitive strike).

Eset	**Bahr paraméter értékek**	**DIMENZIONALITÁS/ TORZULÁSI TÍPUS**
1	$\kappa < 0.1$ és $\Sigma < 0.1$	**1D**
2	$\kappa < 0.1$ és $\Sigma > 0.1$	**2D**
3	$\kappa > 0.1$ és $\mu = 0$	**3D/1D (Larsen modell)**
4	$\kappa > 0.1$ és $\mu = 0$ és $\eta < 0.05$	**3D/2D (Bahr modell)**
5	$\kappa > 0.1$ és $\mu \neq 0$ és $\eta > 0.3$	**3D**

1. táblázat: A geoelektromos dimenziók és a torzulási típusok Bahr kritériumai (Martí i Castells, 2006). A torzulási típusoknál a törtvonal előtti a felszínközeli jelleg, a törtvonal utáni a mélybeli jelleg

II.4 WAL rotációs invariáns paraméterek

Weaver *et al*. (2000) a magnetotellurikus tenzor rotációs invariáns mennyiségeinek új rendszerét mutatta be. Ez az újradefiniált invariáns rendszer (WAL - kezdőbetűk alapján Weaver, Agarwal és Lilley, Weaver *et al*., 2000 cikk társszerzői) két elem kivételével dimenziómentes mennyiségeket tartalmaz. A paraméterek egyértelmű grafikai megjelenítéssel rendelkeznek, és eltűnésük fizikai jelentéssel bír, különösen a geoelektromos dimenziójellegre vonatkozólag.

A WAL invariánsok az MT tenzor $\underline{\underline{M}}(\omega)$ reális és képzetes részre való bontásával fejezhetők ki, az $\zeta_i = \xi_i + i\eta_i$ (i = 1-4) MT komplex tenzor komponensek lineáris kombinációjának felhasználásával:

$$\xi_1 = \frac{\operatorname{Re} M_{xx} + \operatorname{Re} M_{yy}}{2},\ \xi_2 = \frac{\operatorname{Re} M_{xy} + \operatorname{Re} M_{yx}}{2}, \tag{40a,b}$$

$$\xi_3 = \frac{\operatorname{Re} M_{xx} - \operatorname{Re} M_{yy}}{2},\ \xi_4 = \frac{\operatorname{Re} M_{xy} - \operatorname{Re} M_{yx}}{2}, \tag{40c,d}$$

$$\eta_1 = \frac{\operatorname{Im} M_{xx} + \operatorname{Im} M_{yy}}{2},\ \eta_2 = \frac{\operatorname{Im} M_{xy} + \operatorname{Im} M_{yx}}{2}, \tag{40e,f}$$

$$\eta_3 = \frac{\operatorname{Im} M_{xx} - \operatorname{Im} M_{yy}}{2},\ \eta_4 = \frac{\operatorname{Im} M_{xy} - \operatorname{Im} M_{yx}}{2}, \tag{40g,h}$$

ahol az MT tenzor a következőképpen írható:

$$\underline{\underline{M}} = \begin{bmatrix} \zeta_1 + \zeta_3 & \zeta_2 + \zeta_4 \\ \zeta_2 - \zeta_4 & \zeta_1 - \zeta_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \xi_1 + \xi_3 & \xi_2 + \xi_4 \\ \xi_2 - \xi_4 & \xi_1 - \xi_3 \end{bmatrix} + i \begin{bmatrix} \eta_1 + \eta_3 & \eta_2 + \eta_4 \\ \eta_2 - \eta_4 & \eta_1 - \eta_3 \end{bmatrix}. \tag{41}$$

A felbontás alapján a WAL invariánsokat a következő kifejezések adják:

$$I_1 = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_4^2}\ \text{(m/s)},\ I_2 = \sqrt{\eta_1^2 + \eta_4^2}\ \text{(m/s)}, \tag{42a,b}$$

$$I_3 = \frac{\sqrt{\xi_2^2 + \xi_3^2}}{I_1},\ I_4 = \frac{\sqrt{\eta_2^2 + \eta_3^2}}{I_2}, \tag{42c,d}$$

$$I_5 = \frac{\xi_4\eta_1 + \xi_1\eta_4}{I_1 I_2},\; I_6 = \frac{\xi_4\eta_1 - \xi_1\eta_4}{I_1 I_2}, \tag{42e,f}$$

$$I_7 = \frac{d_{41} - d_{23}}{Q}. \tag{42g}$$

d_{ij} ($i, j=1–4$) és Q szintén invariáns mennyiségek, amelyek ξ_i, η_i és egyéb paraméterek függvényei:

$$d_{ij} = \frac{\xi_i\eta_j - \xi_j\eta_i}{I_1 I_2}, \tag{43a}$$

$$Q = \left[(d_{12} - d_{34})^2 + (d_{13} - d_{24})^2\right]^{1/2}. \tag{43b}$$

I_7 és Q között szoros kapcsolat van, így ha Q túl kicsi, akkor I_7 végtelenhez közeli értékű lesz. $I_3 - I_7$-ig és Q dimenziómentes normált mennyiségek.

Ezek az invariáns mennyiségek természetesen Szarka és Menvielle (1997) rendszerből kiindulva is kifejezhetők. Ha a $\underline{\underline{Z}}(\omega)$ impedancia tenzorból indulunk ki, akkor az előzőekhez hasonlóan, a következő kifejezések, illetve invariáns mennyiségek szolgáltatják a megoldást a WAL invariánsok meghatározásához:

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} Z_2 + Z_4 & Z_1 + Z_3 \\ -Z_1 + Z_3 & Z_2 - Z_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_2 & Z_1 \\ -Z_1 & Z_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Z_4 & Z_3 \\ Z_3 & -Z_4 \end{bmatrix} \tag{44a}$$

$$Z_1 = \frac{Z_{xy} - Z_{yx}}{2}, \tag{44b}$$

$$Z_2 = \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{2}, \tag{44c}$$

$$Z_3 = \frac{Z_{xy} + Z_{yy}}{2}, \tag{44d}$$

$$Z_4 = \frac{Z_{xx} - Z_{yy}}{2}, \tag{44e}$$

$$det\, Z = Z_{xx}Z_{yy} - Z_{xy}Z_{yx}, \tag{44f}$$

$$ssqZ = Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2 + Z_{yx}^2 + Z_{yy}^2. \tag{44g}$$

A fent bevezetett paraméterek alapján a következő komplex kifejezések állnak elő:

$$\Pi_1 = \frac{1}{2}\sqrt{(ssqZ - 2\det Z)}, \tag{45a}$$

$$\Pi_2 = \frac{1}{2}\sqrt{(ssqZ + 2\det Z)}, \tag{45b}$$

$$\sin\alpha = \frac{\Pi_1}{\Pi_2}. \tag{45c}$$

A WAL invariáns mennyiségek a ezek alapján így írhatók fel:

$$I_1 = \mathrm{Re}\,\Pi_2 = \frac{1}{2}\sqrt{ssq\,\mathrm{Re}\,Z + 2\det \mathrm{Re}\,Z} \ \ \text{(m/s)}, \tag{46a}$$

$$I_2 = \mathrm{Im}\,\Pi_2 = \frac{1}{2}\sqrt{ssq\,\mathrm{Im}\,Z + 2\det \mathrm{Im}\,Z} \ \ \text{(m/s)}. \tag{46b}$$

$$I_3 = \mathrm{Re}(\sin\alpha) = \frac{\mathrm{Re}\,\Pi_1}{\mathrm{Re}\,\Pi_2}, \tag{46c}$$

$$I_4 = \mathrm{Im}(\sin\alpha) = \frac{\mathrm{Im}\,\Pi_1}{\mathrm{Im}\,\Pi_2}, \tag{46d}$$

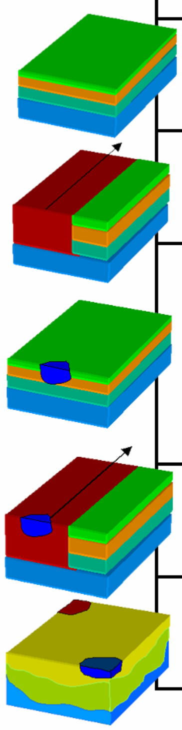
$$I_5 = \frac{\mathrm{Re}\,Z_1\,\mathrm{Im}\,Z_2 + \mathrm{Re}\,Z_2\,\mathrm{Im}\,Z_1}{I_1 I_2}, \tag{46e}$$

$$I_6 = \frac{\mathrm{Re}\,Z_1\,\mathrm{Im}\,Z_2 - \mathrm{Re}\,Z_2\,\mathrm{Im}\,Z_1}{I_1 I_2}, \tag{46f}$$

$$I_7 = \frac{\mathrm{Re}\,Z_4\,\mathrm{Im}\,Z_4 - \mathrm{Re}\,Z_3\,\mathrm{Im}\,Z_3}{\sin\alpha}. \tag{46g}$$

A fenti kifejezések azonosak a Weaver *et al*. (2000) által meghatározott invariánsokkal.

A WAL invariáns mennyiségek az első két invariánstól (centrális impedanciák I_1 és I_2) eltekintve a geoelektromos dimenziók kifejező eszközei. A következő táblázat a dimenziók meghatározásának kritérium-rendszerét ismerteti:



ESET	WAL invariáns paraméterek	DIMENZIONALITÁS/ TORZULÁSI TÍPUS
1	$I_3 = I_4 = I_5 = I_6 = 0$	1D
2	$I_3 \neq 0$ vagy $I_4 \neq 0$ és $I_5 = I_6$ és $I_7 = 0$ vagy $Q = 0$	2D
3a	$I_3 \neq 0$ vagy $I_4 \neq 0$ és $I_5 \neq 0$ és $I_6 \neq 0$ és $Q = 0$	3D/1D2D
3b	$I_3 \neq 0$ vagy $I_4 \neq 0$ és $I_5 \neq 0$ és $I_6 = 0$ és $I_7 = 0$	3D/2D twist
4	$I_3 \neq 0$ vagy $I_4 \neq 0$ és $I_5 \neq 0$ és $I_6 \neq 0$ és $I_7 = 0$	3D/2D
5	$I_7 \neq 0$	3D

2. táblázat: Dimenziók és torzulási típusok a WAL invariánsok kritériumai szerint (Weaver *et al*., 2000 és Martí i Castells, 2006 után). A torzulási típusoknál a törtvonal előtti a felszínközeli jelleg, a törtvonal utáni a mélybeli jelleg

II.5 A magnetotellurikus fázistenzor

A magnetotellurikus fázistenzort Caldwell *et al.*, (2004) vezette be a regionális szerkezetek geoelektromos dimenzióinak jellemzésére. A tértorzulásoktól mentes Φ fázistenzor egy valós értékű, komplex elemekből álló tenzor, amely egy komplex szám fázis tangensének általánosításából, azaz a képzetes és a valós rész arányából számított tangens függvényből adható meg (Caldwell *et al.*, 2004).

Az impedancia komplex felépítéséből adódóan $\underline{\underline{Z}} = X + iY$ felhasználásával: $\Phi = X^{-1}Y$. Az impedancia tenzor képzetes és valós részének szempontjából Descartes koordináta rendszerben (x_1, x_2) a Φ fázistenzor mátrix formában a következőképpen írható:

$$\begin{bmatrix} \Phi_{11} & \Phi_{12} \\ \Phi_{21} & \Phi_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\det(X)} \begin{bmatrix} X_{22}Y_{11} - X_{12}Y_{21} & X_{22}Y_{12} - X_{12}Y_{22} \\ X_{11}Y_{21} - X_{21}Y_{11} & X_{11}Y_{22} - X_{21}Y_{12} \end{bmatrix}, \tag{47}$$

ahol $\det(X) = X_{11}X_{22} - X_{21}X_{12}$ az X determinánsa.

Annak ellenére, hogy Φ független a galvanikus torzulástól, a forgatás során nem marad állandó értékű, tehát nem invariáns. A fázistenzor az SVD (Singular Value Decomposition) felírásával a következőképpen néz ki (Press *et al.*, 1986):

$$\Phi = R^T(\alpha_p - \beta_p) \begin{bmatrix} \Phi_{\max} & 0 \\ 0 & \Phi_{\min} \end{bmatrix} R(\alpha_p + \beta_p), \tag{48}$$

ahol $R(\alpha_p + \beta_p)$ a forgatási mátrix:

$$R(\alpha_p + \beta_p) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha_p + \beta_p) & \sin(\alpha_p + \beta_p) \\ -\sin(\alpha_p + \beta_p) & \cos(\alpha_p + \beta_p) \end{bmatrix}, \tag{49}$$

valamint $R^T(\alpha_p - \beta_p)$ és $R(\alpha_p + \beta_p)$ a tenzor $\Phi^T\Phi$ és $\Phi\Phi^T$ szorzatainak egységvektorai (R^T a transzponált vagy inverz forgatási mátrix).

Minthogy Φ egy négykomponensű valós tenzor, így négy paraméter társítható hozzá: az α_p szög, amely nem rotációs invariáns, és három rotációs invariáns mennyiség: β_p, $\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$ (Caldwell *et al.*, 2004):

$$\alpha_p = \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{\Phi_{12} + \Phi_{21}}{\Phi_{11} - \Phi_{22}}\right), \tag{50a}$$

$$\beta_p = \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{\Phi_{12} - \Phi_{21}}{\Phi_{11} + \Phi_{22}}\right), \tag{50b}$$

$$\Phi_{\max} = \frac{1}{2}\sqrt{(\Phi_{11} + \Phi_{22})^2 + (\Phi_{12} - \Phi_{21})^2} + \frac{1}{2}\sqrt{(\Phi_{11} - \Phi_{22})^2 + (\Phi_{12} + \Phi_{21})^2}, \tag{51a}$$

$$\Phi_{mim} = \frac{1}{2}\sqrt{(\Phi_{11} + \Phi_{22})^2 + (\Phi_{12} - \Phi_{21})^2} - \frac{1}{2}\sqrt{(\Phi_{11} - \Phi_{22})^2 + (\Phi_{12} + \Phi_{21})^2}, \tag{51b}$$

β_p a fázistenzor „skew”-ja (asszimetria), amely 3D közeg esetén nulla értékű.

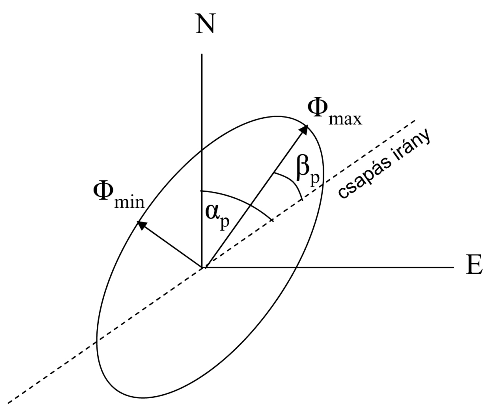
Konkrét 1D esetben a fázistenzor diagonális formát ölt, ahol két komponensének értéke megegyezik ($\Phi_{\max} = \Phi_{\min}$). A fázistenzor két komponense a regionális TE és TM mód fázisának tangensét fejezi ki, attól függően, hogy éppen melyik a maximum és a minimum:

$$\Phi_{\substack{\max\\ \min}} = \tan \varphi_{\substack{TE\\ TM}} \text{ vagy } \Phi_{\substack{\max\\ \min}} = \tan \varphi_{\substack{TM\\ TE}} \tag{51}$$

Ha a fázistenzor diagonális tenzor, és $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$ különböznek egymástól, akkor két irány létezése mellett 2D szerkezet indikálódik, mindaddig amíg $\beta_p = 0$.

Általános 3D esetben $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$ ugyancsak különbözik egymástól, és $\beta_p \neq 0$ mellett az elektromos és mágneses tér horizontális komponenseinek kapcsolatát fejezik ki.

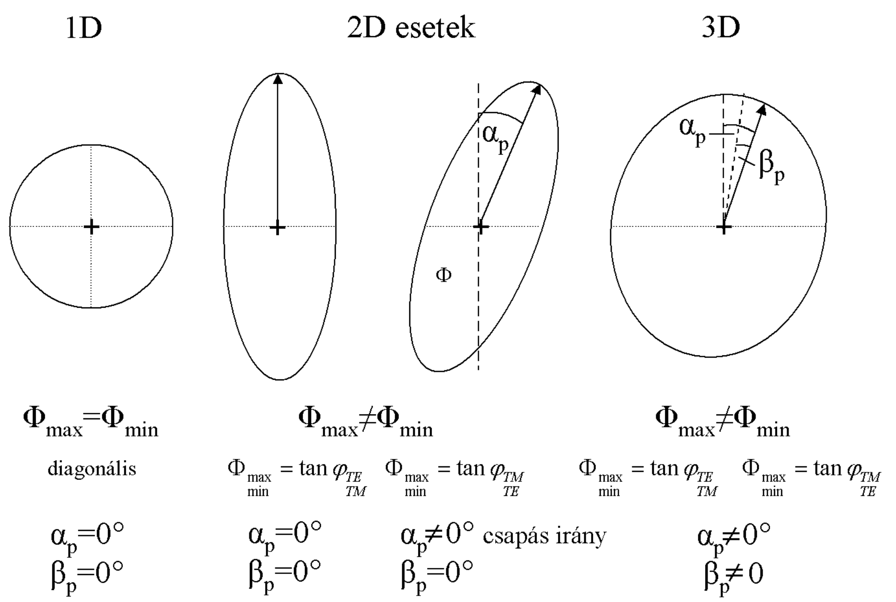
A fázistenzor grafikailag egy ellipszissel (fázis ellipszis) ábrázolható (3. ábra), amelynek fő- és mellék tengelye $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$, $\theta_p = \alpha_p - \beta_p$ pedig a főtengely azimut szöge.



3. ábra: A fázistenzor grafikai megjelenítése (fázis ellipszis). Az ellipszis fő- és mellék tengelye $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$ és $\alpha_p - \beta_p$ pedig a főtengely azimut szöge, N és E az *x* és *y* koordináta tengelynek megfelelő irányok (Martí i Castells, 2006)

Ha $\beta_p = 0$ az azimut szög (θ_p) egybeesik α_p-vel, akkor a csapásirányt jelöli vagy éppen merőleges rá, attól függően, hogy a legnagyobb fázis érték TE vagy TM módban van-e. α_p-nek akkor van csak értelme, ha $|\Phi_{\max} - \Phi_{\min}|$ nem nulla.

A fázis ellipszis különböző eseteit szemlélteti a 4. ábra. Ha a szerkezet 1D, akkor az ellipszis egy kör, mivel $\Phi_{\max} = \Phi_{\min}$, valamint $\beta_p = 0$ és α_p jelentésnélküli mennyiség. Ha a szerkezet 2D, akkor $\Phi_{\max} \neq \Phi_{\min}$, valamint $\beta_p = 0$, emellett ha $\alpha_p \neq 0$, akkor a csapásirányt jelöli. 3D esetben $\Phi_{\max} \neq \Phi_{\min}$, valamint β_p és α_p nagyobb, mint nulla értékűek.



4. ábra: A fázistenzor ellipszis tulajdonságai különböző dimenziószámú modellek esetében (Martí i Castells, 2006 után)

II.6. Soros és párhuzamos impedanciák

Tekintve, hogy a Földben folyó elektromos áram elkülöníthető egy határfelületmenti és egy kereszt irányban folyó komponensre, lehetőség van olyan paraméter meghatározására, amely összefüggésbe hozható az áramfolyással. Ez az ún. soros és párhuzamos transzformáció (Romo *et al.*, 2005).

A hagyományos impedancia tenzor – új koordináta rendszer felvétele mellett – az elektromos és mágneses térre egyaránt alkalmazott forgatási mátrix felhasználásával transzformáció útján jöhet létre. A forgatási egyenlet a következőképpen írható:

$$\boldsymbol{RE} = \boldsymbol{RZR}^T\boldsymbol{RH}\ . \tag{52}$$

ahol $\boldsymbol{Z}$ az impedancia tenzor, $\boldsymbol{E}$ és $\mathbf{H}$ a horizontális elektromágneses tér, $\boldsymbol{R}$ pedig a forgatási mátrix ($\boldsymbol{R}^T$ traszponált forgatási mátrix, θ órajárásnak megfelelően)

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}. \tag{53}$$

A komplex transzformáció során $\boldsymbol{R}_e$ a horizontális elektromos tér, míg $\boldsymbol{R}_h$ a horizontális mágneses tér transzformációjához szükséges forgatási mátrix. A forgatási egyenlet ezek alapján:

$$\boldsymbol{R}_e\boldsymbol{E} = \boldsymbol{R}_e\boldsymbol{ZR}_h^{\ T}\boldsymbol{R}_h\boldsymbol{H}\ . \tag{54}$$

A transzformált impedancia $\boldsymbol{Z}' = \boldsymbol{R}_e\boldsymbol{ZR}_h^T$ a két térnek megfelelő forgatási mátrix szögeinek függvényében anti-diagonális formát ölt (Romo *et al.*, 2005).

$$\boldsymbol{R}_e\boldsymbol{ZR}_h^T = \begin{bmatrix} 0 & Z_1 \\ Z_2 & 0 \end{bmatrix}. \tag{55}$$

Az impedancia elemekkel kifejezve:

$$Z_1 + Z_2 = (Z_{xy} + Z_{yx})\cos(\theta_e + \theta_h) + (Z_{yy} - Z_{xx})\sin(\theta_e + \theta_h)\,, \tag{56a}$$

$$Z_1 - Z_2 = (Z_{xy} - Z_{yx})\cos(\theta_e - \theta_h) + (Z_{yy} + Z_{xx})\sin(\theta_e - \theta_h)\,, \tag{56b}$$

$$0 = (Z_{xx} - Z_{yy})\cos(\theta_e + \theta_h) + (Z_{xy} + Z_{yx})\sin(\theta_e + \theta_h)\,, \tag{56c}$$

$$0 = (Z_{xx} + Z_{yy})\cos(\theta_e - \theta_h) + (Z_{xy} - Z_{yx})\sin(\theta_e - \theta_h)\,. \tag{56d}$$

A két utolsó egyenlet felhasználásával a θ_e és θ_h összegének és különbségének tangenssel képzett szögfüggvénye felírható:

$$\tan(\theta_e + \theta_h) = \frac{Z_{yy} - Z_{xx}}{Z_{xy} + Z_{yx}},\ \tan(\theta_e - \theta_h) = \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{Z_{xy} - Z_{yx}}\,. \tag{57a,b}$$

A két első egyenlet pedig megadja Z_1 és Z_2 összefüggését:

$$Z_1 = \frac{1}{2}\left[\frac{(Z_{xy} + Z_{yx})}{\cos(\theta_e + \theta_h)} + \frac{(Z_{xy} - Z_{yx})}{\cos(\theta_e - \theta_h)}\right],\ Z_2 = \frac{1}{2}\left[\frac{(Z_{xy} + Z_{yx})}{\cos(\theta_e + \theta_h)} - \frac{(Z_{xy} - Z_{yx})}{\cos(\theta_e - \theta_h)}\right]. \tag{58ab}$$

A transzformáció alapvető megoldása, hogy az új négy komplex mennyiség az eredeti impedanciával ekvivalens eredményt ad, ahol a két komplex paraméter θ_e és θ_h kapcsolatba hozható a közeg geometriai tulajdonságaival.

$$\{Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}\} \Leftrightarrow \{Z_1, Z_2, \theta_e, \theta_h\} \tag{59}$$

Az elektromos és mágneses tér összefüggése az előzőekben meghatározott impedanciák alapján a következő:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & Z_1 \\ Z_2 & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \end{bmatrix}, \tag{60}$$

ahol az első sor kifejezi, hogy az elektromos tér E_1 csak a mágneses tér H_2 irányú komponensétől függ, és ugyanígy az E_2 elektromos tér komponense csak a H_1 irányú komponensének függvénye.

Az analógia alapján a hagyományos impedancia tenzor áttranszformálható soros és párhuzamos impedanciává, amely hatékony lehet 3D magnetotellurikus egyenletek kétpolarizációs értelmű felfogása szempontjából. A levezetésektől eltekintve (Romo *et al*., 2005) a soros és párhuzamos impedancia a következőképpen írható fel:

$$Z_S = \sqrt{\frac{Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2 + Z_{yx}^2 + Z_{yy}^2}{2}} = \sqrt{\frac{ssqZ}{2}}\,, \tag{61}$$

$$Z_P = \sqrt{2}\,\frac{Z_{xy}Z_{yx} - Z_{xx}Z_{yy}}{\sqrt{Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2 + Z_{yx}^2 + Z_{yy}^2}} = \frac{\sqrt{2}\det Z}{\sqrt{ssqZ}}\,. \tag{62}$$

A soros és párhuzamos impedancia lényeges és legkézenfekvőbb tulajdonsága, hogy független a mérési irányoktól, tehát tenzor invariáns mennyiségek. A soros impedancia a TM móddal van összefüggésben, főleg a galvanikus hatások befolyásolják és a határfelületen keresztüli áramfolyással áll kapcsolatban. A párhuzamos ezzel szemben a TE móddal írható le, vagyis sokkal érzékenyebb az indukciós hatásokra, így a határfelületmenti áramfolyáshoz társítható (Romo *et al*., 2005).

III. INVARIÁNSOK LEKÉPEZÉSI TULAJDONSÁGAINAK VIZSGÁLATA

A magnetotellurikus kutatásban a 2×2-es impedancia tenzor komplex rendszere biztosítja a földtani információt és az invariáns mennyiségek definiálásának lehetőségét is. Az impedancia tenzorból számos invariáns mennyiségek levezethető, néhányat a II. fejezetben bemutattam. Az invariáns mennyiségek a geokörnyezet megismerésében fontos szerepet játszanak, egyrészt mivel a kutatott szerkezet tulajdonságainak: alakjának, kiterjedésének és dimenziójának vizsgálata révén modellezik a környezetet felépítő rendszer elemeit, másrészt változatosságuk révén lehetővé teszik a komplex értelmezést.

Ebben a fejezetben az invariáns mennyiségek alapvető leképezési tulajdonságait mutatom be, és numerikus modellezés révén sajátos megjelenési formájukat vizsgálom különböző geológiai modellek esetében. Néhány terepi példán keresztül valós körülmények között ismertetem használhatóságukat, komplex értelmezési lehetőségeiket.

III.1 Numerikus modellezési környezet, alkalmazott invariáns rendszerek felépítése

A modellezés során az volt a célom, hogy a meglévő előismeretek mellett geológiai modellek birtokában vizsgáljam az invariáns mennyiségek leképezési tulajdonságait. A modellezést alapvetően 3D környezetben és adatrendszer mellett végeztem.
Magát a szintetikus modellt egy 33×33×25-ös (*xyz*) rácsként definiáltam, ahol a logaritmikusan növekvő rácstávolság mellett az adatrendszert a terület közepére vonatkoztattam (5. ábra). A 7×7 MT állomást tartalmazó adatrendszer 4 km-es ponttávolsággal a középponthoz képest szimmetrikus helyzetű. A modellezéshez a WSINV3DMT 3D inverziós programkód direkt feladat megoldását használtam (Siripunvaraporn *et al*., 2005a,b), ahol a modellezést 49 MT állomáson, 16 frekvencia és 8 válaszfüggvény ($\mathrm{Re}\,Z_{xx}$, $\mathrm{Im}\,Z_{xx}$, $\mathrm{Re}\,Z_{xy}$, $\mathrm{Im}\,Z_{xy}$, $\mathrm{Re}\,Z_{yx}$, $\mathrm{Im}\,Z_{yx}$, $\mathrm{Re}\,Z_{yy}$, $\mathrm{Im}\,Z_{yy}$) bevonásával végeztem.
A II. fejezetben ismertetett invariáns mennyiségeket az egyszerűbb áttekinthetőség érdekében rendszereztem, azonos típusú és tulajdonságú csoportokat hoztam belőlük létre. Ezek közül néhány már egy adott rendszert alkotott, mint pl. a WAL- (Weaver *et al*., 2000) vagy a Bahr- (Bahr, 1988,1991) invariánsok, így ezeken nem változtattam.

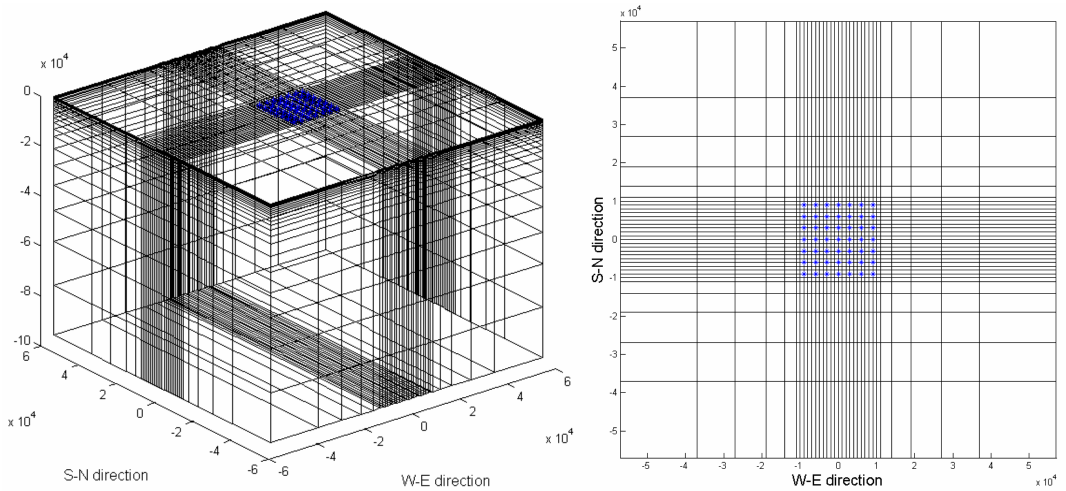
A csoportok a következők:

I. Invariáns alapú ellenállások: független invariáns rendszer $\rho_{\mathrm{Re}^2 Z_1}$, $\rho_{\mathrm{Im}^2 Z_1}$, $\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$ (Szarka és Menvielle, 1997), soros és párhuzamos impedancia alapján becsült ellenállások (ρ_S és ρ_P) (Romo *et al*., 2005), egyéb invariáns alapú ellenállások: $\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}(Z)}$ (Szarka és Menvielle, 1997; Szarka *et al*., 2000).

II. Fázistenzor-invariánsok: fázis ellipszis (α_{PH}, β_{PH}, θ_{PH}); fázistenzor komponensek összehasonlítása ($\Phi_{\max}/\Phi_{\min}$, $\Phi_{\max}-\Phi_{\min}$), matematikai fázistenzor-invariánsok (Φ_{I_1}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{tr}) (Caldwell *et al.*, 2004).

III. WAL-invariánsok: centrális impedanciák (I_1 és I_2), dimenzió indikátorok (I_3, I_4, I_5, I_6, I_7, Q) (Weaver *et al.*, 2000).

IV. Bahr-invariánsok: Swift szög, Swift aszimmetria (κ - Swift's skew), az impedancia tenzor komponensei közötti fáziskülönbség (μ), fázis érzékeny aszimmetria (η), 2D indikátor (Σ) (Swift, 1967; Bahr, 1988, 1991; Prácser és Szarka, 1999).



5. ábra: A numerikus modellezés során alkalmazott 33×33×25 rácspontú 3D modell térbeli (bal) és felülnézeti (jobb) képe (kék színnel a felvett adatrendszer pontjai láthatók: 7×7)

A modellezés során vizsgáltam az invariáns mennyiségek periódusidő függvényében meghatározott horizontális térképszeleteit (pszeudo-térképeit), leképezési tulajdonságait és a geoelektromos dimenziókat meghatározó paraméterek komplex rendszerét. Az értelmezés megkönnyítésére – ahol lehetett – az ábrákon a modell valós méreteit is feltüntettem (a ható fehér színnel kiemelve).

III.2.1 Az I. csoport: invariáns alapú ellenállások

A magnetotellurikus impedancia tenzor független invariáns rendszere hét invariáns mennyiséget tartalmaz, amely mellett a nyolcadik a mérési irányszög (Szarka és Menvielle, 1997). Mivel a független invariáns rendszer impedancia alapú mennyiségekből áll, a korrekt összehasonlításhoz ellenállásra transzformált értéküket vettem figyelembe (Szarka *et al.*, 2000). Így az invariáns alapú ellenállások megjelenítése lehetőséget biztosított a hagyományos inverziós eljárásokhoz alkalmazott látszólagos fajlagos ellenállással való összehasonlításhoz is.

A vizsgálat során a hét független invariánst és az ezekhez kapcsolódó szintén invariáns paramétereket modelleztem. Az ellenállás transzformációk a II. fejezetben bemutatott összefüggések alapján a következők (Szarka *et al*., 2000; Szarka *et al*., 2005):

$$\rho_{\mathrm{Re}^2 Z_1} = \frac{2}{\omega\mu_0}\mathrm{Re}^2 Z_1, \qquad \rho_{\mathrm{Im}^2 Z_1} = \frac{2}{\omega\mu_0}\mathrm{Im}^2 Z_1, \tag{63a,b}$$

$$\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)} = \frac{2}{\omega\mu_0}\left|\det(\mathrm{Re}\,Z)\right|, \qquad \rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)} = \frac{2}{\omega\mu_0}\left|\det(\mathrm{Im}\,Z)\right|, \tag{63c,d}$$

$$\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)} = \frac{1}{\omega\mu_0} ssq(\mathrm{Re}\,Z), \qquad \rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)} = \frac{1}{\omega\mu_0} ssq(\mathrm{Im}\,Z), \tag{63e,f}$$

$$\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)} = \rho_1 + \frac{1}{\omega\mu_0}\mathrm{Re}\det(Z), \qquad \rho_{\mathrm{Im}\det(Z)} = \frac{1}{\omega\mu_0}\mathrm{Im}\det(Z), \tag{63g,h}$$

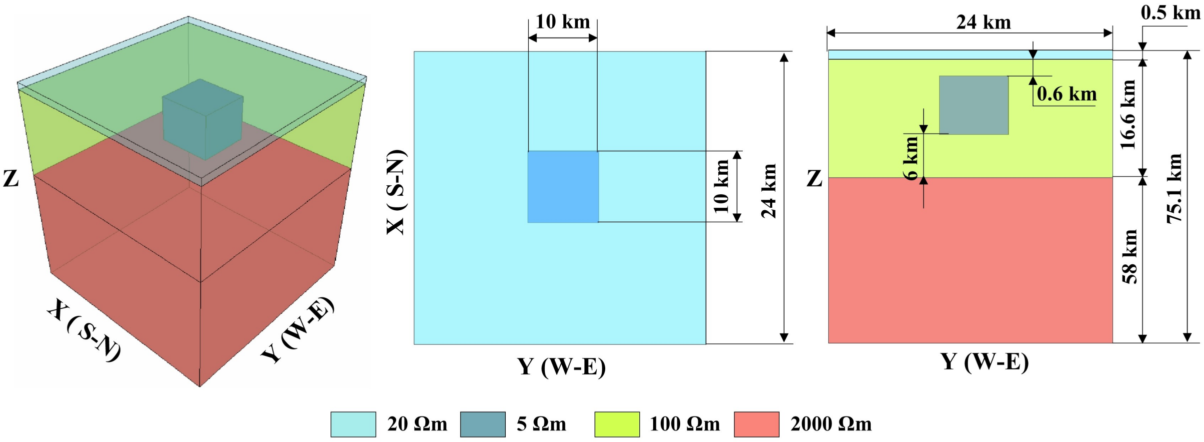
$$\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)} = \rho_1 + \frac{1}{2\omega\mu_0}\mathrm{Re}\,ssq(Z), \qquad \rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)} = \frac{1}{2\omega\mu_0}\mathrm{Im}\,ssq(Z), \tag{63i,j}$$

$$\rho_{\mathrm{Re}\,Z} = \frac{\left(\rho_{\mathrm{Re}\,Z_1} + \rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)} + \rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)}\right)}{3}, \qquad \rho_{\mathrm{Im}\,Z} = \frac{\left(\rho_{\mathrm{Im}\,Z_1} + \rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)} + \rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}\right)}{3}, \tag{63k,l}$$

$$\rho_S = \frac{1}{2\omega\mu_0}\left|Z_S\right|^2, \qquad \rho_P = \frac{1}{2\varpi\mu_0}\left|Z_P\right|^2, \tag{63m,n}$$

ahol ρ_1 az első réteg fajlagos ellenállása.

Az invariánsok alapvető leképezési tulajdonságainak megismerése céljából egyszerű rétegzett féltérbe ágyazott négyzet alapú, jólvezető hasábot definiáltam modellként (1. modell - 6. ábra). Ezáltal a leképezési tulajdonságok részletes változását követni tudtam. A modellezés során kapott 3D térmodellt a periódusidő ($f = 1/T$) függvényében horizontális térképszeletek formájában ábrázoltam, majd elemeztem az invariánsoknak a szerkezeti geometriához köthető leképezési tulajdonságait.



6. ábra: Az 1. modell: 3D térbeli nézet (bal), felülnézet (közép), oldalnézet (jobb)

A hagyományos mérési irányoknak megfelelő látszólagos fajlagos ellenállások (ρ_{xy} és ρ_{yx}) eredményei szerepelnek a 7-8. ábrán (első két sor). A kimutatandó objektum hatása az adott mérési irányban (az arámirányra merőlegesen) megnyúlik, így a valós geometriai paramétereket csak önmagukban nézve nem kapjuk vissza egyértelműen (lásd fehér négyzet). Emellett jól láthatóan nemcsak alaktorzítással, hanem oldalhatással is számolnunk kell.

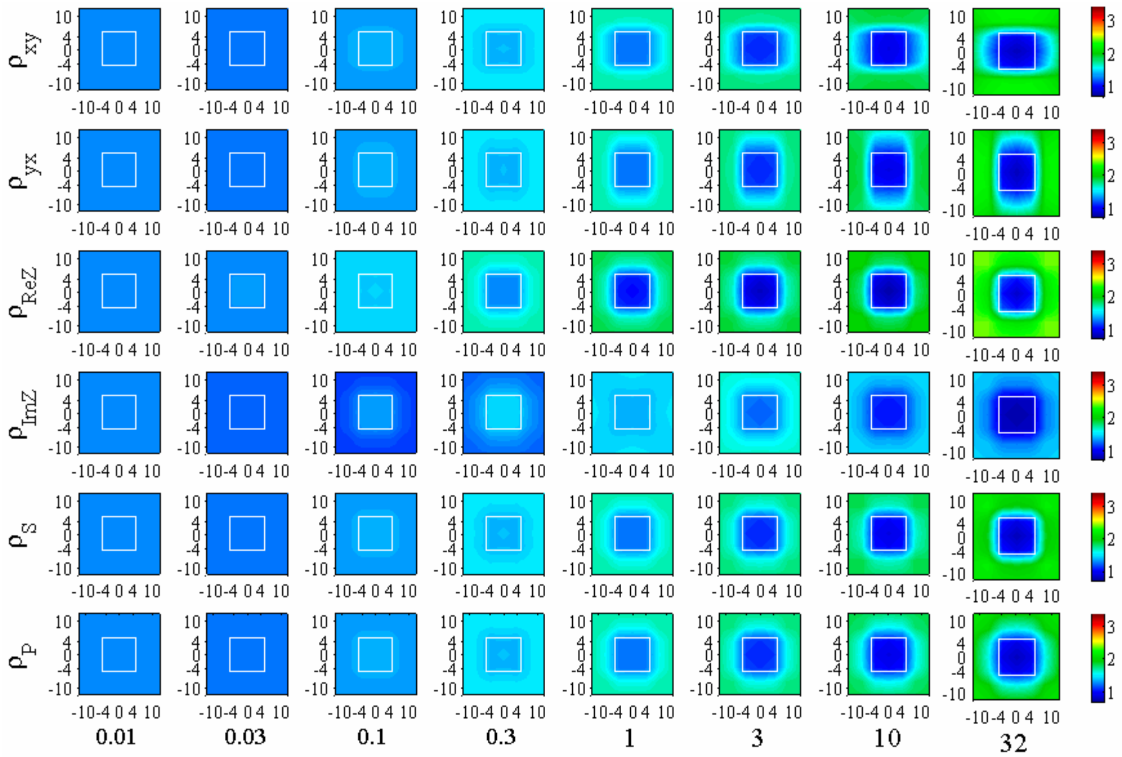
Az inverzió során gyakran a mindkét irányban mért látszólagos fajlagos ellenállás együttes (bimodal) inverzióját hatjuk végre. Az invariánsok – szemben a két polarizációs megkülönböztetéssel – a földtani információt már integrált formában tartalmazzák, egyes esetekben kiküszöbölve a torzító hatásokat is. Invariáns alapú inverziót az impedancia tenzor determinánsa alapján elsőként Pedersen *et al*. (2005) végzett.

A 7-8. ábra utolsó két sorában a soros és párhuzamos impedancia alapján számított két transzformált ellenállás (ρ_S és ρ_P) látható. A soros és párhuzamos impedanciákból származtatott invariáns alapú látszólagos fajlagos ellenállások jellegzetessége, hogy az áramfolyás tekintetében különbséget tesz a határfelületmenti és a keresztirányú áramfolyások között. Ennélfogva a soros impedancia a TM móddal (H polarizáció) van összefüggésben, főleg a galvanikus hatások befolyásolják és a határfelületen keresztüli áramfolyással áll kapcsolatban. A párhuzamos impedancia ezzel szemben a TE móddal (E polarizáció) írható le, vagyis sokkal érzékenyebb az indukciós hatásokra, így a határfelületmenti áramfolyáshoz társítható (Romo *et al*., 2005).

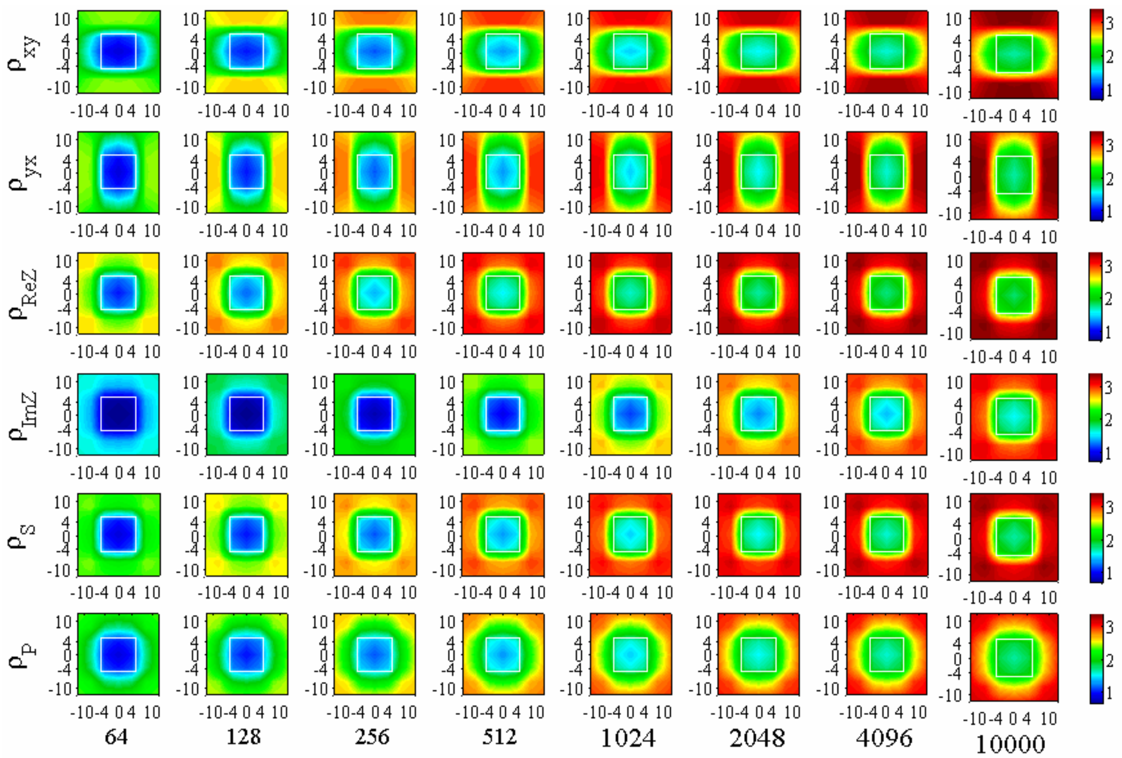
A soros és a párhuzamos invariáns mennyiségek a hagyományos fajlagos ellenállásokkal szemben torzítatlan képet adnak az anomáliáról, és oldalhatás szempontjából is kevésbé érzékenyek. Míg a soros ellenállás sokkal karakterisztikusabb képet ad a jólvezető testről, addig a páthuzamos ellenállásnál a határfelület menti áramok – lekerekítésben megnyilvánuló – indukciós hatása is megjelenik a test oldalai mentén (7-8. ábra). A jólvezető anomália hatása a hosszabb periódusidők esetén is megfigyelhető, annak ellenére, hogy a „skin” mélység alapján számított behatolási mélységhez tartozóan T = 0.242 s (~0.3 s) és T = 22.472 s (~32 s) között már mélyebbről érkező információt is várnánk. A felszíni mérésből nyilvánvalóan összegzett képet kapunk az adott mélységhez tartozó közeg ellenállás-eloszlásáról, amelyben a sokkal kisebb mélységeken jelentkező konduktív test hatása is érvényesül.

A 6. ábrán szereplő jólvezető ható fölött – mivel az áramfolyás szempontjából szimmetrikus helyzetű – a hagyományos látszólagos fajlagos ellenállásoktól elvileg azonos leképezést várunk. Az invariánsok előnyös leképezési tulajdonságai akkor érvényesülnek igazán, ha elnyúlt vagy több különböző irányú hatóval van dolgunk.

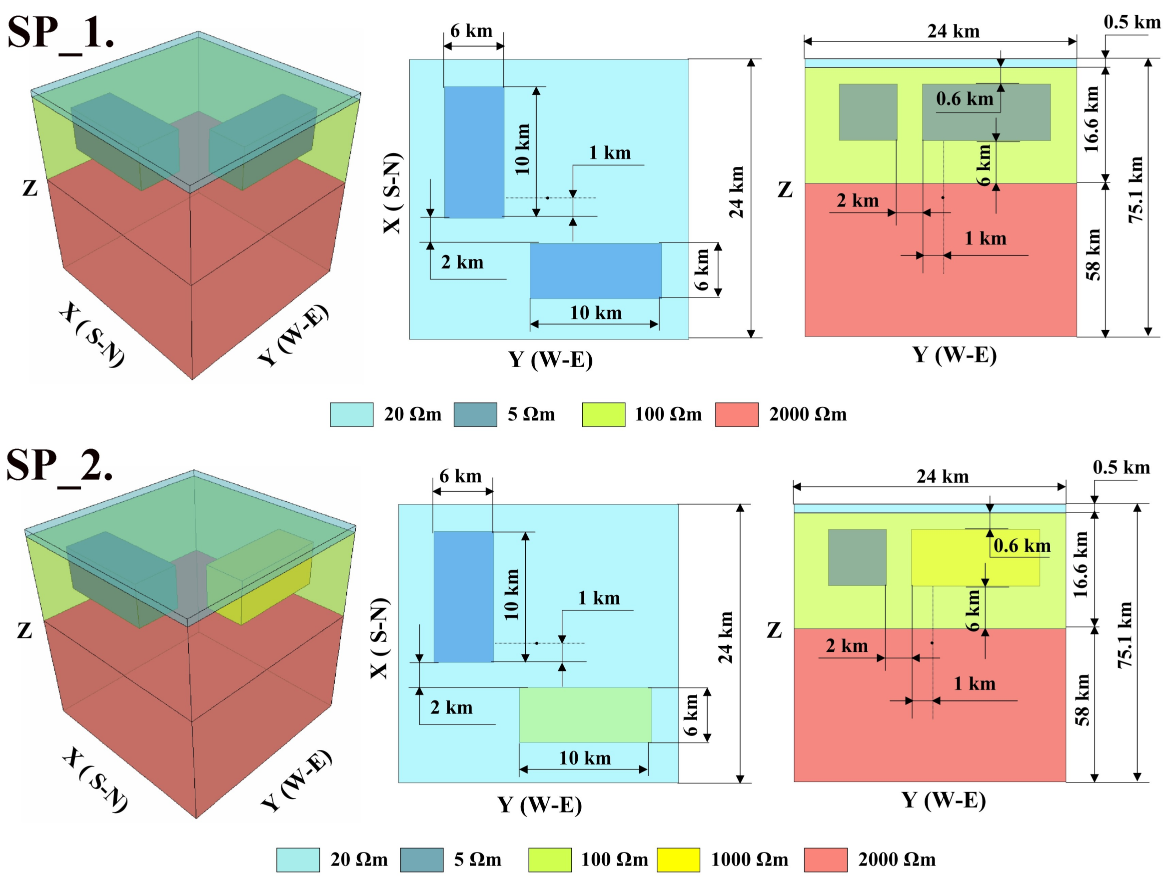
A következőkben két egymáshoz képest 90°-al elforgatott téglalap alapú testet modelleztem, hogy megvizsgáljam: a különféle ellenállás transzformációk milyen eredményeket produkálnak az anomáliák különböző geometriai tulajdonságaira. Annak érdekében, hogy az ellenállás kontraszt követhetőségét is megfigyelhessem, elöször két jó vezetőképességű anomáliát, majd az egyik helyett nagy ellenállású testet vettem figyelembe. A modellek geometriája és ellenállás értékei a 9. ábrán láthatók. Az SP_1 modell esetében a két egymásra merőlegesen elhelyezett test a hagyományos mérési irányoknak megfelelően ÉD és KNy orientációjú.



7. ábra: 1. modell: a hagyományos fajlagos ellenállás (ρ_{xy} és ρ_{yx}) és invariáns alapú ellenállások ($\rho_{\mathrm{Re}\,Z}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,Z}$, ρ_S , ρ_P) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 0.01-32 s). Az ellenállás értékek 10-es alapú logaritmusban értendők [Ωm]. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



8. ábra: 1. modell: a hagyományos fajlagos ellenállás (ρ_{xy} és ρ_{yx}) és invariáns alapú ellenállások ($\rho_{\mathrm{Re}\,Z}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,Z}$, ρ_S , ρ_P) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 64-10^4 s). Az ellenállás értékek 10-es alapú logaritmusban értendők [Ωm]. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



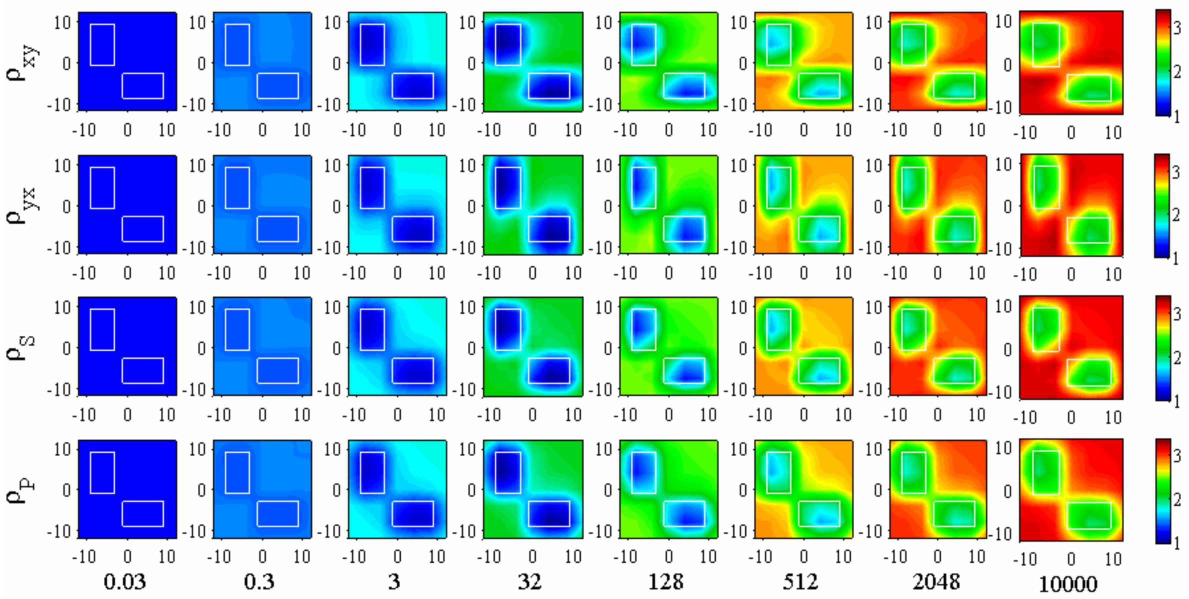
9. ábra: Az SP_1. és SP_2. modellek: térbeli nézet (bal), felülnézet (közép), oldalnézet (jobb)

Következésképpen a ρ_{yx} ellenállás az áramcsatornázás miatt fellépő áramvonal sűrűség-növekedése következtében az ÉD-i irányú anomáliákat jelzi nagyobb biztonsággal, míg az ρ_{xy} a KNy-i irányúakat (10. ábra – 1-2 sor). A soros és párhuzamos invariáns alapú ellenállások ezzel szemben torzítatlan módon – a geometria értékekkel is jól korrelálva – mindkét irányú objektum együttes hatását mutatják.

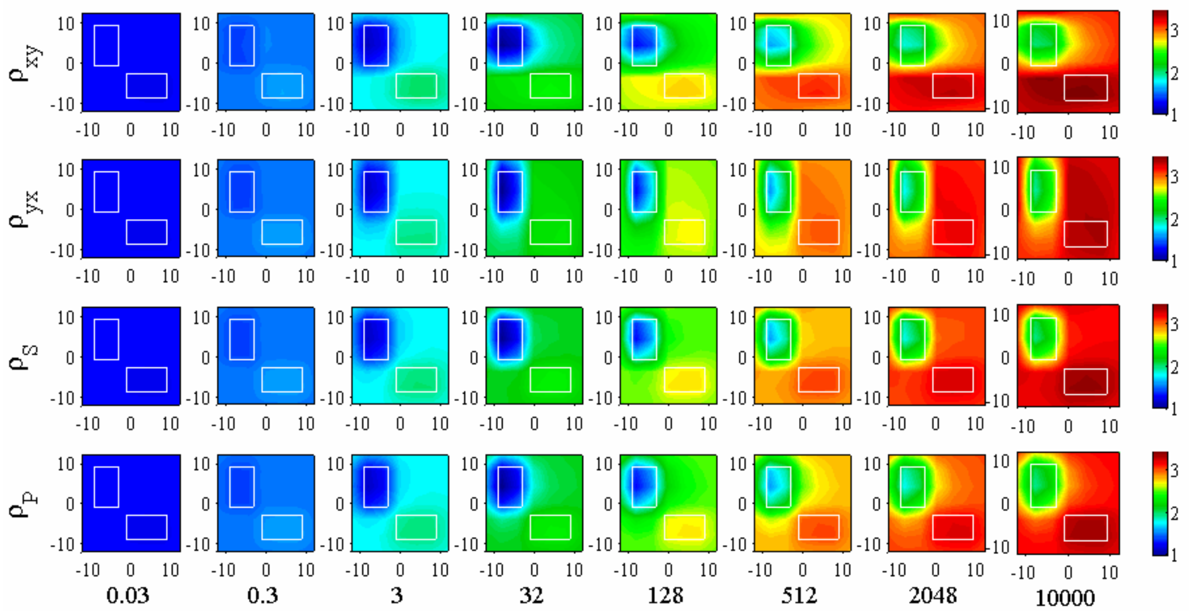
A magnetotellurikus paraméterek főként a jólvezető hatókra érzékenyek, így egyértelmű, hogy egy nagy ellenállású inhomogenitás hatása egy jólvezető jelenlétében kevésbé szignifikánsan jelenik meg (SP_2. modell – 11. ábra), illetve a beágyazó közeg hatóhoz mért ellenállás-kontrasztjának is függvénye.

Megjegyezném, hogy a számított látszólagos fajlagos ellenállások (ρ_{xy} és ρ_{yx}) a nagyellenállású ható geometriáját még közelítőleg sem képesek visszaadni, főként a ható csapásirányára merőleges mérési irány esertében (ρ_{xy}). Így – látszólagos fajlagos ellenállást használva az inverzió során – joggal felmerül a kérdés, hogy a TE és a TM polarizációk különválasztása a valódi ellenállás viszonyokat mutatja-e, vagy éppen csak a jólvezető áramirányú hatókat emeli ki kellő biztonsággal.

Az impedancia tenzor 2×2-es komplex rendszere számos matematikai invariáns meghatározását teszi lehetővé, mint például a determináns ($\rho_{\det}$), az impedancia elemek négyzetösszegének négyzetgyöke (ρ_{ssq}), stb.



10. ábra: SP_1 modell: a hagyományos látszólagos fajlagos ellenállás (ρ_{xy} és ρ_{yx}), illetve a soros és párhuzamos invariáns alapú ellenállások (ρ_S és ρ_P) horizontális térképszeletei a periódusidő (T = 0.03-10^4 s) függvényében. Az ellenállás értékek 10-es alapú logaritmusban értendők [Ωm]. (A fehér téglalapok a modellek felülnézeti képét mutatják (lásd 55. ábra))



11. ábra: SP_2 modell: a hagyományos látszólagos fajlagos ellenállás (ρ_{xy} és ρ_{yx}), illetve a soros és párhuzamos invariáns alapú ellenállások (ρ_S és ρ_P) horizontális térképszeletei a periódusidő (T = 0.03-10^4 s) függvényében. Az ellenállás értékek 10-es alapú logaritmusban értendők [Ωm]. (A fehér téglalapok a modellek felülnézeti képét mutatják (lásd 55. ábra))

Az ezekből származtatott ellenállás értékek az impedancia tenzor teljes információtartalmát együttesen (két polarizációtól eltekintve) képesek kezelni, ellenben a szeparált mérési irányoknak megfelelő transzformációkkal (ρ_{xy} és ρ_{yx}). A determináns és a négyzetösszeg alapján képezett matematikai invariánsok komplex mennyiségek, így reális és képzetes komponenseik külön értelmezhetők.

A *det* és az *ssq* előnyös leképezési tulajdonságára vonatkozó információk már Szarka (1994) munkájában megjelennek egy ún. „vékonyréteges” modellezés során. A hagyományos megjelenítési módokkal összehasonlítva a *det* és az *ssq* reális és képzetes része lényegében – az ún. lokális 1D leképezést nyújtó alap-invariánsokhoz tartozóan – valósághű és robusztus leképezést nyújt. Szarka (1994) vizsgálatai során kiderült, hogy az impedancia tenzor valós részéből számított látszólagos fajlagos ellenállás mélyebbről hordoz információt, mint a képzetes részből számított.

A modellezés során a „skin” mélység alapján számított elsődleges frekvencia szerint az objektumnak a T = 0.242 s-on (~0.3 s) kellene elsőként megjelennie. Ehhez képest a valós impedanciából képzett fajlagos ellenállás az adott perióduson már érzékeli az anomáliát, ellenben a képzetes részben sokkal később, azaz nagyobb periódusidő esetén indikálódik. Következésképpen a valós (reális) tenzor-elemekből álló invariánsok jelentősen kisebb periódusidő esetén nyújtanak a mélyszerkezetről információt, mint az imaginárius vagy kevert invariánsok (soros és párhuzamos). E különbség a $\rho_{\mathrm{Re}\,Z}$ és $\rho_{\mathrm{Im}\,Z}$, a $\rho_{\mathrm{Re}^2\,z_1}$ és, $\rho_{\mathrm{Im}^2\,z_1}$ a $\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$ és, $\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$ valamint a $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,z)}$ és $\rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}$ párokban is megjelenik (12-13.ábra)

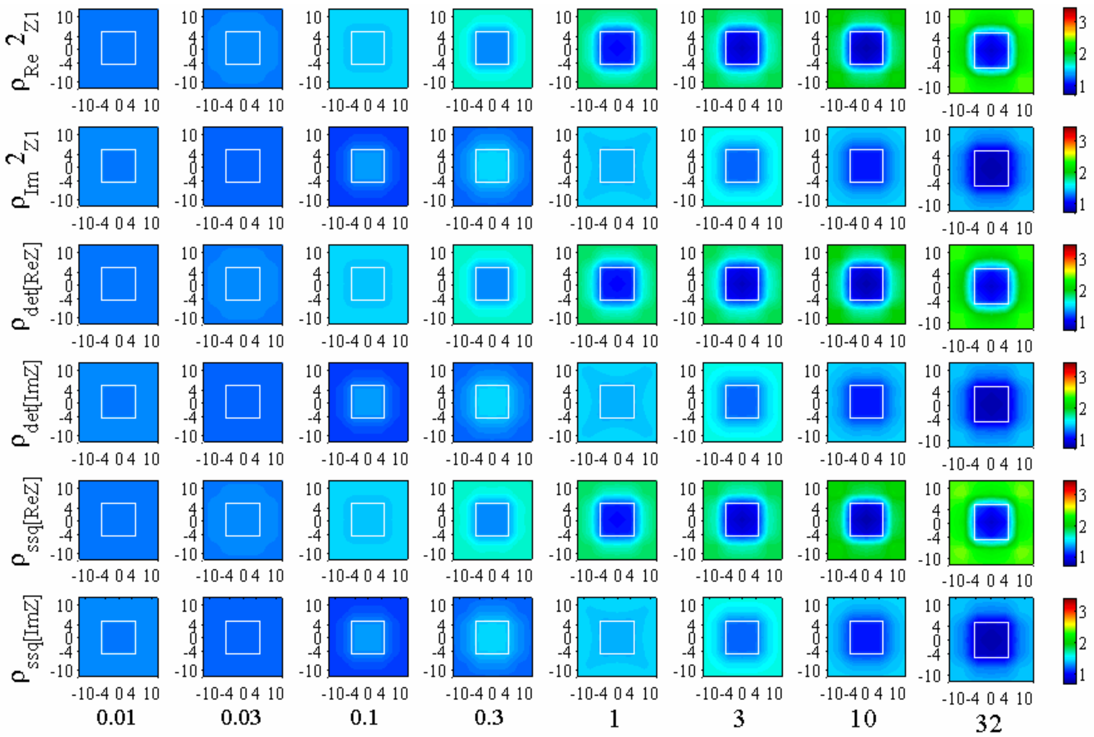
Az invariáns alapú ellenállás transzformáció leképezési tulajdonságai attól is függenek, hogy a függvény-transzformáció magára a komplex impedanciára, vagy a valós és képzetes impedanciára vonatkozik-e (Szarka *et al.*, 2005). Szarka *et al*. (2000) munkájában részletesen foglalkozik ennek a jelenségnek a vizsgálatával. Megállapítása szerint a $\mathrm{Re}\, f(Z)$ – a $\mathrm{Re}\, f(Z) = f(\mathrm{Re}\,Z) - f(\mathrm{Im}\,Z)$ összefüggés alapján – a $f(\mathrm{Re}\,Z)$ és $f(\mathrm{Im}\,Z)$ közötti különbséget adja meg, így tulajdonképpen fázis tulajdonságú jelleget mutat (Szarka *et al*., 2004). Ezzel szemben az $\mathrm{Im}\, f(Z)$ a reális és a képzetes tenzor közötti közbenső tulajdonságú sokkal összetettebb információval rendelkezik (14-15. ábra).

A továbbiakban számszerűsített képet adok az irány-független mennyiségek különbözőségére és a legjobb leképezést adó paraméter kiválasztási lehetőségére. A modellezési eredmények vizuális megfigyeléséből kitűnt, hogy az invariáns alapú látszólagos fajlagos ellenállás transzformációk 1D robusztus leképezése valós és alakhű képet szolgáltat. Annak érdekében, hogy ezt számszerűleg is bizonyítsam, korreláció-analízist végeztem. A vizsgálat során a lineáris korreláció egyik speciális esetét alkalmaztam, a Spearman rang korrelációt, amely a kapcsolat szorosságának mérésére a két változó rangszámainak különbségét használja (Szarka *et al*., 2004, internetes hivatkozás No2). Az együttható értéke (későbbiekben $\rho_{Spearman}$) az –1 és +1 intervallumot fogja át, ahol az értékek minél közelebb vannak a +1-hez, annál szorosabb a kapcsolat a két változó között, a –1 érték pedig ellentétes korrelációként értelmezhető.

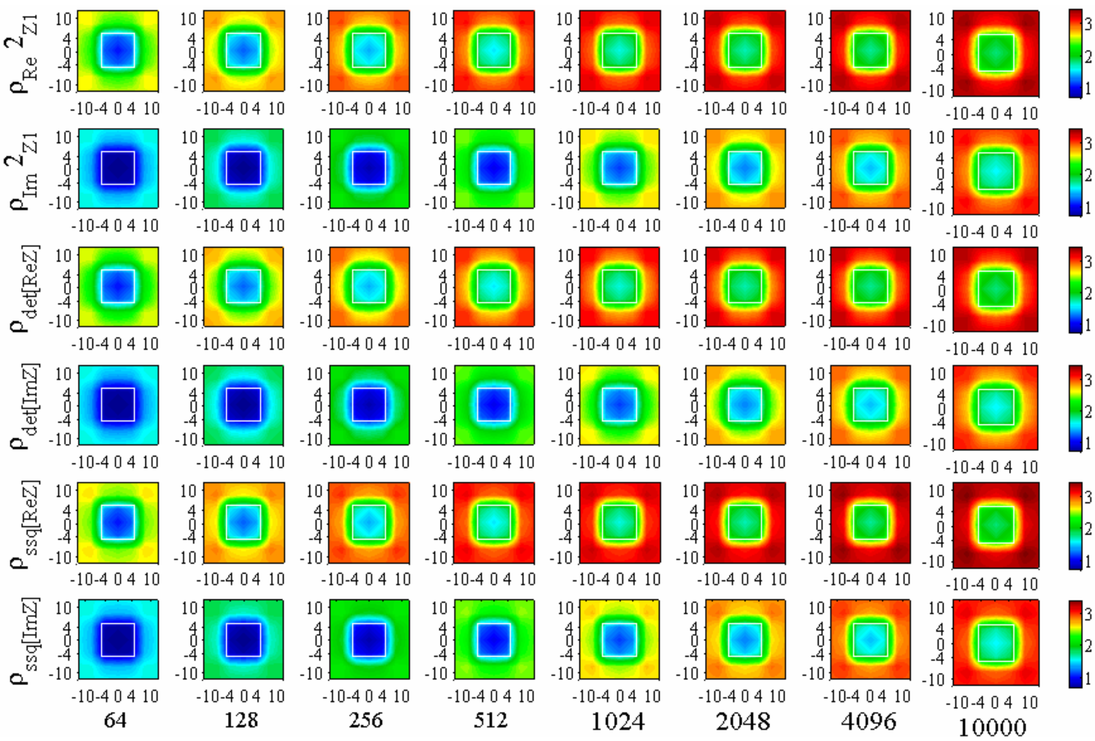
A Spearman korrelációs együttható összefüggése a következő:

$$\rho_{Spearman} = \frac{n(\sum_{i=1}^{n} x_i y_i) - (\sum_{i=1}^{n} x_i)(\sum_{i=1}^{n} y_i)}{\sqrt{n(\sum_{i=1}^{n} x_i^2) - (\sum_{i=1}^{n} x_i)}\sqrt{n(\sum_{i=1}^{n} y_i^2) - (\sum_{i=1}^{n} y_i)}}, \tag{64}$$

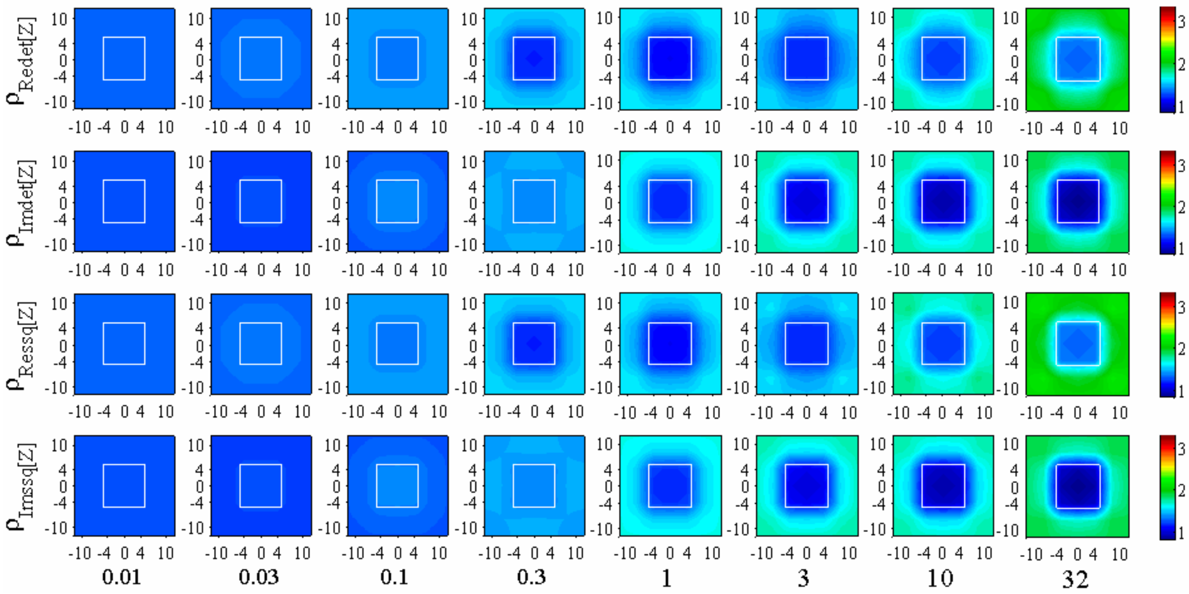
ahol n a mintaszám, x_i és y_i az x és y adatrendszer rangjai.



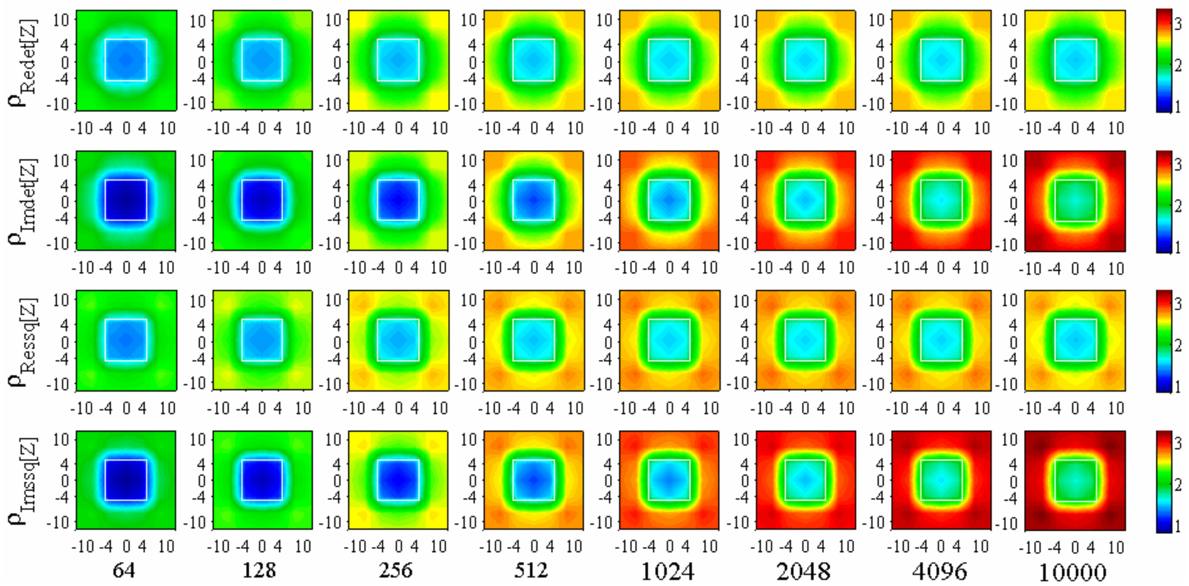
12. ábra: 1. modell: a hat független invariáns ($\rho_{\mathrm{Re}^2 z_1}$, $\rho_{\mathrm{Im}^2 z_1}$ $\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}$) horizontális térképszelete a periódusidő függvényében (T = 0.01-32 s). Az ellenállás értékek 10-es alapú logaritmusban értendők [Ωm]. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



13. ábra: 1. modell: a hat független invariáns ($\rho_{\mathrm{Re}^2 z_1}$, $\rho_{\mathrm{Im}^2 z_1}$ $\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}$) horizontális térképszelete a periódusidő függvényében (T = 64-10^4 s). Az ellenállás értékek 10-es alapú logaritmusban értendők [Ωm]. (A fehér négyzet a 10km×10km–es modell felülnézeti képét mutatja)

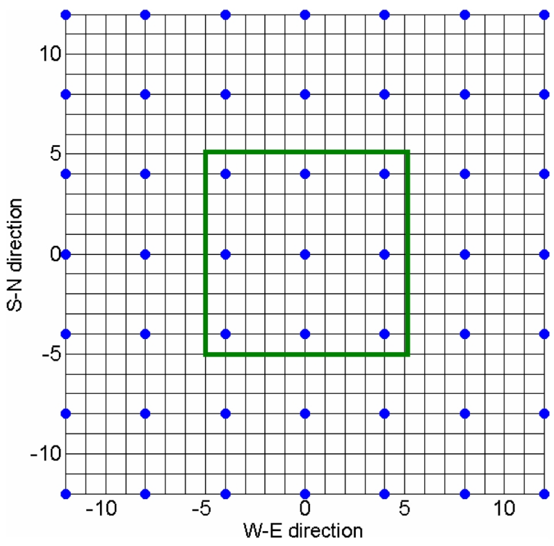


14. ábra: 1. modell: a 7. független invariáns $(\rho_{\mathrm{Im}\,\det(Z)})$ és egyéb ellenállás alapú invariáns mennyiségek ($\rho_{\mathrm{Re}\,\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$) horizontális térképszelete a periódusidő függvényében (T = 0.01-32 s). Az ellenállás értékek 10-es alapú logaritmusban értendők [Ωm]. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



15. ábra: 1. modell: a 7. független invariáns $(\rho_{\mathrm{Im}\,\det(Z)})$ és egyéb ellenállás alapú invariáns mennyiségek ($\rho_{\mathrm{Re}\,\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$) horizontális térképszelete a periódusidő függvényében (T = 64-10^4 s). Az ellenállás értékek 10-es alapú logaritmusban értendők [Ωm]. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)

A korrelációs együttható meghatározásához a szintetikus modellre számolt invariáns mennyiségek rácspontokban meghatározott értékeit és magát a modellt leíró adatrendszert vettem figyelembe. A 16. ábrán a modell anomális részének egy horizontális szelete, azaz az adott magnetotellurikus állomásokhoz tartozó modell ellenállás értékei láthatóak. Mivel a leképezés a fő cél, így – minden frekvenciára – csak az inhomogenitást leíró ellenállás értékeket vettem figyelembe. Ezáltal vizsgálható volt az anomália megjelenése, illetve hatásának megszűnése a periódusidő növekedésével.



100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100
100	100	5	5	5	100	100
100	100	5	5	5	100	100
100	100	5	5	5	100	100
100	100	100	100	100	100	100
100	100	100	100	100	100	100

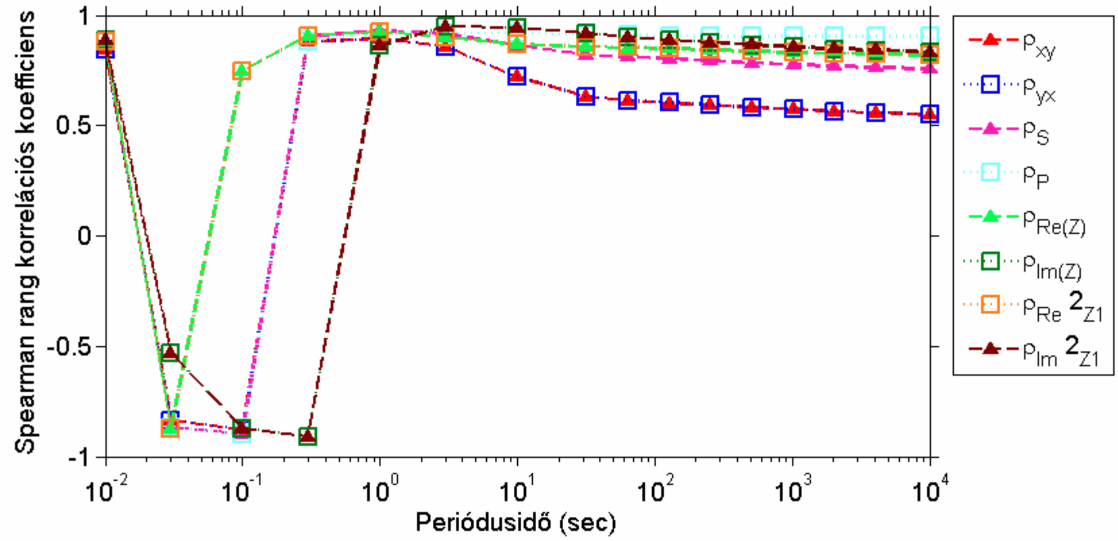
16. ábra: A magnetotellurikus állomások pozíciói (bal), valamint a modell anomális részének (ellenállás alapú „alakfüggvény”) állomásokhoz tartozó ellenállás értékei (jobb). A zöld négyzet a modell valós méretét mutatja

A következőkben nézzük meg, hogy az invariáns alapú ellenállások mennyire képesek az adott ellenállás eloszlást alakhűen visszaadni. A feltételezés szerint, ha alakhű leképezést nyújt egy invariáns, akkor $\rho_{Spearman}$-ja az anomális tér leképezésénél egyhez közeli értékű. Minden más esetben pedig nulla (nincs korrelációs) vagy -1-hez (ellentétes korreláció) közeli értéket vehet fel, attól függően, hogy milyenek leképezési tulajdonságai.

A 17-18. ábrák a korrelációs analízis eredményét mutatják. Az ábrán jól látható, hogy egy bizonyos periódustól számítva az invariánsok korrelációs együtthatója 1-hez közeli értéket vesz fel, bizonyítja az invariánsok alakhű leképezésének meglétét. A „skin” mélység alapján becsült periódustól (T = 0.3 s) számítva főként az anomális tér ellenállás eloszlása dominál. A felszíni mérés miatt ennek hatása a nagyobb periódusnál is megjelenik, annak ellenére, hogy ezeknél a periódusoknál már a nagyellenállású aljzat hatását kellene mutatnia (6. ábra).

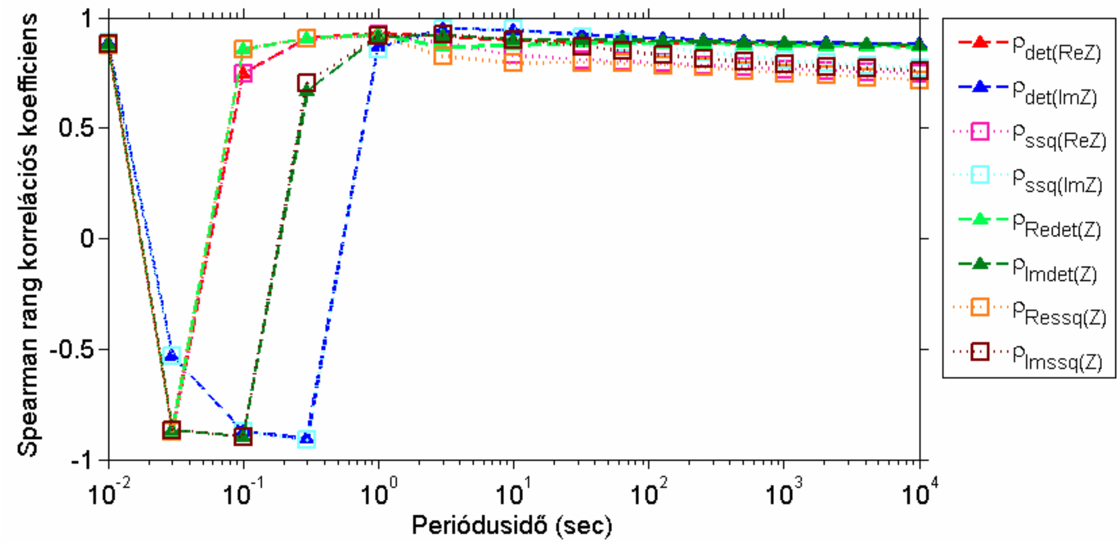
A hagyományos látszólagos fajlagos ellenállások kisebb korrelációt adnak, még az inhomogenitás „skin” mélység alapján becsült megjelenési periódusain (T = 0.3-32 s) is meglehetősen gyengén korrelálnak a modell paramétereivel (17. ábra). Ehhez képest az invariáns alapú látszólagos fajlagos ellenállások mindegyike jó korrelációt mutat, a számszerű különbségek a valós és képzetes definíció különbözőségeiből erednek.

A 3. táblázat összefoglalja az invariánsok $\rho_{Spearman}$ értékeit. A táblázatban mind az anomális tér, mind pedig a különböző átlagokhoz tartozó értékek fel lettek tüntetve. Mivel a képzetes invariánsok leképezésében sokkal nagyobb perióduson kezd csak dominálni a modell hatása, a valós és képzetes invariánsok leképezéséhez tartozó átlagok külön szerepelnek: „valós „ átlag (T=0.3-32 s), „képzetes” átlag (T = 3-128 s), „teljes” átlag (T = 10^{-2}-10^{4} s).



17. ábra: A hagyományos látszólagos fajlagos ellenállás ellenállások (ρ_{xy} és ρ_{yx}) , és a ρ_S , ρ_P , $\rho_{\mathrm{Re}(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}^2 z1}$, $\rho_{\mathrm{Im}^2 z1}$ invariáns alapú ellenállások Spearman korrelációja az ún. „alakfüggvény (ellenállás alapú) értékeivel a periódusidő függvényében

Korrelációs feltételként a $\rho_{Spearman} > 0.85$ határértéket vettem fel. A számszerű összehasonlítás megadja, hogy az ún. „valós”’ átlaghoz tartozó középértékek között a legjobb eredménnyel egyértelműen a valós alapú invariánsok rendelkeznek, az ún. „képzetes” átlagnál pedig a képzetesek (legjobb $\rho_{\det(\mathrm{Im}\, Z)}$). Ha mindegyik invariánst figyelembe vesszük, az anomális tér leképezését a ρ_P teljesíti a leginkább, a teljes átlag esetén pedig a $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\, Z)}$.



18. ábra: A $\rho_{\det(\mathrm{Re}\, Z)}$, $\rho_{\det(\mathrm{Im}\, Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\, Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Im}\, Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\, ssq(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\, ssq(Z)}$ invariáns alapú ellenállások Spearman korrelációja az ún. „alakfüggvény (ellenállás alapú) értékeivel a periódusidő függvényében

Az invariáns alapú ellenállások korrelációs együttható étékeinek megfelelősége nem csak azt bizonyítja, hogy ezek alakhűen visszaadják a modell paramétereit, hanem azt is, hogy az ellenállás viszonyokkal is jól korrelálnak.

	ρ_{xy}	ρ_{yx}	ρ_S	ρ_P	$\rho_{\mathrm{Re}(Z)}$	$\rho_{\mathrm{Im}(Z)}$	$\rho_{\mathrm{Re}^2 z1}$	$\rho_{\mathrm{Im}^2 z1}$
0.3 s	0.8792	0.8790	0.9029	0.8822	0.9056	-0.9097	0.9056	-0.9097
1 s	0.8952	0.8955	0.9320	0.9244	0.9262	0.8604	0.9262	0.8608
3 s	0.8581	0.8586	0.9171	0.9178	0.8997	0.9493	0.8999	0.9494
10 s	0.7207	0.7212	0.8636	0.9187	0.8663	0.9448	0.8666	0.9448
32 s	0,6321	0,6324	0,8216	0,9133	0,8566	0,9184	0,8570	0,9184
„valós” átlag 0.3-32 s	0,7970	0,7974	0,8874	0,9113	0,8909	0,5527	0,8911	0,5528
„képzetes” átlag 3-128 s	0,6572	0,6575	0,8275	0,9106	0,8575	0,9059	0,8580	0,9061
„teljes” átlag	0.3059	0.3060	0.3686	0.3329	0.3963	0.2598	0.3959	0.2596
	$\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$	$\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$	$\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)}$	$\rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}$	$\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$	$\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$	$\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$	$\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$
0.3 s	0.9070	-0.9071	0.9042	-0.9122	0.9074	0.6670	0.9074	0.7042
1 s	0.9299	0.8655	0.9220	0.8543	0.9214	0.9131	0.9157	0.9203
3 s	0.9116	0.9496	0.8853	0.9490	0.8682	0.9191	0.8248	0.9232
10 s	0.8942	0.9435	0.8288	0.9461	0.8744	0.9008	0.7924	0.9014
32 s	0,8899	0,9224	0,8086	0,9139	0,8848	0,8992	0,7962	0,8700
„valós” átlag 0.3-32 s	0,9065	0,5548	0,8698	0,5502	0,8912	0,8599	0,8473	0,8638
„képzetes2 átlag 3-128 s	0,8908	0,9181	0,8113	0,8890	0,8792	0,8987	0,7893	0,8558
„teljes2 átlag	0.3872	0.2514	0.3996	0.2655	0.3846	0.3394	0.3954	0.3587

3. táblázat: A hagyományos és invariáns alapú ellenállások $\rho_{Spearman}$ korrelációs koefficiensei a periódusidő függvényében

III.2.2 A II. csoport (fázistenzor) invariáns mennyiségei

A galvanikus torzulásoktól mentes fázistenzor a regionális szerkezetek dimenziójának kifejezése érdekében került bevezetésre (Caldwell *et al.*, 2004). A tenzor elemei – annak ellenére, hogy függetlenek a torzulásoktól – a forgatás során nem tartják meg eredeti értéküket, tehát nem invariánsok. Matematikai transzformációk útján azonban a fázistenzorból is előállíthatók olyan invariáns paraméterek, amelyek a forgatás során állandóak maradnak, hasonlóan az impedancia tenzor invariáns mennyiségeihez. A fázistenzornak emellett létezik egy grafikus megjelenítési lehetősége is: az ún. fázistenzor ellipszisek. Az ellipszisek paraméterei – a II.5 fejezetben megismertek szerint – $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$, mint az ellipszis nagy és kis tengelye, valamint azimutszöge ($\theta_{PH} = \alpha_{PH} - \beta_{PH}$), ahol β_{PH} invariáns, és a fázistenzor aszimmetriáját írja le. A vizsgálathoz négy matematikai invariánst (Φ_{tr}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{I_1}), a fázistenzor invariánsait ($\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$), valamint ezek hányadosát és különbségét ($\Phi_{\max}/\Phi_{\min}$, $\Phi_{\max}-\Phi_{\min}$) modelleztem. A paraméterek a következők kifejezések alapján határozhatók meg:

– a fázistenzor húrja: $\Phi_{tr} = \sqrt{\dfrac{\Phi_{11}+\Phi_{12}}{2}}$,

– a fázistenzor determinánsa: $\Phi_{\det} = \sqrt{(\Phi_{11}\Phi_{22})-(\Phi_{12}\Phi_{21})}$,

– a fázistenzor elemek négyzetösszege: $\Phi_{ssq} = \sqrt{\Phi_{11}^2+\Phi_{12}^2+\Phi_{21}^2+\Phi_{22}^2}$,

– a fázistenzor WAL I_1 invariáns (reális centrális impedancia) alapján képzett invariáns paramétere: $\Phi_{I_1} = \sqrt{2\Phi_{\det}+\Phi_{ssq}}$,

– a fázis invariáns $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$ különbsége: $\Phi_{\max-\min} = \Phi_{\max}-\Phi_{\min}$,

– a fázis invariáns $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$ hányadosa: $\Phi_{\frac{\max}{\min}} = \dfrac{\Phi_{\max}}{\Phi_{\min}}$.

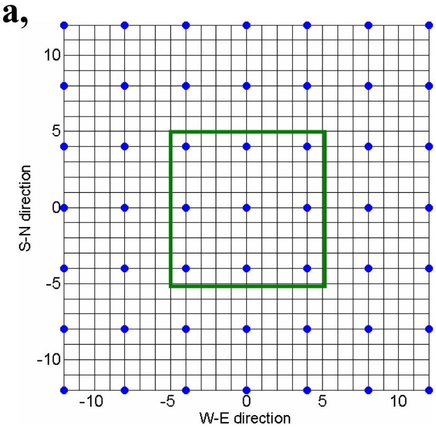
A fázisadatok az elektromos és mágneses térváltozások fázis különbségének mérőszámai. Ha értéke $\phi = \pi/4$, akkor a féltér homogén, $\phi < \pi/4$ esetén az adott frekvenciához tartozóan a mélységgel az ellenállás nő, $\phi > \pi/4$ esetén pedig csökken. A fázisszög az első vagy a harmadik térnegyedbe eshet. Az összehasonlító anomális modellt – az ellenállás viszonyokat figyelembe véve – a közelítő fázis értékek alapján határoztam meg (19b. ábra).

A 20-21. ábrák szerint az invariáns alapú ellenállásokhoz hasonlóan alakhű leképezést kapunk. Az alakhűség mellett a fázis kedvező tulajdonsága abban nyilvánul meg, hogy az anomália megjelenése a modell paraméterek és a „skin” mélység alapján becsült megjelenési frekvenciákkal (T = 0.3-32 s) megegyezik, így sokkal inkább „mélységhelyes” információt ad, mint az előző csoport paraméterei.

A Φ_{tr}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{I_1} matematikai fázistenzor invariánsok az anomális térre vonatkozóan egymáshoz hasonló leképezési tulajdonsággal rendelkeznek. A hosszabb periódusokon azonban ezek lényegbeli különbsége láthatóvá válik, így a [$\Phi_{\det}$,Φ_{tr}], valamint a [Φ_{ssq},Φ_{I_1}] és [$\Phi_{\max}$,$\Phi_{\min}$] párok esetében a leképezés eltérő jelleget mutat (20-23. ábra).

A fázis tenzor invariánsok (Φ_{tr}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{I_1}, $\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$) Spearman korrelációs együtthatói az anomália leképezésének alakhűségét reprezentálják (24. ábra), és a nagyobb periódusok felé – két kivételtől eltekintve ($\Phi_{\det}$, Φ_{tr}) – rámutatnak arra, hogy az anomália indikációja majdnem nullába visszatérően megszűnik, így a ható – a frekvencia alapján becsült – mélységi kijelölése lehetővé válik. A Φ_{tr}, $\Phi_{\det}$ a csoport többi tagjával – ellentétben – a nagyobb periódusokon ellentétes korrelációt mutatnak az anomália hatásával. Ugyancsak nagyobb periódusoknál fellépő torzulás látható a Φ_{ssq}, Φ_{I_1}, $\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$ invariánsoknak is, azonban ez az anomália sarkai mentén indikálódik, amely a 25. ábra alapján jó korrelációt mutat a sarkokhoz fűződő indikációval (átlagosan $\rho_{Spearman} > 0.5$).

a,



b,

5	5	5	5	5	5	5
5	5	5	5	5	5	5
5	5	85	85	85	5	5
5	5	85	85	85	5	5
5	5	85	85	85	5	5
5	5	5	5	5	5	5
5	5	5	5	5	5	5

„alakfüggvény”

c,

0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	1	1	0	0
0	1	0	0	0	1	0
0	1	0	0	0	1	0
0	1	0	0	0	1	0
0	0	1	1	1	0	0
0	0	0	0	0	0	0

„oldalfüggvény”

d,

0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	1	0	0
0	1	0	0	0	1	0
0	0	0	0	0	0	0
0	1	0	0	0	1	0
0	0	1	0	1	0	0
0	0	0	0	0	0	0

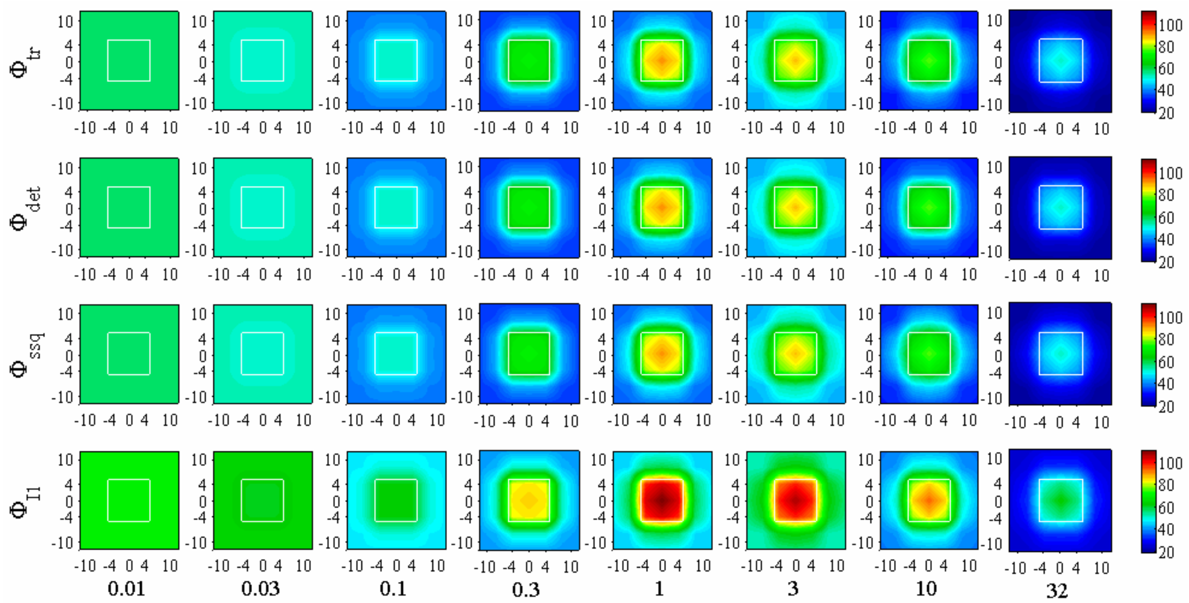
„sarokfüggvény”

19. ábra: A magnetotellurikus állomások pozíciói (a), valamint a modell anomális részének állomásokhoz rendelt értékei a különböző invariáns típusokhoz (b, fázis alapú „alakfüggvény” (értékei fokban értendők); c, „oldalfüggvény”; d, „sarokfüggvény”). A zöld négyzet a modell valós méretét mutatja

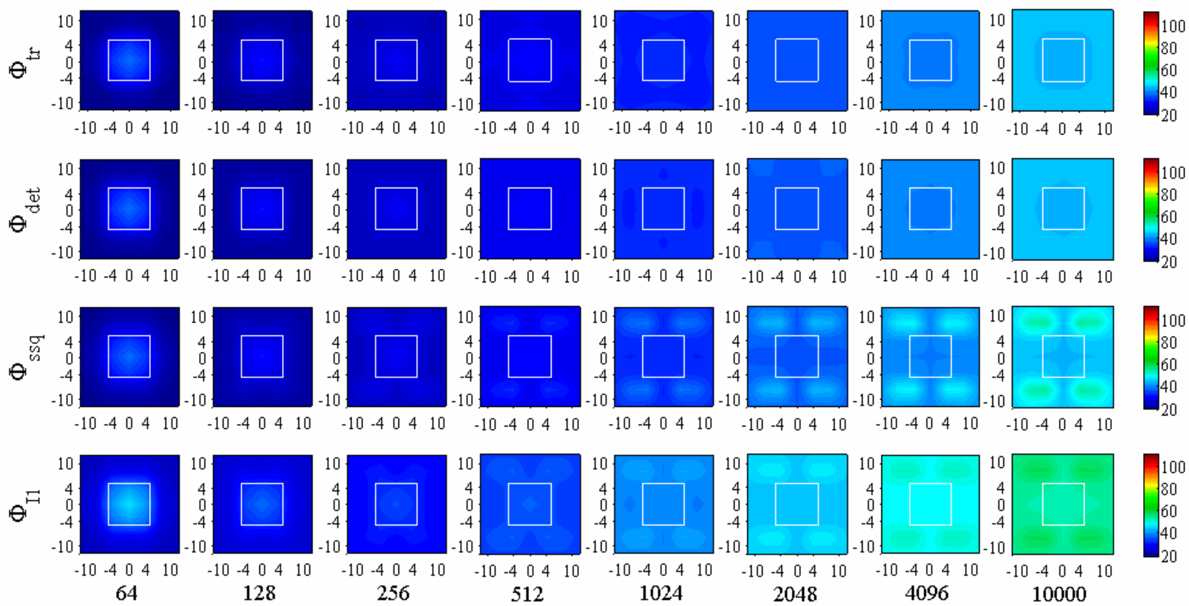
A torzulások oka nem ismert, feltételezhetően numerikus probléma lehet. Az adott határa vonatkozó leképezést ez voltaképpen nem befolyásolja. A 4. táblázatban szereplő értékek szerint a matematikai invariánsok a határértéknek megfelelően ($\rho_{Spearman} > 0.85$) alakhűen visszaadják az anomália geometriai tulajdonságait és a feltételezett fázis értékekkel is jól korrelálnak.

A fázistenzor elemeinek összehasonlítása a $\Phi_{\max/\min}$, $\Phi_{\max-\min}$ paraméterek alapján lehetséges. A Spearman korreláció alapján ezekkel a paraméterekkel jó közelítést kaphatunk az anomália oldalainak geometriájára ($\rho_{Spearman}(\Phi_{\frac{\max}{\min}}) = 0.6130$, $\rho_{Spearman}(\Phi_{\max-\min}) = 0.6337$ (26. ábra).

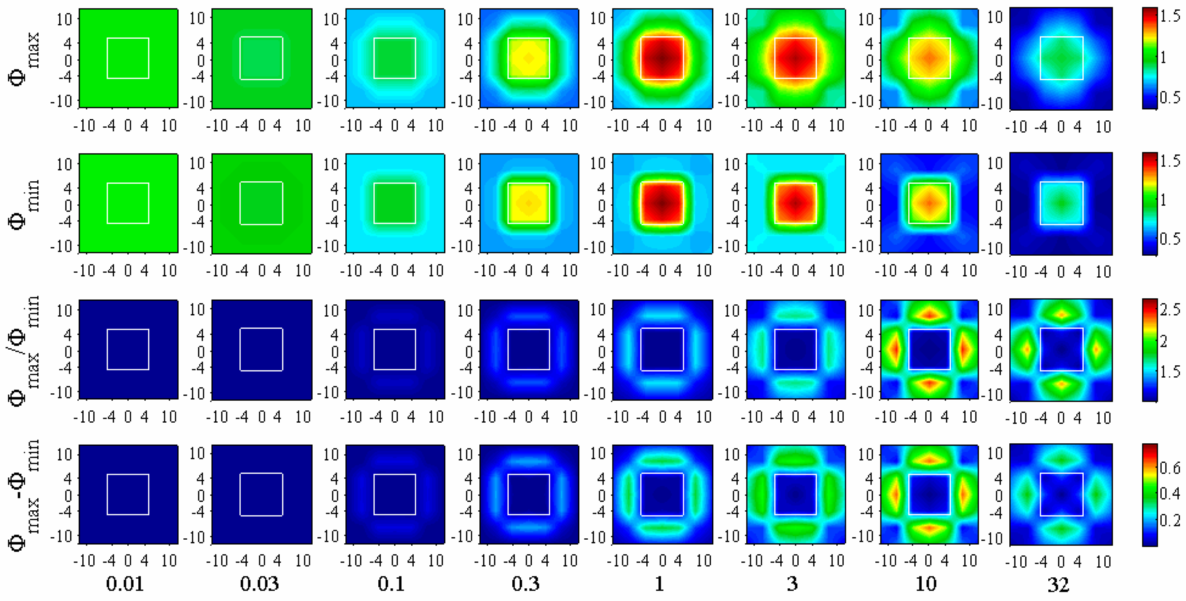
A fázistenzor invariánsai és a matematikai tenzor-invariások rámutatnak arra, hogy nem csak az ellenállás alapú invariánsok képesek alakhű leképezésre, hanem a fázishoz köthető tulajdonságokkal rendelkezők is. A fázistenzor invariánsok – tozulásoktól mentesen – sokkal job becslést adnak a frekvencia alapján meghatározott mélységre, mint a korábban tárgyalt ellenállás alapú invariánsok.



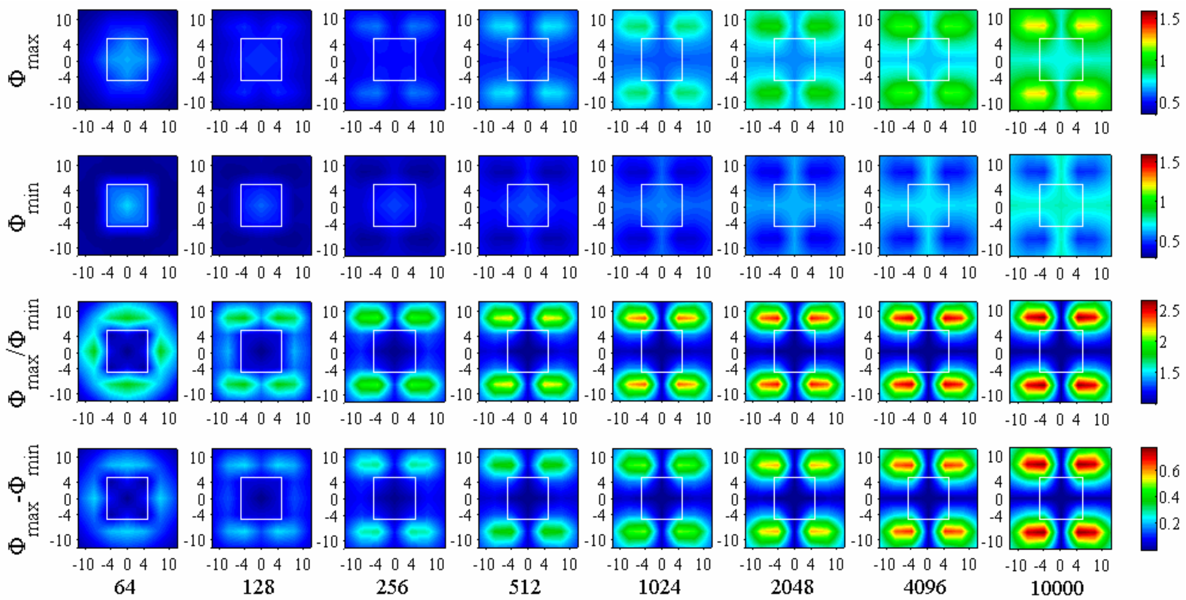
20. ábra: 1. modell: a fázistenzor matematikai invariáns paramétereinek (Φ_{I_1}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{tr}) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 0.01-32 s). Az értékek fokban értendők. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



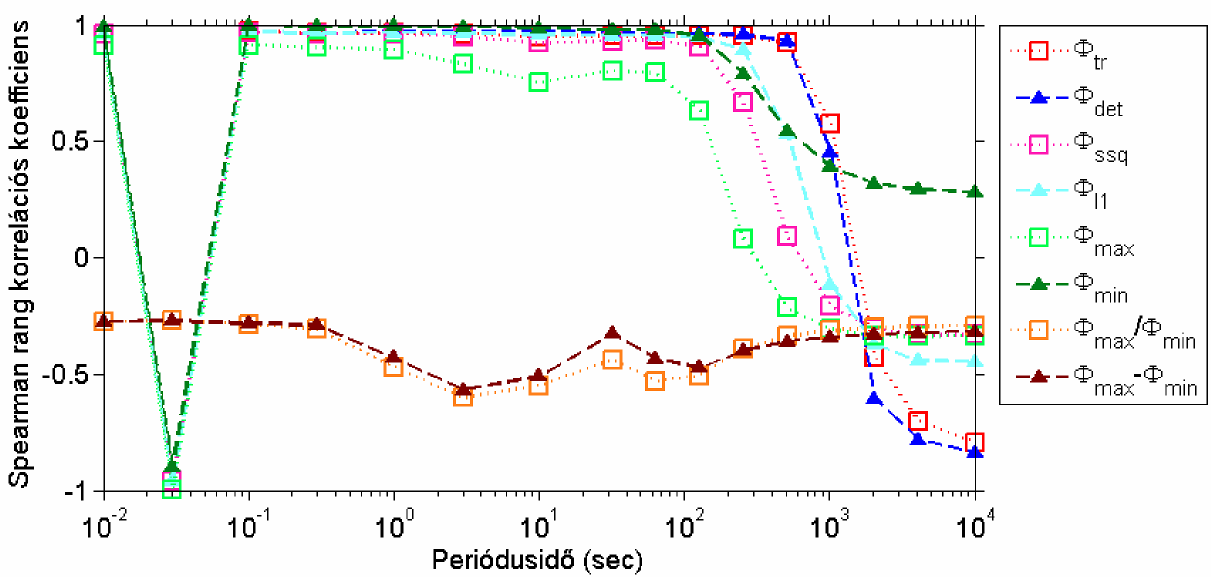
21. ábra: 1. modell: a fázistenzor matematikai invariáns paramétereinek (Φ_{I_1}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{tr}) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 64-10^4 s). Az értékek fokban értendők. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



22. ábra: 1. modell: a fázistenzor invariánsainak (Φ_{max} és Φ_{min}), valamint a fázis invariánsok hányadosának és különbségének (Φ_{max} / Φ_{min}, $\Phi_{max} - \Phi_{min}$) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 0.01-32 s). A fázis értékek radiánban értendők, a további paraméterek dimenziótlan mennyiségek. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



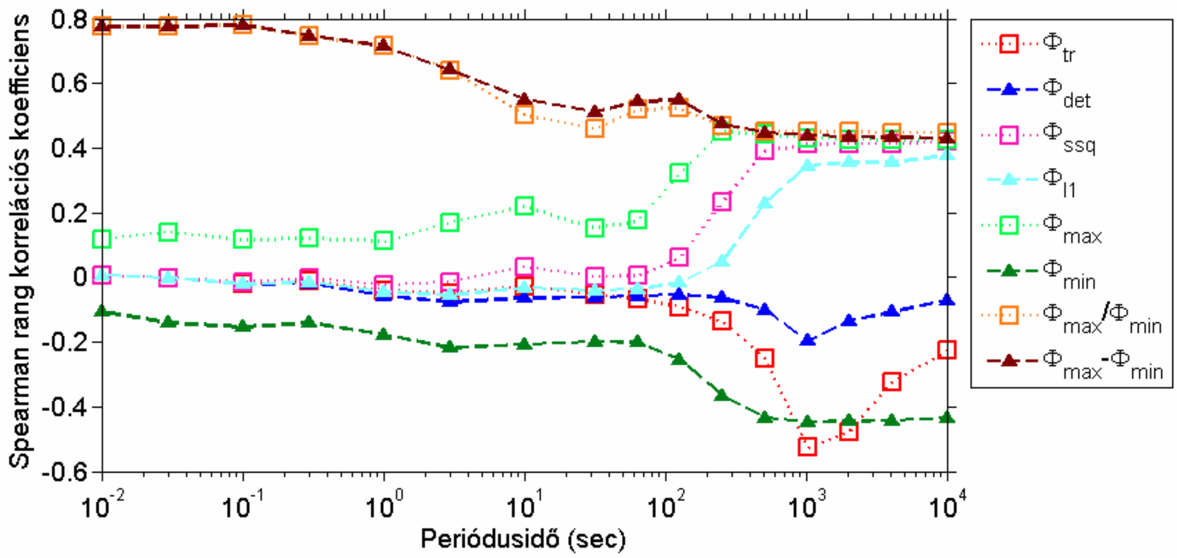
23. ábra: 1. modell: a fázistenzor invariánsainak (Φ_{max} és Φ_{min}), valamint a fázis invariánsok hányadosának és különbségének (Φ_{max} / Φ_{min}, $\Phi_{max} - \Phi_{min}$) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 64-10^4 s). A fázis értékek radiánban értendők, a további paraméterek dimenziótlan mennyiségek. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



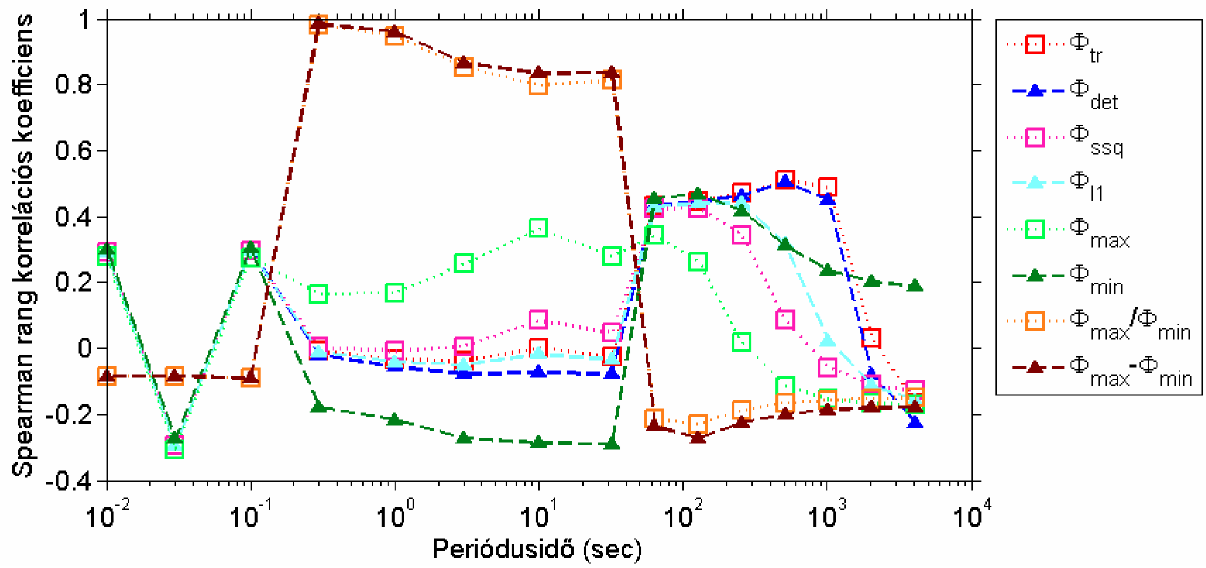
24. ábra: 1. modell: a matematikai fázis invariánsok (Φ_{I_1}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{tr}), a fázistenzor invariánsok ($\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$), valamint $\Phi_{\max}/\Phi_{\min}$ és $\Phi_{\max}-\Phi_{\min}$ Spearman korrelációja az ún. fázis alapú „alakfüggvénnyel” a periódusidő függvényében (19b. ábra)

	Φ_{I_1}	$\Phi_{\det}$	Φ_{ssq}	Φ_{tr}	$\Phi_{\max}$	$\Phi_{\min}$	$\Phi_{\frac{\max}{\min}}$	$\Phi_{\max-\min}$
0.3 s	0,9643	0,9674	0,9611	0,9653	0,9035	0,9953	-0,3079	-0,2889
1 s	0,9663	0,9717	0,9604	0,9681	0,8954	0,9947	-0,4703	-0,4286
3 s	0,9609	0,9709	0,9487	0,9643	0,8296	0,9933	-0,6006	-0,5666
10 s	0,9505	0,9716	0,9211	0,9577	0,7525	0,9863	-0,5486	-0,5084
32 s	0,9517	0,9669	0,9310	0,9567	0,8038	0,9800	-0,4389	-0,3262
Átlag 0.3-32 s	**0,9587**	**0,9697**	**0,9445**	**0,9624**	0,8369	0,9899	-0,4733	-0,4237
Teljes átlag	0,5119	0,4915	0,4446	0,4836	0,3116	0,6622	-0,3851	-0,3697

4. táblázat: A fázistenzor invariánsok Φ_{I_1}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{tr}, $\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$), valamint a $\Phi_{\max}/\Phi_{\min}$ és $\Phi_{\max}-\Phi_{\min}$ Spearman korrelációs együtthatói (a 24. ábrán szereplő adatok)



25. ábra: 1 modell: a matematikai fázis invariánsok (Φ_{I_1}, Φ_{det}, Φ_{ssq}, Φ_{tr}), a fázistenzor invariánsok (Φ_{max}, Φ_{min}), valamint a Φ_{max}/Φ_{min} és $\Phi_{max}-\Phi_{min}$ Spearman korrelációja az ún. „sarokfüggvénnyel” a periódusidő függvényében (19d. ábra)

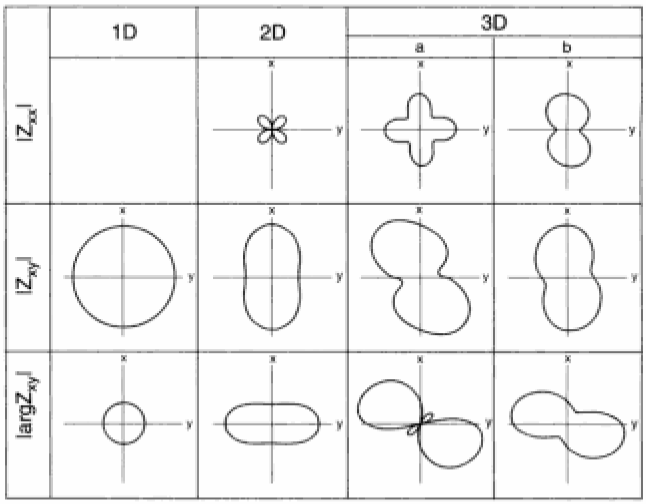


26. ábra: 1. modell: a matematikai fázis invariánsok (Φ_{I_1}, Φ_{det}, Φ_{ssq}, Φ_{tr}), a fázistenzor invariánsok (Φ_{max}, Φ_{min}), valamint az összehasonlító összefüggések (Φ_{max}/Φ_{min}, $\Phi_{max}-\Phi_{min}$) Spearman korrelációja az ún. „oldalfüggvénnyel” a periódusidő függvényében (19c. ábra)

III.2.2.1 A fázistenzor ellipszisek leképezési tulajdonságai és a polár-diagramokhoz fűződő viszonya

A fázistenzor ellipszisek a felszínalatti szerkezeti dimenziók adott pontban vett megjelenítésének grafikus formái. Az ellipszisek kis- és nagytengelyét a fázistenzor Φ_{max} és Φ_{min} paramétere határozza meg, amelyek a regionális TE és TM mód fázisának tangenséhez köthetők. A II.5 fejezetben leírtaknak megfelelően a fázistenzor a

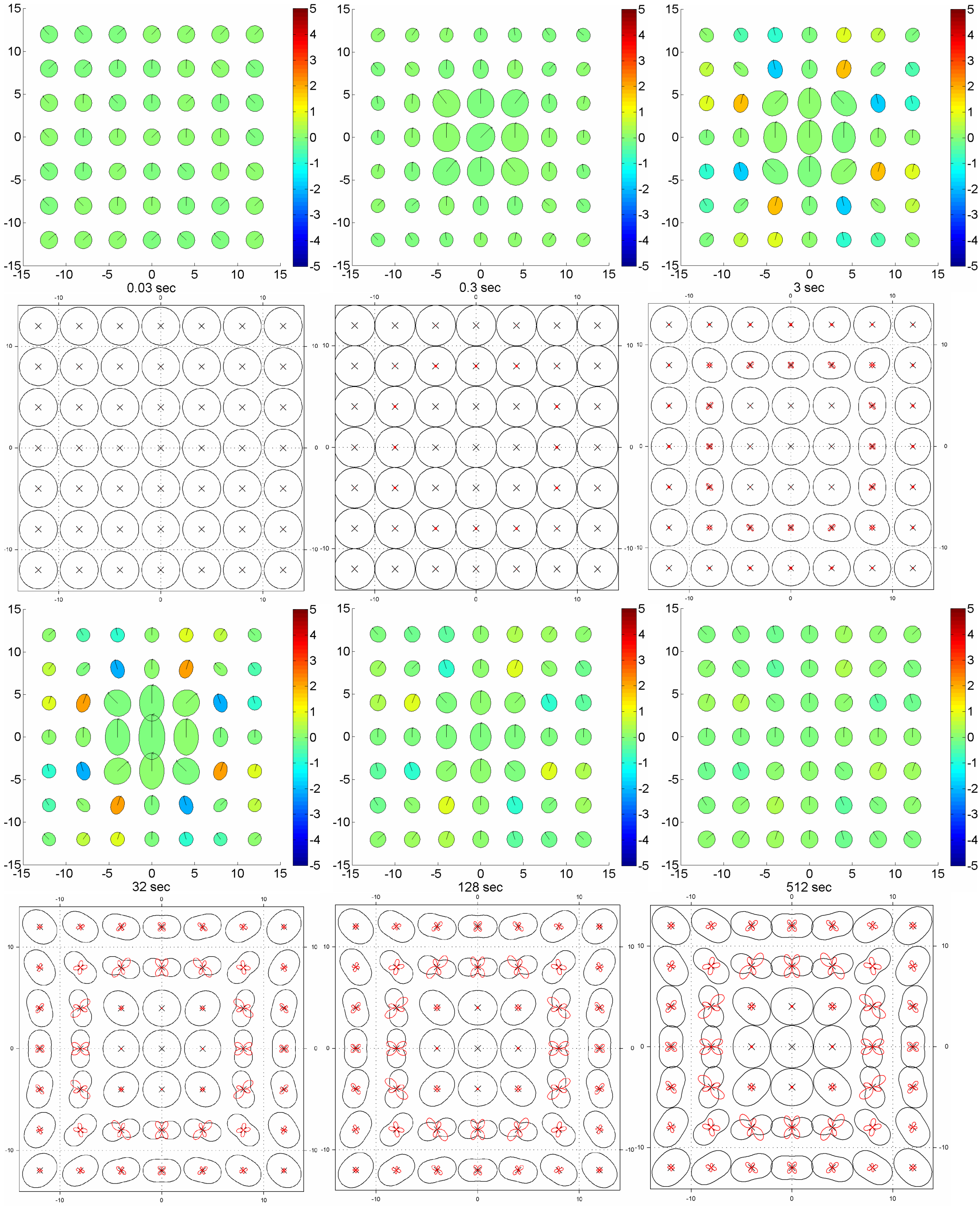
dimenziókhoz köthető megjelenítésére a Φ_{max} és Φ_{min} paramétert, illetve az azimutszög ($\theta_{PH} = \alpha_{PH} - \beta_{PH}$) két komponensét az α_{PH} és β_{PH} szöget használjuk fel.
Hasonló információt szolgáltatnak a hagyományos polár-diagramok is, amelyek az impedancia tenzor fő és mellékelemeinek forgatása során kapott grafikus megjelenítéséből adódnak (27. ábra).



27. ábra: A polár-diagramok dimenzióknak megfelelő megjelenési formái (Berdichevsky és Dmitiev, 2009). A 3Da, kvázi-szimmetrikus; a 3Db, ábra általános esetet szemléltet.

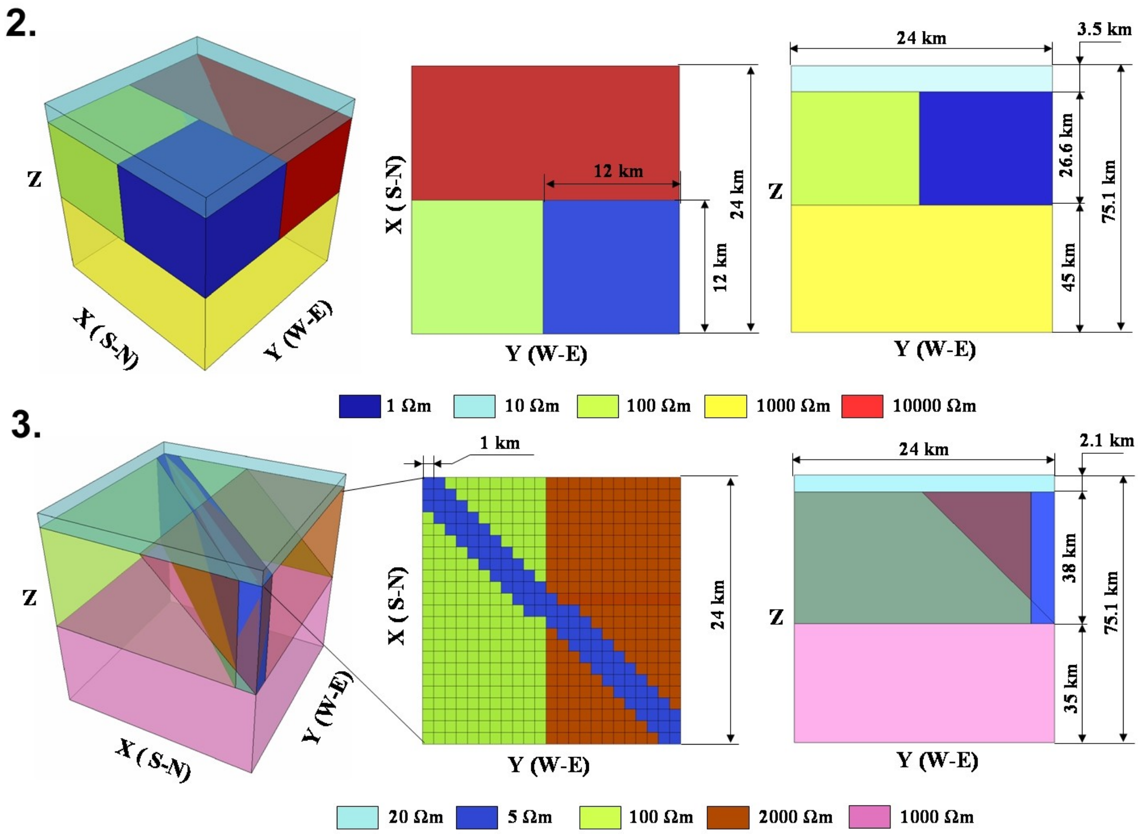
A fázistenzor ellipszisek a szerkezet 1D, 2D, vagy 3D jellegét az adott paraméterek egymáshoz kapcsolt eltéréseinek függvényében határozzák meg. A következőkben nézzük meg, hogy az 1. modell (6. ábra) esetében ez hogyan valósul meg. A fázistenzor ellipszisek T = 0.03 s-on – a modellel jó egyezést mutatva – homogén félteret jeleznek, a $\beta_{PH} = 0$ értéke, és az ellipszisek kör alakja mellett (28. ábra). Az anomális tér megjelenésével (T = 0.3 s) a fázistenzor ellipszisek elnyúltsága szerkezeti inhomogenitást jelez, indikálva a ható jelenlétét. A periódusidő növekedésével – $\alpha_{PH} > 0$ és $\beta_{PH} > 0$ értékek mellett – a ható sarkai mentén 3D szerkezet indikálódik, a $\beta_{PH} \cong 0$ érték a hatón belüli közeg 1D jellegét is mutatja. A leképezés során a fázis előnyös „mélységhelyes" tulajdonsága is érvényesül, hiszen az ellipszisek megnyúltsága a nagyobb periódusok felé eltűnik, ezzel jelezve a szerkezeti inhomogenitások megszűnését, és a $\Phi_{max} = \Phi_{min}$, és $\beta_{PH} = 0$ paraméterek mellett a homogén közeg jelenlétét.
A polár diagramok hasonló képességgel rendelkeznek a szerkezeti változások megjelenítésére. A homogén és az anomális tér leképezése itt is egyértelműen elkülönül, a dimenziók egyértelműsége azonban nem ennyire nyilvánvaló mint a fázistenzor ellipszisek esetében. A fázisban ellipszisek polár-diagramokhoz viszonyított előnyös tulajdonsága abban nyilvánul meg, hogy a fázis a hosszabb periódusokon – a modellel jól korrelációban – megszűnik az anomália hatása, míg a polár-diagramok – hasonlóan az invariáns alapú ellenállásokhoz – az egyszer észlelt anomália hatását a nagyobb periódusokon is megőrzik.

A továbbiakban néhány példán keresztül bemutatom, hogy a fázistenzor ellipszisek bonyolultabb modellek esetében is jó eredményt adnak. A felhasznált modellek geometriai és fizikai paraméterei a 29. ábrán láthatók.



28. ábra: 1. modell: a MT állomásaihoz tartozó fázistenzor ellipszisek és polár diagramok a periódus függvényben (T = 0.03-512 s) . A fázis ellipszisek színezése β_{PH} alapján történt, értékei fokban értendők. A Z_{xx} és Z_{xy} polár diagramokat piros és fekete szín jelzi

A 2. modell (29. ábra) egyszerűsített formában egy tipikus példát szemléltet a földtani nagyszerkezeti egységek egymáshoz képesti viszonyainak modellezésére. Ebben az esetben a fázistenzor ellipszisektől három különböző szerkezeti egység leképezését várjuk.

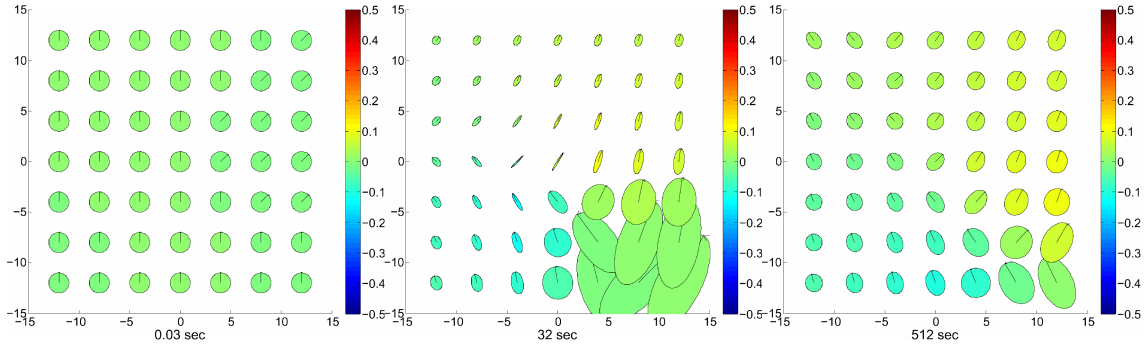


29. ábra: A zajvizsgálathoz alkalmazott szintetikus geológiai modellek (2. és 3. modell)

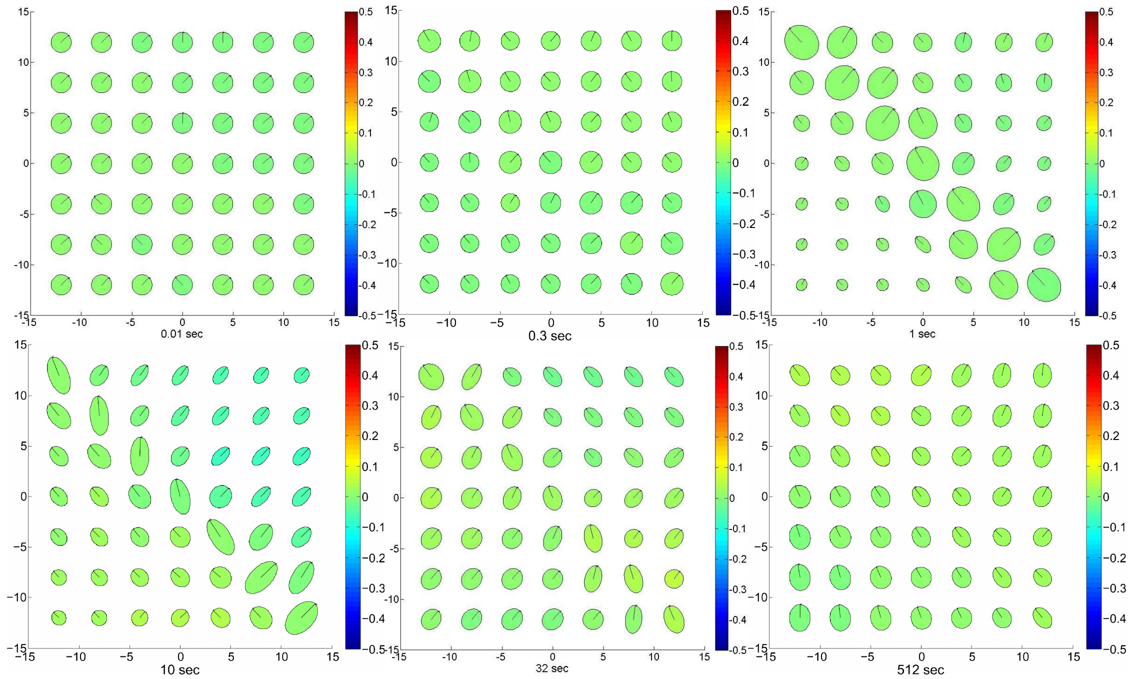
A felső homogén féltér T = 0.03 s-on indikálódik, a fizikai tulajdonságok különbözősége révén az ellipszisek megnyúltságukban és a $\beta_{PH} \neq 0$ feltétel mellett a szerkezeti inhomogenitások is megjelennek (30. ábra, T = 32 s). Az ellenállás viszonyoknak megfelelően a jól vezetőt az ellipszisek megnövekvő mérete jól kiemeli, emellett a szomszédos szerkezetek tekintetében a kapcsolódási zónák mentén 3D jelleget mutat ($\beta_{PH} \neq 0$).

A másik példa egy esetleges megjelenő mélytörési zóna (a 29. ábrán mutatott 3. modell) hatását modellezi különböző beágyazó közegek jelenlétében (31. ábra, 3. modell). A jólvezető törési szerkezet megjelenése jól korrelál a ható mélységi viszonyaival (T = 1 s ~ 2.23 km, ahol $\rho_1 = 20$ Ωm), és egyben jelzi a két határzóna eltérő fizikai tulajdonságait. Az ellipszisek alapján a $\alpha_{PH} \neq 0$ és $\beta_{PH} = 0$ feltétel teljesülésével a szerkezet csapásiránya is kijelölhető, ami a jólvezető anomália közepe felé némiképp indikálódik is (31. ábra, T = 10 és T = 32 s). A hatók és a közeg ellenállás-kontrasztjának mértéke sokban befolyásolhatja a leképezés eredményét, így például egy jól vezető mellett a nagyellenállású hatókra nem igazán várhatunk indikációt (32. ábra).

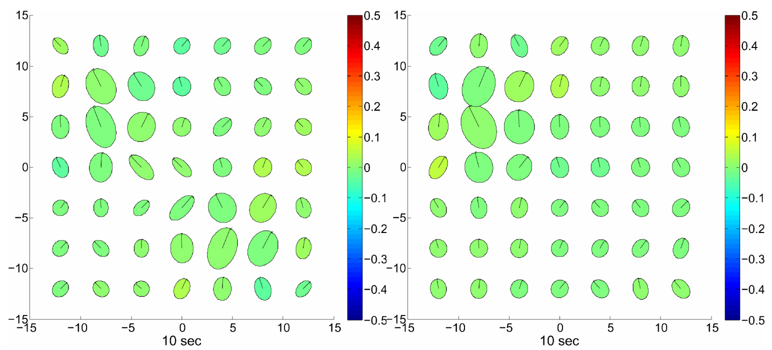
A fenti eredményekből alapján elmondható, hogy a fázistenzor ellipszis a magnetotellurika egyik legfontosabb értelmezési eszközévé lépett elő, mind a szerkezeti indikáció, mind pedig a mélységi lehatárolás szempontjából.



30. ábra: 2. modell: a MT állomásaihoz tartozó fázistenzor ellipszisek a periódus függvényben. A fázis ellipszisek kitöltése β_{PH} alapján, értékei fokban értendők.



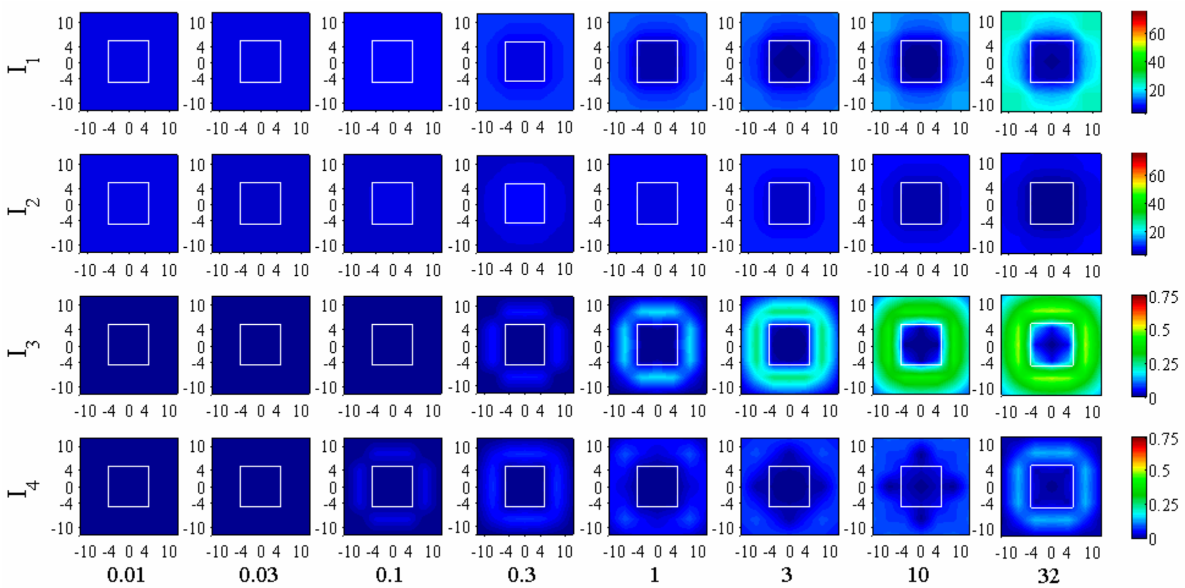
31. ábra: 3. modell: a MT állomásaihoz tartozó fázistenzor ellipszisek három frekvenciára (T = 0.01-512 s). A fázis ellipszisek kitöltése β_{PH} alapján, értékei fokban értendők



32. ábra: A 9. ábrán látható SP_1. (bal) és SP_2. (jobb) modellek MT állomásaihoz tartozó fázistenzor ellipszisek T = 10 s periódus esetén. A fázis ellipszisek kitöltése β_{PH} alapján, értékei fokban értendők

III.2.3 A III. csoport (WAL) invariáns mennyiségei

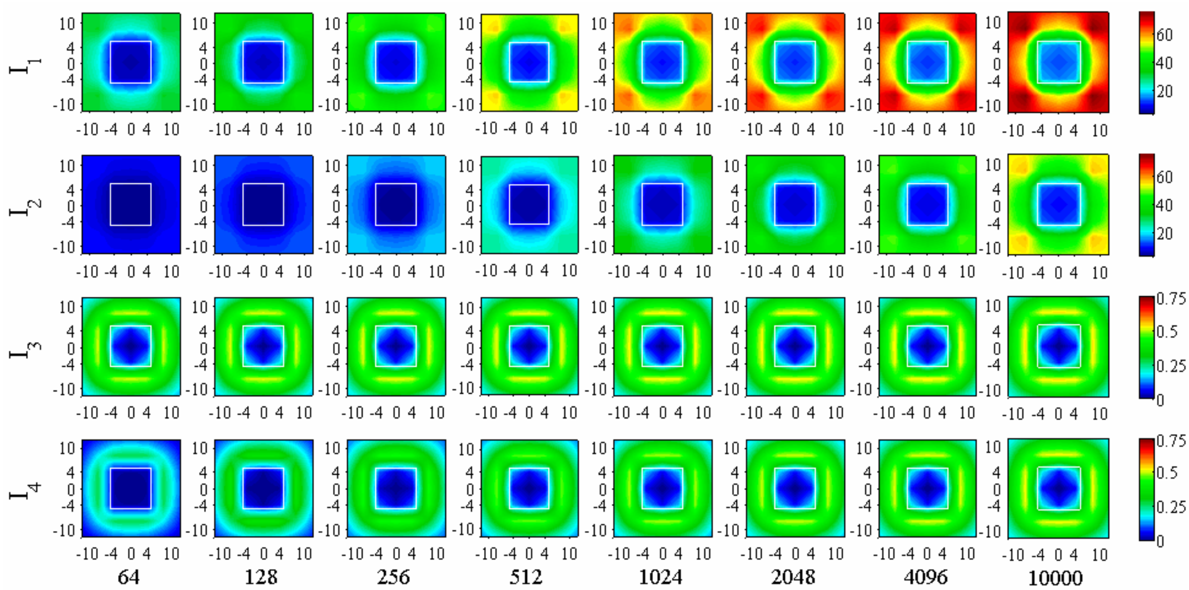
A WAL (Weaver *et al.*, 2000) invariánsok a felszín alatti tér geoelektromos dimenzióinak jellemzésére szolgálnak. Mennyiségei ennek megfelelően 1D, 2D és 3D jellemzők. Az 1D robusztus leképezés két invariáns mennyisége a ún. centrális impedanciák. Ezek valós (I_1) és képzetes (I_2) formában adnak információt a közeg jellemző tulajdonságaira. A centrális impedanciák a Mohr-kör (Lilley, 1976, 1993, 1998a, 1998b) megjelenítéshez köthetően a reális, illetve képzetes Mohr-körök középpontja és az origó közti távolságot írják le. A centrális impedanciák m/s dimenziójú mennyiségek, fizikai jellemzőjük valószínűleg a diffúziós sebességhez köthető. Hasonlóan az invariáns alapú ellenállásokhoz, a valós centrális impedancia (I_1) is sokkal mélyebbről ad információt, mint képzetes párja, az I_2 (33-34. ábra).



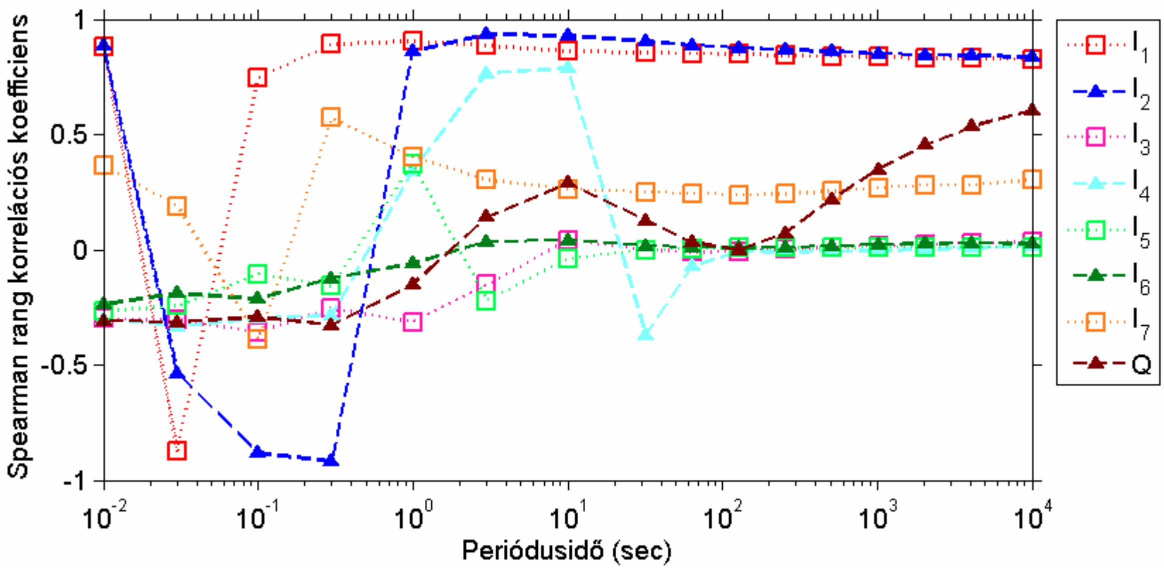
33. ábra: 1. modell: a WAL invariáns paraméterek: a centrális impedanciák (I_1 és I_2), és kétdimenziós indikátorok (I_3 és I_4) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 0.01-32 s). Az I_1 és I_2 centrális impedanciák m/s-ban szerepelnek, az I_3 és I_4 kétdimenziós indikátorok dimenziótlan mennyiségek. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)

A 35. ábra szolgál bizonyítékul arra, hogy a centrális impedanciák hasonló leképezési tulajdonságokkal rendelkeznek („alakhűség”), mint azt az invariáns alapú ellenállások. A $\rho_{Spearman}$ értéke a skin mélység alapján számított anomália megjelenési periódusain (T = 0.03-32 s) a valós átlag szerint: I_1 esetén $\rho_{Spearman}(I_1) = 0.8788$, I_2 esetén $\rho_{Spearman}(I_2) = 0.5414$; a képzetes átlag szerint (T = 3-128 s): $\rho_{Spearman}(I_1) = 0.8539$ és $\rho_{Spearman}(I_2) = 0.8940$.

A dimenziók jellemzésére bevezetett hat invariáns-paraméter között két valós (I_3 és I_5), két képzetes (I_4 és I_6), és két 3D jellemzésre (I_7 és Q) szolgáló skalár mennyiség található. A dimenziót jellemző invariások leképezési tulajdonságainak vizsgálatára az előzőekhez hasonlóan elemeztem a modell anomális része és az invariánsok értékeinek korrelációját.



34. ábra: 1. modell: a WAL invariáns paraméterek: a centrális impedanciák (I_1 és I_2), és kétdimenziós indikátorok (I_3 és I_4) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 64-10^4 s). Az I_1 és I_2 centrális impedanciák m/s-ban szerepelnek, az I_3 és I_4 kétdimenziós indikátorok dimenziótlan mennyiségek. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



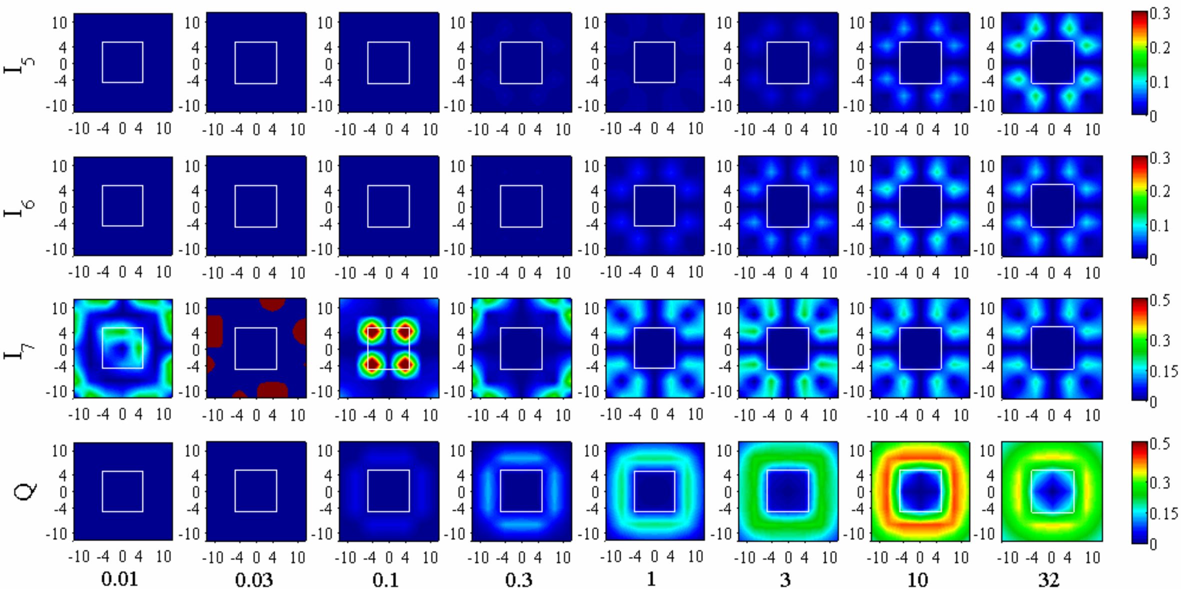
35. ábra: A WAL invariánsok: a centrális impedanciák (I_1 és I_2); és a két- és háromdimenziós indikátorok (I_3, I_4, illetve I_5, I_6, I_7, Q) Spearman korrelációja az ún. ellenállás alapú „alakfüggvénnyel” a periódusidő függvényében (16. ábra)

A multi-dimenziós invariánsok várhatóan az anomália oldalai (2D jellemzés), illetve sarkai (3D jellemzés) mentén mutatnak indikációt (36-37. ábra). Értékük 0 és 1 közötti számmal

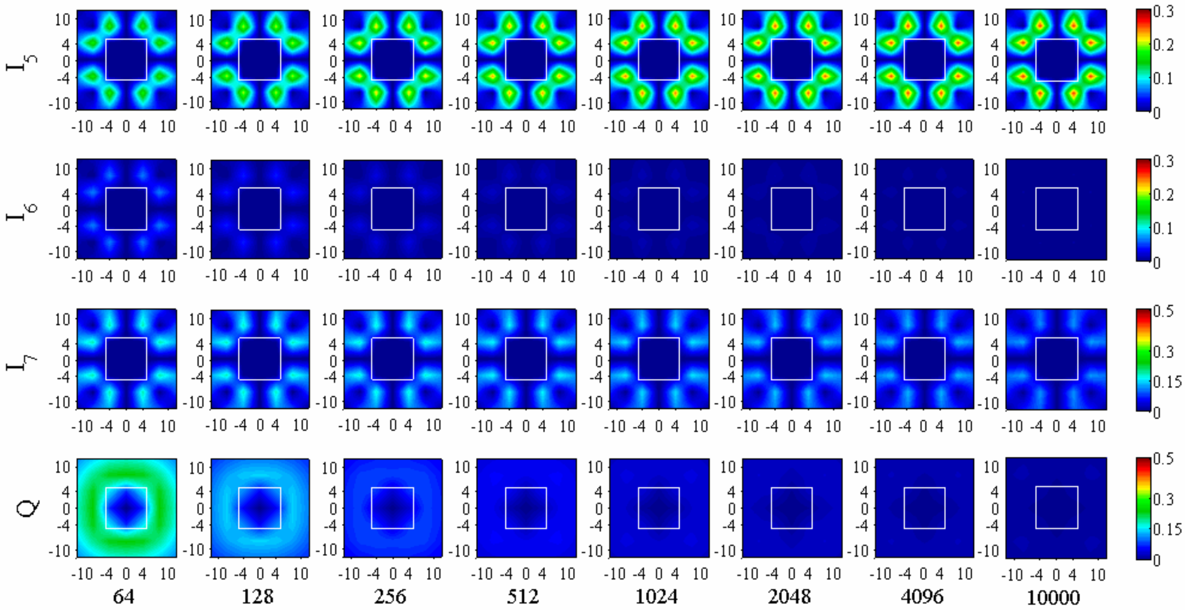
jellemezhető, így adott dimenzió érvényesülése esetén 1-hez közeliek, egyébként minden más esetben 0, vagy ahhoz közeli értéket adnak (2. táblázat). A Spearman korrelációs analízishez a modell anomális részét a dimenziószámhoz mérten definiáltam, attól függően, hogy oldal vagy sarok indikációval jellemezhetők-e (19c,d ábra).
Az „oldalfüggvénnyel” az I_3, illetve – a képzetes értékből adódóan bizonyos periódussal később T = 1 s-tól – az I_4 korrelál a legjobban (ugyan kevésbé szignifikánsan, mint az I_3). A korrelációs értékek a „valós” átlagra: $\rho_{Spearman}(I_3) = 0.9045$ és $\rho_{Spearman}(I_4) = 0.2858$, valamint a „képzetes” átlagra: $\rho_{Spearman}(I_3) = 0.8396$ és $\rho_{Spearman}(I_4) = 0.5410$. I_5, I_6 és Q is mutat némi egyezést, de a $\rho_{Spearman} > 0.85$ határérték feltételt nem teljesítik (38. ábra).

A „mélységhelyes” leképezés – a fázistenzor kedvező tulajdonságával szemben – itt nem valósul meg: az anomália hatása a nagyobb periódusoknál is dominál.
Az előzőekhez képest az I_5 és I_6 invariánsok inkább sarok indikációt mutatnak, mint azt a 39. ábra szemlélteti (Valós átlag esetében: $\rho_{Spearman}(I_5) = 0.8826$, $\rho_{Spearman}(I_6) = 0.9347$. Képzetes átlag szerint: $\rho_{Spearman}(I_5) = 0.9399$, $\rho_{Spearman}(I_6) = 0.9172$).

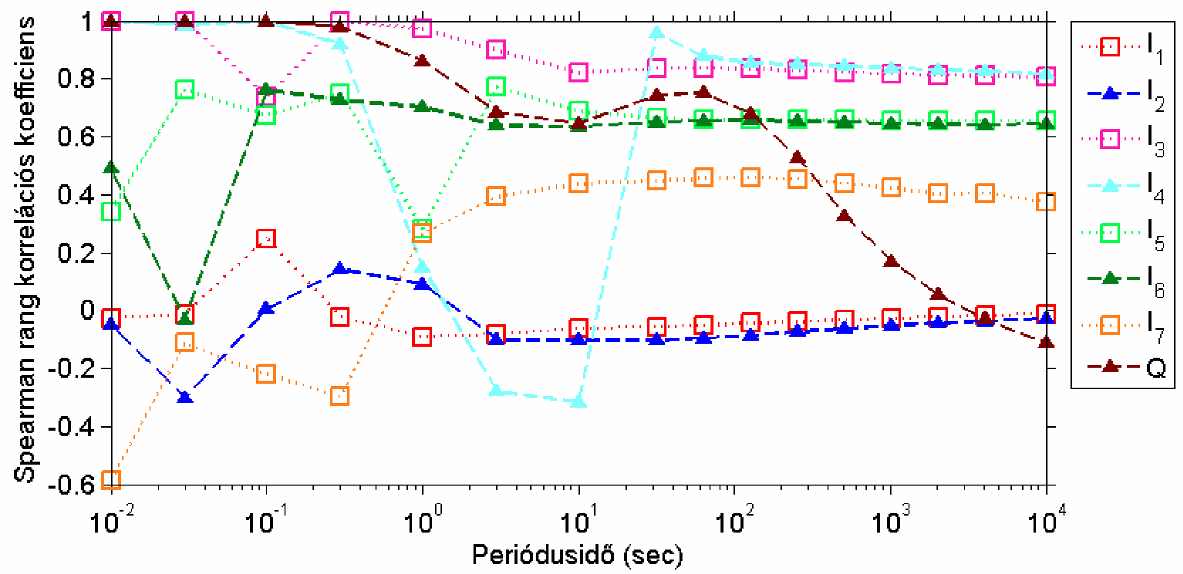
A 3D indikátorok közül I_7 nem köthető egyik fent bemutatott társához sem, sajátos leképezési tulajdonságokkal rendelkezik, és jelentős érzékenységet mutat a felszínközeli (galvanikus) torzulásokra (36. ábra 3. sor) . A Q invariáns paraméter a 38. ábra szerint az oldalindikációhoz áll közel, de sajátos leképezésének köszönhetően nem sorolható be egyértelműen az egyik indikáció típusba sem.



36. ábra: 1. modell: a WAL invariáns paraméterek: a multi-dimenziós indikátorok (I_5, I_6, I_7, Q) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 0.01-32 s). A multi-dimenziós indikátorok dimenziótlan mennyiségek. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)

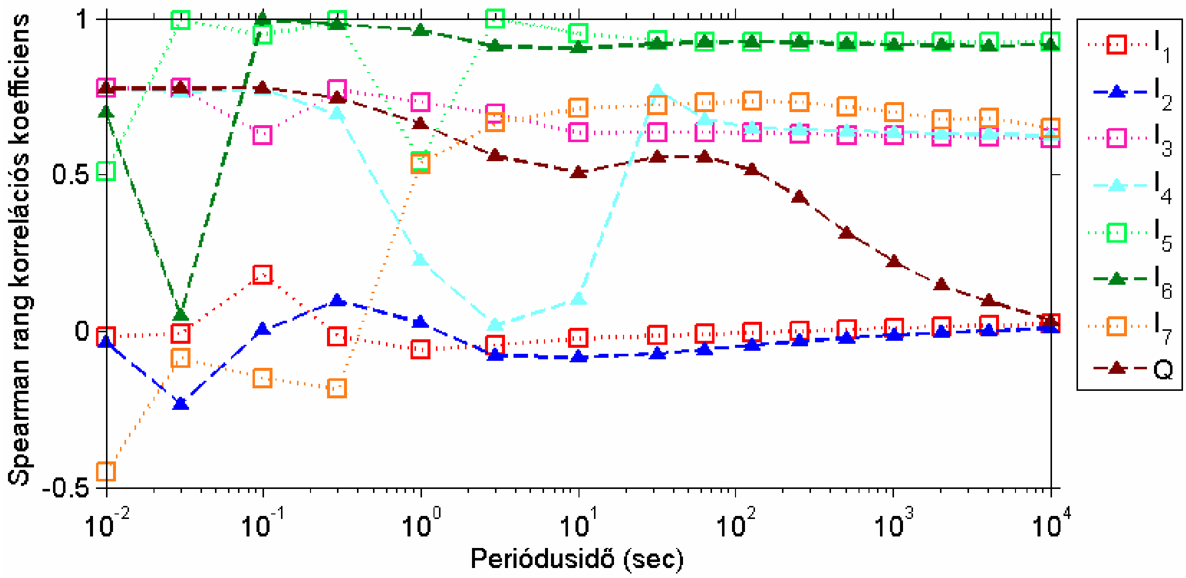


37. ábra: 1. modell: a WAL invariáns paraméterek: a multi-dimenziós indikátorok (I_5, I_6, I_7, Q) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 64-10^4 s). A multi-dimenziós indikátorok dimenziótlan mennyiségek. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



38. ábra: A WAL invariánsok: a centrális impedanciák (I_1 és I_2); és a multi-dimenziós indikátorok (I_3, I_4, I_5, I_6, I_7, Q) Spearman korrelációja az ún. „oldalfüggvénnyel" a periódusidő függvényében (19c. ábra)

A vizsgálat alapján kiderült, hogy WAL multi-dimenziós invariánsok leképezési jellemzői megfelelő hátteret adnak a különböző szerkezeti dimenziók kijelöléséhez. A 2. táblázat (35. oldal) kritérium-rendszere szerint a dimenziók korrekt leképezése az invariánsok megadott feltételei ($I_k = 0$, illetve $I_k \neq 0$, $k = 3-7$) mellett kell, hogy teljesüljön.



39. ábra: A WAL invariánsok: a centrális impedanciák (I_1 és I_2); és a multi-dimenziós indikátorok (I_3, I_4, I_5, I_6, I_7, Q) Spearman korrelációja az ún. „sarokfüggvénnyel" a periódusidő függvényében (19d. ábra)

Valós körülmények között azonban az $I_k = 0$ feltétel biztos, hogy csak közelítőleg fog teljesülni. Weaver *et al.*, (2000) vizsgálatai eredményeként a határértékre zérus helyett $\tau = 0.1$ értéket javasolt. Martí i Castells (2006) az invariánsok hibaterjedésének vizsgálatával próbált újrabecslést végezni. Eredményei alapján kiderült, hogy a dimenziók meghatározása akkor lehetséges a leginkább egyértelműen, ha az impedancia tenzor relatív hibája nem nagyobb, mint kb. 30%. Disszertációmban hibaterjedési vizsgálattal nem foglalkozom, a fenti eredmények alapján azonban néhány példát mutatok be a határérték felvételével kapcsolatban.

Figyelembe véve az előzetes kutatások eredményeit a numerikus modellezés során, én háromfajta egyszerű rendszer szerint vizsgáltam a határértékek megfelelőségét. Az alkalmazott rendszerek a következők:

(1) A τ_k ($k = 3-7$, τ_Q) határértéket az invariánsok középértékének százalékos szorzata adja, ahol $\tau_k = a \cdot \overline{I_k}$ és $\tau_Q = a \cdot \overline{Q}$, a pedig az adott százalékos szorzó;

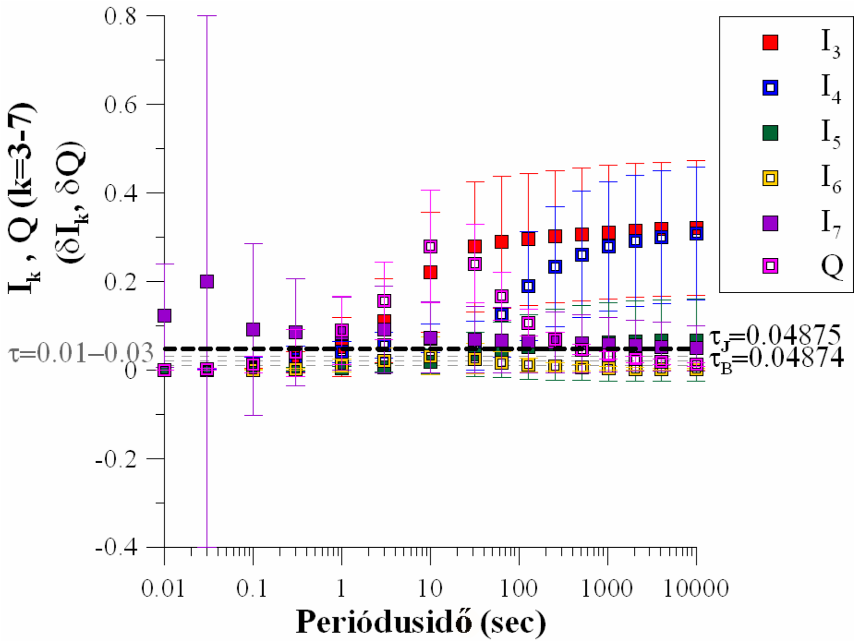
(2) Az invariánsok kritérium rendszere a τ_k ($k = 3-7$, τ_Q) határérték manuálisan megadása, vagyis $\tau_{k,Q} = b$ értéke mellett teljesül, ahol b 0.1 és 0.3 közötti szám;

(3) A határérték megállapítása statisztikai újra-mintavételezéssel bootstrap és jackknife statisztikai függvények (internetes hiv. No3-No4) a τ_k ($k = 3-7, \tau_Q$):

a) $\tau_k = \overline{bst(I_k)}$ és $\tau_Q = \overline{bst(Q)}$, illetve $\tau_k = \overline{jk(I_k)}$ és $\tau_Q = \overline{jk(Q)}$,

b) $\tau = \sum_{i=1}^{k} \overline{bst[I_k, Q]}$ és $\tau = \sum_{i=1}^{k} \overline{jk[I_k, Q]}$, ahol $jk = jackknife$ és $bst = bootstrap$, valamint $\overline{I_k}$ és $\overline{Q}$ az I_k és Q ($k = 3-7$) invariánsok középértékei.

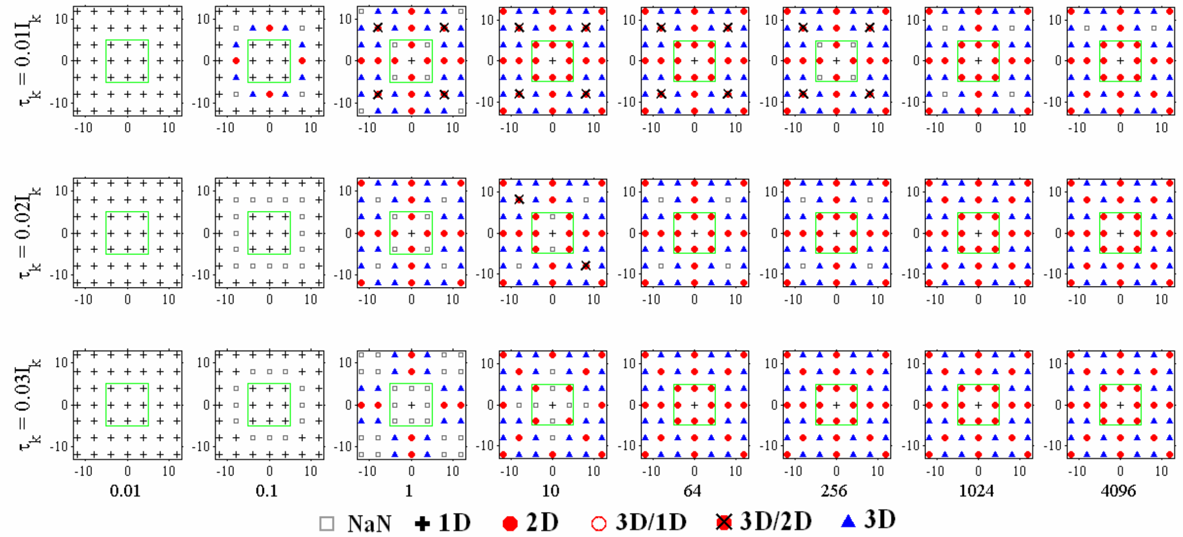
A vizsgálat elvégzése előtt érdemes egy általános statisztikai analízist elvégezni, hogy az invariánsok határértékeit becsülni tudjuk (40. ábrán). Az invariánsok adott periódusra számított középértékei és szórása alapján a 3D indikátorok – főként az I_7 – szórása sokkal nagyobb nagyfrekvenciás tartományban, mint a hosszabb periódusok esetén. A 2D indikátorok ezzel szemben a hosszabb periódusoknál mutatnak nagyobb szórást. Az I_5, I_6 értékei nagyon kicsik, ezért a határértékek felvételénél, kompromisszumot kell kötni az egyes invariánsok szórásainak különbsége miatt.



40. ábra: A WAL multi-dimenziós indikátorok középértékei és hibaeloszlása a periódus függvényében, az alkalmazott határértékek (τ_B -bootstrap, τ_J - jackknife) feltüntetésével

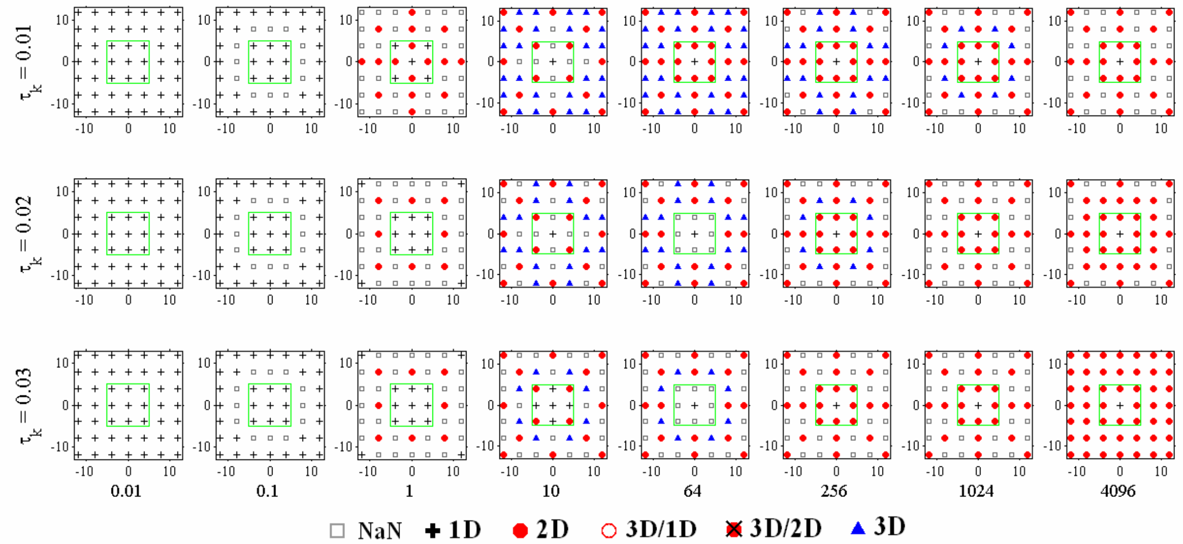
A vizsgálat során feltételeztem, hogy a dimenziók leképezése abban nyilvánul meg, hogy a tér adott pontjában a megfelelő dimenziók megadásával információt kapunk a ható geometriai besorolására (sarok – 3D, oldal - 2D, hatón belül 1D).
Az (1) rendszer alkalmazása során három határértéket vettem fel. Az eredmények alapján a homogén felső féltér 1D-ként jelenik meg, majd az anomália hatása a köztes periódusokon (T = 10-64 s) a sarkok mentén 3D jelleget mutat. Ez mindhárom esetben teljesül, azonban – mivel szintetikus modellről van szó – a $\tau_k = 0.01 I_k$ is elegendő ahhoz, hogy korrekt becslést adjon a dimenziókra vonatkozóan. A $\tau_k = 0.01 I_k$ emellett talán részletesebb képet ad, hiszen a sarkok mentén a 3D/2D jelleg is megjelenik, valamint az anomális tér kezdeti- (T = 1 s), és végső periódusán (T = 256 s) ez a dimenziójelző nagyjából el is tűnik (41. ábra). A 3D jelleg azonban mindhárom esetben a már nagyellenállású homogén aljzatot elérve is megmarad. Emiatt, ha nem lenne ismert a modell, nehéz lenne eldönteni, milyen szerkezeti inhomogenitással állunk szemben.

Az előzőekben a százalékos becslésnek köszönhetően mindegyik invariánsnak minden frekvenciára saját határértéket adtam. Nézzük meg, ezzel szemben mit eredményez, ha egy közös határértéket veszünk fel ((2) rendszer).



41. ábra: Az 1. modell WAL invariánsok alapján meghatározott dimenziói $\tau_k = a \cdot I_k$ és $\tau_Q = a \cdot Q$ és T = 0.01-4096 s esetén, ahol a = 1, 2, 3 (a zöld négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)

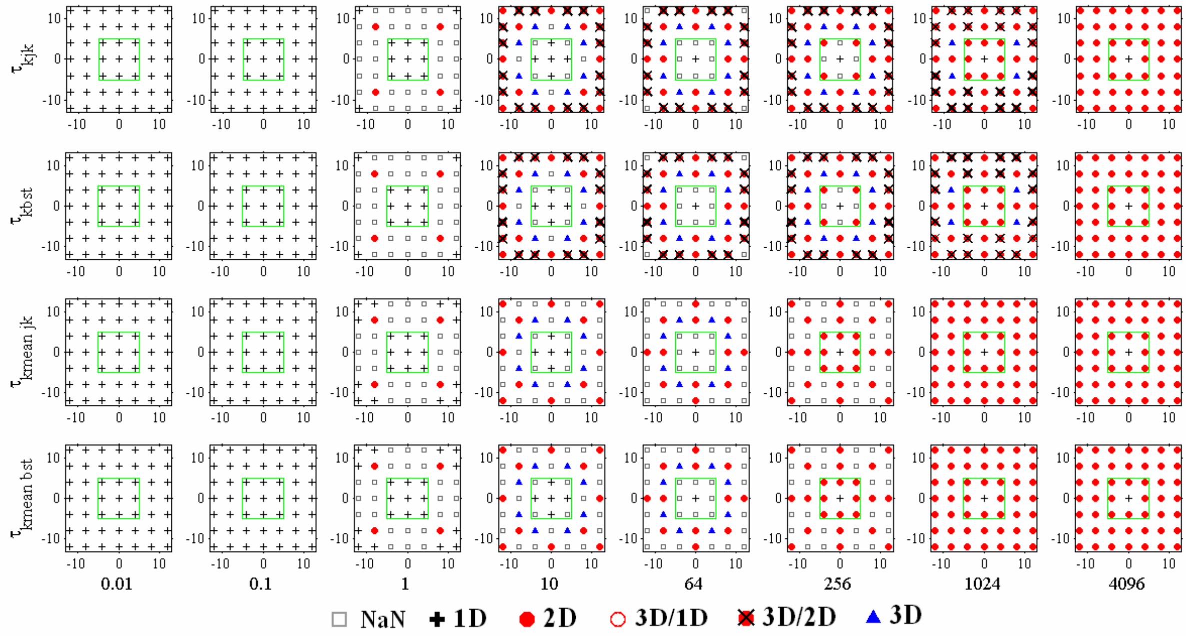
A 42. ábra $\tau_k = 0.01$, $\tau_k = 0.02$, $\tau_k = 0.03$ határértékeknek megfelelő eredményeket mutatja. A homogén tér leképezése – hasonlóképpen a százalékos becslésnél – itt is megvalósul. A szerkezetek leképezése talán a $\tau_k = 0.03$ esetében közelíti a legjobban a felvett modell paramétereit, jó közelítést adva a ható megjelenési periódusidő-tartományára is (T ≈ 10-64 s).



42. ábra: Az 1. modell WAL invariánsok alapján meghatározott dimenziói $\tau_{k,Q} = 0.01$, 0.02, 0.03 és T=0.01-4096 s esetén (a zöld négyzet a 10km×10km-es modell valós felülnézeti képét mutatja).

A bootstrap és jackknife statisztikai függvények segítségével az adatrendszer újra-mintavételezésével a megnövelt adatmennyiség alapján számítottam a dimenziókat ((3)

rendszer). A függvényeket két lehetőség szerint alkalmaztam: egyrészt minden frekvenciára, minden invariánsra kaptam egy határértéket, másrészt a teljes frekvencia-tartományra minden invariánsra azonos határérték feltételt szabtam. Az eredmények jól tükrözik, hogy a megnövelt mintaszámnak köszönhetően részletgazdagabb képet kapunk a dimenziók eloszlásáról ((3) rendszer 43. ábra)), és mind a bootstrap, mind a jackknife hasonlóan jó eredményeket ad.

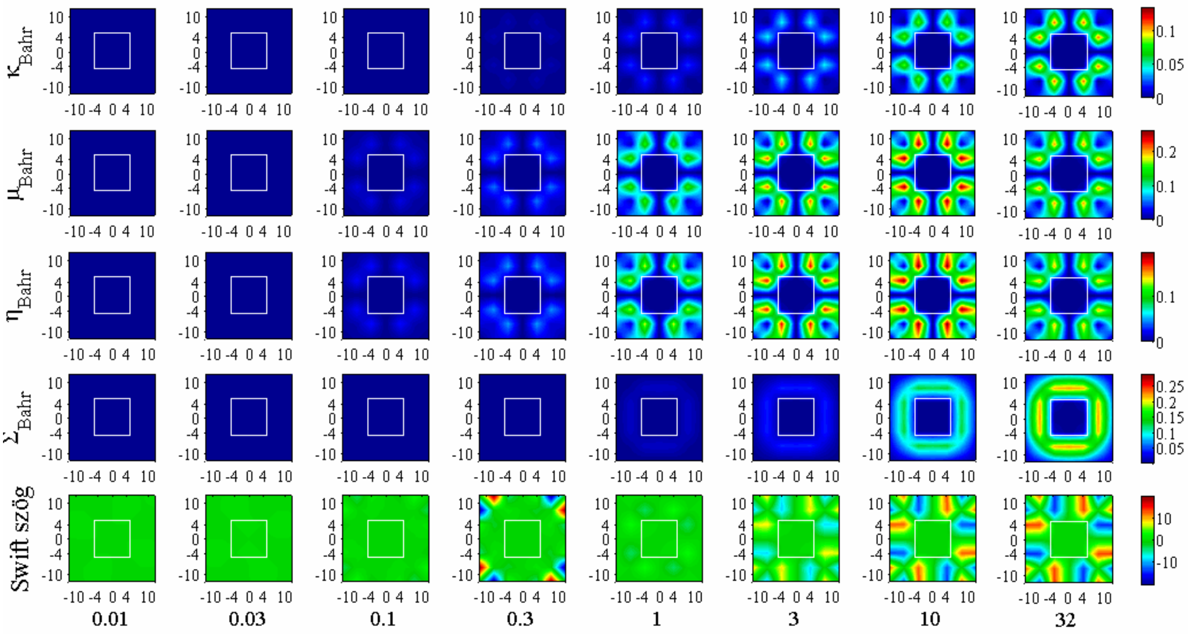


43. ábra: Az 1. modell WAL invariánsok alapján meghatározott dimenziói a statisztikai bootstrap és jakknife függvények ((3) rendszer alapján) alapján és T=0.01-4096 s esetén (a zöld négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)

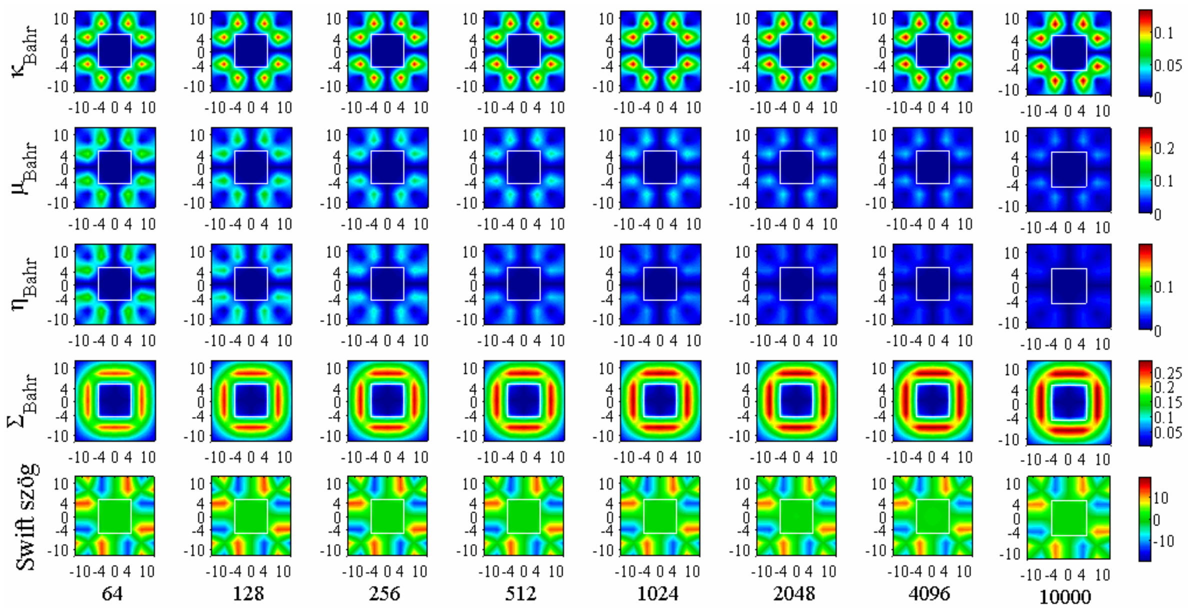
A fenti eredmények azt tükrözik, hogy a WAL invariánsok esetén a becsült dimenziókhoz szükséges határétékek felvétele nagyban megszabja a dimenziók meghatározásának kimenetelét. Ez terepi körülmények között talán még inkább nyilvánvaló, hiszen a zaj – az invariánsok értékeinek dinamikus változásával – eltorzíthatja a leképezést. Különösen ügyelni kell arra, hogy a másodrendű (I_3, I_4, I_5, I_6), több-dimenziós indikátorok (I_7, Q) leképezési tulajdonságai igen érzékenyek a felszínközeli torzulásokra (lásd 36. ábra).

III.2.4 A IV. csoport (Bahr) invariáns mennyiségei

A geoelektromos dimenziók és a torzulási típusok osztályozására Bahr (1991) (pontosította Prácser és Szarka (1999)) négy valós értékű invariáns paramétert javasolt. κ a Swift aszimmetria, μ az impedancia tenzor komponensei közötti fáziskülönbség mérőszáma, Σ pedig a 2D mérőszáma. η akkor vesz fel értéket, ha az impedancia tenzor összetett modellhez (regionális 1D és 2D, 3D/1D vagy 3D/2D) köthető, emellett a 3D mérőszáma. Bahr paraméterei – mint torzulási jellemzők – egyben a dimenziók jellegét is leírják. A modellezés során ezek a paraméterek – a WAL invariánsokhoz hasonlóan – adott kritérium-rendszer szerint osztályozzák a szerkezeti jellemzőket. A dimenzió-meghatározás során az összetett modellek különböző torzulási típusok szerint osztályhatók Ezek szerint Larsen (1977) modellje egy 1D szerkezetben bekövetkező galvanikus torzulást ír le (3D/1D). Bahr modellje (3D/2D) összetett modellként ismert, és egy 2D szerkezet galvanikus torzulása során jön létre.



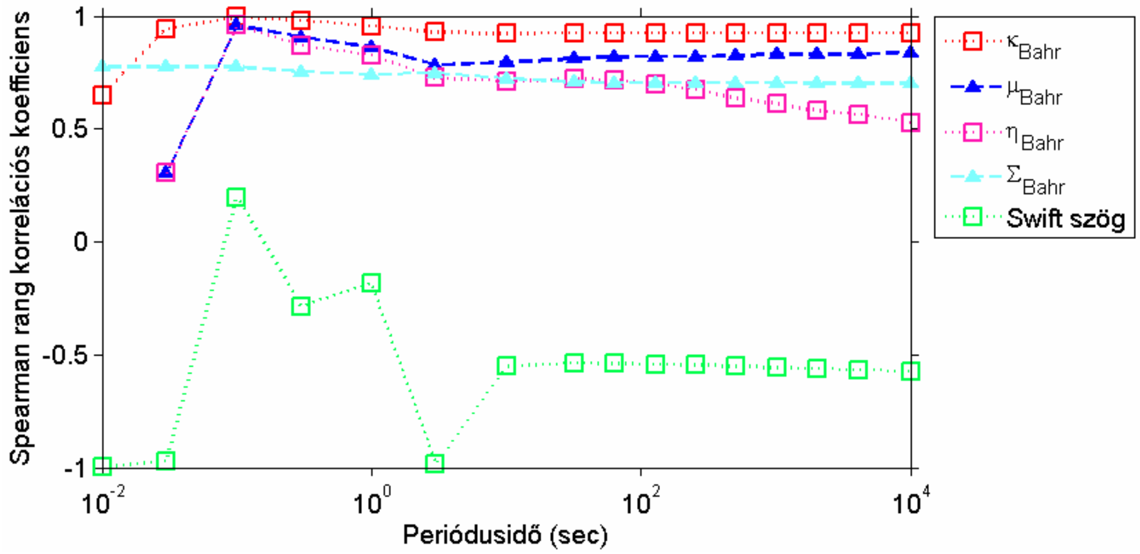
44. ábra: 1. modell: a BAHR invariáns paraméterek (κ, μ, η, Σ és a Swift szög) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 0.01-32 s). Az ábrázolt mennyiségek dimenziótlan paraméterek. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)



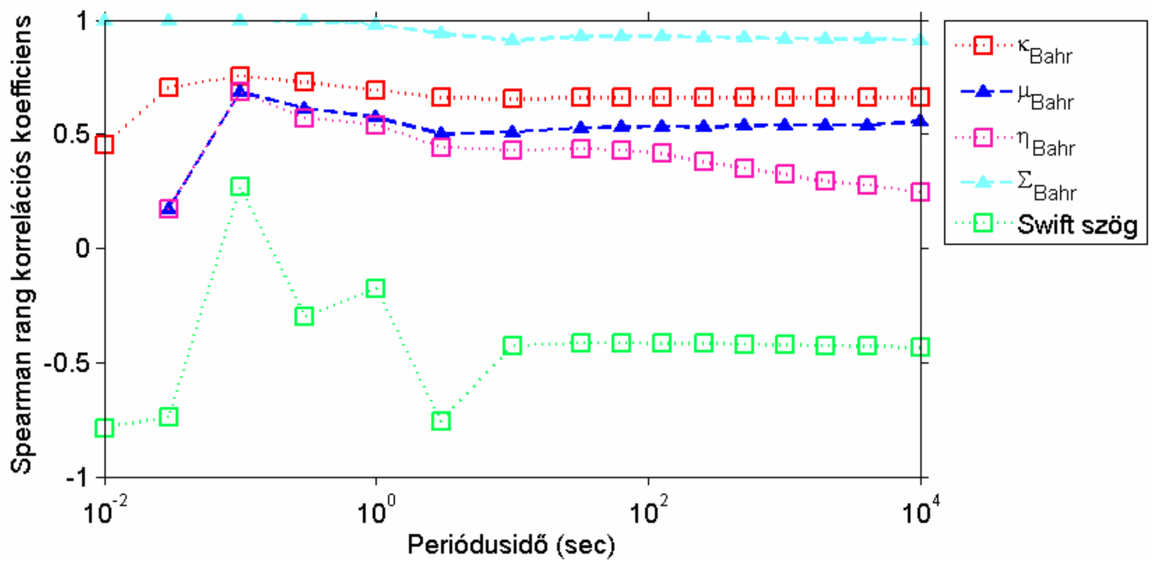
45. ábra: 1. modell: a BAHR invariáns paraméterek (κ, μ, η, Σ és a Swift szög) horizontális térképszeletei a periódusidő függvényében (T = 64-10^4 s). Az ábrázolt mennyiségek dimenziótlan paraméterek. (A fehér négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja)

Hogy jobban megértsük a Bahr paraméterek dimenziókhoz köthető információit, a Spearman korrelációs együtthatóval meghatároztam főbb leképezési tulajdonságaikat. Mint azt a 44-45. ábrák is mutatják, az invariáns-térképek hűen tükrözik a ható geometriai tulajdonságait. Az ábrákon szerepel még egy paraméter, amely a szerkezet csapását kívánja szemléltetni, ez az ún. Swift szög.

A Swift aszimmetria (κ) a közegben terjedő elektromágneses hullámokban felszínközeli 3D szerkezet által keltett torzulást jellez, és a ható sarkait emeli ki. Ugyancsak hasonló tulajdonsággal rendelkezik a μ invariáns is, amely a tenzor elemek közti fáziskülönbség jellemzésével a „mélységhelyes" leképezést közelíti. A η egy összetett szerkezet hatására mutat eltérést, ami jelen esetben a 3D/2D, illetve 3D/1D jelleget takar.



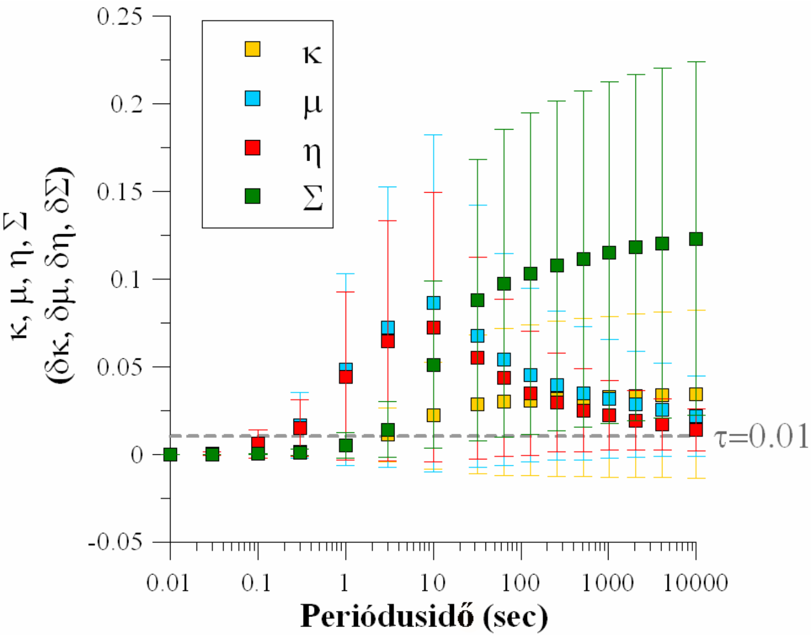
46. ábra: 1. modell: a Bahr invariánsok (κ, μ, η, Σ és a Swift szög) Spearman korrelációja a ún. „sarokfüggvénnyel" a periódusidő függvényében (19d. ábra)



47. ábra: 1. modell: a Bahr invariánsok (κ, μ, η, Σ és a Swift szög) Spearman korrelációja az ún. „oldalfüggvénnyel" a periódusidő függvényében (19c. ábra)

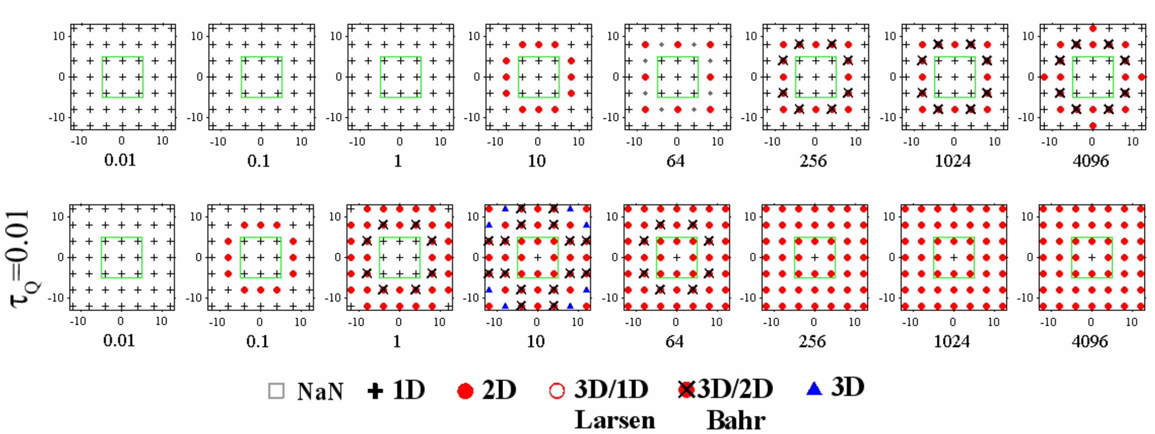
A κ $\rho_{Spearman} = 0.9458$, a μ $\rho_{Spearman} = 0.8362$, és η $\rho_{Spearman} = 0.7837$ korrelációs értéket mutat a „sarokfüggvénnyel" (46. ábra). A Σ valóban 2D indikátor, hiszen a ható oldalainak indikációjával mutat szoros összefüggést ($\rho_{Spearman} = 0{,}9571$, 47. ábra).

A Bahr invariánsok dimenzió meghatározásának határérték feltételeit az 1. táblázat (33. oldal) egyértelműen összefoglalja. Emellett létezik egy a WAL invariánsok 3D indikátorán alapuló közelítés is, amelynek határérték feltételéhez a WAL invariánsok Q paraméterét kell figyelembe vennünk (Martí i Castells, 2006). A WAL invariánsok elemzéséhez a hasonló statisztikai vizsgálattal becsült határérték $\tau = 0.01$-nek adódott (48. ábra).



48. ábra: A Bahr invariánsok (κ, μ, η, Σ) középértékei és szórásértékei a periódus függvényében., az alkalmazott határérték $\tau = 0.01$ feltüntetésével

A BAHR módszer (1. táblázat) által kapott eredmények a periódusidőben némiképp elcsúszva indikálják a ható geometriai tulajdonságait, ellenben nem adnak információt a ható frekvencia alapján becsült mélységi elhelyezkedésére vonatkozóan (49. ábra 1. sor).



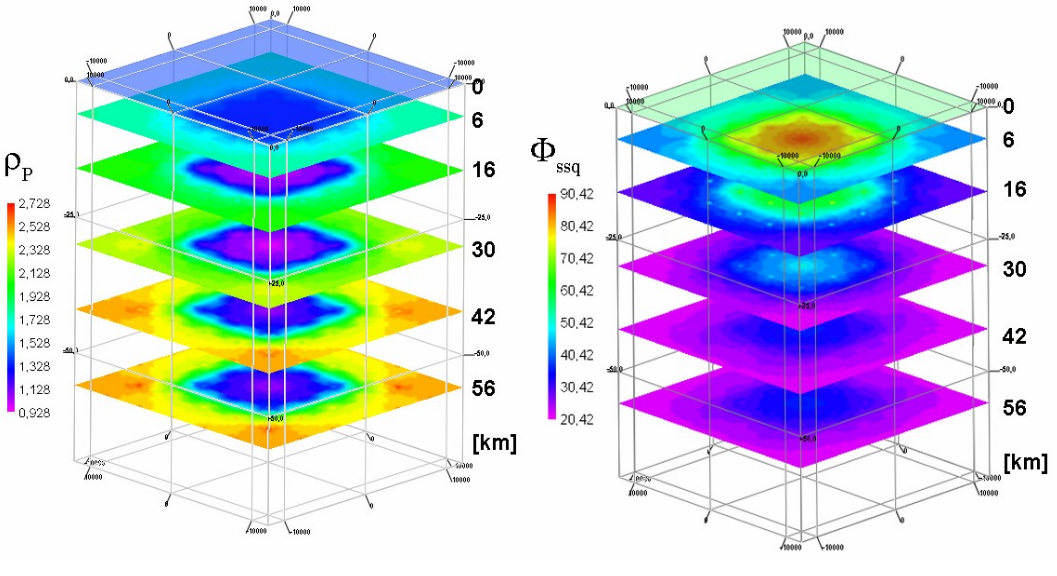
49. ábra: 1. modell: a BAHR (1. sor) és BAHR-Q (2. sor) rendszer dimenzió-jellemzői az 1. modellre T = 0.01-4096 s között (a zöld négyzet a 10km×10km-es modell felülnézeti képét mutatja mutatja, NaN: nincs érték)

A Bahr-Q módszer ezzel szemben behatárolt periódusidő-tartományban jelzi a ható megjelenését és megszűnését, ennél nagyobb periódusidők esetén 2D jelleget mutat (49. ábra 2. sor). A Bahr-Q módszer eredménye valószínűleg azért ad jobb becslést, mert ötödik paraméterként a 3D/1D és a 3D/2D alkategóriák elkülönítése és pontosabb meghatározása lehetővé válik a WAL-rendszerből átvett invariáns a Q alkalmazásával.

III.3 A numerikus modellezési eredmények összefoglalása

A vizsgálat megmutatta, hogy az invariánsok leképezési tulajdonságai széles spektrumban változnak, és ezzel tág lehetőséget teremtenek a komplex értelmezésre és az adott feladatnak megfelelő invariáns kiválasztására. Az elektromágneses kutatásban előtérbe került néhány invariáns, amelyek leképezési tulajdonsága leginkább megfelel a kutatott szerkezet főbb jellemzőinek meghatározására. Ezek a mennyiségek – azon kívül, hogy irányfüggetlenek, míg a hagyományos feldolgozási paraméterek nem azok – számos olyan tulajdonság birtokában vannak, amelyek felhasználásával növelni lehet a valós információk meghatározásának pontosságát és a meglévő kétértelműség kiküszöbölhetőségét. Érdemes lenne további kísérleteket tenni, például különböző invariáns paraméterek inverz feldolgozásával vagy integrált komplex értelmezésével.

A modellezés során nyilvánvalóvá vált, hogy egyes invariánsok „mélységhű” leképezéssel rendelkeznek, és képesek a ható erős anomális hatását kiemelni (50. ábra). A feldolgozás során érdemes figyelni ezekre a különbségekre, és értelmezésüket együttesen kezelni. A multi-dimenziós indikátorok esetében a – későbbiekben majd vizsgálat tárgyát képező – zaj perdöntő lehet a használhatóságban, hiszen a határértékek már szintetikus adatok tükrében sem adhatók meg egyértelműen. A feldolgozás előtt kellő időt érdemes fordítani az invariánsok hibavizsgálatára.



50. ábra: A 1. modell ρ_P és Φ_{ssq} invariánsok horizontális térképszeletei a skin mélység függvényében . ρ_P Ωm -ben, Φ_{ssq} fokban értendő

IV. AZ INVARIÁNS MENNYISÉGEK ZAJÉRZÉKENYSÉGE

Az előző fejezetben kirajzolódott, hogy az invariánsok szintetikus leképezési tulajdonságait hogyan befolyásolja a modell bonyolultsága, a hatók fajlagos ellenállás-viszonyai, egymáshoz, illetve a beágyazó közeghez képest fennálló ellenállás-kontraszt. Valós terepi körülmények között azonban torzítással, zajjal is számolnunk kell. Az invariáns mennyiségek ugyan függetlenek a mérési iránytól, de a mesterséges forrásokból származó elektromágneses jelek (impulzusok) és különféle mérési hibák csökkenhetik az invariáns mennyiségek információtartalmát.

E fejezet kísérletet tesz az invariáns mennyiségek zajfüggőségének megállapítására, és ez alapján rangsort állít fel a különböző invariáns csoportokon belül és között.

IV.1 A 2D korrelációs koefficiens, mint zajérzékenység indikátor

Az invariáns mennyiségek zajérzékenységi vizsgálatához szükség van egy olyan számszerű kifejező eszközre, amely leírja, hogy az invariáns paraméterek leképezési tulajdonsága milyen mértékben változik meg a zaj függvényében. Mivel a vizuális megjelenítés értelmezése szubjektív, következésképpen szükség van egy számszerű eszközre, hogy a számításokat még adattérben el tudjuk végezni. Így egyrészt egyértelmű és azonnali információt kapunk, másrészt az összehasonlításhoz technikailag kezelhető eszköz van a kezünkben.

A kísérlet során az adatok mátrixok (az adott periódushoz tartozó horizontális térképszeletek) formájában álltak a rendelkezésre. Két mátrix (eredeti és zajjal terhelt) teljes tartalmának összehasonlításához – több próbálkozás alapján – a 2D korrelációs koefficienst találtam célszerűnek (amit a továbbiakban $corr_{2D}$-vel jelölök), amely a következő összefüggés alapján határozható meg:

$$corr_{2D} = \frac{\sum_m \sum_n (A_{mn} - \overline{A})(B_{mn} - \overline{B})}{\sqrt{\left(\sum_m \sum_n (A_{am} - \overline{A})^2\right)\left(\sum_m \sum_n (B_{mn} - \overline{B})^2\right)}} \,, \tag{65}$$

A és B azonos méretű mátrixok, m és n a mátrixok oszlopának és sorának száma, $\overline{A}$ és $\overline{B}$ az A és B mátrix elemek átlagértéke. A 2D korrelációs koefficiens, a hagyományos korrelációs koefficienshez hasonlóan 0-1 közötti számmal jellemzi az adatok egymáshoz képesti eltérését. Így ha $corr_{2D} = 1$, akkor az A mátrix és a B mátrix között nincs eltérés, ha $corr_{2D} \neq 1$, az eltérést mértékét $corr_{2D}$ jelzi.

A $corr_{2D}$ segítségével tanulmányoztam a különböző invariáns mennyiségek egymáshoz viszonyított zajérzékenységét, valamint zajfüggésüket a teljes periódustartományban. Mivel a szintetikus modellezés az impedancia elemek (és nem a térerősség komponensek) meghatározását tette lehetővé, így a zaj hozzáadása is magukhoz az impedancia elemekhez történt. A modellezés 3D térbelisége megkívánta, hogy a zaj hozzáadása minden ponthoz külön történjen. Mindegyik impedancia elemhez és minden térbeli pontra egymástól függetlenül számított véletlenszerű Gauss eloszlású zajt definiáltam.. A zajszint magadásához 1%-os lépésközt használtam, és a maximális zajszintet 20%-ban állapítottam meg. A $corr_{2D}$ értékei az adott frekvenciához rendelt horizontális térképszeletek zajos és zajmentes adatrendszerének összehasonlításából adódtak. Az elemzés kiterjedt a tanulmányozott invariáns csoportokra és mindhárom geológiai modellre (6. ábra, 29. ábra).

IV.2 Zaj hatása az invariánsokra

IV.2.1 Zaj hatása az invariáns alapú ellenállások leképezésére

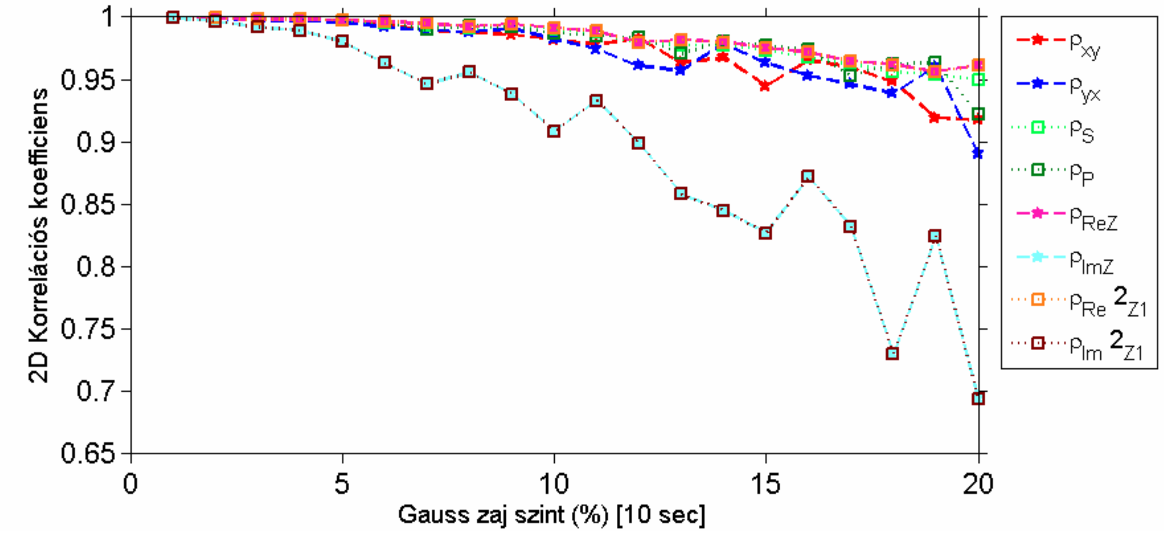
Az invariánsok egyediségét részben mérési irány-függetlenségük, másrészt egyszerű meghatározási rendszerük adja. Ezek együttese azonban még nem garantálja a tökéletes leképezést, hiszen valós terepi körülmények között teljesen zajmentes környezet tulajdonképpen nem létezik. A mérési irányfüggetlenség valójában csak a geometriai zajt küszöböli ki, azonban nagyfrekvenciás zaj, illetve egyéb torzítások (mérési hiba) nagy problémát jelenthetnek. Az invariáns paraméterek – a hagyományos feldolgozási paraméterekhez (látszólagos fajlagos ellenálláshoz) hasonlóan – egyértelműen torzulást szenvednek a zaj hatására. Felmerül a kérdés, hogy a mérési irányfüggetlenség mennyiben tud kedvező körülményeket teremteni a zaj szempontjából (azaz a zajok vajon kioltják-e egymást), vagy éppen emiatt megnövelik hatásukat. Valós geológiai környezetben a közeg fizikai és geometriai tulajdonságai bizonyosan hatással vannak a zajterjedés mértékére. Következésképpen a zaj eloszlása nem azonos mértékben valósul meg egy homogén, egy anomális, vagy egy 3D felszínközeli inhomogenitásokat (galvanikus torzulást) tartalmazó tér esetében.

Az előző fejezetben láthattuk, hogy az invariáns alapú ellenállások alakhű leképezést adnak, ami lehetővé teszi, hogy az elektromágneses kutatásban széles körűen alkalmazhassuk őket. Ebben a fejezetben megvizsgáltam, miként hat a zaj az invariáns alapú ellenállások leképezési tulajdonságaira.

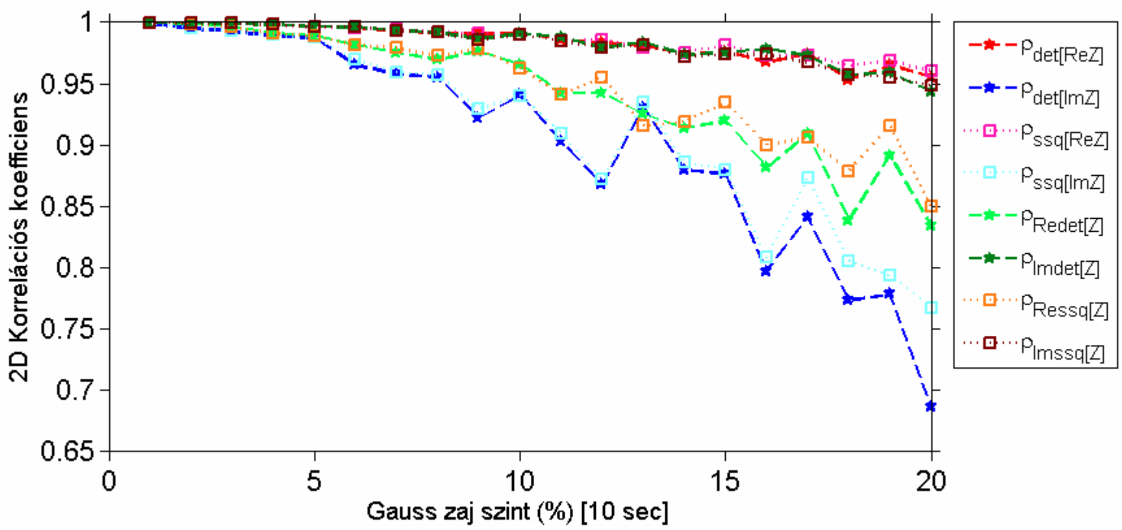
Az 51. ábra és 52. ábra az 1. modellre (6. ábra) számított invariáns alapú ellenállások $corr_{2D}$ értékeit mutatja a Gauss zaj függvényében T = 10 s esetén. A kapott eredményekből jól látható, hogy a ρ_{xy} és ρ_{yx} látszólagos fajlagos ellenállások valamivel érzékenyebben reagálnak a zajra, mint az impedancia valós elemei alapján számított invariánsok.

Az impedancia képzetes elemeiből kapott invariánsok nagyon zajérzékenyek már alacsonyabb zajszint esetén is kisebb korrelációt mutatnak a zajmentes modell eredményeivel. Egyes invariáns alapú ellenállások fázishoz hasonló tulajdonsággal rendelkeznek ($\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$ és $\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$), mint azt már a III. fejezetben láthattuk. Ezek korrelációja a zajjal terhelt adatrendszer esetében némiképp jobb eredményt ad (52. ábra), mint a képzeteseké, azonban az adott modellre a reális alapú invariánsok rendelkeznek a legkedvezőbb leképezési tulajdonsággal. A 53-55. ábrák különféle invariánsok $corr_{2D}$-ét mutatják a Gauss zajszint és a periódus függvényében.

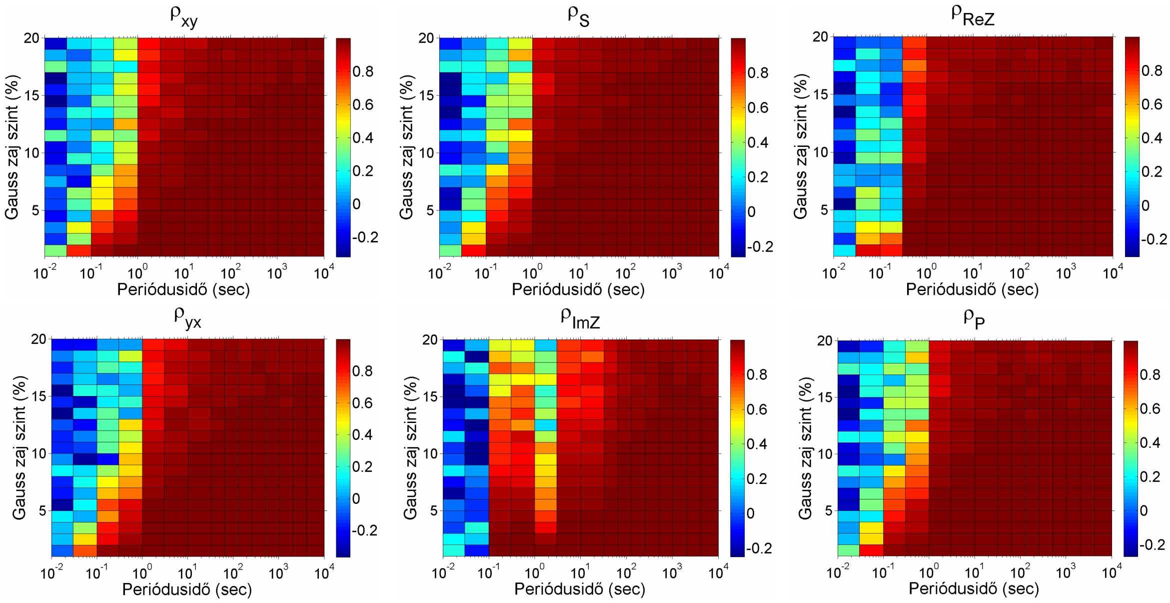
Az invariánsok $corr_{2D}$-nek eloszlása alapján a valós invariáns alapú ellenállások között szignifikáns különbség nem látható, ugyanígy a képzetesek csoportján belül sem látni lényegbeli különbséget. Ez nem jelenti azt, hogy számszerű különbségek nincsenek közöttük. Szemmel láthatóan azonos képet mutatnak, de kijelölhetők a statisztikailag leginkább zaj-független paraméterek (5-6. táblázat). A reális és képzetes különbségekből adódóan ezeknél az invariánsoknál a zaj hatásának fizikai terjedése ugyancsak különbségeket mutat.



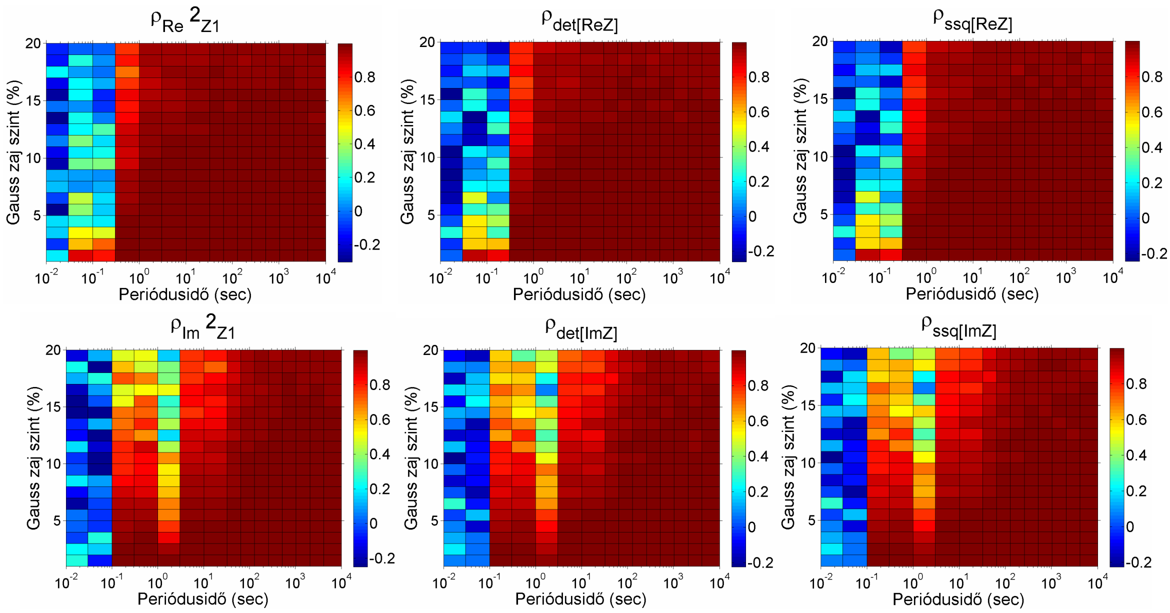
51. ábra: A $\rho_{\mathrm{Re}\,Z}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,Z}$, ρ_S, ρ_P, $\rho_{\mathrm{Re}^2 z_1}$, $\rho_{\mathrm{Im}^2 z_1}$ invariáns alapú ellenállások és a hagyományos látszólagos fajlagos ellenállás (ρ_{xy} és ρ_{yx}) az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a Gauss zaj szint függvényében T = 10 s periódusidő esetén.



52. ábra: A $\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$ invariáns alapú ellenállások az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a Gauss zaj szint függvényében T = 10 s periódusidő esetén.

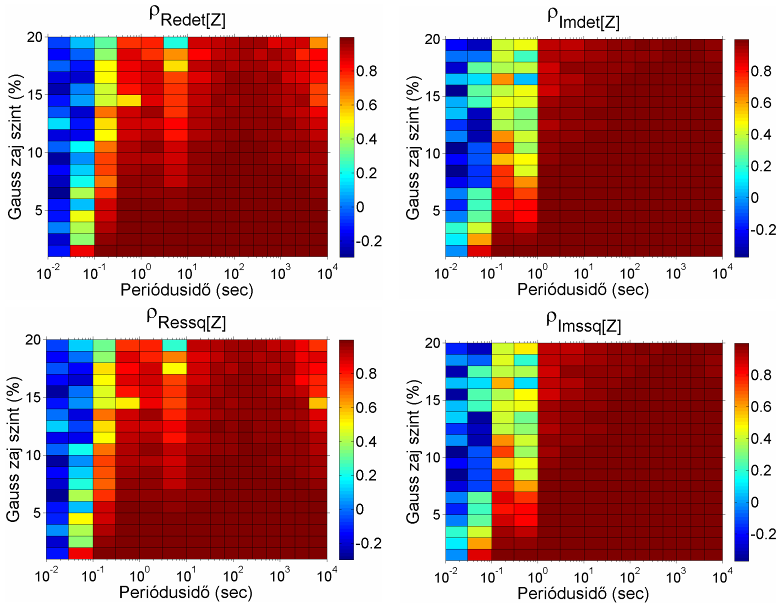


53. ábra: A hagyományos látszólagos fajlagos ellenállás (ρ_{xy} és ρ_{yx}) és a $\rho_{\mathrm{Re}\,Z}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,Z}$ ρ_S, ρ_P invariáns alapú ellenállások az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a periódusidő (T = 10^{-2}-10^{4} s) és a Gauss zaj szint függvényében



54. ábra: A $\rho_{\mathrm{Re}^2 z_1}$, $\rho_{\mathrm{Im}^2 z_1}$, $\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{ssq\,\mathrm{Im}(Z)}$ invariáns alapú ellenállások az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a periódusidő (T = 10^{-2}-10^{4} s) és a Gauss zaj szint függvényében

Az említett fázis tulajdonsággal rendelkező invariánsok ($\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$ és $\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$) korrelációs együtthatója a nagyobb zajszint következtében a hosszabb periódusokon sokkal nagyobb mértékben csökken, mint az a $\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$ és $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)}$ esetén láthatjuk.



55. ábra: A $\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$ invariáns alapú ellenállások az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a periódusidő (T = 10^{-2}-10^{4} s) és a Gauss zaj szint függvényében

1. modell		2. modell		3. modell		
CORR2D Közép-értéke	CORR2D Szórása (%)	CORR2D Közép-értéke	CORR2D Szórása (%)	CORR2D Közép-értéke	CORR2D Szórása (%)	Paraméter
0.8116	6.9543	0.6408	5.7084	0.7403	6.7352	ρ_{xy}
0.8051	7.4098	0.6458	5.5984	0.6457	7.4420	ρ_{yx}
0.8308	6.4476	0.6582	6.2572	0.7658	6.0715	ρ_{S}
0.8276	6.8560	0.6577	6.2979	0.7543	7.6847	ρ_{P}
0.8289	5.2265	0.6510	5.1955	0.7530	6.5102	$\rho_{\mathrm{Re}\,Z}$
0.7993	7.5691	0.6517	6.2696	0.7578	7.8516	$\rho_{\mathrm{Im}\,Z}$
0.8288	5.2316	0.6503	4.8441	0.7528	6.3572	$\rho_{\mathrm{Re}^2 z_1}$
0.7993	7.5726	0.6500	6.0811	0.7576	6.9586	$\rho_{\mathrm{Im}^2 z_1}$

5. táblázat: A hagyományos látszólagos fajlagos ellenállás (ρ_{xy} és ρ_{yx}) és a $\rho_{\mathrm{Re}\,Z}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,Z}$, ρ_{S}, ρ_{P}, $\rho_{\mathrm{Re}^2 z_1}$, $\rho_{\mathrm{Im}^2 z_1}$ $corr_{2D}$-nek összesített (T = 10^{-2}-10^{4} s közötti) középértéke és szórása a három modell esetében (1-3. modellek).

A 53-55. ábrák alapján összességében elmondható, hogy az invariáns alapú ellenállások a nagyobb periódusok felé egyre inkább zaj-függetlenné válnak, emellett a reális és képzetes különbségeket összegző $\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$ és $\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$ invariánsok is eredményesek lehetnek egyes modellek esetében. Az eredmények alapján a leginkább zajfüggetlen invariánsok a valós értékű invariánsok közül kerülnek ki. Javaslatom szerint a kutatás során a reális invariánsokat érdemes elsőként meghatározni, hiszen ezek esetében van a legkisebb kockázat arra, hogy a zaj torzító hatása érvényesülni tudjon.

1. modell		**2. modell**		**3. modell**		
CORR2D Közép-értéke	**CORR2D Szórása (%)**	**CORR2D Közép-értéke**	**CORR2D Szórása (%)**	**CORR2D Közép-értéke**	**CORR2D Szórása (%)**	**Paraméter**
0.8211	5.6511	0.6552	5.0514	0.7514	6.9426	$\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$
0.7981	7.6789	0.6461	6.6967	0.7553	7.5220	$\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$
0.8227	5.4995	0.6581	5.1074	0.7605	6.1785	$\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)}$
0.8008	7.3857	0.6525	6.5737	0.7655	6.7648	$\rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}$
0.8069	9.1302	0.6576	7.5913	0.06765	14.6804	$\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$
0.8314	6.5508	0.6512	6.3095	0.7574	7.0865	$\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$
0.8111	8.8117	0.6350	8.3895	0.6905	12.4484	$\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$
0.8313	6.5262	0.6538	6.3262	0.7575	6.6983	$\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$

6. táblázat: A $\rho_{\det(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{\det(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Re}\,Z)}$, $\rho_{ssq(\mathrm{Im}\,Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\det(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}\,ssq(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,ssq(Z)}$ $corr_{2D}$-nek összesített (T = 10^{-2}-10^{4} s közötti) középértéke és szórása a három modell esetében (1-3. modellek)

IV.2.2 Zaj hatása a fázistenzor invariánsra és egyéb paramétereire

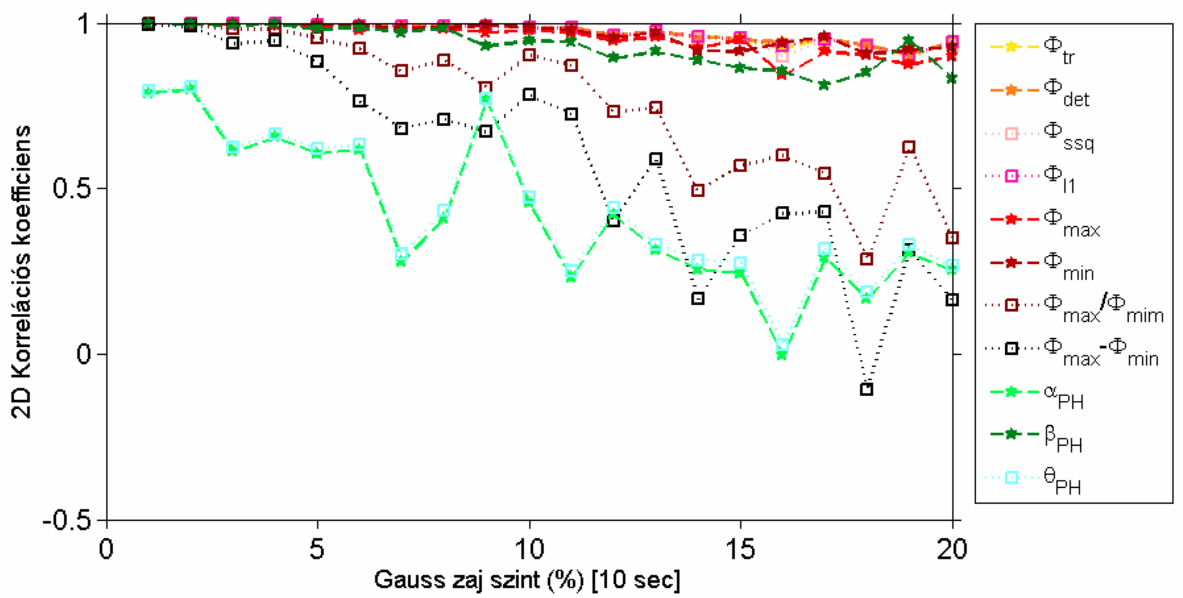
Felmerül a kérdés, hogy a galvanikus torzulásoktól – felszínközeli inhomogenitások zavaró hatásától – mentes fázistenzor vajon mennyire független az egyéb zajok hatásától, és a zajérzékenység milyen formában öröklődik tovább leképezési tulajdonságaiba.

A zaj hatását a fázistenzorra az előzőekhez hasonló módon vizsgáltam meg. Az 1. modellnél T = 10 s periódus esetén a matematikai invariánsok még nagy zajszint esetén is jól korrelálnak a zajmentes tér eredményeivel (56. ábra). A három fázistenzor invariáns ($\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$ és β_{PH}) is hasonló módon, némiképp független jelleget mutat a zajhoz képest. Négy másik paramétert is figyelembe vettem a vizsgálat során: ezek pl. $\Phi_{\frac{\max}{\min}}$ és $\Phi_{\max-\min}$ valamint α_{PH} és θ_{PH}. Ezen paraméterek zajhoz fűződő viszonya már sokkal érzékenyebb, mint a fenti invariánsoké. A 56. ábrán jól látszik, hogy igen zajérzékenyek és erősen változékonyak.

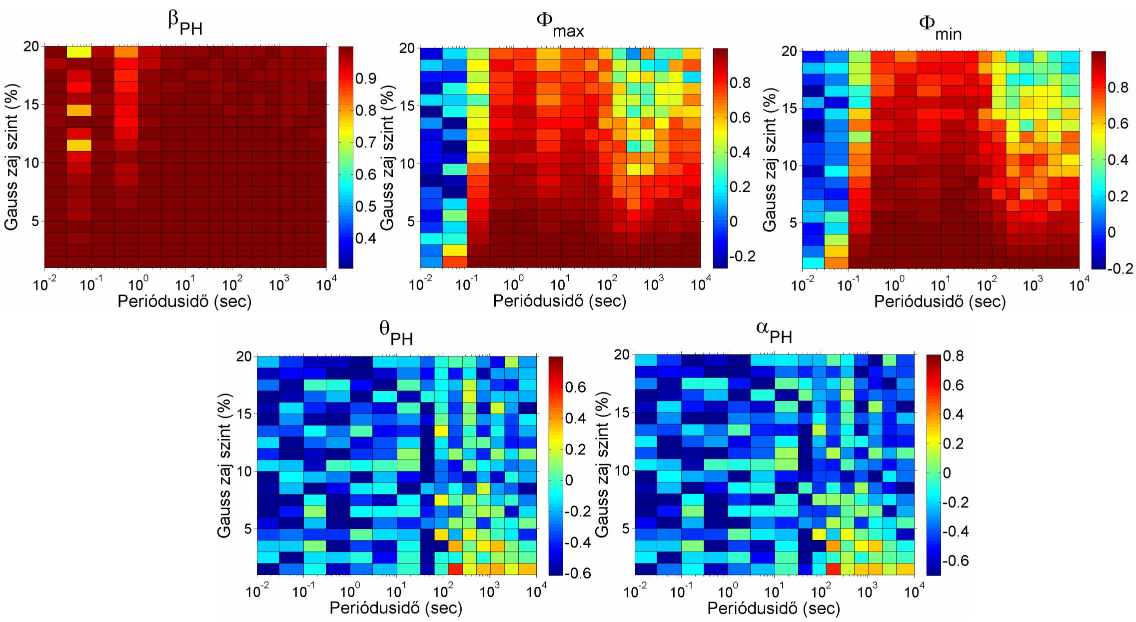
A Φ_{tr}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{I_1}, valamint a $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$ invariánsok a rövid és hosszú periódusokon egyaránt zajfüggőek (57-58. ábra). Ez valószínűleg amiatt van, hogy a fázis a mélyebb rétegek felé kisimul és általában homogén jelleget mutat. Az anomális tér leképezési tartományában ugyanakkor feltehetően sokkal erősebb amplitúdóval rendelkeznek, mint a homogén féltérben. Az α_{PH} és θ_{PH} nem invariáns paraméterek különösen zajérzékenyek (57. ábra).

Statisztikai szempontból a matematikai fázisinvariánsok közül – mindhárom modell esetében – a középérték alapján a Φ_{ssq} függ legkevésbé a zajtól: a szórás alapján – ugyan nem nagy eltéréssel, de – a $\Phi_{\det}$ mutat jobb eredményt (7. táblázat).

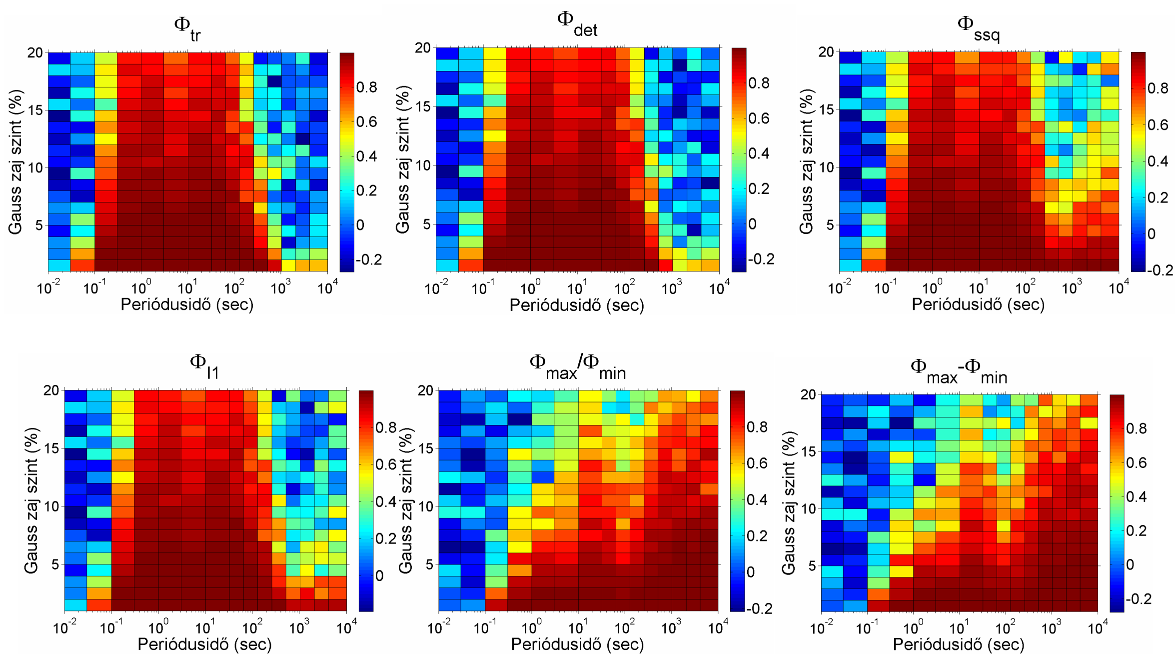
A fázistenzor aszimmetriája (β_{PH}), a fázis ellipszis grafikai megjelenítő paraméterei közül a legkevésbbé zajérzékeny (95% korrelációval). A fázistenzor invariánsok ellipszist ábrázoló paraméterei (β_{PH}, $\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$) közül tehát némelyek zajfüggetlen módon viselkednek, és a zaj hatására kevésbé torzulnak.



56. ábra: Fázis invariánsok (β_{PH}, $\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$), matematikai fázistenzor invariánsok (Φ_{tr}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{I_1}), és egyéb fázistenzor paraméterek ($\Phi_{\frac{\max}{\min}}$, $\Phi_{\max-\min}$, α_{PH}, θ_{PH}) az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a Gauss zaj szint függvényében T = 10 s periódusidő esetén



57. ábra: Fázis invariánsok (β_{PH}, $\Phi_{\max}$, $\Phi_{\min}$), és egyéb fázistenzor paraméterek (α_{PH} és θ_{PH}) az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a periódusidő (T = 10^{-2}-10^{4} s) és a Gauss zaj szint függvényében



58. ábra: Matematikai fázistenzor invariánsok (Φ_{tr}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{I_1}), és egyéb fázistenzor paraméterek ($\Phi_{\frac{\max}{\min}}$ és $\Phi_{\max-\min}$) az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a periódusidő (T = 10^{-2}-10^{4} s) és a Gauss zaj szint függvényében

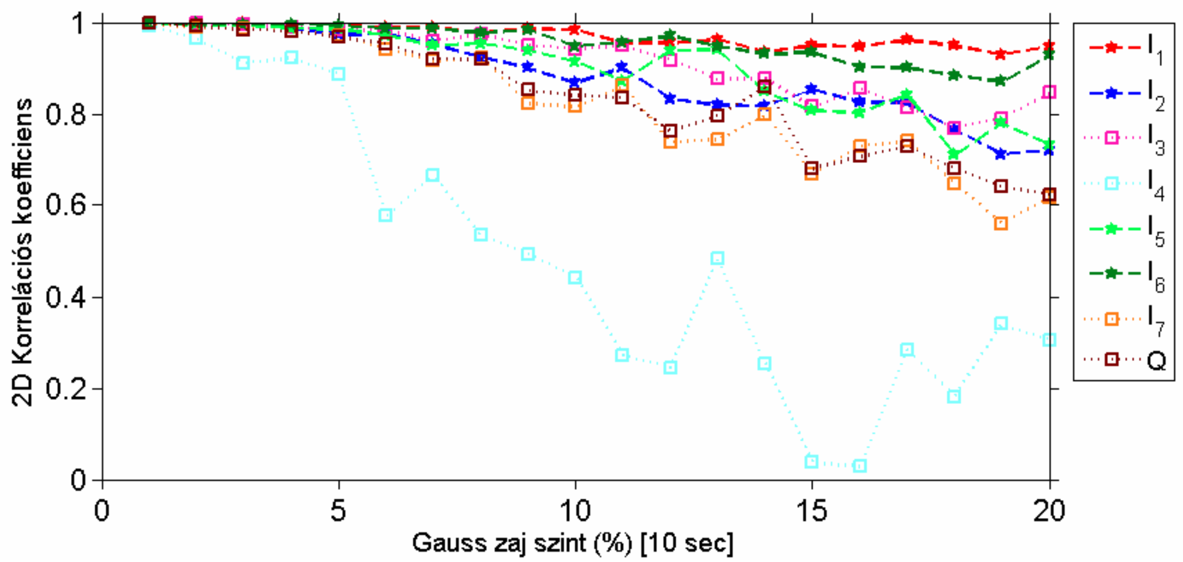
1. modell		2. modell		3. modell		
CORR2D Közép-értéke	**CORR2D Szórása (%)**	**CORR2D Közép-értéke**	**CORR2D Szórása (%)**	**CORR2D Közép-értéke**	**CORR2D Szórása (%)**	**Paraméter**
0.6200	19.2748	0.5140	22.6235	0.5786	21.1867	$\Phi_{\frac{\max}{\min}}$
0.5921	20.8212	0.5509	16.2292	0.5640	19.4145	$\Phi_{\max-\min}$
0.5770	17.5878	0.6016	11.0798	0.5112	20.18867	Φ_{I_1}
0.5220	15.5915	0.5884	11.9549	0.5204	19.7567	$\Phi_{\det}$
0.6428	17.6220	0.6240	10.1884	0.5399	20.5275	Φ_{ssq}
0.5230	15.5702	0.5881	11.9687	0.5162	20.2664	Φ_{tr}
Fázis ellipszis paraméterek						
0.6881	17.0876	0.6166	11.3341	0.5893	19.6680	$\Phi_{\max}$
0.6805	17.0277	0.6250	11.7016	0.6033	18.9081	$\Phi_{\min}$
0.0819	21.2283	0.3037	21.292	0.2376	22.7562	α_{PH}
0.9734	3.0937	0.9573	4.0618	0.9614	3.4999	β_{PH}
0.1070	19.9107	0.2947	20.7056	0.2688	21.6704	θ_{PH}

7. táblázat: A fázistenzor invariánsok és egyéb fázistenzor paraméterek $corr_{2D}$ értékeinek összesített (T = 10^{-2}-10^{4} s közötti) középértéke és szórása a három modell esetében (1-3. modellek)

IV.2.3 Zaj hatása a WAL invariánsokra és multi-dimenziós indikátorokra

A WAL invariánsok rendszere fontos szerepet kap a szerkezetek dimenzióinak meghatározásánál. Zaj hatására a dimenziók meghatározása bizonytalanná válhat, hiszen a feltételes kritérium-rendszerhez egyszerre hat paraméternek kell teljesülnie (2. táblázat- 35. oldal), így ha akár csak egy invariáns nagyobb mértékű torzulást szenved, a valódi tulajdonságok már nem írhatók le egyértelműen.

AWAL invariánsokra számított $corr_{2D}$ értékek láthatók az 59. ábrán. A görbék jól mutatják, hogy a másodrendű, ún. több-dimenziós invariánsok (I_7 és Q) és az I_4 sokkal érzékenyebbek a zajra, mint a robusztus leképezést adó paraméterek (I_1 és I_2).

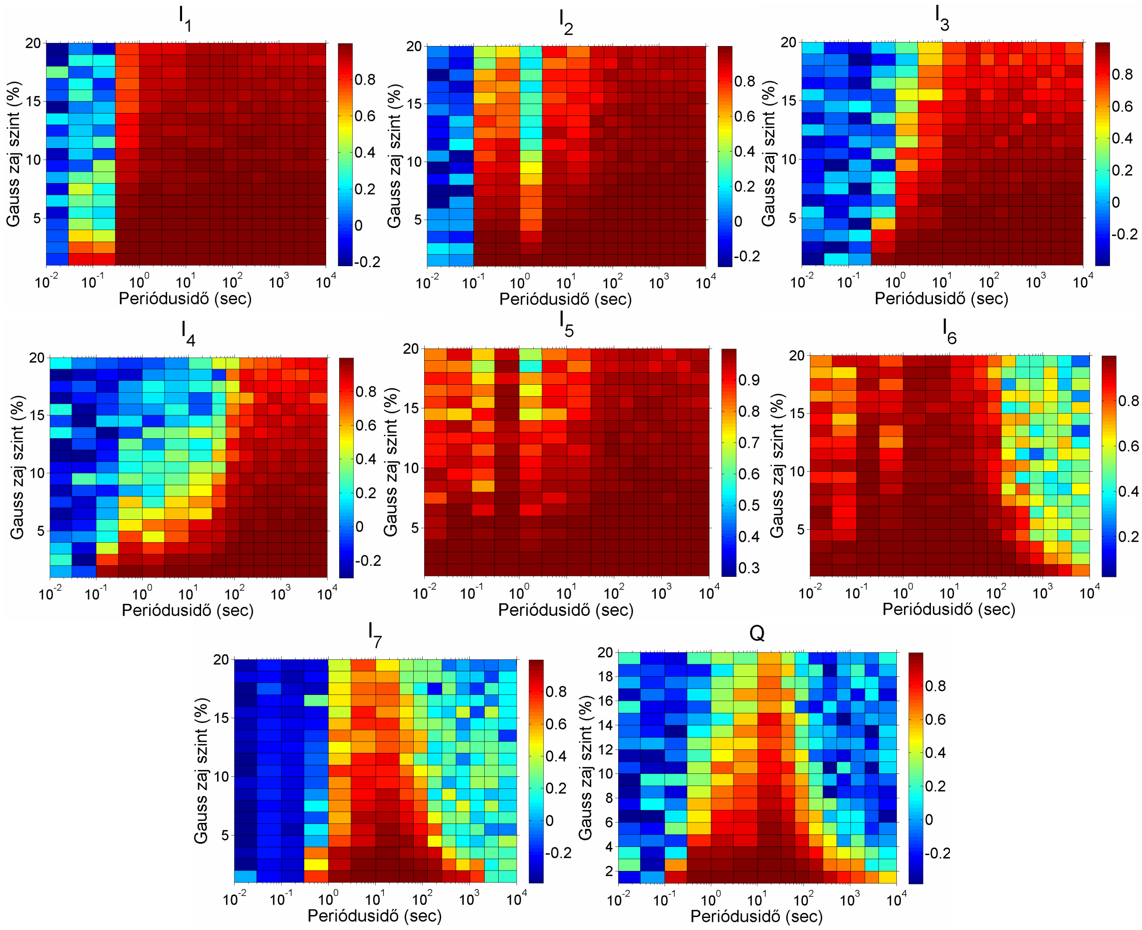


59. ábra: A centrális impedanciák (I_1 és I_2),és a multi-dimenziós indikátorok (I_3, I_4, I_5, I_6, I_7, Q) az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a Gauss zaj szint függvényében T = 10 s periódusidő esetén

1. modell		2. modell		3. modell		
CORR2D Közép-értéke	**CORR2D Szórása (%)**	**CORR2D Közép-értéke**	**CORR2D Szórása (%)**	**CORR2D Közép-értéke**	**CORR2D Szórása (%)**	**Paraméter**
0.8172	6.5507	0.6429	6.1982	0.7528	7.0579	I_1
0.7866	8.4752	0.6487	6.5980	0.7452	8.6191	I_2
0.6894	11.6612	0.5938	12.2380	0.6449	12.8091	I_3
0.6017	17.8664	0.6225	11.5640	0.6737	12.0575	I_4
0.9204	6.9292	0.9231	6.7281	0.8253	13.9774	I_5
0.7197	12.7295	0.8410	11.7835	0.6843	19.0356	I_6
0.3503	15.4850	0.3669	17.3114	0.3525	24.2089	I_7
0.3293	22.8517	0.5341	15.9729	0.5119	20.1857	Q

8. Táblázat: A WAL invariánsok 2D korrelációs együtthatójának összesített (T = 10^{-2}-10^{4} s közötti) középértéke és szórása a három modell esetében (1-3. modellek)

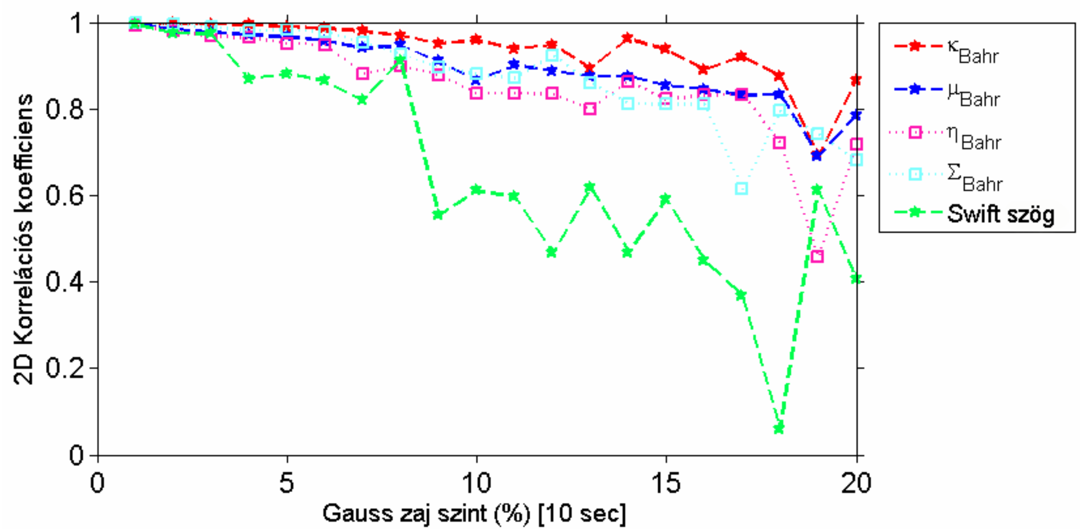
Az I_1, I_2, I_3 (I_4) invariánsok a nagy periódusok felé zajfüggetlen tulajdonságot mutatnak, míg a több-dimenziósak (I_5, I_6, I_7, Q) csak az anomális tér közelében maradnak viszonylag zajfüggetlenek (60. ábra). A 8. táblázat a $corr_{2D}$ értékeket foglalja össze. A dimenzióvizsgálat szempontjából mindenképp figyelembe kell venni, hogy a határértékek számításánál 30%-nál nagyobb zajszint esetén már nem kaphatunk megfelelő leképezést a dimenziókra vonatkozóan.



60. ábra: A centrális impedanciák (I_1 és I_2), és a multi-dimenziós indikátorok (I_3, I_4, I_5, I_6, I_7, Q) az 1. modellre számított $corr_{2D}$ értékei a periódusidő (T = 10^{-2}-10^{4} s) és a Gauss zaj szint függvényében

IV.2.4 A Bahr invariánsok és multi-dimenziós indikátorainak zajérzékenysége

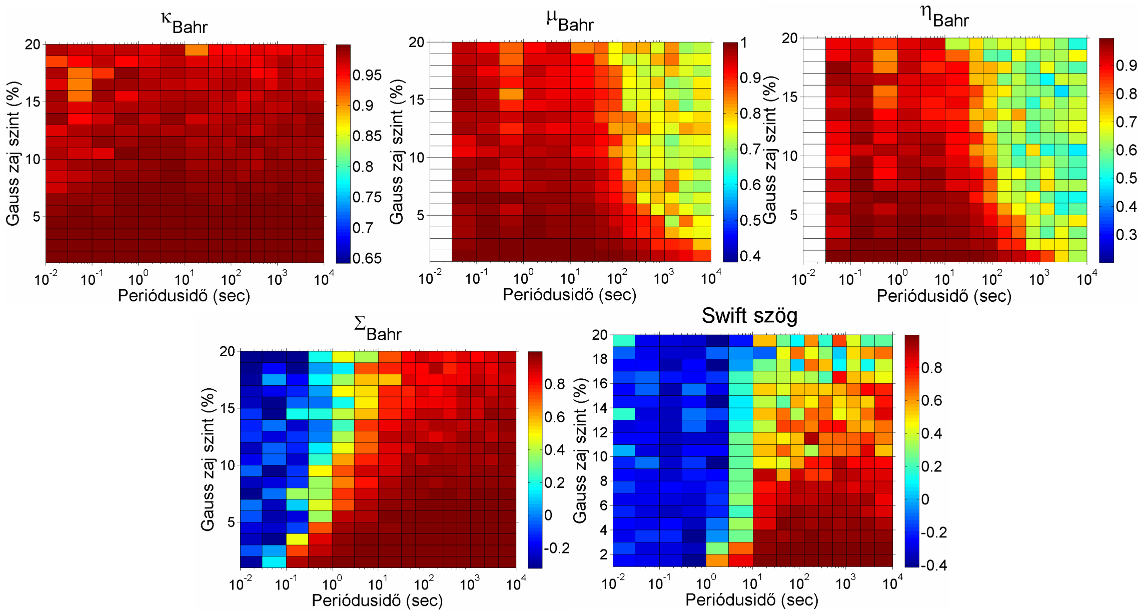
A WAL invariánsokhoz hasonlóan a Bahr paraméterek, mint dimenziójelző indikátorok is információt adnak a felszínalatti szerkezeti inhomogenitásokról, emellett dekompozíciós helyreállításra (torzulásmentes impedancia) is alkalmasak: a 3D torzulások mértéke csökkenthető e paraméterek alkalmazásával. A dimenziók pontos tisztázásához fontos, hogy a kritérium rendszer elemei lehetőleg zajfüggetlen módon képezzék le az adott félteret.



61. ábra: A Bahr invariánsok és multi-dimenziós indikátorok (Swift szög, κ_{Bahr}, μ_{Bahr}, η_{Bahr}, Σ_{Bahr}) az 1. modellre számított 2D korrelációs koefficienseinek értékei a Gauss zaj szint függvényében T = 10 s periódusidő esetén

1. modell		2. modell		3. modell		
CORR2D Közép-értéke	**CORR2D Szórása (%)**	**CORR2D Közép-értéke**	**CORR2D Szórása (%)**	**CORR2D Közép-értéke**	**CORR2D Szórása (%)**	**Paraméter**
0.4585	18.9362	0.4206	22.4505	0.2082	26.8275	Swift szög
0.9436	5.2541	0.9594	3.8002	0.8248	13.2732	κ
0.7456	9.3458	0.8305	11.2787	0.5965	18.4202	μ
0.6725	10.4768	0.7109	16.2561	0.5254	23.4133	η
0.6947	11.5312	0.6276	10.5549	0.6683	12.9852	Σ

9. Táblázat: A Bahr invariánsok 2D korrelációs együtthatójának összesített (T = 10^{-2}-10^{4} s közötti) középértéke és szórása a három modell esetében (1-3. modellek)



62. ábra: A Bahr invariánsok és multi-dimenziós indikátorok (Swift szög, κ_{Bahr}, μ_{Bahr}, η_{Bahr}, Σ_{Bahr}) az 1. modellre számított 2D korrelációs koefficiens értékei a periódusidő (T = 10^{-2}-10^{4} s) és a Gauss zaj szint függvényében

A Bahr invariánsok adott periódusra számított 2D korrelációs koefficienseit mutató 61. ábra szerint a dimenzió meghatározáshoz szükséges kritérium rendszer elemei (κ_{Bahr}, μ_{Bahr}, η_{Bahr}, Σ_{Bahr}) nem egyforma zajérzékenységüek. Statisztikailag átlagosan 70%-os korrelációt mutatnak. A csapásirány szöge (Swift szög) (sajnos éppen a leghasznosabb paraméter) a leginkább zajfüggő. Míg a Gauss zajszint növekedésével a Swift aszimmetria (κ) csak néhány százalékos (~5%) torzulást szenved, a μ (az impedancia tenzor elemeinek fázis különbsége) és a η (2D mérőszáma) a hosszú periódusokon jelentősen zajérzékeny (62. ábra). A 3D mérőszám éppen ellentétesen korrelál az előzőekkel, hiszen az alacsony periódusokon inkább zajfüggő, mint a hosszú periódusok tartományában (62. ábra).

IV.3 Összefoglalás

Az invariánsok zajfüggése szorosan összefügg leképezési tulajdonságaikkal. Megállapítható, hogy az invariáns alapú ellenállások zajfüggésük tekintetében inkább a valós alapú invariánsok rendelkeznek a legkedvezőbb tulajdonságokkal. Hosszú periódusokon válnak leginkább zajfüggetlenné. A fázistenzor invariáns alapú paraméterei – mivel sokkal inkább az anomáis tér dinamikus tartományát képviselik – rövid és hosszú periódusidők esetén a felszínközeli és a mélyebb rétegekre vonatkozóan már sokkal zajérzékenyebbek.

A dimenzió-jellemző paraméterek zajérzékenysége létfontosságú a geoelektromos dimenziók egzakt meghatározásához, hiszen csekély mértékű zaj is a valódi geológiát leíró dimenziók torzulásához vezet. A WAL és a Bahr invariánsok használatához érdemes megvizsgálni az adatrendszer statisztikai- vagy hiba-eloszlását, amely támpontot adhat a dimenziójelleget leíró kritérium-rendszer megfelelő határértékének meghatározásához.

A vizsgálat során három különböző modellre vizsgáltam a zaj függését. Az eredményekből kiderült, hogy nemcsak az adott invariáns paraméterek jellemző tulajdonságai szabják meg azok zajhoz fűződő viszonyt, hanem a modell tulajdonságai is jelentős szerepet játszanak. Az invariánsok közül léteznek a modellparaméterektől független mennyiségek is (pl. ρ_S, Φ_{ssq}, β_{PH}, $\Phi_{\min}$, I_5, I_6, κ), amelyek főként a legjobb tulajdonságokkal (zajfüggetlenség, előnyös leképezési tulajdonság) rendelkező invariáns paraméterek közül kerülnek ki.

V. AZ MT IMPEDANCIA TENZOR REKONSTRUKCIÓJA HÉT FÜGGETLEN INVARIÁNS ÉS EGY SZÖG SEGÍTSÉGÉVEL

Egy 2x2-es impedancia tenzor hét független invariánst tartalmaz (Szarka és Menvielle, 1997). Ha koordinátarendszerünk rögzített, akkor azonnal nyolc skalár paraméter adódik: hét független invariáns, valamint a mérési irányszög.

A következőkben vizsgáljuk meg, hogy kölcsönösen egyértelmű kapcsolat van-e a tenzoriális és az invariáns megjelenítés között, azaz lehetséges-e az impedancia tenzor maradéktalan visszaállítása a hét független invariánsból, valamint az egy irányszögből. Kérdés, milyen feltételek mellett végezhető el a rekonstrukció.

V.1 Az impedancia tenzor és a Mohr kör megjelenítés

A $\underline{\underline{Z}}(\omega)$ impedancia tenzor megadható egy szimmetrikus és egy aszimmetrikus tenzor összegeként (Bibby, 1977).

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} Z_{xx}+Z_{yy} & Z_{xy}-Z_{yx} \\ Z_{yx}-Z_{xy} & Z_{xx}+Z_{yy} \end{bmatrix} + \frac{1}{2}\begin{bmatrix} Z_{xx}-Z_{yy} & Z_{xy}+Z_{yx} \\ Z_{xy}+Z_{yx} & Z_{yy}-Z_{xx} \end{bmatrix} \tag{66}$$

A jól ismert jelölések bevezetésével

$$Z_1 = \frac{1}{2}\left(Z_{xy} - Z_{yx}\right) \tag{67a}$$

$$Z_2 = \frac{1}{2}\left(Z_{xx} + Z_{yy}\right) \tag{67b}$$

$$Z_3 = \frac{1}{2}\left(Z_{xy} + Z_{yx}\right) \tag{67c}$$

$$Z_4 = \frac{1}{2}\left(Z_{xx} - Z_{yy}\right) \tag{67d}$$

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} Z_2+Z_4 & Z_1+Z_3 \\ -Z_1+Z_3 & Z_2-Z_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_2 & Z_1 \\ -Z_1 & Z_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Z_4 & Z_3 \\ Z_3 & -Z_4 \end{bmatrix} \tag{68}$$

Valós és képzetes részre való bontással

$$\operatorname{Re}\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} \operatorname{Re}Z_{xx} & \operatorname{Re}Z_{xy} \\ \operatorname{Re}Z_{yx} & \operatorname{Re}Z_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{Re}Z_2 & \operatorname{Re}Z_1 \\ -\operatorname{Re}Z_1 & \operatorname{Re}Z_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \operatorname{Re}Z_4 & \operatorname{Re}Z_3 \\ \operatorname{Re}Z_3 & -\operatorname{Re}Z_4 \end{bmatrix}, \tag{69a}$$

$$\operatorname{Im}\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} \operatorname{Im}Z_{xx} & \operatorname{Im}Z_{xy} \\ \operatorname{Im}Z_{yx} & \operatorname{Im}Z_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{Im}Z_2 & \operatorname{Im}Z_1 \\ -\operatorname{Im}Z_1 & \operatorname{Im}Z_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \operatorname{Im}Z_4 & \operatorname{Im}Z_3 \\ \operatorname{Im}Z_3 & -\operatorname{Im}Z_4 \end{bmatrix}. \tag{69b}$$

Ha $Z_i = \operatorname{Re} Z_i + i \operatorname{Im} Z_i$ (ahol i=1-4) ismert, akkor $Z = \operatorname{Re} Z + i \operatorname{Im} Z$ teljes mértékben rekonstruálható, a (69a,b) egyenletekben megadottak szerint.
A tenzor reális és képzetes részének összefüggését Bibby (1977, 1986) egyenáramú (DC) tenzor transzformációjának magnetotellurikus tenzorra való alkalmazásával írhatjuk fel (hivatkozás 70a és 70b egyenletként):

$$\operatorname{Re}\mathbf{Z} = \sqrt{\operatorname{Re}^2 Z_1 + \operatorname{Re}^2 Z_2}\begin{bmatrix}\cos 2\beta_r & \sin 2\beta_r \\ -\sin 2\beta_r & \cos 2\beta_r\end{bmatrix} + \sqrt{\operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Re}^2 Z_4}\begin{bmatrix}\cos 2\alpha_r & \sin 2\alpha_r \\ \sin 2\alpha_r & -\cos 2\alpha_r\end{bmatrix},$$

$$\operatorname{Im}\mathbf{Z} = \sqrt{\operatorname{Im}^2 Z_1 + \operatorname{Im}^2 Z_2}\begin{bmatrix}\cos 2\beta_i & \sin 2\beta_i \\ -\sin 2\beta_i & \cos 2\beta_i\end{bmatrix} + \sqrt{\operatorname{Im}^2 Z_3 + \operatorname{Im}^2 Z_4}\begin{bmatrix}\cos 2\alpha_i & \sin 2\alpha_i \\ \sin 2\alpha_i & -\cos 2\alpha_i\end{bmatrix},$$

ahol

$$\sin 2\alpha_r = \frac{\operatorname{Re} Z_3}{\sqrt{\operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Re}^2 Z_4}}, \quad \sin 2\beta_r = \frac{\operatorname{Re} Z_1}{\sqrt{\operatorname{Re}^2 Z_1 + \operatorname{Re}^2 Z_2}}, \tag{71a}$$

$$\sin 2\alpha_i = \frac{\operatorname{Im} Z_3}{\sqrt{\operatorname{Im}^2 Z_3 + \operatorname{Im}^2 Z_4}}, \quad \sin 2\beta_{ri} = \frac{\operatorname{Im} Z_1}{\sqrt{\operatorname{Im}^2 Z_1 + \operatorname{Im}^2 Z_2}}. \tag{71b}$$

Alkalmazva

$$R_r = \sqrt{\operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Re}^2 Z_4}, \quad I_r = \sqrt{\operatorname{Re}^2 Z_1 + \operatorname{Re}^2 Z_2} = (I_1), \tag{72a}$$

$$R_i = \sqrt{\operatorname{Im}^2 Z_3 + \operatorname{Im}^2 Z_4}, \quad I_i = \sqrt{\operatorname{Im}^2 Z_1 + \operatorname{Im}^2 Z_2} = (I_2), \tag{72b}$$

ahol I_r és I_i a reális és imaginárius centrális impedanciák (Weaver *et al.*, 2000), I_1 és I_2 (ahol $I_1 = I_r$ és $I_2 = I_i$); R_r és R_i a reális- és imaginárius Mohr körök (Lilley, 1976, 1993, 1998a, 1998b) sugarai:

$$\operatorname{Re} \mathrm{Z} = \begin{bmatrix}\operatorname{Re} Z_{xx} & \operatorname{Re} Z_{xy} \\ \operatorname{Re} Z_{yx} & \operatorname{Re} Z_{yy}\end{bmatrix} = I_r\begin{bmatrix}\cos 2\beta_r & \sin 2\beta_r \\ -\sin 2\beta_r & \cos 2\beta_r\end{bmatrix} + R_r\begin{bmatrix}\cos 2\alpha_r & \sin 2\alpha_r \\ \sin 2\alpha_r & -\cos 2\alpha_r\end{bmatrix}, \tag{73a}$$

$$\operatorname{Im} \mathrm{Z} = \begin{bmatrix}\operatorname{Im} Z_{xx} & \operatorname{Im} Z_{xy} \\ \operatorname{Im} Z_{yx} & \operatorname{Im} Z_{yy}\end{bmatrix} = I_i\begin{bmatrix}\cos 2\beta_i & \sin 2\beta_i \\ -\sin 2\beta_i & \cos 2\beta_i\end{bmatrix} + R_i\begin{bmatrix}\cos 2\alpha_i & \sin 2\alpha_i \\ \sin 2\alpha_i & -\cos 2\alpha_i\end{bmatrix}. \tag{73b}$$

A (8) egyenletből a Mohr körök közvetlenül meghatározhatok a következőképpen:

$$\left(\operatorname{Re} Z_{xx} - I_r \cos 2\beta_r\right)^2 + \left(\operatorname{Re} Z_{xy} - I_r \sin 2\beta_r\right)^2 = R_r^2, \tag{74a}$$

$$\left(\operatorname{Im} Z_{xx} - I_i \cos 2\beta_i\right)^2 + \left(\operatorname{Im} Z_{xy} - I_i \sin 2\beta_i\right)^2 = R_i^2, \tag{74b}$$

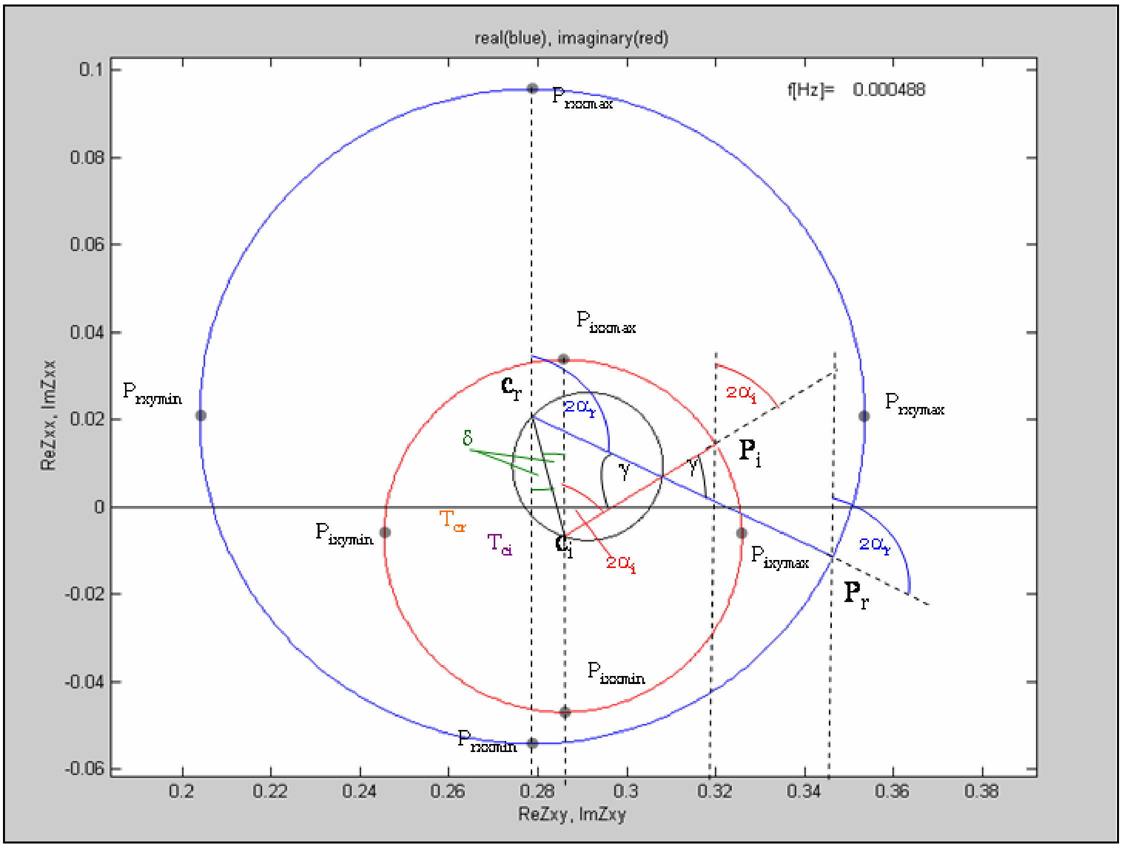
$$\left(\operatorname{Re} Z_{yy} - I_r \cos 2\beta_r\right)^2 + \left(\operatorname{Re} Z_{yx} + I_r \sin 2\beta_r\right)^2 = R_r^2, \tag{74c}$$

$$\left(\operatorname{Im} Z_{yy} - I_i \cos 2\beta_i\right)^2 + \left(\operatorname{Im} Z_{yx} + I_i \sin 2\beta_i\right)^2 = R_i^2. \tag{74d}$$

A Mohr körök ((74a) és (74b) egyenletek szerint) a 63. ábrán láthatóak a következő hét független rotációs invariánssal együtt:

- a reális Mohr kör középpontjainak koordinátái (2 invariáns),
- a reális Mohr kör sugara (1 invariáns),
- az imaginárius Mohr kör középpontjainak koordnátái (2 invariáns),
- az imaginárius Mohr kör sugara (1 invariáns),
- a $C_r P_r$ és $C_i P_i$ sugarak közötti szög, amely állandó marad a forgatás során (1 invariáns). (A P_r $\mathrm{Re}\, Z_{xx}$-ként is írható, mint a $\mathrm{Re}\, Z_{xy}$ függvénye, míg P_i $\mathrm{Im}\, Z_{xx}$-ként, mint $\mathrm{Im}\, Z_{xy}$ függvénye).

A (73a) és (73b) egyenletekben hat független invariáns $(I_r, R_r, \beta_r, I_i, R_i, \beta_i)$ és két változó szög (α_r, α_i) szerepel. A $\mathrm{Re}\, Z$ és $\mathrm{Im}\, Z$ impedancia tenzorok (mindkettő 2×2-es valós tenzor) egyértelműen visszaállíthatók az invariánsok alapján. A (73a) és (73b) egyenletek jobb oldalán szereplő tenzorok a Mohr kör középpontját adják meg, a második tenzor-együttes a forgatás sugárirányú karjait írja le; $2\alpha_r$ és $2\alpha_i$ a mérési irányok és a felszín elektromos tulajdonságainak karakterisztikus iránya közötti szögpár. α_r és α_i a (71a) és a (71b) egyenletek alapján meghatározhatók.



63. ábra: Hét független rotációs invariáns és az impedancia (Z_{xx}, Z_{xy}) Mohr kör megjelenítése

V.2 Az impedancia tenzor teljes rekonstrukciója geometriai megfontolásokkal

Az eredeti probléma a $\underline{\underline{Z}}(\omega)$ impedancia tenzor visszaállítása a hét független invariáns segítségével. Az előbbiekben hat független invariáns és két változó szög szerepelt. Most válasszunk ki egy γ szöget a két sugárirányú kar $C_r P_r$ és $C_i P_i$ között, mint hetedik invariáns mennyiséget (Szarka és Menvielle, 1997). Az 63. ábra szerint felismerhető, hogy:

$$\gamma + (\pi - 2\alpha_r) + 2\alpha_i = \pi \tag{75}$$

ami nem más, mint

$$\gamma = 2(\alpha_r - \alpha_i)\,. \tag{76}$$

Ebben az esetben a fent említett $\operatorname{Re} Z$ és $\operatorname{Im} Z$ tenzorok a hét független invariánssal kifejezhetők, amelyhez elegendő a $2\alpha_r = 2\alpha_i - \gamma$ összefüggést alkalmazni.

Ha $\operatorname{Re} Z_3$ vagy $\operatorname{Im} Z_3$ maximalizációja helyett $|Z_3|^2 = \operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Im}^2 Z_3$ kifejezést maximalizáljuk, az ún. Swift szöget ((36) egyenlet) kapjuk:

$$\frac{\partial |Z_3|^2}{\partial \alpha_r} = R_r^2\, 2\sin 2\alpha_r \cdot 2\cos 2\alpha_r + R_i^2\, 2\sin(2\alpha_r - \gamma)\cdot 2\cos(2\alpha_r - \gamma)\,, \tag{77a}$$

$$\frac{\partial |Z_3|^2}{\partial \alpha_r} = 0\,,\ \text{ha}\ tg 4\alpha_{rp} = \frac{R_i^2 \sin 2\gamma}{R_r^2 + R_i^2 \cos 2\gamma}\,. \tag{77b}$$

α_{rp} egyértelműen ismert az eredeti impedancia tenzor korrekt rekonstrukciójához. Abban az esetben, ha csak $tg 4\alpha_{rp}$ ismert, az impedancia elemek teljes egészében nem állíthatók vissza.

Ez ugyanúgy igaz γ-ra is, hiszen nem elég ismerni vagy a $\cos\gamma$-t vagy $\sin\gamma$-t, hanem célunk γ-t ismerni, vagy mind annak szinuszát és koszinuszát.

A szög szinusza és koszinusza pozitív irányú (órajárásnak megfelelően) elforgatás esetében a $C_r P_r$ és $C_i P_i$ sugárirányú karok között a következő összefüggéssel adhatók meg:

$$\sin\gamma = \frac{\operatorname{Re} Z_3 \operatorname{Im} Z_4 - \operatorname{Re} Z_4 \operatorname{Im} Z_3}{R_r R_i}\,, \qquad \cos\gamma = \frac{\operatorname{Re} Z_3 \operatorname{Im} Z_3 + \operatorname{Re} Z_4 \operatorname{Im} Z_4}{R_r R_i} \tag{78a,b}$$

$\sin 2\gamma$ és $\cos 2\gamma$ segítségével $tg 4\gamma$ kiszámítható. Mind $\sin\gamma$ mind $\cos\gamma$ invariáns (természetesen nem függetlenek egymástól), a számításhoz mindkettőt figyelembe kell venni.

V.3 Rekonstrukciós verziók

A (76) egyenlet szerint $\underline{\underline{Z}}$ visszaállítása egyenértékű $\operatorname{Re} Z$ és $\operatorname{Im} Z$ párhuzamos rekonstrukciójával. Azonban érdemes megvizsgálni, hogy $\operatorname{Re} Z$ egyedüli ismerete mellett lehetséges-e a komplex tenzor rekonstrukciója.

(1) A három független invariáns közül egy másodfokú

Vegyünk három független invariánst, azaz

$$\operatorname{Re} Z_1 = \frac{1}{2}(\operatorname{Re} Z_{xy} - \operatorname{Re} Z_{yx}), \tag{79a}$$

$$\operatorname{Re} Z_2 = \frac{1}{2}(\operatorname{Re} Z_{xx} + \operatorname{Re} Z_{yy}), \tag{79b}$$

$$\det \operatorname{Re} Z = \operatorname{Re} Z_{xx} \operatorname{Re} Z_{yy} - \operatorname{Re} Z_{xy} \operatorname{Re} Z_{yx}. \tag{79c}$$

A paraméterek közötti kulcskapcsolat a következő:

$$\operatorname{Re}^2 Z_1 + \operatorname{Re}^2 Z_2 - \operatorname{Re}^2 Z_3 - \operatorname{Re}^2 Z_4 = 4 \det \operatorname{Re} Z. \tag{80}$$

A fenti egyenletből $\operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Re}^2 Z_4$ könnyen meghatározható, és ha α_r ismert, akkor $\operatorname{Re} Z_3$ és $\operatorname{Re} Z_4$ elkülöníthető egymástól. Ha $\operatorname{Re} Z_1$, $\operatorname{Re} Z_2$, $\operatorname{Re} Z_3$ és $\operatorname{Re} Z_4$ ismert, akkor az impedancia tenzor összes eleme visszaállítható, a (69a) és (69b) egyenlet szerint.
Abban az esetben, ha $\det \operatorname{Re} Z$ helyett $\operatorname{ssq} \operatorname{Re} \mathrm{Z}$ a másodfokú függvény, akkor egy másik kulcsmegoldást kell alkalmaznunk, azaz a:

$$\operatorname{Re}^2 Z_1 + \operatorname{Re}^2 Z_2 + \operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Re}^2 Z_4 = 2 ssq \operatorname{Re} Z \tag{81}$$

egyenlet segítségével egyértelmű megoldást nyerünk az impedancia tenzor visszaállítására.

(2) A három független invariáns közül kettő másodfokú

Vegyünk három független invariánst, azaz

$$\operatorname{Re} Z_1 = \frac{1}{2}(\operatorname{Re} Z_{xy} - \operatorname{Re} Z_{yx}), \tag{82a}$$

$$\det \operatorname{Re} Z = \operatorname{Re} Z_{xx} \operatorname{Re} Z_{yy} - \operatorname{Re} Z_{xy} \operatorname{Re} Z_{yx}, \tag{82b}$$

$$ssq \operatorname{Re} Z = \operatorname{Re}^2 Z_{xx} + \operatorname{Re}^2 Z_{xy} + \operatorname{Re}^2 Z_{yx} + \operatorname{Re}^2 Z_{yy}. \tag{82c}$$

Ha α_r szög ismert, akkor

$$\sin 2\alpha_r = \frac{\operatorname{Re} Z_3}{\sqrt{\operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Re}^2 Z_4}} \quad \text{és} \quad \cos 2\alpha_r = \frac{\operatorname{Re} Z_4}{\sqrt{\operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Re}^2 Z_4}} \quad \text{is ismert.} \tag{83a,b}$$

A kulcsmegoldás(ok) ebben az esetben a következő:

$$\operatorname{Re}^2 Z_1 + \operatorname{Re}^2 Z_2 = ssq \operatorname{Re} Z + 2 \det \operatorname{Re} Z, \tag{84a}$$

$$\operatorname{Re}^2 Z_3 + \operatorname{Re}^2 Z_4 = ssq \operatorname{Re} Z - 2 \det \operatorname{Re} Z. \tag{84b}$$

A (84a) egyenlet és α_r szerint elsőként $\operatorname{Re} Z_3$ és $\operatorname{Re} Z_4$ határozható meg, majd $\operatorname{Re} Z_1$ és $\operatorname{Re} Z_3$ segítségével $\operatorname{Re} Z_{xy}$ és $\operatorname{Re} Z_{yx}$ közvetlenül adott. Sajnos $\operatorname{Re} Z_2$ nem határozható meg, csak $\operatorname{Re}^2 Z_2$, mivel

$$\operatorname{Re}^2 Z_2 = ssq \operatorname{Re} Z + \det \operatorname{Re} Z - \operatorname{Re}^2 Z_1. \tag{85}$$

Mivel $\operatorname{Re} Z_2$-nek másodfokú kifejezése ismert, meghatározására két lehetőség van, így $\operatorname{Re} Z_{xx} = \operatorname{Re} Z_2 + \operatorname{Re} Z_4$ és $\operatorname{Re} Z_{yy} = \operatorname{Re} Z_2 - \operatorname{Re} Z_4$ nem határozható meg egyértelműen.

(3) A három független invariáns közül mindegyik másodfokú

Tételezzük fel, hogy $\det \operatorname{Re} Z$ és $ssq \operatorname{Re} Z$ ismert, valamint $\operatorname{Re} Z_1$ helyett $\operatorname{Re}^2 Z_1$ ismert, két lehetséges értékkel. Ebben az esetben nem csak Z_{xy} és Z_{yx}, de Z_{xx} és Z_{yy} meghatározására is két megoldás létezik, mivel

$$Z_{xy} = Z_1 + Z_3 \quad \text{és} \quad Z_{yx} = Z_1 - Z_3 . \tag{86a,b}$$

Összefoglalásképpen elmondható, hogy maximum egy másodfokú invariáns mellett a teljes valós értékű tenzor visszaállítható. Egynél több másodfokú invariáns esetében azonban ez nem lehetséges: két másodfokú invariáns mellett két elem nem határozható meg egyértelműen, három másodfokú invariáns esetében, pedig négy. α_r mindegyik esetben pontosan ismert. A teljes 2×2 komplex impedancia tenzor visszaállításának feltétele a következő: két független invariáns lehet másodfokú, egy a reális tenzorban, és egy a képzetes tenzorban.

Mohr körös megjelenítés révén könnyen bemutatható, hogy a jól kiválasztott hét független invariáns mennyiség és egy szög segítségével az eredeti impedancia tenzor visszaállítható a következő kiválasztási feltételek mellett:

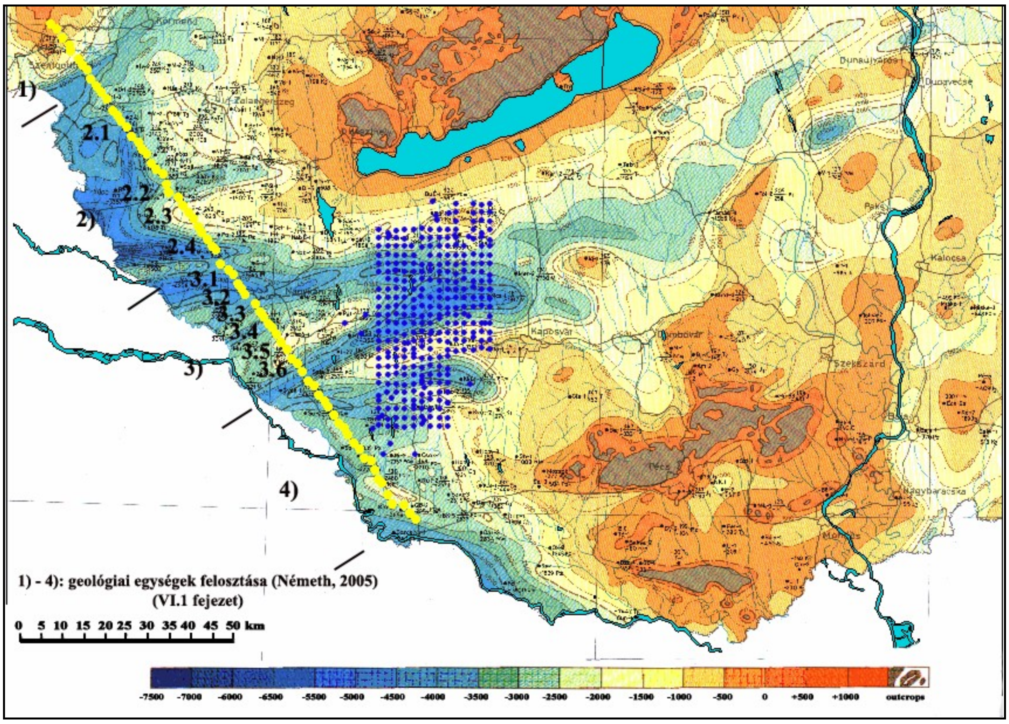
1. Fontos, hogy tekintettel legyünk arra a tényre, hogy egy szög egyszerű trigonometrikus függvénye nem tartalmazza a teljes információt az adott szögről. A szög egyértelműen ismert kell, hogy legyen (azaz mind a szög szinusza és koszinusza).
2. Körültekintően kell bánni a másodfokú (vagy magasabb rendű) invariáns mennyiségekkel, azaz a determinánssal és az elemek négyzetösszegével. Ha rendelkezünk hét független invariáns mennyiséggel, amely több mint egy másodfokú invariánst tartalmaz a reális és a képzetes tenzorban, az impedancia tenzor teljes visszaállításához nem lesz elegendő.

VI. A KUTATÁSI TERÜLET

A disszertáció két, geológiailag fontos terület adatainak feldolgozását tárgyalja. Egyrészt a CELEBRATION-07 mélyszeizmikus refrakciós szelvény mentén 2003-ban mért CEL-07 magnetotellurikus mélyszondázást, illetve ennek 2005 és 2006 között végrehajtott ÉNy-i (ausztriai) folytatását. Másrészt a több mint 320 MT pontot tartalmazó Nagyatád környéki területen mért elektromágneses (MT) mérési eredményeket ismerteti (64. ábra).A következő fejezetben rövid áttekintést nyújtok a két kutatási terület geológiájából.

VI.1 A CELEBRATION-07 magnetotellurikus szelvény geológiai felépítése

A 72 MT állomást magába foglaló, mintegy 145 km hosszúságú CELEBRATION-07 magnetotellurikus szelvény Ausztriával, Szlovéniával és Horvátországgal szomszédos határmenti övezetben, a Pannon-medence DNy-i peremvidékén Szentgotthárd és Barcs között, ÉNy-DK-i irányban húzódik.
A CEL-07 MT szelvény különös jelentőségét az adja, hogy a Pannon-medence DNy-i részén harántolja az ALCAPA-lemeztöredék (**Al**pi **Ká**rpáti **Pa**nnon-egységek összefoglaló neve) bizonyos részeit (Felső-Ausztroalpi-egység, Dunántúli-Középhegységi-egység, Közép-Dunántúli-egység), sőt a TISZA-DÁCIA lemeztöredék legnyugatibb részén (Dráva-terrénum) is áthalad. Emellett három, fő törésvonalat (mélytörési zónát) keresztez: a DAV-Rába-vonalat, a PAL-Balaton-vonalat, a Közép-magyarországi vonalat (Zágráb-Gyékényes-Kapos-Kulcs vonalat).



64. ábra: Magyarország pretercier medencealjzat térképe (Kilényi *et al.*, 1991), a CELEBRATION-07 magnetotellurikus szelvény és a „nagyatádi" adatrendszer MT pontjainak feltüntetésével. Fekete: CELEBRATION-07 MT szelvény, kék: „nagyatádi" adatrendszer

Az Adriai-mikrolemez forgása által előidézett „Adriai-nyomás” (amely alapvetően afrikai eredetű) jelenleg az Alpok, Kárpátok, Dinaridák által közrefogott Pannon-medence DNy-i részén különösen erőteljesen érvényesül, és nyilván intenzíven hat a kéreg kőzettömegeire. A rideg Cseh-masszívum és az észak felé mozgó Adriai-mikrolemez közé szorult ALCAPA-egység K-i, ÉK-i irányba van kényszerítve (Bada G., Horváth F., 2001). A CEL-07 szelvény különböző szerkezeti egységeken halad keresztül. A 64. ábrán is szerepeltetett magyarországi szakaszok ÉNy-ról DK felé a következők (Németh, 2005):

1) **FELSŐ-AUSZTROALPI-EGYSÉG (0-15 KM-IG)**
   Szentgotthárd a „Dél-Burgenlandi” küszöb része, kis mélységben (987-1485 m) ópaleozoós anchimetamorf alaphegység kőzeteivel. Agyagpala, mészfillit, fillit kifejlődésben magnetitet is tartalmazhat. A későbbiekben majd látjuk, hogy a szeizmikus szelvényeken gerincként jelentkező anomália egyben gravitációs és mágneses maximum is (IX fejezet).

2) **DUNÁNTÚLI-KÖZÉPHEGYSÉGI-EGYSÉG (15-65 KM)**

   2.1 Őrségi-mélyzóna

   A CEL-07 szelvény 15-45 km közötti szakasza 4-6 km vastag neogén üledéktömeggel kitöltött zóna, melyben néhány szerkezeti kiemelkedés található (Őriszentpéter, Csesztreg, Szentgyörgyvölgy, Bajánsenye). A medencealjzat kifejlődése többnyire mezozoós karbonátos (mészkő, dolomit) A Muraszombati Masszívum Középső-Ausztroalpi metamorf komplexuma felett takaró-maradványok ismertek, amelyek nem metamorfizált triász kőzetekből állnak és a Dunántúli-középhegységhez hasonló jellegzetességekkel bírnak. Erősen zavart tektonikai helyzetre utal a triász dolomit-összletben a felsőkréta mészkő, márga, mészmárga közbeékelődés jelenléte.

   2.2 Salomvári-nagyszerkezet

   A CEL-07 szelvény ezen szakaszától ÉK-re lévő területen a fúrások a magasra kiemelt Salomvári-nagyszerkezethez képest egyre nagyobb mélységekben érték el a fúrások a tipikus Dunántúli-Középhegységi felsőkréta, felsőtriász, illetve júra időszaki kőzetkifejlődéseket (mészkő, dolomit, radioralit).

   2.3 Bak-Novai árok (kb. 50 km)

   A Bak-Novai árok az eocénben felnyílt és vastag eocén üledékes, illetve vulkáni összlettel kitöltött keskeny süllyedék, rendkívüli tektonikai szerkezettel rendelkezik. Az árokszerkezet Ny-i „kapuja” tájékán 5075,5 m mély fúrás (Bárszentmihályfa) a mezozoós alaphegységet 2000 m vastagon harántolja, 4450 m alatt három pikkely-szerkezet található: a felsőtriász júra dolomit-mészkő rétegekre való rátolódás a felsőeocén és az alsómiocén között történt.

2.3 Ortaháza-Hahót-Kilimáni gerinc (50-65 km)

Ez a Ny-K-i csapásirányú gerincvonal a Bak-Novai árok és az Újfalu-Budafa-Oltárc mélyzóna között helyezkedik el. Ny-i, DNy-i irányban a rendkívüli mély, 5-7 km neogén üledéktömeggel kitöltött Resznek-Lovászi depresszió határolja. Jellegzetes „torlódási övezet" jellemzi, amelyben zömmel Dunántúli-Középhegységi típusú metamorf, paleovulkáni, karbonátos – a paleozoikumba, ill. a mezozoikumba tartozó – kőzetekből és alpi régiókból származó paleogén tonalitokból álló blokkok, megnyúlt vonulatok alkotják. Kb. 60 km környéki (Pusztamogyoród-2, Pördeföld e) furásokból ilmenit ($FeTiO_3$) tartalomra lehet következtetni. Ez az odaleltolódásos tektonikai mozgások – különösen a transzpressziós mozgások - egyértelmű bizonyítéka.

3) KÖZÉP-DUNÁNTÚLI-EGYSÉG (65-105 KM)

A Közép-Dunántúli-egységet a Dél-Alpi, Dinári, Bükk-hegységi fáciesrokonságot mutató újpaleozoós-mezozoós képződmények építik fel. Ez az egység a Dinaridákhoz és a Bükk-hegységhez hasonlóan takarós felépítésű, amelyben rendkívül nagy mértékű oldaleltolódások mentek végbe. A takarós felépítésre utal a különböző tektonosztratigráfiai egységek erőteljes egymás mellé, ill. egymás fölé préselődése, a meredek dőlések és a gyűrt képződmények együttese. Paleomágneses mérések is bizonyítják, hogy a Periadriai (PAL)-Balaton-vonal mentén a korai miocénben hatalmas jobbos elmozdulás ment végbe. Ez a transzpressziós deformáció a paleogén medence szétszakadását eredményezte, ahol a jobbos csúszás mértéke 350-550 km-re becsülhető (Tari G., 1994).

3.1 „Száva-Dunántúli összetett terrén" (65-75 km) (Haas J. *et al*. 1998)

Ez egy tektonizált ofiolitos melanzs, amely a Medvenica-hegységben a takaró alsó részén helyezkedik el és a Kalnik-, valamint az Ivanščica-hegységben is kibukkan a felszínre (Inkei-agyszerkezet DNy-i vége, Pátró), amely öt szerkezetileg elkülöníthető egységet alkot:

– **Medvenica-egység**
  Paleozoós-triász magmás-üledékes komplexumból áll, amelyre alpi kisfokú metamorfózis hatott és az ofiolitos melanzs felé települt.
– **Dél-Zalai-egység**
  Perm-júra korú üledékes sorozat építi fel, a triászban mélyebb vízi karbonátokkal, a júrában pelágikus palákkal (kisfokú metamorfózis).
– **Juliai-Savanja-egység**
  Nem metamorfizált, túlnyomórészt triász sorozatokból áll, vastag platform-karbonátokkal. A szlovéniai Savinja- és Juliai-Alpok mellett ez az egység a Zágráb melletti Medvenica-hegységben is előfordul. A PAL-Balaton-lineamenssel párhuzamosan követhető.

– **Dél-Karavanka-egység**

Tengeri perm és Dél-Alpi típusú triász sorozatok jellemzik, tufás középtriász formációkkal. A PAL-Balaton vonal déli oldala mentén keskeny sávban követhető.

3.2 Újfalu-Budafa-Oltárci mélyzóna (75-85 km)

Újpaleozoós (perm) tengeri üledéksor jellemzi. Döntő fontosságú láncszem a Déli-Alpok, a Dinaridák és a Bükk-hegység tengeri permje között. A permi összlet feküjében (4150 m alatt) elért felsőkarbon, sötétszürke-fekete szericit-pala elektromos vezetőképesség-anomália okozója lehet.

A furások alapján Budafa környékén a triász időszaki, főleg mészkő-dolomit kifejlődésű alaphegységen belül szokatlanul nagy kiemelkedések tapasztalhatók. Feltehető, hogy egy déli vergenciájú tektonikai szállítással állunk szemben.

3.3 Nagykanizsai mélyzóna (85-90 km)

A zóna Ny-i (Letenye), ill. K-i (Nagyszakácsi) folytatódásában – mélyföldtani adatok figyelembevételével – a mélyben jelentős miocén andezit-tömegek helyezkednek el, ahol a fúrásokban nagy valószínűséggel megjelenik a miocén rétegsor (kb. 4000 m mélységben).

3.4 Semjénháza-Bajcsai szerkezet (90-100 km)

A perm-triász-júra időszakban keletkezett alaphegységi kőzettömegeket a fúrások jelentős része 3000-4000 m mélyen 700-800 m vastagon harántolja.

A perm képződményei (Semjénháza) anhidrit- és gipsz-betelepüléses karbonátos, ill. törmelékes kőzetekből építik fel, amelyeket jellemzően anchi-epimetamorf hatás ért.

A triász képződmények uralkodóan karbonátos kifejlődésűek, hasonló felépítéssel, mint Külső-Dinaridák selfjein található Karni-Alpok, Júlia-Alpok, Száva-redők rétegsoraiban is megtalálható triász rétegsorok.

A júra időszakban keletkezett karbonát-, szericit-, és radioláriás kova-pala rétegek (Bajcsa) a Bükk-hegységben ismert szarvaskői (Dinári Ofiolitos Zóna, DOZ) jellegű kifejlődéssel analóg képződmények.

A Bükk-hegység és a Közép-Dunántúli-egységben található újpaleozoós-mezozoós képződmények a dinári üledékgyűjtő ÉNy-i végénél helyezkednek el, és innen préselődtek a mai helyzetükbe az alpi orogenezis során (Kovács *et al*, 1982-87).

3.5 Inkei-nagyszerkezet DNy-i vége (100-105 km)

A szpilit (metabazalt), szpilites diabáz, kovás palás agyag, radioláriás agyagpala, agyagos mészkő kőzetféleségekből álló júra-alsókréta korú összlet igen jellegzetes kifejlődést mutat, és rokonságban áll a Szarvaskői Formációval. A kőzetekben megfigyelt nagy rétegdőlés (60-80o) erős tektonikai igénybevételre utal.

3.6 Gyékényes-Inkei árokszerkezet (105-115 km)

Nagyenergiájú, gyors üledékképződés eredményeként 2500-3250 m vastag miocén posztorogén molassz (magashegyi eredetű durvaszemű szárazföldi üledék) tölti ki az árkot, amely alatt néhol idős metamorf kőzettestek (ultramilonit, milonit – 4537-4765 m) találhatók, majd ez alatt 4765-5000 m-ig szerpentinittel kezdődő mezozoós felsőtriász, vagy júra-kréta üledéksor jellemző.

Ez a miocén és mezozoós üledéksor közé beékelődő paleozoós, vagy prekambriumi metamorf tömeg egyértelműen tektonikus helyzetben van, ami rátolódás vagy gravitációs lecsúszás eredménye lehet, ahol a csúsztató felület szerepét a szerpentinit töltheti be.

4) DRÁVA-TERRÉNUM (105-145 KM)

A Dráva-terrénum a TISZA-DÁCIA lemeztöredék legnyugatibb részén helyezkedik el. Északi határa a Közép-magyarországi vonal Gyékényes-Kaposvár közötti szakasza. Jelen esetben a terrénum Babócsai-szubterrénum néven (Csurgó-Barcs) szereplő része fontos számunkra. A neogén képződmények aljzatát uralkodóan csillámpala-gneisz alkotja. Fiatalabb (triász) üledékes kőzetek csak nagyon korlátozott számban fordulnak elő (Vízvár).

A Barcsi Fillit Formáció a hazai területeken lokális elterjedésű, kisfokú metamorfózist szenvedett karbonátos-törmelékes-paleovulkáni összletekből áll. A barcsi összlet kora valószínűleg opaleozoós, feküje pedig csillámpala. A terület mentén vulkáni kitörési centrumok lelhetők fel 105-115 km környékén Somogyudvarhely, Szenta, Berzence és Bolhás környékén. A leggyorsabb neogén üledékképződés Horvátország területén a Dráva-árokban volt (Barcs téréségében a neogén süllyedék 6000-7000 m mély).

VI.2 Markáns tektonikai övek, mélytöréses-zónák meglétének geológiai, geofizikai és geokémiai bizonyítékai

Tekintettel arra, hogy a CEL-07 MT szelvény három fő tektonikai vonalat (Rába-vonal, Balaton-vonal és a Közép-magyarországi vonal) harántol, indokolt a szerkezeti elemekhez kötődő geológiai, geofizikai és geokémiai jellegzetességek áttekintése (Németh, 2005). Mivel a tektonikai vonalak mélytöréseknek tekinthetők, amelyek esetenként több száz km hosszú övezetek lehetnek, a felső kéreg alsó részébe, néhol a litoszféra mélyebb zónájába akár 10-12 km mélységbe is lehatolnak. Ezeket a zónákat összetöredezett, fallazult kőzettörmelék töltheti ki, amely a környezetnél nagyobb porozitással és permeabilitással rendelkezhet. A fellazult kőzettörmeléket esetleg valamilyen elektrolit (víz) töltheti ki vagy grafit formájában van jelen, amely a fajlagos ellenállást a környezetéhez képest lecsökkenti. Ennek köszönhető, hogy a magnetotellurikus módszer alkalmas a törési zónák kimutatására.

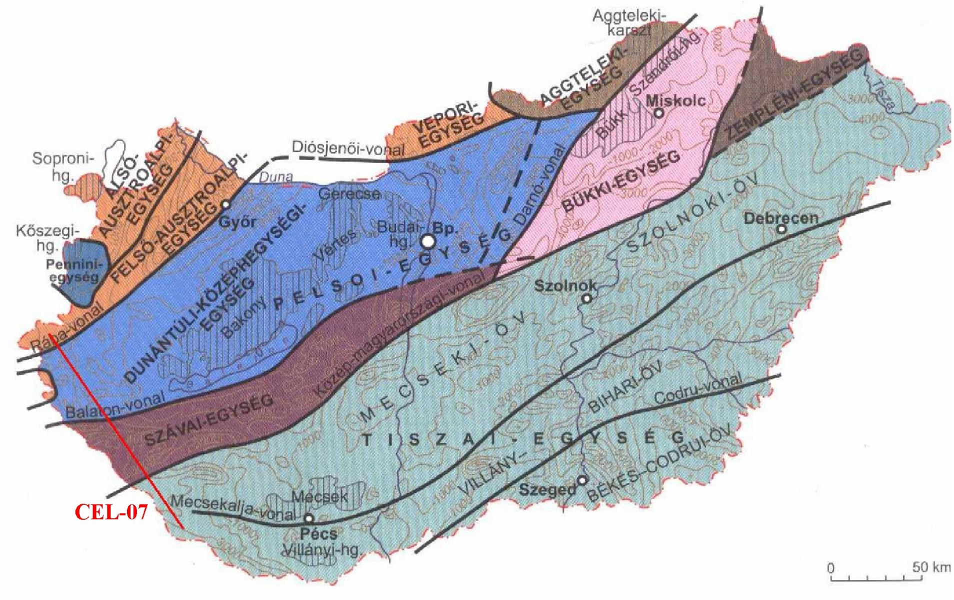
A szénhidrogén kutatások, ill. gyakorlati tapasztalatok alapján geológiai-geokémiai megfigyelésekből számos olyan kritérium ismert, amely egyértelműen jelzi a mélytöréses övezetek meglétét, ill. közelségét. A törési zónák helyzete a magnetotellurikus módszer, valamint egyéb geofizikai módszerek együttes értelmezése révén azonosítható.
Németh (2005) összegyűjtött néhány fontos jellegzetességet, amelyeket a törési övezetek mentén tapasztalt:

(1) Nagy CO_2-felhalmozódások
Bizonyos nagytektonikai zónák közelében különösen nagy széndioxid-felhalmozódások tapasztalhatók.
(2) Ofiolitok (iniciális bázisos magmatitok)
Az ofiolitok mindig a mélytöréses övek lefutását jelzik (Szepesházy K., 1975a,b; 1979)
(3) SiO_2 anomáliák a rétegvizekben
A SiO_2 oldhatósága a vízben hőmérsékletfüggő és irreverzibilis, így a nagyobb hőmérsékleten telítődött víz lehűlése következtében Si-tartalma nem csapódik ki. Ha a rétegvíz lényegesen több SiO_2-t tartalmaz, mint a tényleges geotermikus hőmérsékletnek megfelelne, mélyebb szintekről feláramló rétegvízre lehet következtetni.
(4) A szénizotóp-arány mélységgel való változása
Ha a szénizotóp-arány a mélységgel megváltozik, akkor arra lehet következtetni, hogy a CO_2 túlnyomó része a litoszféra mélyebb zónáiból ered (Koncz I., 1990).
(5) Nagy hélium-koncentráció
A hélum-koncentráció megváltozása, ill. az országos határérték fölé emelkedése nagymélységű (köpeny) eredetre utal (Koncz I., 1990).
(6) Geotermikus metán
A geotermikus metán jelenléte nagymélységű zónából való származást jelent.
(7) Vulkáni kitörési centrumok közelsége
A vulkanitok vizsgálata alapján intenzív dilatációra, felsőköpenyig hatoló törészónára lehet következtetni. Vulkáni kitörési centrumok sok esetben mélytörési zónák közelségére utalnak.
(8) Geotermikus anomáliák
A geotermikus gradiens extrém értéke erős konvektív hőáramlás, geotermikus fluidumok nagy mélységből való feláramlásának következménye lehet.

VI.3 A mélytörési zónák szerepe

A mélytörési zónák szerepe három fő szempont köré összpontosul (65. ábra):
- a mélytörési-zónák megatektonikai egységeket választanak el, ill. különböző tektonosztratigráfiai részegységeket tartalmazó összetett egységeket (terréneket) fognak közre,

- a mélytörési-zónákon keresztül erős konvektív hőáramlás lehet jelen, amely geotermikus anomáliákat hozhat létre,
- a vetőzónát sok esetben összetöredezett, fellazult kőzettörmelék töltheti ki. Az ilyen porózus, permeábilis zónák jól vezetik pl. az ásványi sókat tartalmazó elektrolitokat, ennek következtében a környezeténél kisebb fajlagos ellenállás értékű lesz.



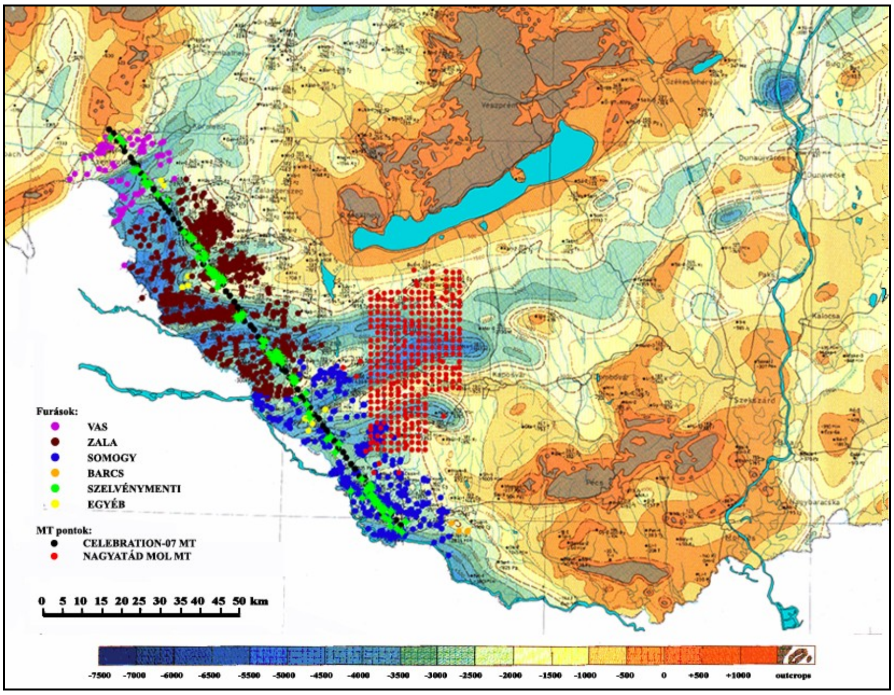
65. ábra: Mélyföldtani térkép a nagyszerkezeti vonalakkal (Mészáros és Schweitzer, 2002), feltüntetve a CELEBRATION-07 MT szelvényt

VI.4 Fúrások a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén

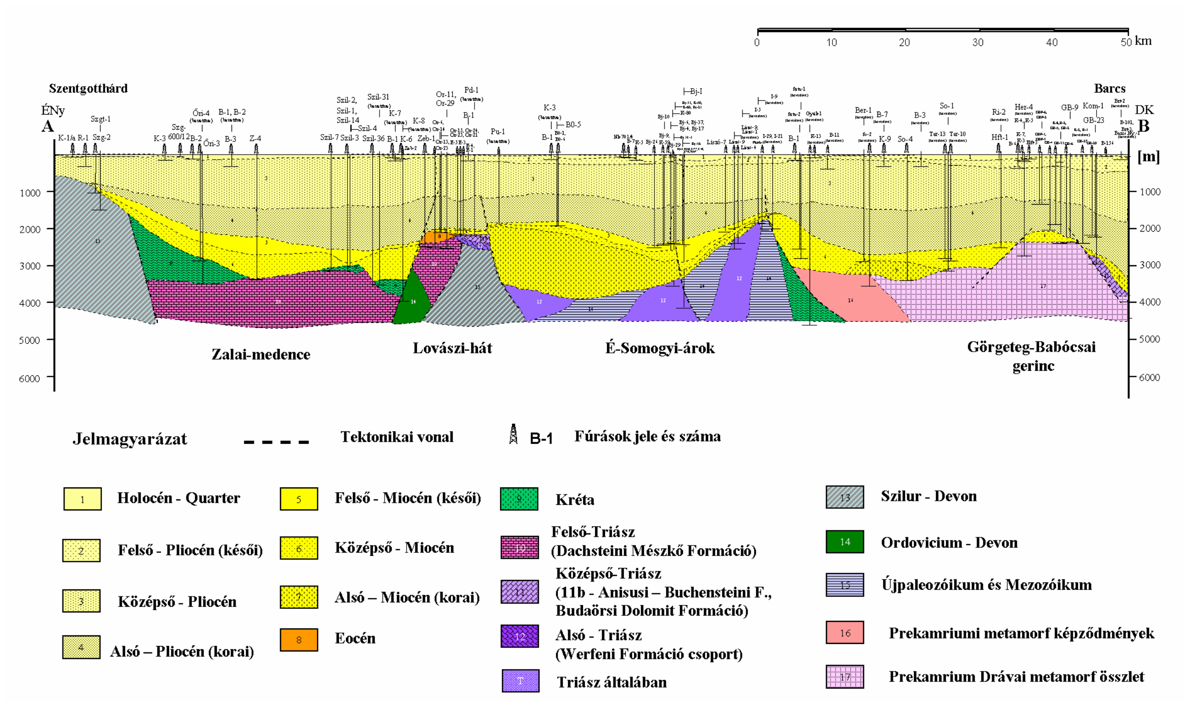
Magyarország mélyfúrások tekintetében jól lefedett, egységes adatrendszerrel (MÁFI, MOL) rendelkezik, amely több mint negyvenezer mélyfúrást tartalmaz. A CELEBRATION-07 MT szelvény tágabb környezetéről (15-20 km) körülbelül hétezer fúrás található meg az adatbázisban (66. ábra), ezek közül néhány az 5000 m-t is eléri (ZAL-L-II, Gye-1, Őri-3-4); átlagosan 1000 m mélységet harántolnak.

A részletes lefedettséget főként a Zalai-medence és a Somogyi-dombság területen végzett szénhidrogén kutatásból származó fúrások biztosítják. A fúrások lehetőséget biztosítanak a geofizikai mérések korrelációs vizsgálatához, és valós képet adnak a földtani képződmények eloszlásáról.

A meglévő fúrások alapján földtani szelvényt készítettem, amelyhez figyelembe vettem Haas (2001) Szentgotthárd – Cún közötti szakasz földtani szelvényét. A magnetotellurikus szelvénymenti áttekintő földtani szelvény fúrási adatbázisát a szelvény mentén mélyített, valamint a maximum néhány km távolságból származó bevetített fúrások képezik (67. ábra).



66. ábra: Magyarország (Dunántúl) medencealjzat mélységtérképe (Kilényi *et al*, 1991) feltűntetve a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén mért fúrásokat (MÁFI)



67. ábra: Egyszerűsített földtani szelvény a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén fúrások, valamint Hass J. (2001) Szentgotthárd – Cún földtani szelvénye alapján (CD melléklet)

VII. GEOFIZIKAI ÉS GEODINAMIKAI JELLEMZŐK

A kutatási területek Magyarország délnyugati területén helyezkednek el, a CELEBRATION-07 MT szelvény Szentgotthárd – Barcs között húzódik, ÉNy-DK-i irányú, az Ausztriával, Szlovéniával és Horvátországgal szomszédos határmenti övezetben, a Pannon-medence DNy-i peremvidékét keresztezi. Az „nagyatádi" adatrendszert a MOL Rt. elődje 1980-90 között szénhidrogénkutatás projekt keretében mérte. 321 MT pontot tartalmazó adatrendszer a Dunántúli-dombság nyugati peremén található (64. ábra).

A területen számos más geofizikai mérést is végeztek, amelyek információt nyújtanak a kutatott területek előzetes vizsgálatához. Az értekezésben bemutatásra kerülő geofizikai jellemzők, főként a kéreg és litoszféra kutatások eredményeire támaszkodnak.

VII.1 Földi hőáramsűrűség, kéreg és litoszféra vastagság

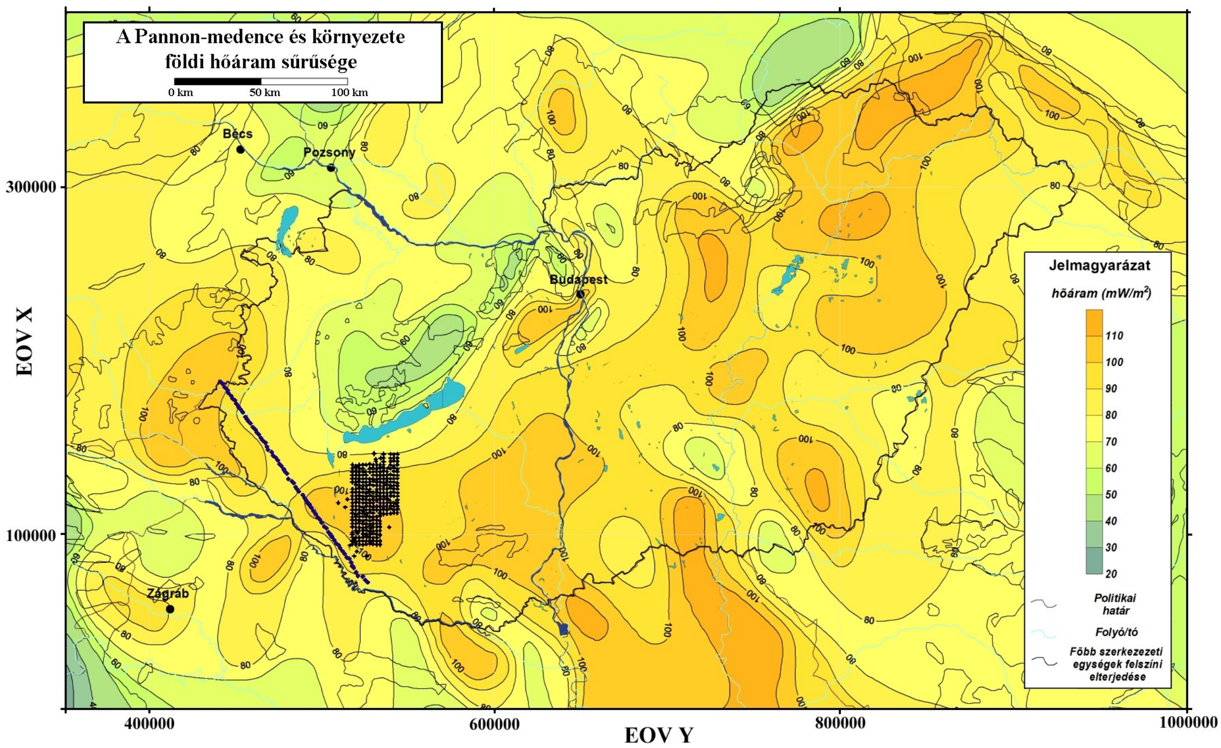
Az átlagos hőáram a Pannon-medencében (80-100 mW/m^2) magasabb, mint a környező területek, hegyláncok alatti átlagos érték (Dövényi és Horváth, 1988). A Pannon-medence középső, ÉK-DNy csapású, magas hőárammal rendelkező zónája egybeesik a litoszféra (kéreg) a középső-miocén korú litoszféra-extenzióra visszavezethető elvékonyodásával. A medenceterületetek egyes részein akár 7 km vastag neogén üledék is felhalmozódott (Lenkey, 1999).

A kutatási terület az ÉK-DNy csapású, magas hőáramú terület mentén helyezkedik el (68. ábra). A CELEBRATION-07 MT szelvény az alacsony hőáramú, tektonikai övezetekkel tarkított Gráci-medence peremétől a Zalai-medencén keresztül a Dráva-medencéig fut. E területen és a hozzá kapcsolódó Nagyatád környékén az átlagos hőáram 80-100 mW/m^2.

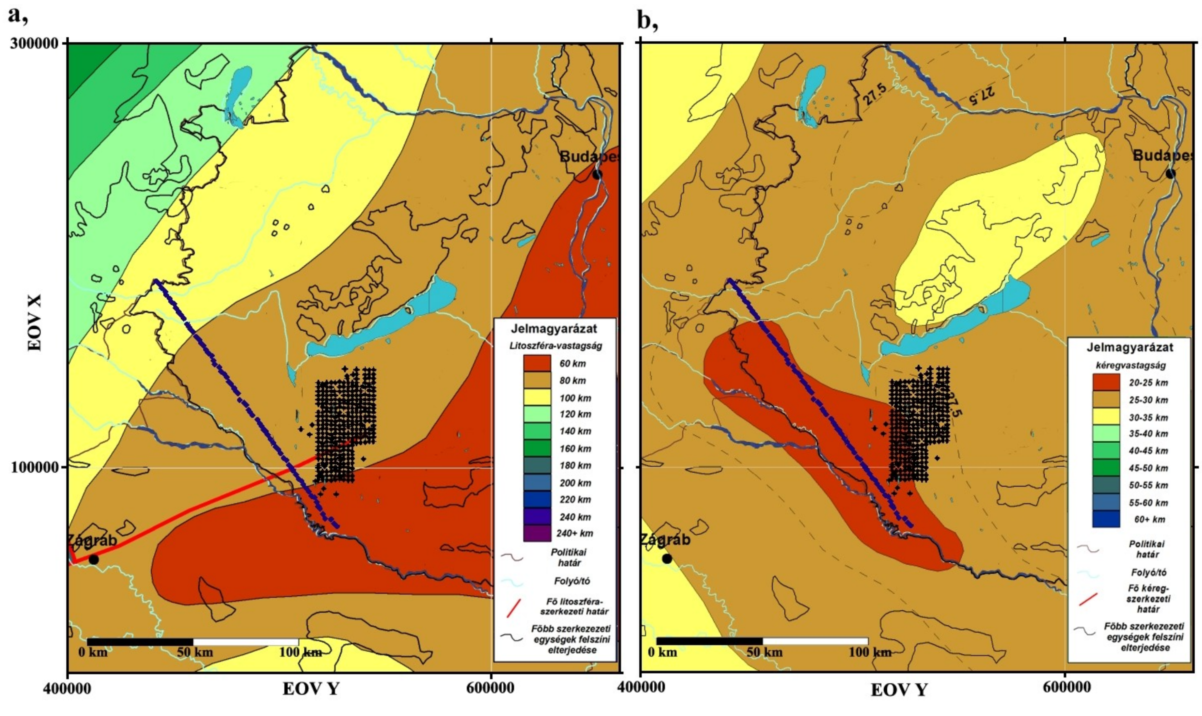
A felszíni hőáram sűrűség közvetve összefügg a litoszféra vastagságával, hiszen minél vékonyabb a litoszféra, annál nagyobb a hőáram. A magas hőáram értékek jól korrelálnak az elvékonyodott litoszféra- és alacsony kéregvastagság értékekkel (Ádám, 1978).

Szembetűnő a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén tapasztalható kisebb kéregvastagság (69b. ábra), amely nem csak a Pannon-medencét övező területeken maghatározottnál, hanem magára a Pannon-medencére vonatkoztatott átlagos kéregvastagságnál (25-30 km) is kisebb (20-25 km).

A kutatott területek litoszféra vastagsága átlagosnak mondható a Pannon-medencében, értéke 60-80 km (69a ábra). A litoszféra vastagsága nem mindig egyértelműen meghatározható, hiszen az asztenoszférán mozgó összefüggő kéreg és legfelső köpeny tartományát foglalja magába, és az utóbbinak az asztenoszférába való átmenete folytonos. A Pannon-medence területén újabban magnetotellurikus (Ádám és Wesztergom, 2001) és lokális szeizmikus tomográfia-adatok (Wéber, 2002) pontosították egyes területek litoszféra-vastagság értékét.



68. ábra: A Pannon-medence és környéke földi hőáram sűrűség térképe (Lenkey, 1999; Horváth, 2005b), a magnetotellurikus mérések pontjainak (CELEBRATION-07 MT szelvény kék szín, „nagyatádi” adatrendszer fekete szín) feltüntetésével



69. ábra: Litoszféra (a) és kéreg-vastagság (b) (Horváth, 2005b) a kutatási területek mentén (CELEBRATION-07 MT szelvény kék színnel, „nagyatádi” adatrendszer fekete szín)

VII.2 Gravitációs (Bouguer-) és mágneses anomália térkép

A gravitációs és mágneses anomália térképek a geofizikai kutatások alaptérképei közé tartoznak. Segítségükkel áttekintő képet kaphatunk a Föld sűrűségi viszonyairól, illetve a mágneses hatók eloszlásáról. A gravitációs és mágneses térképek mellett szelvénymenti adatok is rendelkezésemre álltak (72. ábra, Kiss, 2009).

A gravitációs (Bouguer-) anomália térkép a nehézségi erőtér változásait mutatja, amely egyaránt jelzi a mélységbeli, és az oldalirányú sűrűségváltozásokat (70. ábra). A Kárpát-medencét övező hegyláncok negatív gravitációs anomáliájához képest Magyarország területén belül a ngravitációs Bouguer-anomália a medencéken belül kisebb, a hegységek, dombságok területén nagyobb.

A medencékben – az aljzat idősebb nagy sűrűségű képződményeihez képest – sok helyen nagy vastagságú, a fiatal (negyedidőszaki és neogén) üledékek kisebb sűrűsége negatív Bouguer-anomáliát okoz (Kisalföld, Zalai-, Somogyi-dombság). A hegységek (pl.: Dunántúli-középhegység, Mecsek-hegység) alatt a sűrűségkülönbségek során fellépő tömegtöbletből adódóan pozitív gravitációs Bouguer-anomália jelentkezik.

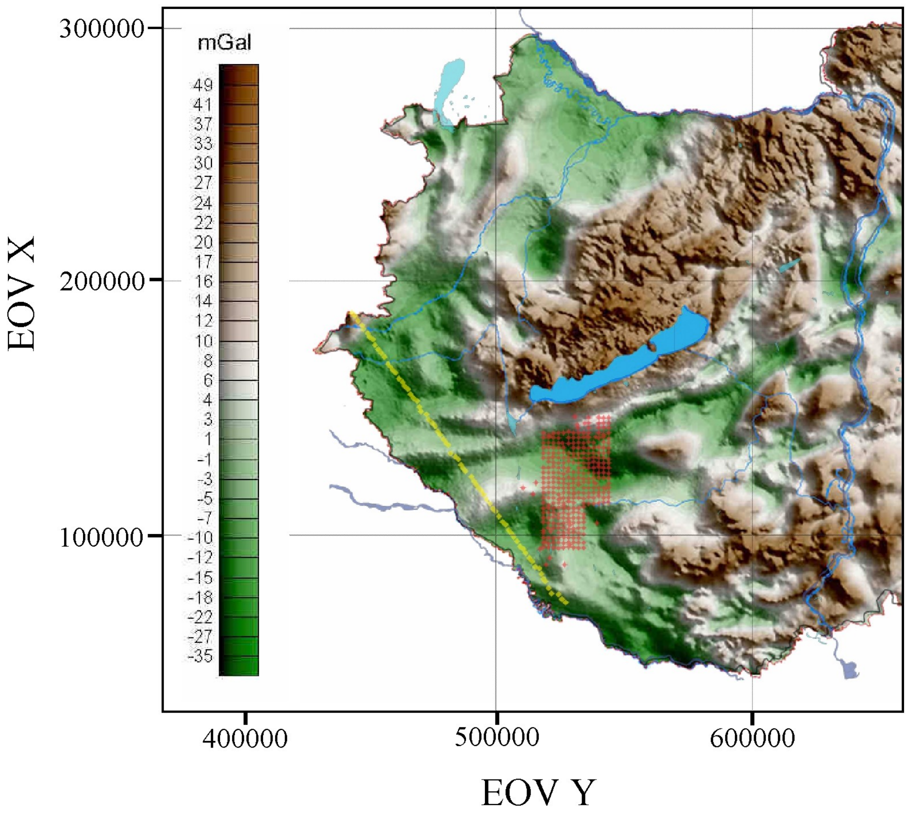
A CELEBRATION-07 MT szelvény környéke gravitációs szempontból sokkal nyugodtabb lefutással jellemezhető, mint a Dunántúl észak-keletibb része. A szelvény elején az Ausztroalpi-egység gravitációs maximumot okoz, a szelvény további részén egy gravitációs minimumot követően lassú D-i irányú emelkedések, majd hirtelen visszaesések látszanak, a nagy sűrűségű képződmények általános É-i dőlését sugallva.

A váltakozó pozitív (max 10 mGal) és negatív (-35 mGal) gravitációs értékek 95 km-en egy maximumban teljesednek ki, amelynek relatív minimumba áttérő inflexiós pontjában fut a Közép-magyarországi vonal. A szelvény 100-110 km után ismét déli növekedési tendenciában folytatódik tovább.

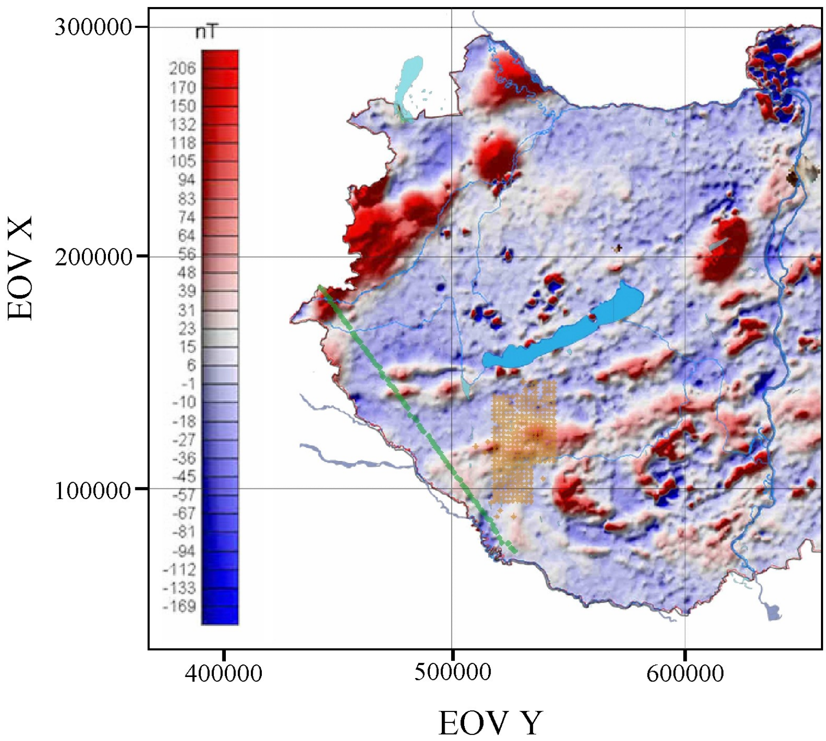
A „nagyatádi” adatrendszer MT állomásainak nagy része két gravitációs maximum közé ékelődik be, ettől eltekintve a terület gravitációs szempontból homogén képet mutat.

A mágneses anomália térkép az adott felszínalatti térrész mágneses tulajdonságaira enged következtetni (71. ábra). A gravitációs anomáliákhoz hasonlóan a mágneses CELEBRATION-07 MT szelvény egy erős mágneses maximummal indul, amelyet valószínűleg az Ausztroalpi-egység metamorfit, metavulkanit (zöldpala, szerpentinit) képződményei okoznak (72. ábra).

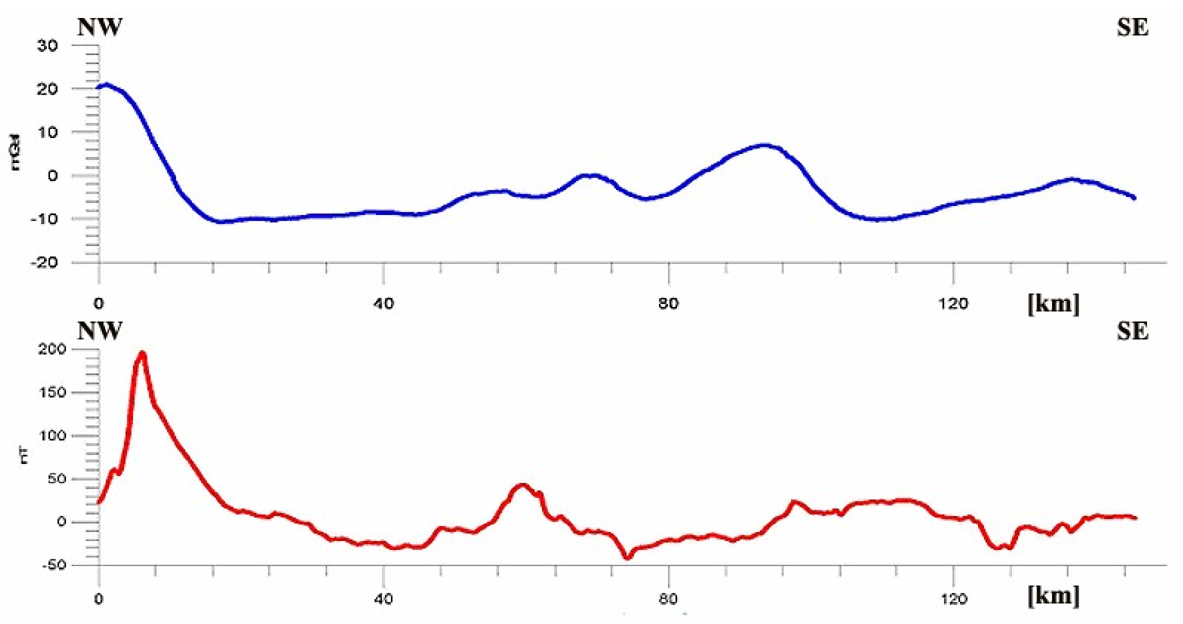
A Dunántúli-középhegységi-egység és a Szávai-egységet elválasztó mágneses maximum az Ausztroalpi-egység és a Tiszai-egység közötti széles mágneses minimumból emelkedik ki 60 km-nél. A szelvény 90-110 km közötti szakaszán a Közép-magyarországi vonal mentén jelentkezik egy mágneses anomália-vonulat. A „nagyatádi” adatrendszer éppen erre merőlegesen É-D irányban helyezkedik el, kettészelve az anomália-vonulatot.



70. ábra: A Dunántúl árnyékolt gravitációs (Bouguer-) anomália térképe, a CELEBRATION-07 MT (sárga) és a „nagyatádi" adatrendszer (piros) magnetotellurikus állomásainak feltüntetésével (Kiss, 2009)



71. ábra: A Dunántúl *ΔZ* mágneses anomália-térképe, a CELEBRATION-07 MT (zöld) és a „nagyatádi" adatrendszer (narancs) magnetotellurikus állomásainak feltüntetésével (Kiss, 2009)



72. ábra: Gravitációs és mágneses anomália görbék a CELEBRATION–07 szelvény mentén (Kiss, 2009)

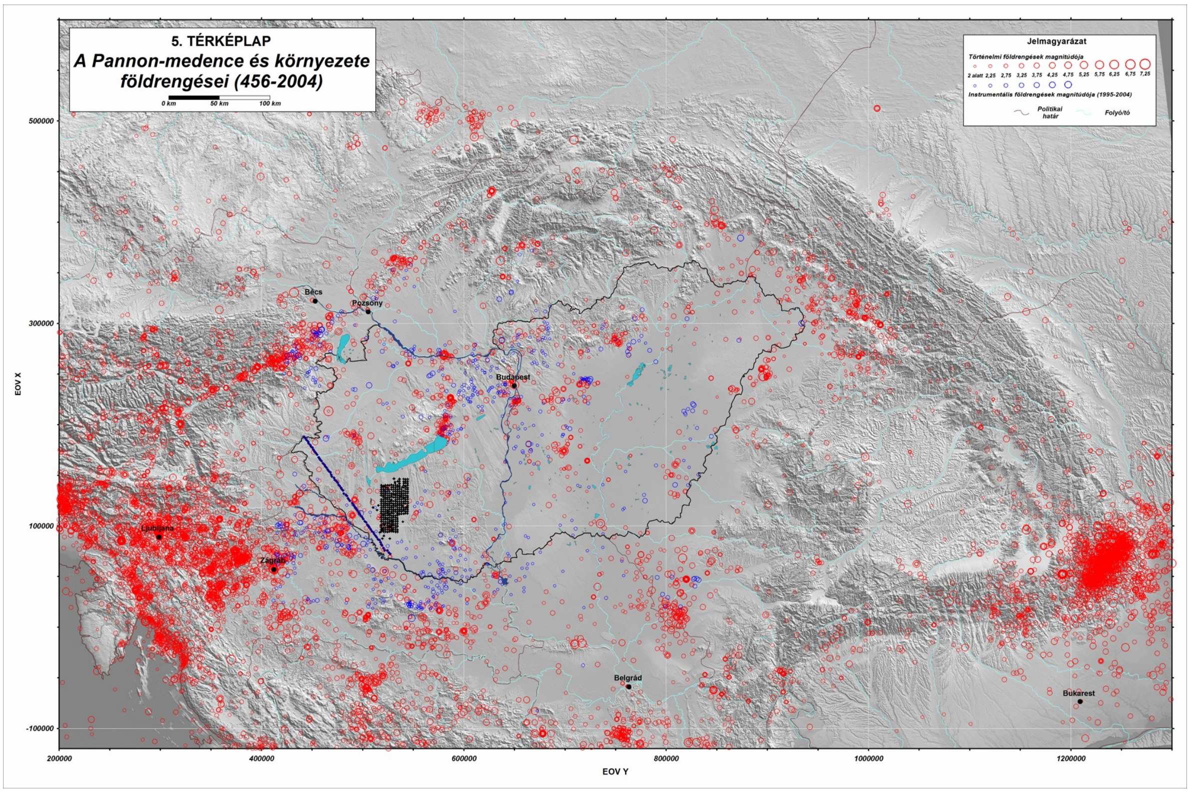
VII.3 Szeizmicitás

A Pannon-medencében és környezetében kipattant földrengések területi eloszlását mutatja a 73. ábra. A földrengések valószínűleg kizárólagosan a kéregből erednek (Tóth *et al*., 2002, Horváth, 2005b). Az epicentrumok térbeli eloszlása hazánk területén nem köthető határozott szeizmoaktív vonalakhoz, azonban vannak területek, ahol a rengések nagyon nagy számban csoportosulnak (Komárom, Mór, Berhida, stb.).

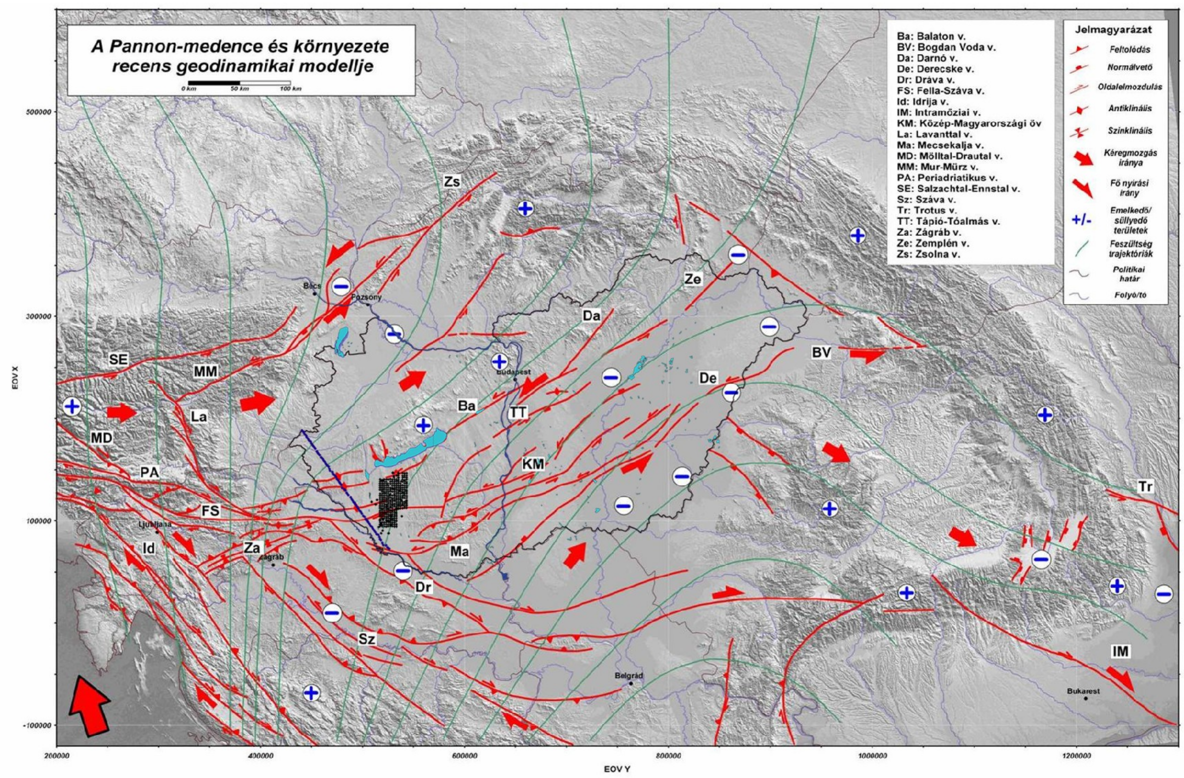
A mi mérési területeink a Déli-Alpok és a Dinaridák szeizmikusan egyenletesen aktív zónájához közel helyezkedik el. Feltűnő azonban, hogy a Periadriai-vonal – amelynek folytatása a Balaton-vonal – kisebb aktivitást mutat, az epicentrumok inkább attól délre sűrűsödnek.

A Periadriai-vonal átlagos aktivitásához képest a Közép-Magyarországi vonal aktív zónát jelez, emellett főként a határmenti övezetben a Dél-Alpok felől beívelő tektonikai vonalak, a Balaton-, a Zágráb-, és a Mecsekalja-vonalak mutatnak jelentős aktivitást.

A földrengés-eloszlás, fészekmechanizmus, és a direkt mozgásvizsgálatok eredményei és a tektonikailag aktív zónák mentén meghatározott kőzetfeszültség értékek kiegészítő adatrendszert jelentenek a recens geodinamikai modell megértéséhez (Horvath, 2007). A Pannon-medence és orogén környezetének jellegzetes feszültségterét alapvetően az Adriai-tüske nyomó hatása hozta létre (74. ábra). A ma is mozgásban lévő tektonikai zónák térképezése környezetünk megértése és aktív megfigyelése szempontjából fontos tényező.



73. ábra: A Pannon-medence és környezete földrengései (456-2004) (Tóth *et al*., 2002; Horváth, 2005b)

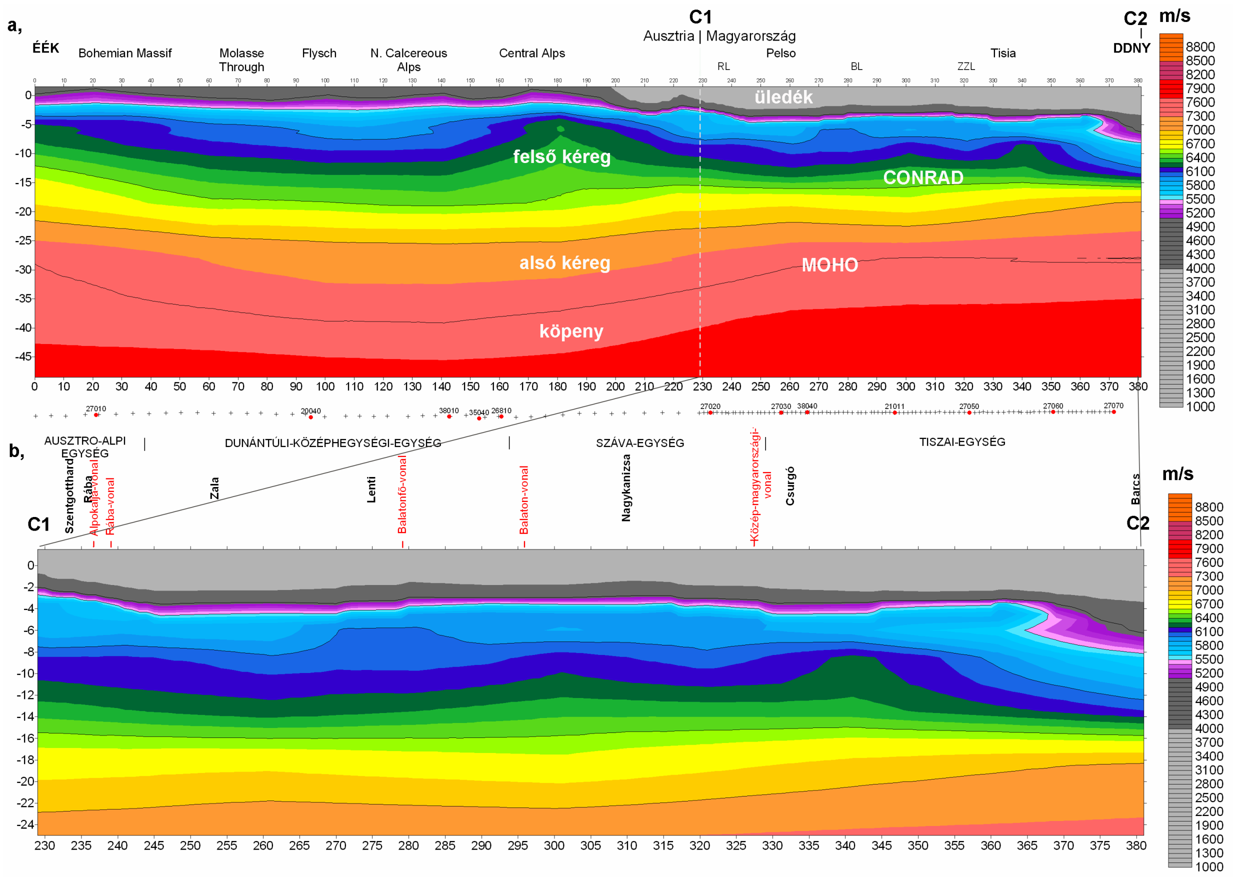


74. ábra: A Pannon medence és környezete recens geodinamikai modellje (Horváth, 2005b)

VII.4 Mélyszeizmikus refrakciós eredmények a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén

A CELEBRATION 2000 mélyszeizmikus refrakciós, majd az ALP 2002 programban kiegészített CELEBRATION-07 szeizmikus sebességeloszlási szelvény eredményei láthatók a 75. ábrán. A CEL-07 valójában már az osztrák-cseh határnál kezdődik és a magyar-horvát határon (Barcsnál) ér véget. Áthalad a Cseh tömb déli részén, keresztezi a Flis öv, az Északi-Mészkő-Alpok, a Keleti-Alpok központi részének képződményeit, a Pannon-medencerendszer Grázi-, és Zala-medencéit, a Száva- és a Tisza nagyszerkezeti egységet. A feldolgozás a refraktált első beérkezések időadatai alapján ún. „simított" algoritmussal készült (Posgay *et al*., 2007).

A szelvényből a teljes földkéreg felépítésére vonhatunk le következtetéseket. A szelvény alapján a MOHO diszkontinuitás (a kéreg-köpeny határ) 25-35 km mélységben a 7300-7500 m/s sebességhatáron belül található, ahol az Alpok alatt mért 35 km mélység és a magyarországi átlagos 25-30 km összhangban van a várt értékekkel (75a. ábra). A Conrad-felület vagy határ 10-20 km között jelentkezik, az Alpokalján mélyebben (20 km-en), a szelvény többi részén 10–15 km mélységben.

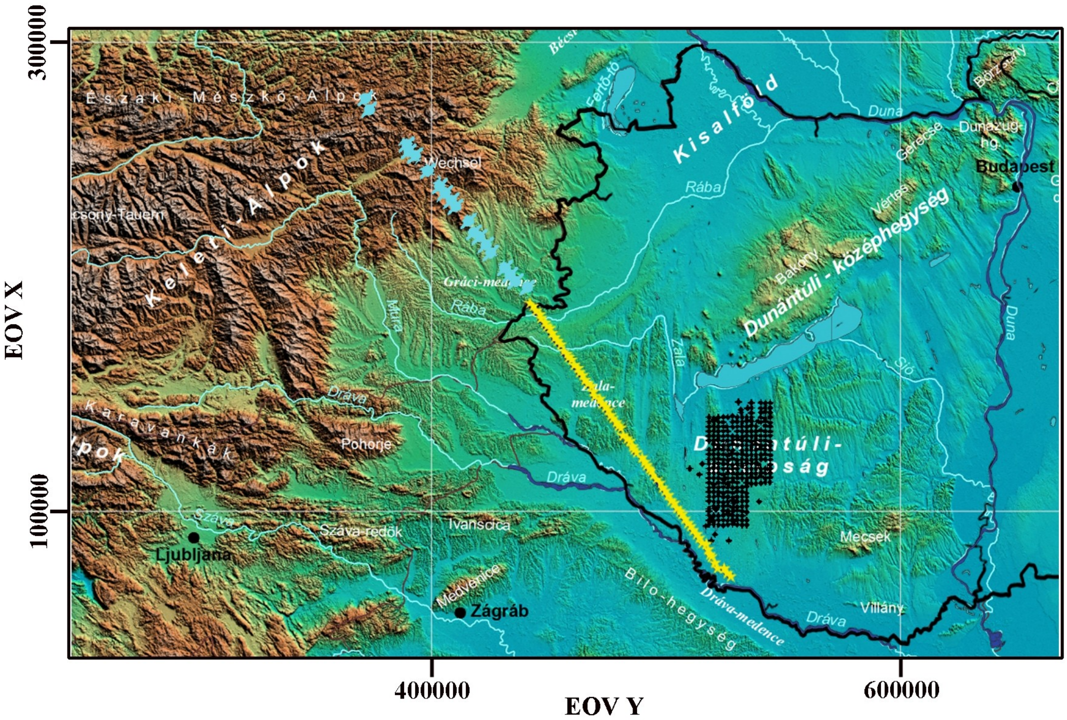


75. ábra: Tomografikus szeizmikus sebesség-eloszlás a CELEBRATION-07 szelvény mentén. a, a mélyszeizmikus refrakciós mérés teljes szelvénye; b, a CEL-07 MT szelvénnyel egyező hosszú tomografikus szeizmikus sebesség szelvény (Posgay *et al*., 2007)

A 75b. ábrán jól látható, hogy szerkezethez köthető jelentősebb sebességváltozások inkább a felső kéregben vannak. A Rába- és a Balaton-vonal között elhelyezkedő 6000 m/s sebességű zóna elmélyülése a Dunántúli-középhegység folytatásában ismert mezozoós képződmények hatása. A Balaton-vonaltól É felé ugyanezen értékű izosebesség-vonal jelentős kiemelkedést mutat, amely a mélyfúrásokból ismert gránit és paleozoós kőzetövnek tulajdonítható. A Balaton-vonaltól D-re visszatér az egyenletes lefutású tendencia. A Közép-magyarországi vonaltól DK-re megjelenő sebességnövekedés jelentősen nagyobb, mint ami a vonaltól ÉNy-ra található. Valószínűsíthető, hogy a Száva-egység és a Tiszai-egység eltérő felépítése nyilvánul meg itt.

VIII. ALKALMAZOTT MŰSZEREK, MÉRÉSI ELJÁRÁS, ADATFELDOLGOZÁS

Az értekezés két terület (CELEBRATION-07 MT szelvény, MOL „ nagyatádi” adatrendszer) magnetotellurikus eredményeit tárgyalja. A CELEBRATION-07 MT szelvény mérése 2003-2006 között nemzetközi együttműködésben folyt. 2003-2004-ebn az MTA GGKI szervezésében a GeoForschungsZentrum (Potsdam – Oliver Ritter, Ute Weckmann) és az ELGI (Budapest: Madarasi András, Varga Géza) közreműködésével a CELEBRATION-07 MT szelvény magyarországi szakaszát mértük, majd 2006-ban a TUW (Bécs) és az ELGI (Budapest) segítségével az osztrák szakasz kb. felének a mérését végeztük el (76. ábra).



76. ábra: Magyarország domborzati térképének részlete, feltüntetve a CELEBRATION-07 MT szelvény pontjait (sárga – 2003-2004, kék – 2006; fekete – MOL Nagyatád)

A 2003-as méréssorozathoz a németországi GeoForschungsZentrum (Potsdam) hosszúperiódusú CASTLE (EDL), és nagyfrekvenciás S.P.A.M. Mk-III (Dawes J.K.G., 1990) műszereit használtuk (10. táblázat).

A hibás és gyenge minőségű pontokat, ahol szükséges volt, az ELGI MT csoportja pótolta (19, 20, 26, 27, 31 MT szondázások). 2006-ban a szelvény ausztriai meghosszabbításához ugyancsak a GeoForschungsZentrum műszereit vettük igénybe.

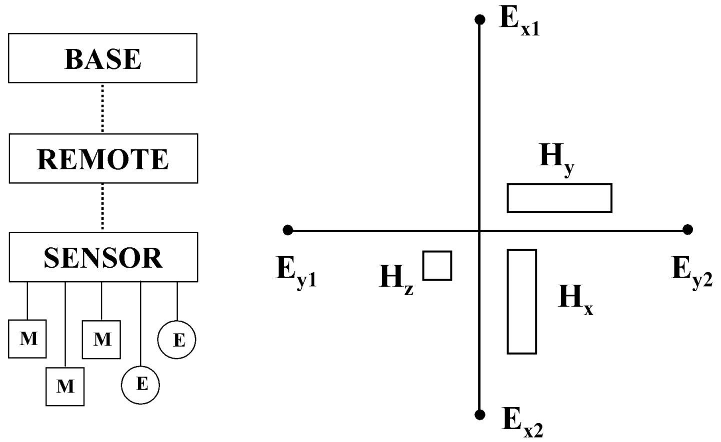
A „nagyatádi” területi magnetotellurikus méréseket a 70-80-as években az OKGT szénhidrogén kutatási célból végezte. A méréseket az akkori lehetőségeknek megfelelően a lehető legjobb felbontóképességgel hajtották végre, a mérésekhez MTDR típusú műszert alkalmaztak. A nyomtatott formátumban lévő impedancia adatokat a Nyugat-Magyarországi Egyetem Erdőmérnöki Kar hallgatóinak segítségével rögzítettük digitális formában.

Műszer	Működési mód	Frekvenciatartomány
SPAM Mk-III	LP (Long-Period) hosszúperiódusú	DC (egyenáram) – 0.05 Hz
SPAM Mk-III	SP (Short-Period) rövidperiódusú	0.0003 – 128 Hz
SPAM Mk-III	HF (High-Frequency) nagyfrekvenciás	4 – 2048 Hz
CASTLE rendszer, PR6-24 szeizmikus datalogger (EDL)	Szélessávú (Broad Band) és hósszúperiódúsú (Long-Period)	8kHz – 4000 s

10. táblázat: Az alkalmazott magnetotellurikus műszerek típusai és frekvenciatartománya (Darcy N., 1997)

VIII.1 CELEBRATION-07 MT szelvény magyarországi szakasza (2003)

A CELEBRATION-07 MT szelvény magyar szakaszának mérésére a mélyszeizmikus refrakciós szelvény geofon-távolságával azonos 2 km-es állomástávolsággal végeztük (76.ábra – sárga pontok). A kivitelezés során 72 MT ponton rögzítettük az elektromos és a mágneses térkomponensek időbeli változását. A mérés mágneses É-D és K-Ny tájolással, kb. 70-80 m-es elektródatávolsággal zajlott (77. ábra). Az elektromos komponenseket Ag-AgCl elektródákkal (E_x, E_y), a mágneses komponenseket (H_x, H_y, H_z) Metronix gyártmányú MFS-06 indukciós tekercsekkel mértük. Az 500 Hz-en mintavételezett jelek – átlagosan három nap állomásonkénti regisztrálás mellett – az 1 ms és 1000 s közötti periódustartomány érzékelését tették biztonsággal lehetővé.



77. ábra: Ötkomponensű magnetotellurikus rendszer felépítése (SPAM és CASTLE rendszerre vonatkoztatva)

VIII.1.2 Idősorok feldolgozása

Az adatok feldolgozásához az EMERALD (**E**lectro-**M**agnetic **E**quipment, **R**aw-data **A**nd **L**ocations **D**atabase) elnevezésű automatikus feldolgozó szoftvert használtuk (Ritter, 1995).

A magnetotellurikus válaszfüggvény frekvenciatartománybeli becslése az elektromágneses jelek közötti komplex kapcsolat alapján lehetséges:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{xy} & M_{yx} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}, \tag{87}$$

ahol $\vec{E}$ az elektromos térerősség [mV/km], és $\vec{B}$ a mágneses indukció vektora (a mágneses térerősség μ_0-szerese, [nT]), M_{ij} a magnetotellurikus tenzor komponensei (*ij=xx, xy, yx, yy*).

Síkhullámú forrást feltételezve a frekvencia és a rögzített koordinátarendszer függvényében *x, y* és *z* pozitívak, ha É és K felé, illetve függőlegesen lefelé irányítottak.

A geomágneses válaszfüggvény α, β definiálásával a következő egyenlettel írható fel:

$$B_z = \alpha B_x + \beta B_y \, . \tag{88}$$

A gyakorlatban a válaszfüggvényt zajos adatokból becsüljük. Különböző mintákból – a megfelelő paraméterek kiválasztása mellett – a jó illeszkedés elérése érdekében valamely norma szerint (L_1 vagy L_2) minimalizáljuk a mintákból adódó eltérést. Általában lineáris egyenletrendszerrel van dolgunk:

$$Z = aX + bY + \delta Z \, , \tag{89}$$

ahol Z a lineáris rendszer kimeneti csatornája, amely egyértelmű kapcsolatot teremt E_x, E_y és B_z komponensek között, míg X, Y bemeneti csatornák a mágneses tér B_x és B_y horizontális komponenseivel vannak kapcsolatban. A δZ zaj tagról feltételezzük, hogy csak a kimeneti csatornára (Z) van hatással, ekkor a válaszfüggvény megoldásához a (és hasonlóképpen b) a legkisebb négyzetek (LS) módszerét felhasználva a következőképpen alakul:

$$a = \frac{\langle ZX^* \rangle \langle YY^* \rangle - \langle ZY^* \rangle \langle YX^* \rangle}{\langle XX^* \rangle \langle YY^* \rangle - \langle XY^* \rangle \langle YX^* \rangle} \, . \tag{90}$$

Az összekapcsolt tagok az autó-, és kereszt spektrumokat jelentik, amelyek az egyes időszegmensekből és a meghatározott frekvencia sávokból számíthatók; a * index konjugációt jelent (Ritter *et al.*, 1998).

A szoftver a feldolgozás során elsőként a folyamatos idősorokból fix hosszúságú szomszédos szegmenseket hoz létre, ahol mindegyik szegmens Tukey ablak („cosine tappered”) szerint szűrt és frekvencia-tartományba Fourier-transzformált (11. táblázat). A műszer karakterisztikájából adódó korrekciót (kalibráció) az idősorok frekvencia-spektrumán végzi el, ahol a kalibrált Fourier-koefficiensek alsávok szerint kerülnek felosztásra a közép-frekvenciáknak megfelelően.

Mindegyik sávra és csatornára simított autó-, és kereszt-korrelációs spektrumbecslés készül. A végleges válaszfüggvényt, mint impedancia elemeket a robusztus algoritmus egyszeri eseményeknek megfelelően összegzi mindegyik frekvencia sávra. A nem megfelelő minőségű adatok javítására két lehetőség adódott. Egyrészt, mivel a szondázások töb ponton egyidejűleg zajlottak, lehetőségünk nyílt a távoli („remote”) referencia módszer alkalmazására (Egbert és Booker, 1986), másrészt statisztikai alapú iteratív robusztus algoritmust alkalmaztunk (Ritter O. *et al*., 1998). Mivel az adatok GPS szinkronizációja folyamatos volt, a javítandó MT pontot („simple site”) és a távoli („remote site”) referenciát azonos időintervallumra lehetett figyelembe venni.

Sáv	**Sáváteresztő szűrő**		**Mintaszám**	**Teljes esemény**
	LP (Low-pass)	**HP (High-pass)**		
0	128 Hz	16 Hz	512	1267
1	16 Hz	4 Hz	256	2902
2	4 Hz	1 Hz	256	2441
3	1 s	4 s	256	509
4	4 s	16 s	256	151
5	16 s	64 s	256	35
6	32 s	128 s	256	16

11. táblázat: A regisztrált adatok szegmenseinek hat szomszédos és egy átfedő frekvencia sávja; a második és a harmadik oszlop a digitális sávszűrőre aktuális alul-áteresztő („low-pass”) és a felül-áteresztő („high-pass”) beállítási értékeit mutatja. A legmagasabb frekvencia sávra az időszegmens hossza 512 minta, az összes többi frekvencia sávra 256. Az ötödik oszlop az adott szegmenshossz teljes esemény-mennyiségét jelzi. A mintavételi tartomány négyszerese az alul-áteresztő határfrekvenciájának. Az átfedő frekvencia sáv (6) a felbontás javítása végett aktivizálódik a hosszúperiódusú (kb. 100 s) adatrögzítéshez (Ritter *et al*., 1998)

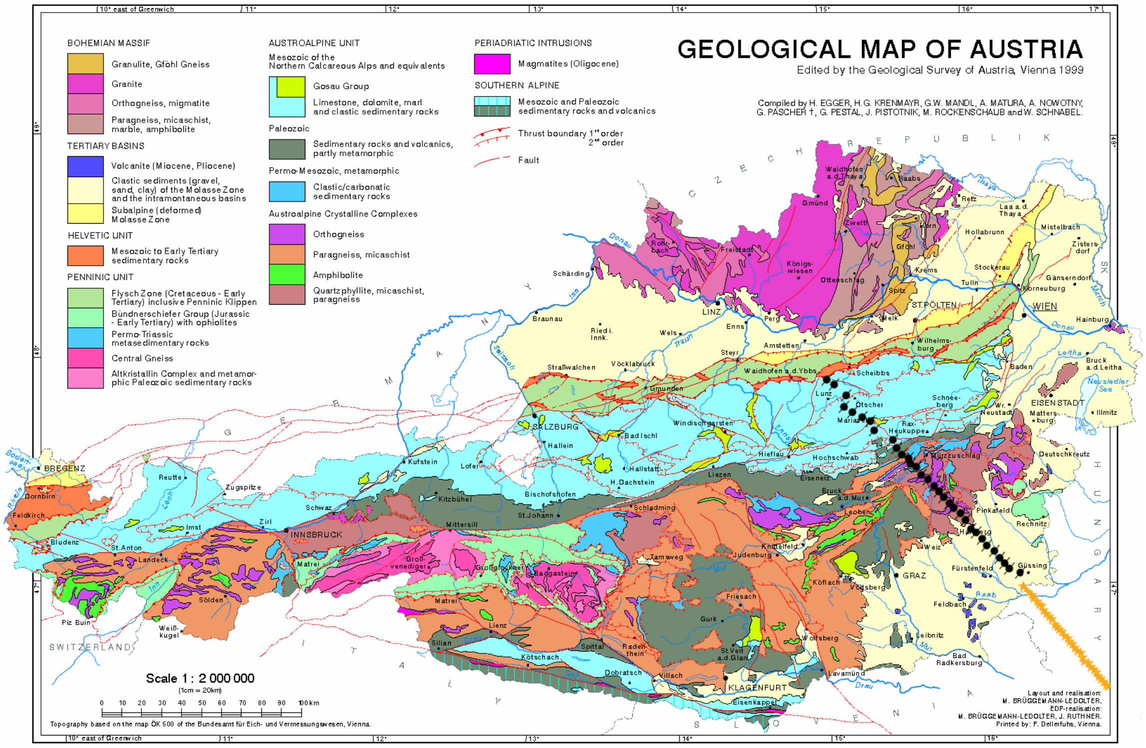
VIII.2 A CELEBRATION-07 MT szelvény osztrák szakasza (2006)

A CELEBRATION-07 MT szelvény osztrák szakaszának általunk mért része kb. 100 km hosszan nyúlik be a Gráci-medencén keresztül a Keleti-Alpok nyúlványaiba (78. ábra). A 2003. évi mérésekhez hasonlóan a GeoForschungsZentrum magnetotellurikus műszereit vettük igénybe, ahol a S.P.A.M. Mk-III és a CASTLE rendszerek együttesét alkalmaztuk. Az előző évekhez képest a rendszer valamelyest módosult, azáltal, hogy 2006-ban már a CASTLE rendszer végzi az adatrögzítést a teljes periódustartományban (10^{-3}-10^{3} s), a S.P.A.M. Mk-III rendszer egységeit csak a beállításához kellett használni.

A műszer a mérés során két mintavételezésben regisztrált: 500 és 50 Hz-en. Az adatok feldolgozását a 2003-as mérésekre alkalmazott idősor-analízissel végeztük el.

A 2003-ban végzett magyarországi szakaszhoz képest az eredmények minősége gyengébb volt. Ennek oka egyrészt a domborzat (Alpok-hegység), amely megnehezítette a mérést, így az MT állomások telepítése fizikai korlátokba ütközött, másrészt pedig az osztrák elektromos hálózat kiterjedtsége, amely erőteljes zajforrásnak bizonyult.

Az osztrák szakaszon 32 MT pont került regisztrálásra, amelyből 17 pont minősül megfelelőnek, a további 8-10 elfogadhatónak.



78. ábra: Ausztria geológiai térképe, feltüntetve a CELEBRATION-07 MT szelvény állomásait (sárga – 2003-2004, piros – 2005, fekete – 2006)

VIII.3 A „nagyatádi” adatrendszer

Az ún. nagyatádi adatrendszer a MOL Rt. 1980-90 közötti szénhidrogén-kutatási területéhez tartozott (76. ábra). A területen összesen 321 MT szondázást végeztek átlagosan 0.06-333.33 s közötti periódustartományban és 2-2.5 km állomás-távolság mellett. A szondázások csak az impedancia elemek meghatározására terjedtek ki, a geomágneses átviteli (H_z) függvényre nem. Az impedancia adatok nyomtatott (leporelló) formában álltak a rendelkezésünkre, amelyből a javított impedancia elemeket digitális formában sikerült rögzítenünk a további feldolgozásra. A területen 14 darab ÉD irányú szelvény volt meghatározható, amely egyenkénti átlagos MT állomásszáma 23-24.

IX. HAGYOMÁNYOS MAGNETOTELLURIKUS ADATFELDOLGOZÁS, INVERZIÓS EREDMÉNYEK

A hagyományos elektromágneses kutatásban (MT) az adatok teljes értelmezéséhez az inverziós módszerek szükségesek. A felszínen mért válaszfüggvényből leszármaztatott fajlagos ellenállás látszólagos mennyiség, aminek invertált megfelelője biztosítja a valós geológiához köthető modell meghatározását. A földfelszín alatti térrész fajlagos vezetőképessége a kutatott szerkezetek fizikai tulajdonságai mellett azok dimenziójának is függvénye.

Ebben a fejezetben az MT hagyományos adatfeldolgozás inverziós módszerével és eredményeivel foglalkozom. Röviden összefoglalom az MT inverziós eljárások dimenzió szerinti típusait, és ezek osztályozása mellett az inverziós eljárások lehetőségeit figyelembe véve, részletesen bemutatom a mérési (CEL-07, Nagyatád) eredmények inverziós megoldásait, alkalmazhatóságát, és a levonható geológiai következtetéseket.

IX.1 Inverziós módszerek

Az elektromágneses (EM) indukció előremodellezési (direkt) feladata az elektromágneses tér meghatározása a források és a vezető közeg sajátságainak ismeretében. Az inverz feladat: az előbbi probléma megfordítása, azaz a felszínen mért adatokból meghatározni a fajlagos ellenállás térbeli eloszlását a Földben.

A természetes forrást alkalmazó módszerek, mint a magnetotellurika (MT) a Föld frekvenciafüggő válaszfüggvényét legtöbbször az EM idősorok átviteli függvényének statisztikai becslésével határozzák meg. A kis frekvenciás EM változások mélyebbre hatolnak, így a frekvencia-tartománybeli válaszfüggvény az elektromos vezetőképesség mélységbeli változásának feleltethető meg.

Az elektromágneses (EM) adatok inverziójának fejlődése, más hasonló geofizikai módszerek, mint pl. a VESZ ez irányú fejlődése közel párhuzamosan ment végbe. Kezdetben a kutatók az egydimenziós (1D) értelmezésre koncentráltak, ahol az inverzió eredménye a vezetőképesség-mélység szelvény volt.

A laterális vezetőképesség eloszlás leképezésének hiánya az 1D inverz módszerben megkövetelte a megfelelő inverz feldolgozáshoz szükséges, domináns csapásirányra merőleges, szelvénymenti kétdimenziós (2D) inverziós módszer kifejlesztését.

A közelmúltban a nagy teljesítményű számítási igényhez rendelkezésre álló források (hardver és szoftver) lehetővé tették a teljes háromdimenziós (3D) inverziós módszerek létrejöttét. A 3D inverz algoritmusok fejlesztése jelenleg is az EM kutatások középpontjában áll.

IX.1.2 Egydimenziós inverzió

Egydimenziós közegben az impedancia-tenzor csak a frekvencia függvénye. Abban az esetben, ha a vezetőképesség a mélységtől független ($\sigma(z) \equiv \sigma$) akkor $\rho_a(\omega) \equiv \sigma^{-1}$ és $\phi = \pi / 4$, vagyis a vezetőképesség meghatározása triviális. Valós körülmények között azonban, ahol a vezetőképesség a mélység függvénye, a fajlagos vezetőképesség a frekvenciával is változik. A fajlagos vezetőképesség, mint frekvenciafüggő változó ($\sigma_a(\omega)$) – reciproka a fajlagos ellenállás ($\rho_a(\omega) = \sigma_a{}^{-1}$) – átalakítása mélységfüggő változóvá (azaz $\sigma(z)$ előállítása) valójában az 1D elektromágneses inverz probléma megoldása. Elméletileg az impedancia $\underline{\underline{Z}}(\omega)$ egzakt ismerete egyértelműen lehetővé teszi a $\sigma(z)$ meghatározását. A gyakorlatban azonban véges számú és pontatlan adattal rendelkezünk, így a megoldás valószínűleg nem lesz teljesen egyértelmű. A klasszikus egydimenziós inverz problémának kiterjedt szakirodalma van. Whitall és Oldenburg (1992) munkájában részletes áttekintést nyújt az 1D inverz probléma matematikai elméletéről és gyakorlati alkalmazásáról.

IX.1.2.1 Egydimenziós inverziós eredmények a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén

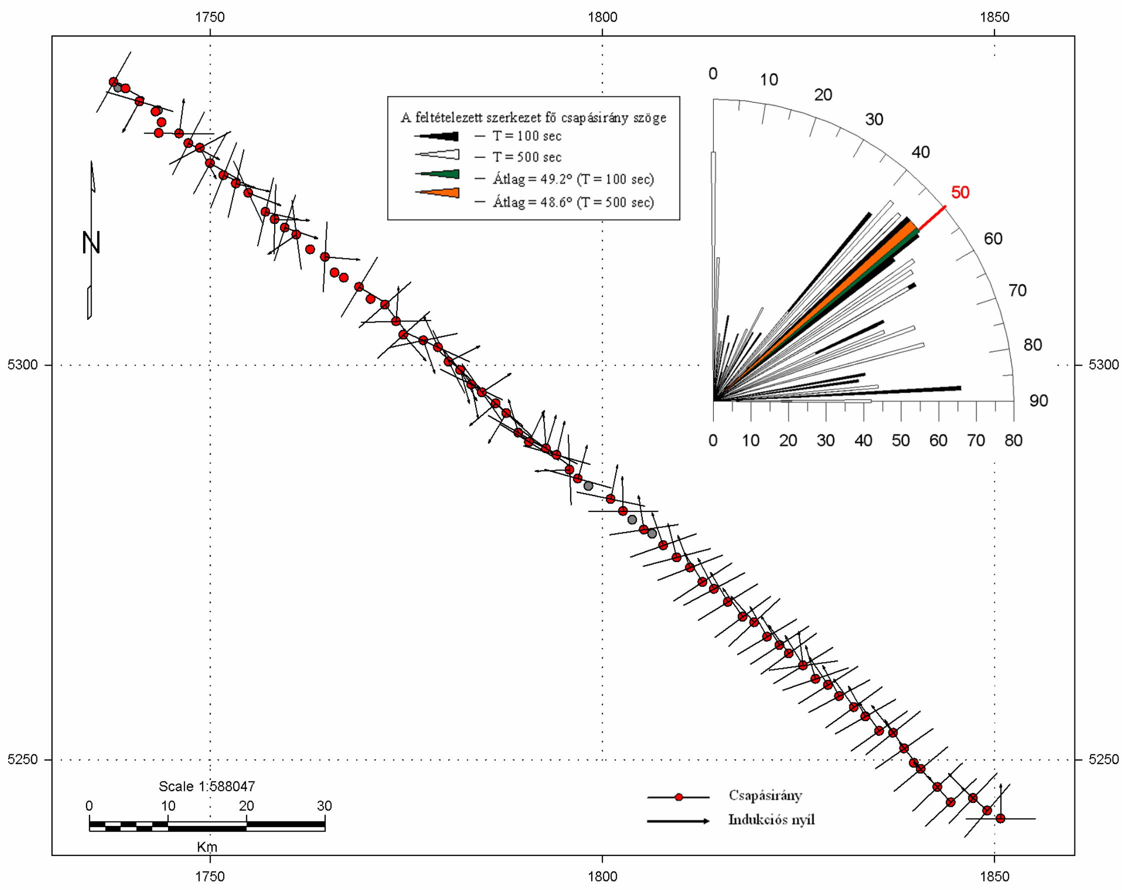
A CELEBRATION-07 MT szelvény 2 km-es ponttávolsággal 72 szondázási görbe adatait tartalmazza. A szelvénymenti szondázási görbéket a VIII. fejezetben leírt frekvenciatartománybeli becslési eljárással határoztuk meg. A mért MT állomások közül csak néhány tekinthető gyenge minőségűnek, a végleges feldolgozásnál 68 MT állomást vettünk alapul.

A hagyományos feldolgozási eljárások esetében – az impedancia-tenzor forgatási tulajdonságát figyelembe véve – az adatok egy kiválasztott irányhoz képest szerkezetirányba forgathatók. Megvizsgáltam, hogy az impedancia-tenzor különböző elforgatás lehetőségeinek alkalmazásával milyen eredmények születnek és melyek alkalmazhatók nagyobb biztonsággal. Háromfajta feldolgozást végeztem: **(1)** a mérési irányoknak megfelelő feldolgozást, **(2)** a minimum-maximumba forgatást, **(3)** a szerkezeti irányba forgatást. A TE és TM módusokat (I. fejezet) az első esetben a mérési irányoknak megfelelő ρ_{xy} és ρ_{yx} szondázási görbék szolgáltatták; a második esetben a TE mód a minimumba forgatott szondázási görbe lett (hasonlóképpen TM – maximum); míg a harmadik esetben az elforgatás után kapott ρ_{xy} és ρ_{yx} szondázási görbék, mint TE és TM határozták meg a két polarizációt.

Az **(1)** és a **(2)** eset definíciója egyértelmű, míg a **(3)** esethez szükség van a fő szerkezeti irány meghatározására. Az impedanciákból leszármaztatott polár-diagramok segítségével meghatározható a csapásirány átlagos szöge. A fő szerkezeti csapásirány az É-hoz mérten 50°-ra adódott (79. ábra).

A 79. ábra az 500 s-on pontonként meghatározott csapásirányt és az indukciós nyilakat ábrázolja. Amellett, hogy az ábra jól szemlélteti az átlagos csapásirány szögét, rámutat arra, hogy a csapásirány a szelvény középső szakaszától egy meghatározott irányba áll be, amely az adott mélységben határozott és egységes szerkezeti jellemzőket mutat.

Az inverziós feldolgozás első lépéseként a szelvény mentén pontonként 1D inverziót végeztem a transzverzális elektromos (TE) és transzverzális mágneses (TM) polarizációs adatokra.

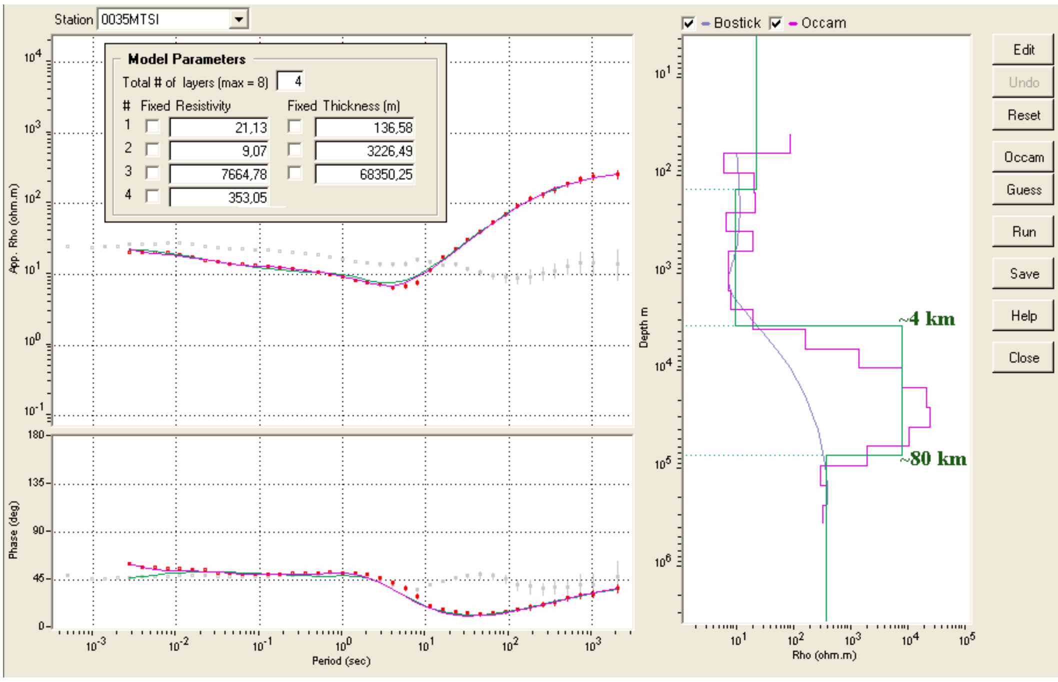


79. ábra: Csapásirány és indukciós nyilak a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén (T = 500 s), impedancia csapásirány és átlagos csapásirány szögei (rózsa diagram-jobb felső sarok) T = 100 s és T = 500 s periódusra.

Mivel az 1D fajlagos ellenállás inverziónak különböző megoldásai lehetnek (ez az ún. „ekvivalencia”), nagy figyelmet fordítottam a fázisadatok illeszkedésére is. Az alkalmazott szoftver (WinGLink) segítségével két automatikusan simított 1D inverziós algoritmust (automatikus Bostick- és Occam inverziót – Bostick, 1977; Constable et.al., 1987) futtattam, valamit pontonként meghatároztam a rétegmodellt. Példaként a 35. MT állomás TE mód 1D inverziós eredményeit mutatom a 80. ábrán.

Az 1D inverzió ekvivalens megoldásai közül nem mindegyik felel meg a valós geológiának. A célom az volt, hogy megvizsgáljam az 1D inverzió leképezési alkalmazhatóságát a Pannon-medence pretercier medencealjzat meghatározásában.

Vizuálisan értelmezve a szelvénymenti 1D inverziós megoldásokat mindhárom esetben hasonló lefutást kapunk a medencealjzatra (2. számú függelék). Példaként szolgál a 81-82. ábra, amely a **(3)** eset eredményeit mutatja, ahol a felső ábra az invertált rétegmodellt, míg az alatta lévő ábrák sorrendben az Occam inverzió és Bostick transzformáció simított pszeudoszelvényét ábrázolja.



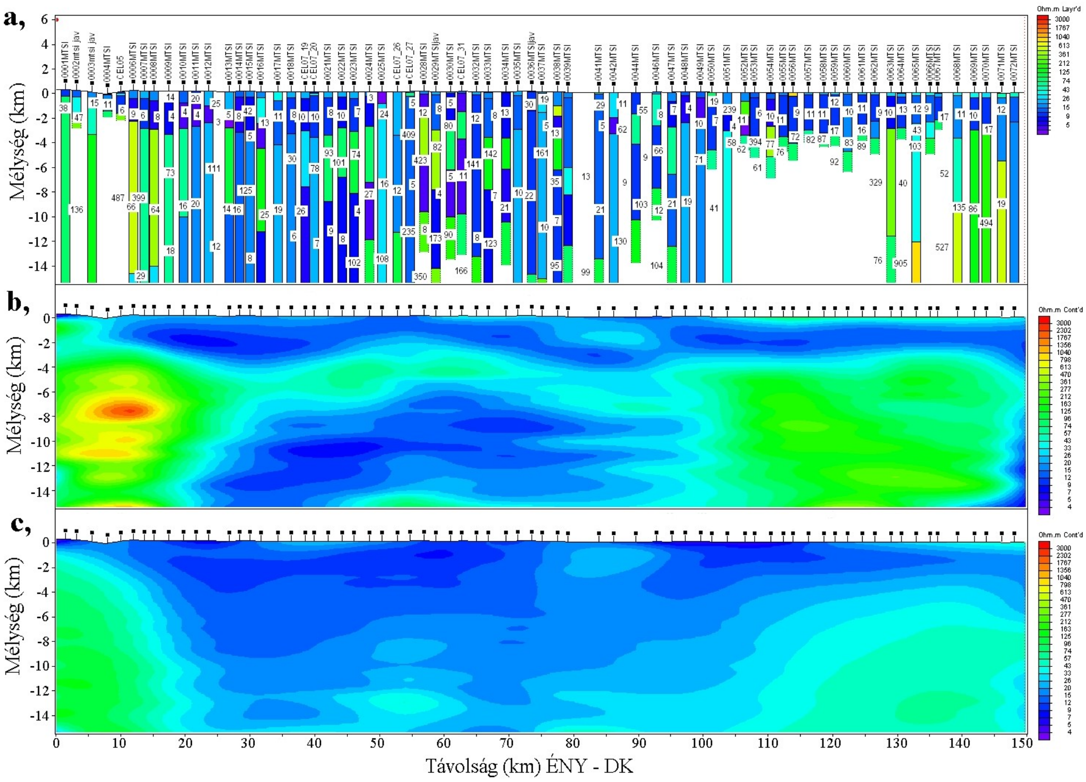
80. ábra: A 0035mtsi MT pont TE mód 1D inverziós eredményei, modell paraméterek a réteg modell (zöld színnel) inverziós eredménye alapján (mérési iránynak megfelelő).

A szelvény második harmadán belül az inverzió (így a 2. számú mellékletben szereplő pszeudó-szelvények is) jólvezető zóná(ka)t jellez, amelyek képi értelmezése nem egyértelmű. A zónák megjelenését javarészt a TE mód indikálja, a TM mód inkább nagy fajlagos ellenállást mutat. Annyi azonban bizonyos, hogy a geológia alapján éppen ezen a szakaszon várunk indikációt a Balaton-vonal és a Közép-magyarországi vonal tektonikai jelenlétére. Levonhatjuk a következtetést, hogy az indikációk szétválasztása 1D inverziós eredmények alapján nem lehetséges.

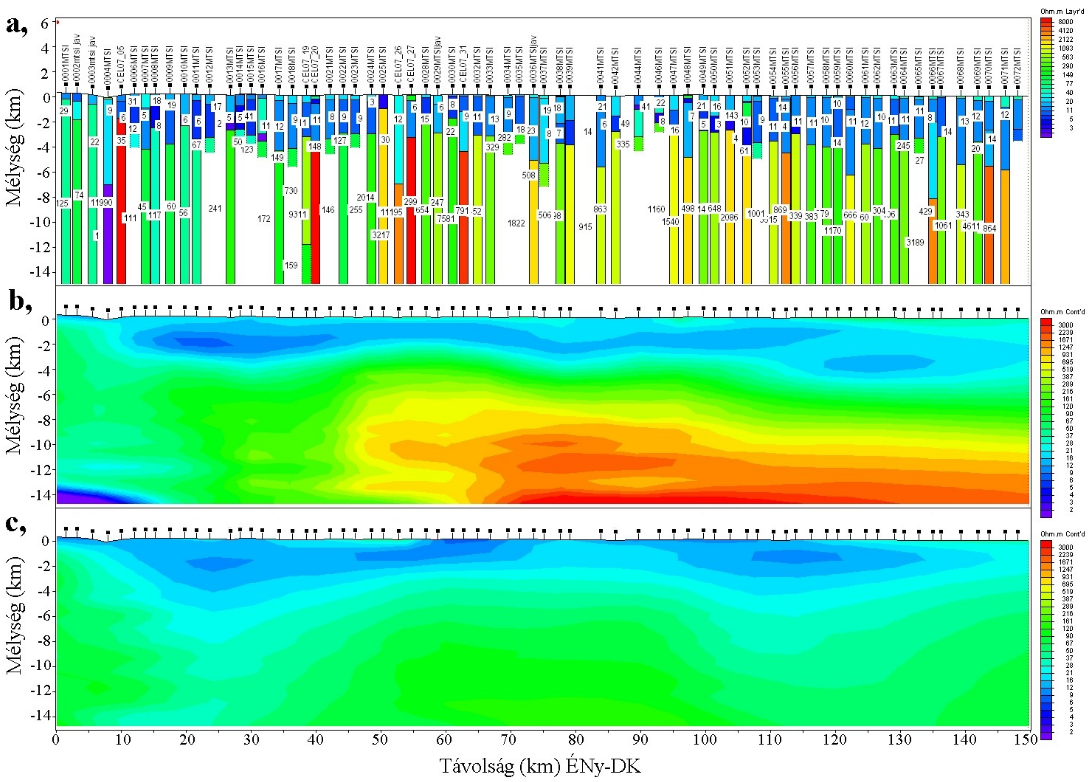
A 83. ábrán a rétegmodell 1D inverziós eredményeinek modelltávolság (RMS) értékei láthatók. Az RMS értékek mindhárom esetben 0.05-0.175 között mozognak, nagyobb érték a szelvény 10, 60, 90 és 110 km-nél fordul elő. A RMS értékek tehát megfelelőek az 1D leképezéshez, a fázisadatokkal való illeszkedés (vizuálisan értelmezve maximum 5% eltérés) is határeseten belül volt.

Az 1D inverzió ugyan felvetett néhány lehetőséget a tektonikai szerkezetek meghatározására, többértelmű megoldásai azonban nem garantálják a valódi megoldást. Az üledékes medencealjzat megfelelő leképezését azonban joggal várhatjuk az 1D inverziótól.

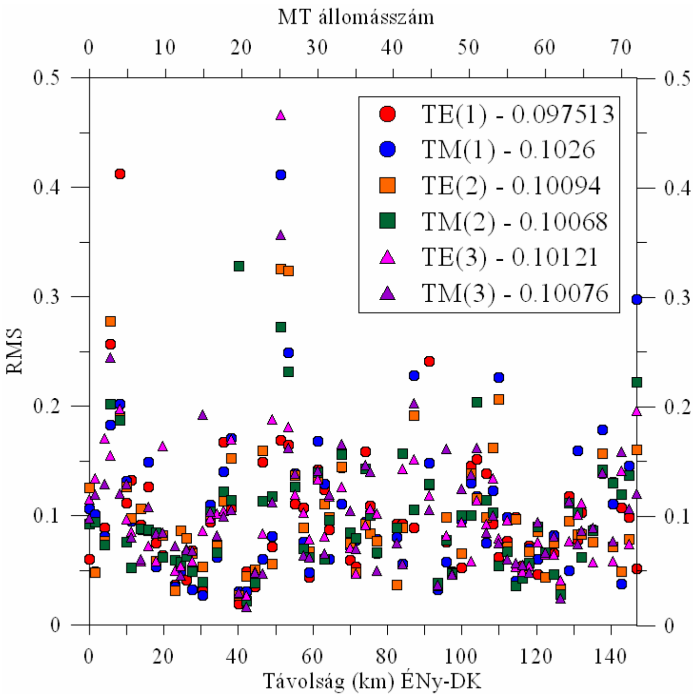
Ennek érdekében mindhárom esetre meghatároztam az inverzióval kapott simított- és rétegmodell medencealjzat értékeit. Az összehasonlításhoz a Kilényi és Šefara (Kilényi *et* *al.*, 1991) által megadott üledékes medence szelvénymenti mélységadatait vettem figyelembe (84. ábra).



81. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény TE 1D inverziós eredményei a (3) esetben: a, 1D-os invertált rétegmodell; b, Occam inverzió simított szelvénye; c, Bostick transzformáció simított szelvénye



82. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény TM 1D inverziós eredményei a (3) esetben: a, 1D-os invertált rétegmodell; b, Occam inverzió simított szelvénye; c, Bostick transzformáció simított szelvénye



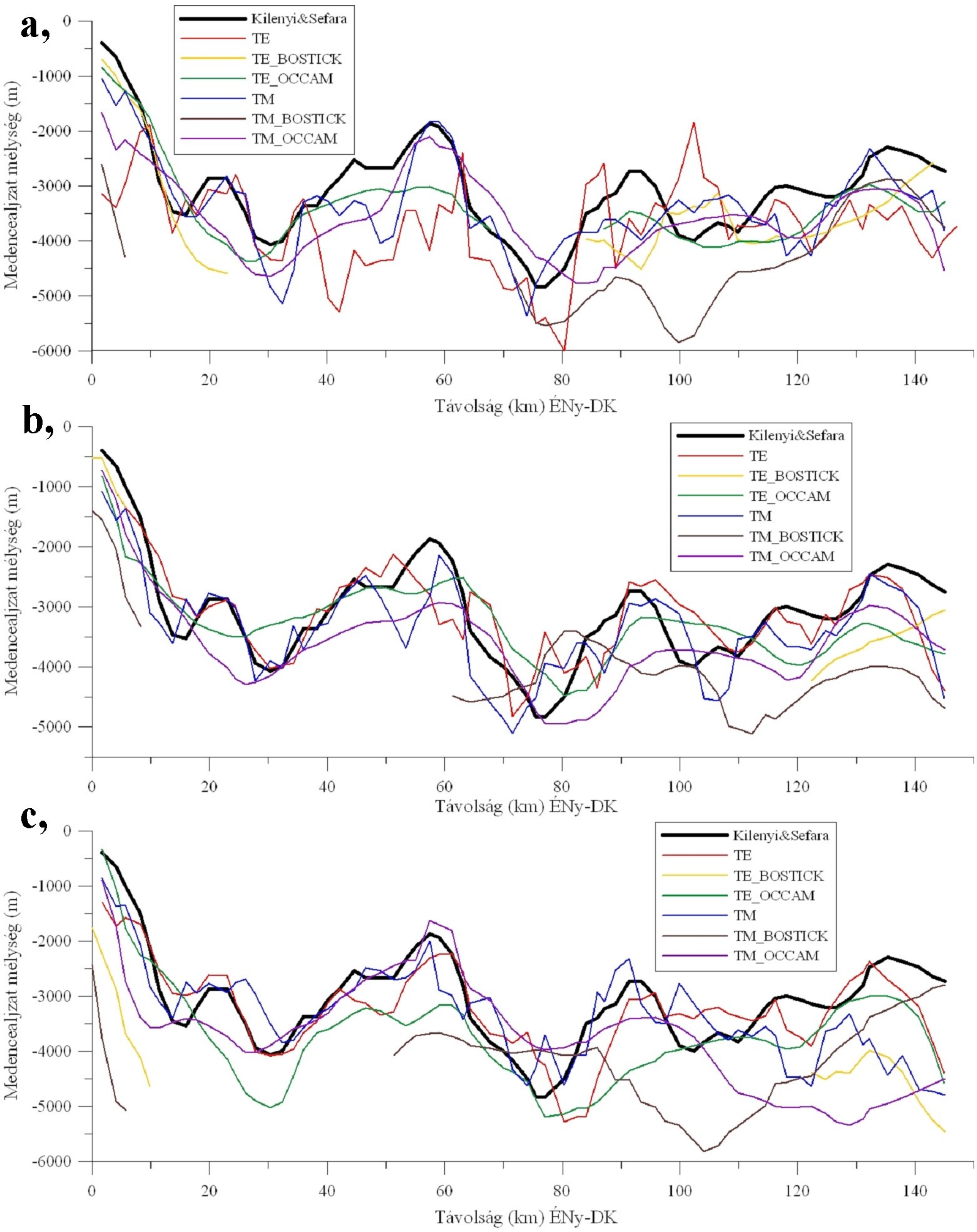
83. ábra: Modelltávolság értékek a szelvény mentén a rétegmodell 1D inverziója alapján

A 84. ábra a vizsgálat eredményét mutatja. Az ábrázolt görbék némelyike nem minden esetben folytonos, ennek oka, hogy a simított szelvényeken a már említett jólvezető inhomogenitások összemosódnak a medencealjzathoz tartozó ellenállás értékekkel (4. számú melléklet) és meghatározhatatlanná teszik annak értékét. Következésképpen egyes esetekben a hiányos adatok miatt a szelvényhossz függvényében ábrázolt görbékben szakadás van.

A medencealjzat mélység értékek dinamikájának jobb követhetősége céljából 3 pontos futóátlagot számoltam a görbékre. A különböző esetek számszerű összehasonlításához a Kilényi és Šefara medencealjzat mélységértékeihez mért eltérések szórása lett figyelembe véve (12. táblázat). Az esetek többségében majdnem minden MT állomáson sikerült meghatározni a medencealjzat mélységét, ahol ez nem valósult meg (és ezek száma nem haladta meg az 50%-ot) azt kék szín jelöli. Mivel a kevesebb, mint 50 %-os lefedettség nem biztosít korrekt szórásbecslést a teljes szelvényre vonatkozóan, a legjobb becslést adó eset meghatározásánál ezeket nem vettem figyelembe. A 12. táblázat feltünteti a szelvény lefedettségét is, amit a teljes szelvényhez (72 MT állomás) mérten százalékos formában lett adtam meg.

A lefedettség leginkább a Bostick transzformáció esetében csökkent 50% alá. Ez valószínű amiatt van, hogy a Bostick transzformáció tudja a legkevésbé elkülöníteni a jólvezető medencealjzatot a tektonikához kapcsolható jólvezető inhomogenitásoktól.

Az OCCAM inverzió leképezési tulajdonságai ezzel szemben lehetővé teszik, hogy a felvett nagy rétegszámú modell segítségével különválassza az objektumokat. A meghatározott szórásértékek alapján két esetben (**(1)** és **(3)**) a TE_OCCAM mód közelíti legjobban az alapul vett medencealjzat értékeket, egy esetben pedig a TM_OCCAM mód.



84. ábra: Medencealjzat mélységértékek összehasonlítása a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén: a, (1) eset; b, (2) eset; c, (3) eset. A polarizációkhoz tartozó rétegmodellek: a TE_BOSTICK, TE_OCCAM, TM_BOSTICK, TM_OCCAM (az adott módhoz tartozó Bostick és Occam inverzióból meghatározott medencealjzat mélységértékek)

A lefedettséget figyelembe véve az OCCAM inverzió összeségében jobb eredményt mutat, bár az **(1)** esetben a 100% lefedettségű TM rétegmodell nem áll messze az OCCAM eredményétől (16.75 ↔ 15.35).

Összefoglalásként elmondható, hogy az 1D inverzió átlagosan 15 %-os hibahatáron belül egyező mélységadatokat ad a Kilényi és Šefara medencealjzat mélységértékeihez képest. Az inverzióra leginkább az OCCAM módszer javasolható, és az inverzió forgatásmentes eredeti adatokon is elvégezhető ((1) eset). Hasonló eredményekre jutott Adám *et al*. (2006) a Pannon-medence 3D medencealjzatának 1D leképezésével a **(2)** estre alkalmazott feldogozásával.

Mód	**Szórás (%) (lefedettség, %)**		
	(1) eset	**(2) eset**	**(3) eset**
TE	28.7% (94.44 %)	18.2% (100 %)	18.09% (95.83 %)
TE_BOSTICK	16.75% (61.11 %)	7.25% (22.22 %)	18.93% (26.38 %)
TE_OCCAM	15.35% (88.88 %)	19.95% (97.22 %)	15.19% (95.83 %)
TM	16.75% (100 %)	16.47% (95.83 %)	21.98% (95.83 %)
TM_BOSTICK	18.27% (58.33 %)	22.99% (62.5 %)	22.98% (68.05 %)
TM_OCCAM	19.33% (97.22 %)	14.73 %(95.83 %)	23.95% (95.83 %)

12. táblázat: 1D inverziós medencealjzat-leképezések összehasonlítása. Az eltérések szórása (kék színnel – 50%-nál kevesebb MT állomáshoz tartozó érték, piros színnel – az esetekhez tartozó legalacsonyabb szórás érték; lefedettség: MT állomások százalékos aránya a teljes szelvény állomásaihoz képest)

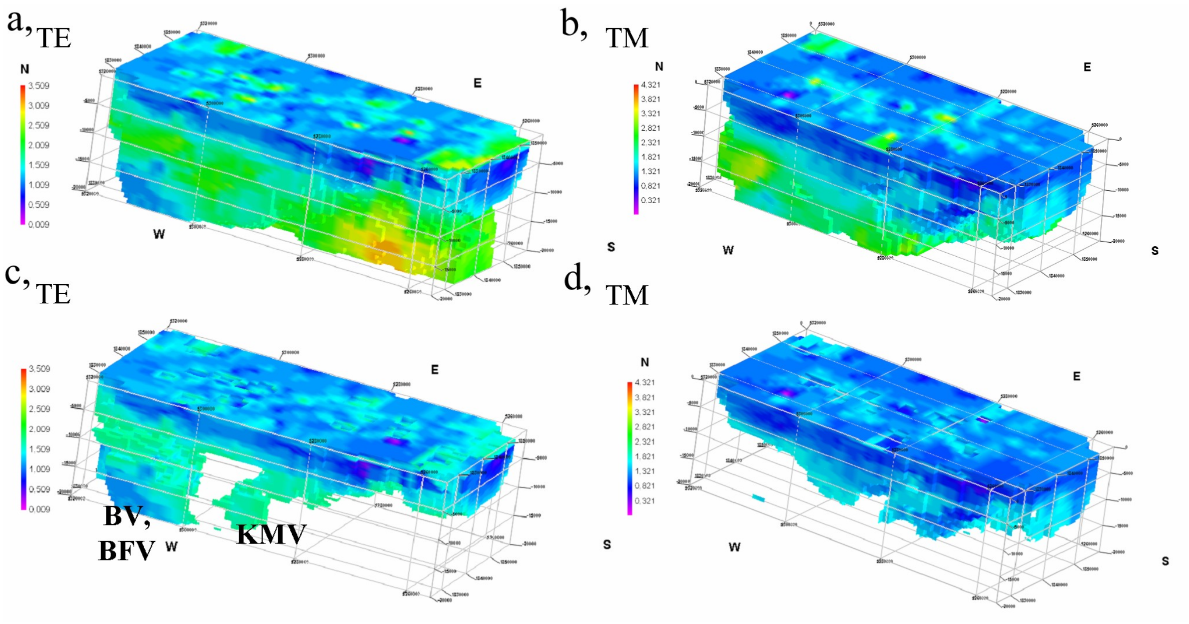
IX.1.2.2 A „nagyatádi" adatrendszer egydimenziós inverziós eredményei

Leszögezhetjük tehát, hogy az 1D inverzió a Pannon-medence nagy ellenállású aljzatának mélységére egy ésszerű hibahatáron belül jó közelítést ad. A „nagyatádi" adatrendszer (76. ábra) feldolgozásánál figyelembe vettem a CELEBRATION-07 MT szelvény 1D feldolgozása során szerzett tapasztalatokat, így az adatrendszer 1D pontonkénti feldolgozását az OCCAM inverzióval végeztem el. A „nagyatádi' adatrendszer 321 MT szondázást tartalmaz, átlagosan a 0.06-333.33 s közötti periódustartományban.

A 85. ábra a pontonkénti 1D inverziós eredményekből szerkesztett hipotetikus modellek invertált fajlagos ellenállás-eloszlását mutatja a mélység függvényében. Mindkét polarizáció esetében ábrázoltam a teljes ellenállás-tartománynak megfelelő modelleket (85. ábra a, b), valamint az üledékes medence átlagos ellenállás értékéhez mérten önmagában a 0-53,4 Ωm közötti tartományt (85. ábra c, d).

Az eredmények jól tükrözik a medencealjzat lefutását, emellett tektonikai információt is hordoznak. A TE mód a nagy vezetőképességű inhomogenitásokra való nagyobb érzékenysége jólvezető zónákat indikál, míg a TM mód – tulajdonságainál fogva – inkább a felszínközeli hatásokat jelzi.

A TE módban (85c. ábra) jelentkező jólvezető tektonikai eredetű zónák feltételezhetően a Balaton- és Balatonfői- (BV, BFV), valamint a Közép-magyarországi vonallal (KMV) állhatnak kapcsolatban.



85. ábra: 1D rétegmodell-inverziós eredmények alapján szerkesztett hipotetikus 3D modellek. A TE és TM polarizációknak megfelelően a,b: a teljes ellenállás-tartományt, c,d: a 0-53.4 Ωm közötti ellenállás-tartományt mutatja. A megjelenített invertált fajlagos ellenállás értékek tízesalapú logaritmusában értendők

IX.1.3 Kétdimenziós inverziós módszer

A kétdimenziós magnetotellurikus inverzió egyetlen, rögzített geoelektromos csapásirányt feltételez, ahol a vezetőképesség $\sigma(y,z)$ az y irányban és a z mélység szerint változik, míg az x irányú csapás mentén elvileg változatlan. Ebben az esetben az MT direkt feladat megoldása két módra végzendő el. Egyrészt egy transzverzális elektromos (TE) módra vagy más néven E-polarizációra, ahol az elektromos áram x irányban folyik, párhuzamosan a geológiai szerkezet csapásával. Másrészt egy transzverzális mágneses (TM) módra (B- vagy H-polarizációra, attól függően, hogy impedancia tenzorrral vagy magnetotellurikus tenzorral dolgozunk), ahol az elektromos áramok a csapásirányra merőlegesen y, valamint z irányban folynak. A horizontális mágneses tér mindkét alapmódus esetében merőleges az elektromos térre. Az impedancia meghatározása (TE és TM módra) a II. fejezetben leírtakkal egyenértékűen a következők:

$$Z_{TE} = Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y},\; Z_{TM} = Z_{yx} = \frac{E_y}{H_x} \qquad \text{(91a,b)}$$

1D esetben az impedanciákból leggyakrabban állomásonkénti fajlagos ellenállás és fázis szondázási görbéket határozunk meg. 2D esetben az adatokat általában szelvények mentén, a feltételezett csapásirányt keresztezve vesszük fel. Az így kapott elsődleges szelvények az ún. pszeudo-szelvények, ahol a függőleges tengely mentén a frekvencia (vagy reciproka a periódusidő) szerepel, a vízszintesen pedig szelvénymenti MT állomások sorozata. A 2D inverziós megoldáshoz összevont bemeneti információra van szükség (mindkét polarizációt figyelembe kell venni), annak érdekében, hogy a mélység függvényében változó ellenállás- (vagy vezetőképesség) szelvényekhez jussunk.

Az általános 2D direkt feladatokra ugyan létezik megoldás, azonban az elmélet megoldása messze nem mondható teljesnek, ellentétben az 1D esettel. A gyakorlatban nem létezik egzakt analitikus, használható eljárás a 2D direkt feladat megoldására, és nincs általános elmélet a 2D értelmezés összefüggéseinek megállapítására sem.

Létezik néhány gyors közelítő rendszer az indukciós egyenletek integrális alakjainak átdolgozására, amelyek valóban gyors megoldást eredményezhetnek, azonban nem garantálják az adatok megfelelő illeszkedését. A legmegfelelőbb megoldások a Jacobi-mátrix számításával lehetségesek, amely számos linearizált iteratív megoldást tesz lehetővé az EM inverz probléma megoldására (Parker, 1994; Siripurvaraporn és Egbert, 2000; Rodi és Mackie, 2001). Például a reciprocitáson alapuló közelítés módszerek tökéletesíthetik a Jacobi-mátrix számításának hatékonyságát, azonban jelentősen megnövelik a számításhoz szükséges időt és memóriát.

A különféle közelítő számítások lehetőséget biztosítanak a 2D inverzió még gyakorlatiasabb alkalmazására, így pl. az adatok érzékenységén alapuló (Smith és Booker, 1991), az adattávolság parciális érzékenységének számításán alapuló linearizált (Siripunvaraporn és Egbert, 2000), valamint a Jacobi-mátrix direkt minimalizációján alapuló nemlineáris konjugált gradiens (NLCG) közelítésekre (Press *et al.*, 1986; Rodi és Mackie, 2001) .

A felszínközeli inhomogenitások bonyolultsága (főleg a galvanikus torzulás, azaz a frekvencia-független „statikus eltolódás" révén) kihívást jelent a 2D inverz leképezésben, ahol egy egyszerű 2D modell voltaképpen nem képes kifejezni a valós regionális csapásirányú szerkezetek igazi felépítését. Egyre inkább előtérbe kerül a fázisadatokhoz illesztés, amely az ellenálláshoz illesztéshez képest kevésbé függ a torzításoktól.

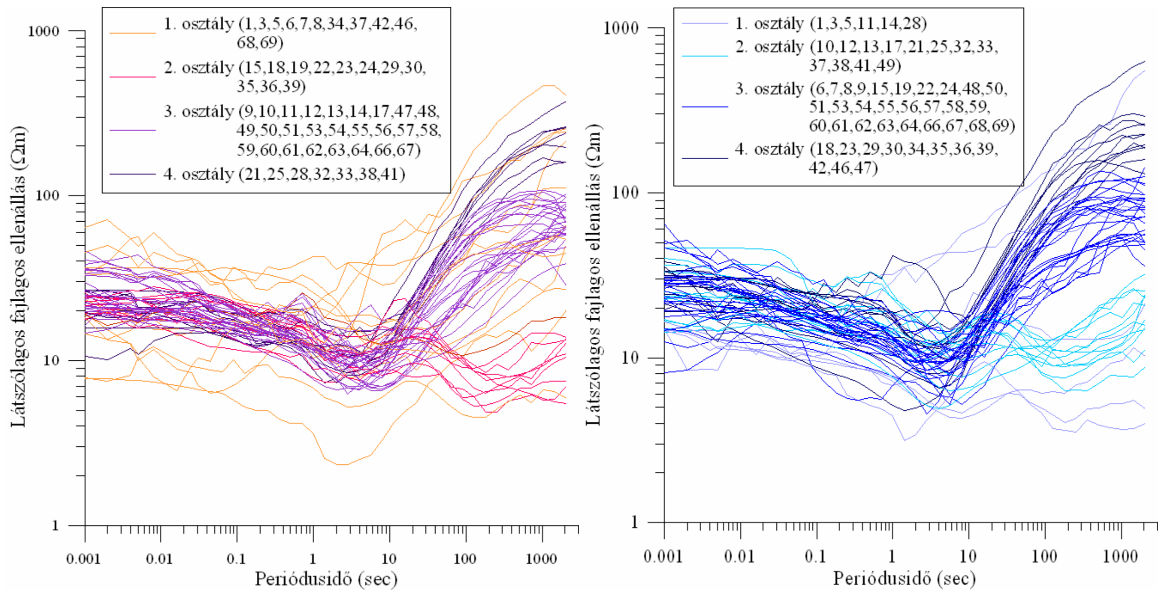
Egy további nagyon fontos probléma is felmerülhet, mégpedig a vezetőképesség-anizotrópia kérdése, amely előfordulhat akár a kéregben, de a felső köpenyben is. Léteznek ugyan inverziós kódok az anizotrópia jelenségének figyelembe vételére, de a jelenségek valódi megértése és közelítő módszerek gyakorlati alkalmazása még a jövő feladata (Gubbins *et al.*, 2007).

A fenti problémák ellenére is jelenleg a 2D inverzió a leggyakrabban alkalmazott inverziós eljárás a magnetotellurikában.

IX.1.3.1 2D inverziós eredmények a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén

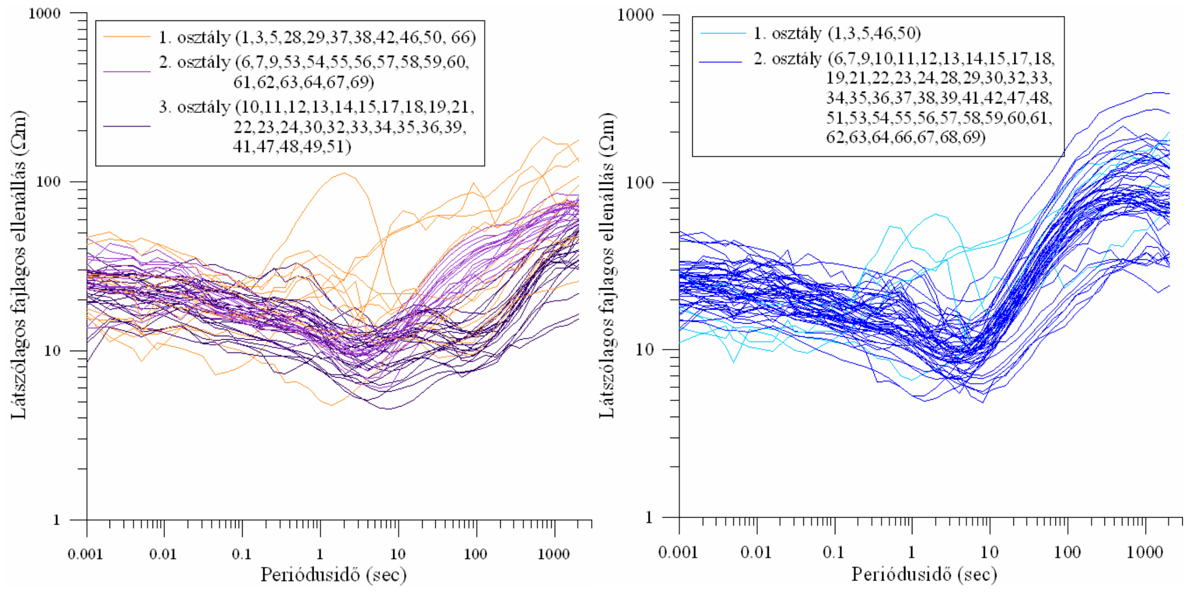
A fejezetben részletesen ismertetem a CELEBRATION-07 MT szelvény 2D inverziós eredményeit és a kapcsolódó komplex eredményeket. Ahhoz, hogy a megfelelő előfeldolgozásokat megtegyük, alapvető feltétel az adatrendszer komplex ismerete, az ehhez szükséges vizsgálatok elvégzése.

Megvizsgáltam a szondázási görbék lefutását, hogy egyrészt áttekintést kapjak azok ellenállás-eloszlásáról, másrészt – mivel rövidperiódusú felszínközeli mérések nem álltak rendelkezésre a „statikus eltolódás” korrekciójához – torzító hatás jelenlétére utaló jeleket is kerestem (86-87. ábra). Az 1D inverzióhoz hasonlóan a forgatási irányokra itt is az ott definiált **(1), (2), (3)** esetek érvényesek.
A szondázási görbék lefutása jól tükrözi a szelvénymenti ellenállás-eloszlás inhomogén jellegét, emellett összetett információt is hordoz a görbék karakterisztikájáról és – a két polarizáció különbsége révén – az anizotrópiáról is.



86. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény szondázási görbéi, mérési irányoknak megfelelő eset (1): bal - ρ_{xy} (TE mód); jobb - ρ_{yx} (TM mód)

Az esetek közül csak az **(1)**-t és **(3)**-t vizsgáltam, hiszen a **(2)** eset voltaképpen két szélsőértéknek megfelelően különíti el a szondázási görbéket, így azok lefutása a másik két esetből kikövetkeztethető. A látszólagos fajlagos ellenállás görbék a 86. ábrán látható négy osztályba sorolhatók. Az **(1)** esetben (azaz az eredeti ρ_{xy} és ρ_{yx} görbék alapul vételével) mindkét polarizációt figyelembe véve (86. ábra) a görbék eloszlása hasonló, de az azonos osztályhoz tartozó MT állomások a két mód esetében különböznek egymástól (1. osztály – 3 db, 2. osztály – 0 db, 3. osztály – 18 db, 4. osztály – 0 db). Ennek az az oka, hogy egy előre kiválasztott mérési irány nem feltétlenül esik egybe a fő szerkezeti irányokkal, így az ellenállás-eloszlás sem ad teljes képet a valós geológiáról. Az ábrákon feltüntetett 1 osztályú görbesereg – szinte kivétel nélkül – mindig a zajos, hibás vagy osztályba nem sorolható szondázásokat tartalmazza.
Míg a mérési irányoknak megfelelő rendszer TE vagy TM mód kiválasztása véletlenszerű, ugyanez a **(3)** esetben sokkal harmonikusabb rendszert alkot. Ha a fő szerkezetirányba forgatott **(3)** görbéket nézzük (87. ábra), akkor megállapítható, hogy a görbék jellege kevésbé szerteágazó, és tényleg az adott trendnek megfelelő lefutást képviselik.



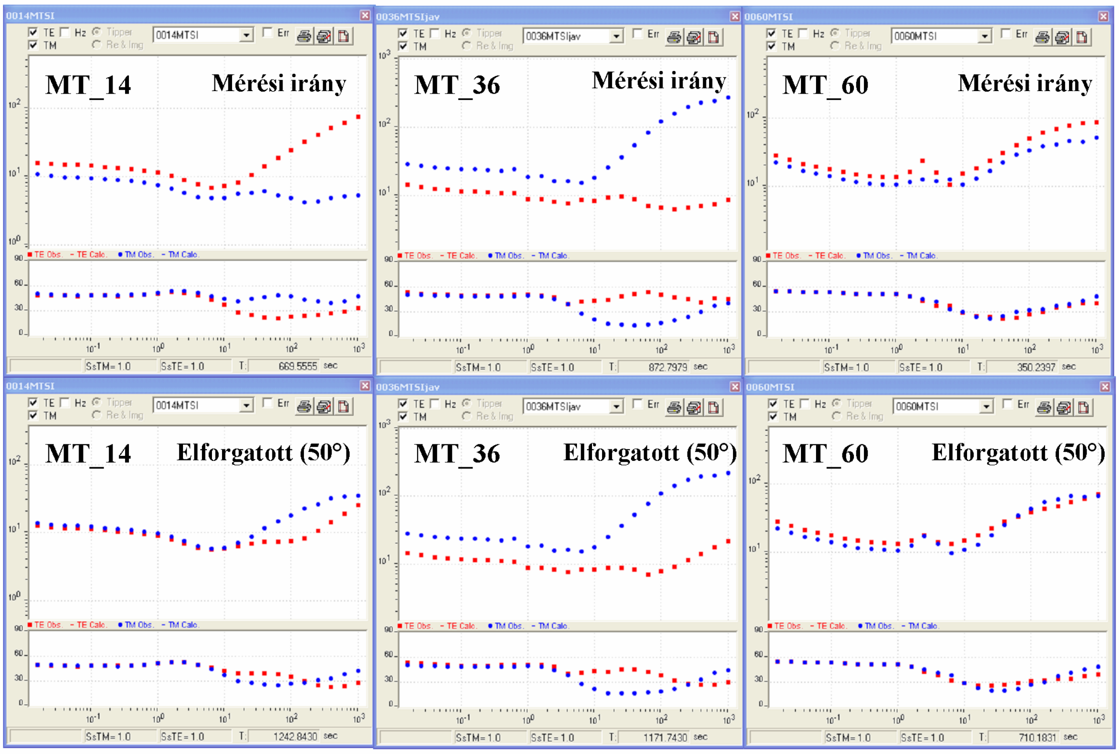
87. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény szondázási görbéi, szerkezet irányú esete (3): bal - ρ_{xy} (TE mód) , jobb – ρ_{yx} (TM mód)

A „statikus eltolódás” és az anizotrópia további veszélyt és félreértértelmezési lehetőséget jelent a 2D inverz probléma megoldásakor. Vizsgáltam a „statikus eltolódás” jelenlétét és statisztikai eloszlását a szelvény mentén. Vizuálisan megállapítottam, hogy a szondázási görbék közül melyek szenvedhetnek galvanikus torzuláshoz köthető ún. „statikus eltolódást”. Figyelembe vettem a fázisadatok lefutását is, ugyanis ezek alapján az eltolódás könnyen felismerhető, amennyiben az ellenállás görbék egymáshoz képest – hasonló dinamikájuk megtartása mellett – relatíve egy konstans értékkel el vannak tolódva, de az impedancia fázisa együtt fut (88. ábra – MT_60). Erre mutat példát a 88. ábra a szelvény mentén kiválasztott három MT állomás függvényében. Érdekes, hogy a szerkezetirányú forgatás során egyes esetekben a „statikus eltolódás” megszűnik, viszont a fáziseltérés ugyanúgy megmarad (88. ábra - MT_14).

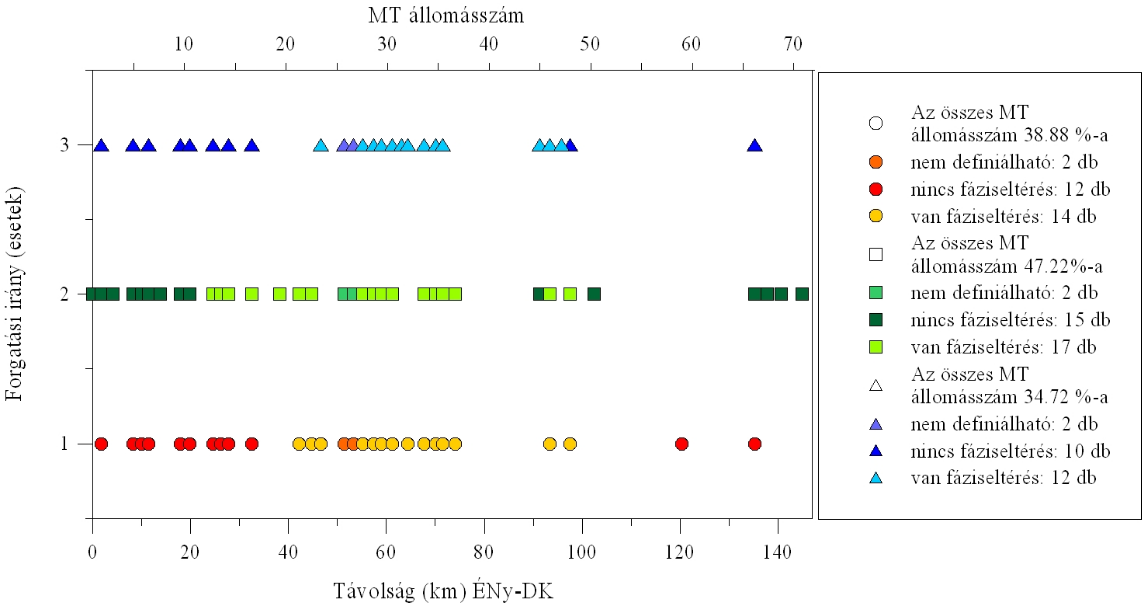
A „statikus eltolódás” statisztikai eloszlásának vizsgálatához a szelvény mentén a forgatási irányok eseteire feltüntettem azokat az MT állomásokat, amelyeknél „statikus eltolódást” tapasztaltam (89. ábra). Az ilyen MT állomások főként a szelvény közepe felé sűrűsödnek, emellett az első harmadban, valamint néhány esetben pedig a végén is megjelennek.

Százalékosan kifejezve az **(1)** esetben ezek száma a teljes MT állomásszámhoz mérten 38.88 %, a **(2)**-ben 47.22 %, míg a **(3)**-ban 34.72 %. A 89. ábra jobb oldali oszlopában összegeztem a fáziseltérés és a fáziseltérés nélküli állomások számát is. Jól látható, hogy fáziseltérés főként a szelvény középső szakaszán található MT állomásokhoz tartozik, így valószínűleg itt várhatunk, 3D galvanikus torzítást okozó inhomogenításokat, esetleg tektonikai indikációt.

A 2D inverzió során a statikus eltérést figyelembe vettem. Mivel 5-10% körüli eltérésnél nagyobbat nem tapasztaltam a „statikus eltolódást” az alkalmazott programba (WinGLink) beépített átlagoló statisztikai módszerrel korrigáltam. A galvanikus torzulás okozta hatások mellett az anizotrópia $(\rho_{xy(TE)} / \rho_{yx(TM)})$ is tükrözi adatrendszerünk minőségét. A 90. ábrán a távolság (ÉNy-DK) függvényében ábrázoltam a **(3)** eset fajlagos ellenállás értékeit és két kiválasztott periódusra meghatározott (512 s, 1024 s) anizotrópia értékét.

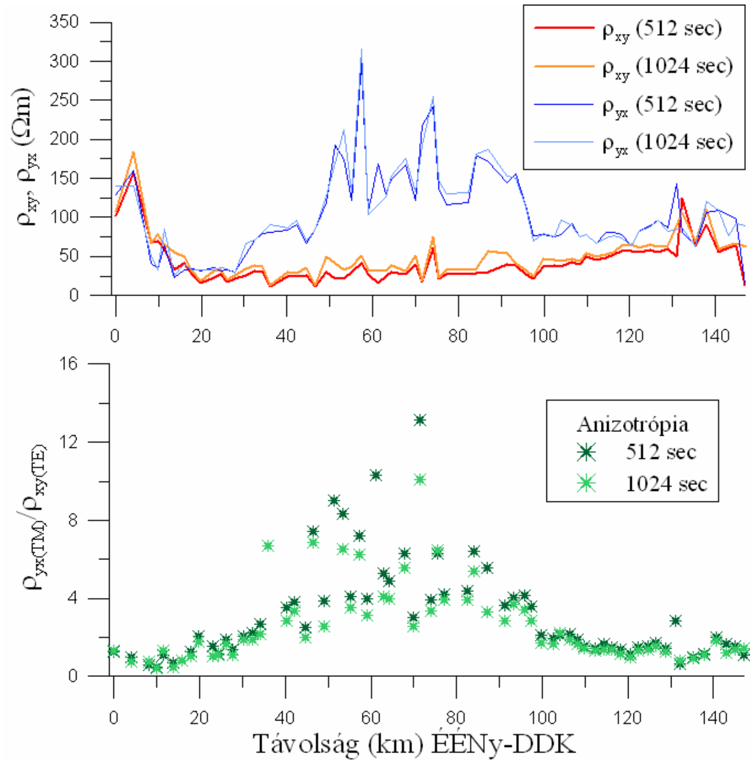


88. ábra: „Statikus eltolódás" két fajtája: MT_14 és MT_36 – fázisfüggő, MT_60 fázisfüggetlen



89. ábra: „Statikus eltolódást" szenvedett MT görbék a szelvénymenti helyén a forgatási irányok háromféle rendszere esetén

A szelvény közepén karakterisztikusan nagy és változékony anizotrópia, valamint a $\rho_{yx(TM)}$ esetében relatíve magas ellenállás értékek jelenek meg. Az anizotrópia a szelvény első és harmadik harmadában mindkét perióduson azonos lefutású és 2 körüli anizotrópia értékkel jellemezhetőek. A belső harmadban ugyanakkor az anizotrópia sokkal változatosabb és akár nyolcszorosa is lehet a széleken tapasztalt értékeknek. A vizsgálat során kiderült, hogy a polarizációs irányok, a forgatási rendszerek megválasztása, valamint a statikus eltérés és az anizotrópia jelensége kritikus pont lehet a 2D feldolgozás további lépéseihez, hiszen annak nem megfelelő megválasztása megkérdőjelezi az eredmény realitását.



90. ábra: A **(3)** eset fajlagos ellenállás és anizotrópia értékei a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén (T = 512 s és T =1024 s-ra)

A 2D CELEBRATION-07 MT szelvény értelmezéséhez két különböző elven működő inverziós eljárást alkalmaztam. Az egyik a nemlineáris konjugált gradiens (NLCG) közelítés (Press *et al.*, 1986; Rodi és Mackie, 2001), amely az alkalmazott WinGLink nevű komplex elektromágneses feldolgozó program beépített inverziós eljárása (későbbiekben **A**-típus). A másik az adattávolság parciális érzékenységének számításán alapuló linearizált közelítés 2D változata (Siripunvaraporn és Egbert, 2000, 2005), amely a REBOCC nevet viseli (későbbiekben **B**-típus). Az **A** típusú inverziós eljárás során az 1D feldolgozásnál ismertetett mindhárom, forgatási iránynak megfelelően végeztem az invertálást. Itt lehetőség nyílt a H_z geomágneses átviteli függvény figyelembevételére is. Az inverzió plorizáció szerinti bontásban, valamin azok közös figyelembe vételével elvégezhető (rövidítve BI vagyis az angolból eredendően bimodal). A kezdeti modellparaméterek korrekt megválasztásához vizsgáltam a felvett rács kis és nagyfrekvenciás érzékenységét (Prácser, 2007). A felvett logaritmikusan növekvő rácstávolság a tapasztalatok szerint a kis frekvenciás változásokra sokkal inkább érzékenyebben reagál, mint a nagyfrekvenciás jelekre. Ezt figyelembe vettem a feldolgozás során.

Az inverziós eljárásokhoz kétféle kezdeti modellt: homogén és rétegzett félteret választottam. Az **A** esetben a kétféle kezdeti modellből kiindulva nem tapasztaltam lényeges különbséget, és a modelltávolság mindkét esetben jól közelítette az előírt értéket (1.00). A **B** esetben inkább a rétegzett féltér bizonyult megfelelőnek.

A 13. táblázatban az inverziós megoldások modelltávolság értékei láthatók. Az **A** típusnál mind a három forgatási eset során kapott értékeket feltüntettem, és a legkisebb modelltávolságot a **(3)** esetben tapasztaltam, így reális megoldásnak ezt fogadtam el (vastagon jelölve). Ezek közül is a Hz konjugált és statikus eltérésre korrigált megoldások során kaptam alacsony modelltávolság értéket. A **B** típusnál csak a fő szerkezeti irányba forgatott eset értékei szerepelnek.

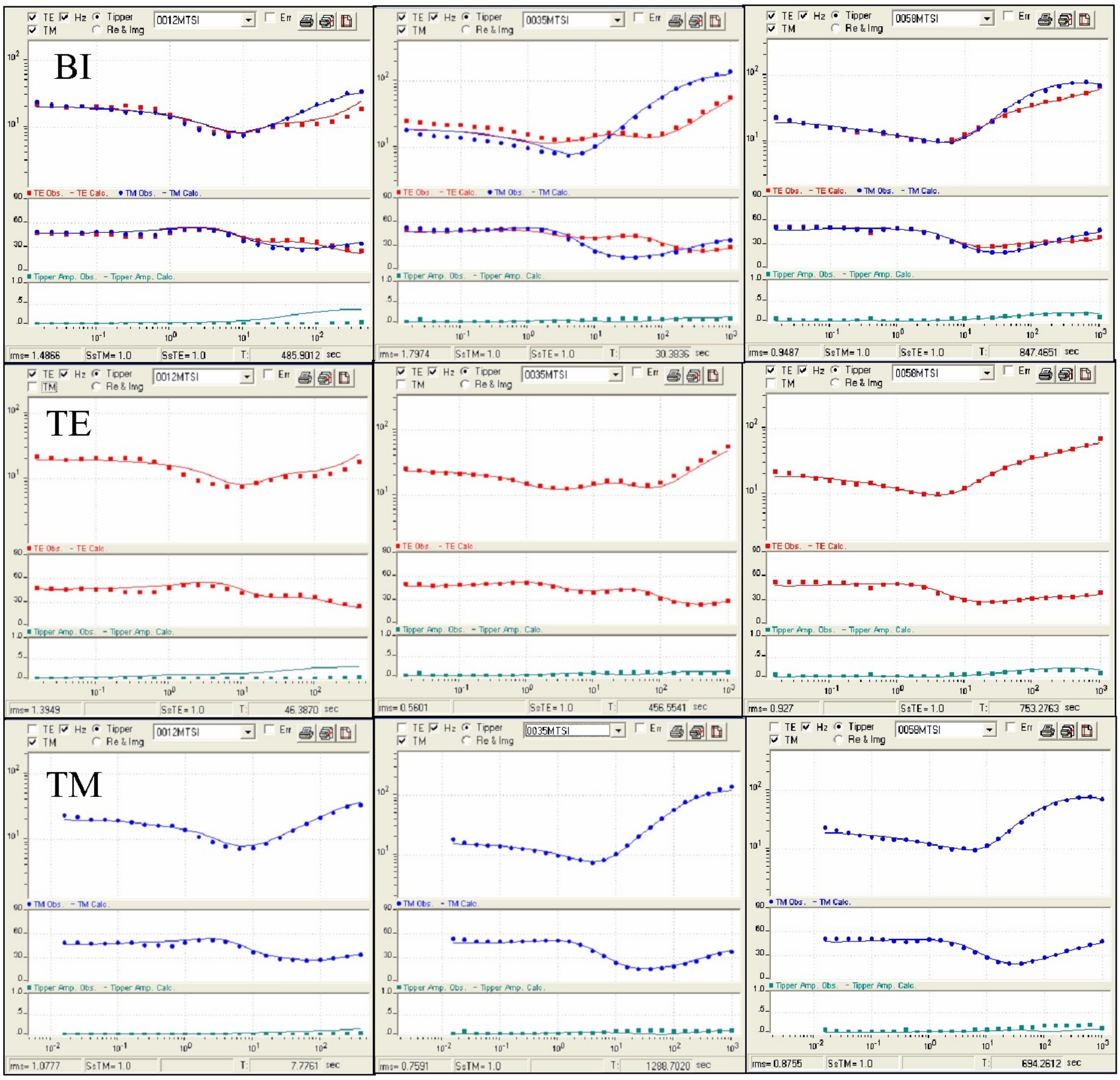
A **B** típusú inverzióban lehetséges az adatmátrix érzékenységének megválasztása, így a kísérletek során számos megoldás született. A számítások modelltávolság-értékei kevésbé közelítették a megadott 2.05 értéket, így ezeket fel sem tüntettem a táblázatban. Korrekt megoldásnak Prácser Ernő ugyanezen program segítségével kapott eredményét fogadtam el (Kiss *et al.*, 2008). A tökéletes numerikus egyezés a mért és a számított adatok között magába foglalja mind a fajlagos ellenállás, mind a fázis megfelelő illeszkedését. A szelvény mentén kiválasztottam három jellemző MT állomást, hogy bemutassam a mért és számított adatok illeszkedését. Az **A** típusú inverzió esetében a 91. ábra szemlélteti a kiválasztott MT állomások BI, TE és TM inverziós illeszkedést a mért és számított adatok között. Jól látható, hogy főként a fázishoz illesztés a megfelelő, az ellenállásnál tapasztalható némi eltérés. A fázisra való illeszkedés előnye, hogy kevésbé függ a torzításoktól, így nagyobb biztonsággal alkalmazható robusztus geológiai szerkezetek leképezésére. A teljes szelvénymenti illeszkedés bemutatására a mért és számított pszeudo-szelvényeket is ábrázoltam (92. ábra). Az apróbb részletektől eltekintve a mért és számított adatok illeszkedése megfelelő, amint azt a modelltávolság érékei is bizonyítják (BI-1.91 , TE – 1.34, TM – 1.39).

Az 1D inverziós feldolgozáshoz hasonlóan, végeztem el a 2D inverz eredmények medencealjzat-leképezésének vizsgálatát. A Kilényi és Šefara (1991) medencealjzat és a 2D inverziós medencealjzat-értékek összehasonlítása látható a 93. ábrán. A 2D inverzió során számított medencealjzat-értékeinek szórása alapján a TM mód közelíti legjobban az alapul vett medencealjzat értékeket. Feltűnő azonban, hogy az 1D inverziós szórásértékek sokkal kisebbek, főleg az **A** típusú inverzió esetén, bizonyítva ezzel, hogy a Pannon-medence üledékes medencealjzatának leképezése 1D inverzióval is eredményes lehet.

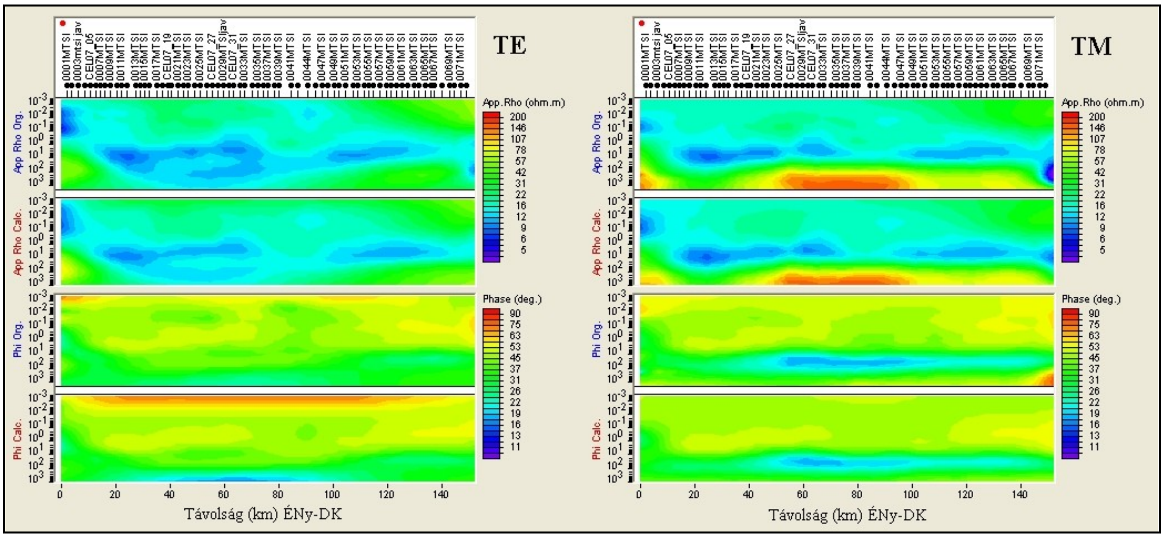
A 94-95. ábrákon már maguk az invertált szelvények láthatók: a kétmódusú (bimodal), valamint a kétféle polarizációs (TE és TM) inverziós megoldások. A két inverziós típus közötti eltérések főként a TM polarizáció esetében nagyok, ennek következtében a különbségek az automatikus bimodal inverzióban is megjelennek. A medencealjzat leképezése mellett a TE mód inverziós eredménye nagy vezetőképességet, míg a TM mód főleg nagy ellenállást indikál. Következésképpen az automatikus közös inverzió nagy vezetőképességű és nagy ellenállású vertikális zónák váltakozását eredményezi. Az alkalmazott BI+Hzkonj (STSH) inverzió eredményeit ezért csak kritikával szabad fogadni, hiszen elsősorban a TM nagy ellenállás értékei dominálnak benne (töltéshatás a jólvezető oldalán (Ádám, 1987; 2001)). Ez a jelenség valószínűleg a regionális geológia 2D-től eltérő jellegének tulajdonítható. Elképzelhető, hogy itt 3D szerkezettel van dolgunk, amire már az anizotrópia értékei is utaltak.

Forgatási irány	**Polarizáció**	**RMS**	
		NLCG **(A)**	REBOCC **(B)**
(1)	TE	2.88152	
	TE + Hz konj	**2.65712**	
	TE + STSH	3.77151	
	TE + Hz konj + STSH	3.5524	
	TM	2.36306	
	TM + Hz konj	**2.09137**	
	TM + STSH	2.965375	
	TM + Hz konj + STSH	**2.09137**	
	BI	3.3022	
	BI + Hz konj	3.72523	
	BI + STSH	4.564073	
	BI+ Hz konj + STSH	**2.92934**	
(2)	TE	1.73833	
	TE + Hz konj	**1.2248**	
	TE + STSH	1.73807	
	TE + Hz konj + STSH	2.21769	
	TM	1.9468	
	TM + Hz konj	1.37701	
	TM + STSH	1.94651	
	TM + Hz konj + STSH	**1.376903**	
	BI	2.65022	
	BI + Hz konj	2.15841	
	BI + STSH	2.65002	
	BI + Hz konj + STSH	**2.158384**	
(3)	TE	1.88758	
	TE + Hz konj	1.344233	
	TE + STSH	1.887297	**2.6446**
	TE + Hz konj + STSH	**1.344132**	
	TM	1.96173	
	TM + Hz konj	1.394341	
	TM + STSH	1.961478	2.8379
	TM + Hz konj + STSH	**1.394235**	
	BI	2.33695	
	BI+ Hz konj	**1.911682**	
	BI + STSH	2.336802	3.0704
	BI+ Hz konj + STSH	2.17689	

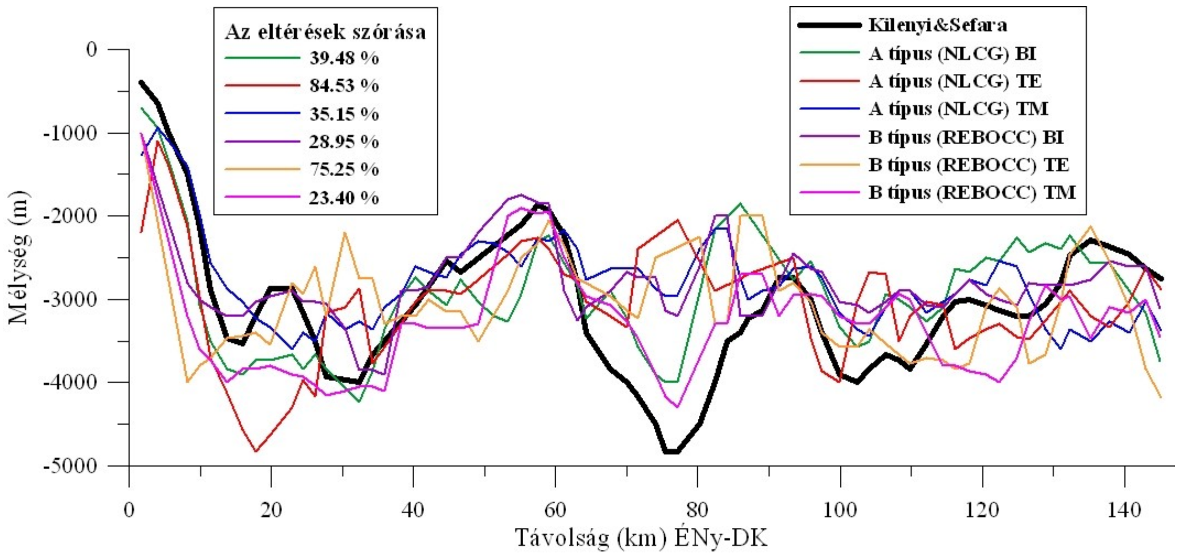
13. táblázat: A CELEBRATION-07 MT szelvény 2D inverziós eredményeinek modelltávolság értékei (RMS). (BI = bimodal, Hz konj = Hz konjugált, STSH = automatikus statikus eltérés korrekció („static shift”)



91. ábra: Az **A** típusú inverzió Bimodal (BI), TE és TM polarizációs eredményeit illusztráló, tetszőlegesen kiválasztott három MT állomás (12, 35, 58), a mért és számított adatok (ellenállás, fáziszög, Hz tipper amplitúdó) illeszkedése a periódusidő függvényében



92. ábra: Az **A** típusú inverzió TE és TM polarizációra vonatkozó, ellenállás- és fázis pszeudoszelvényei. Páronként felül a mért, alul a számított pszeudoszelvény látható

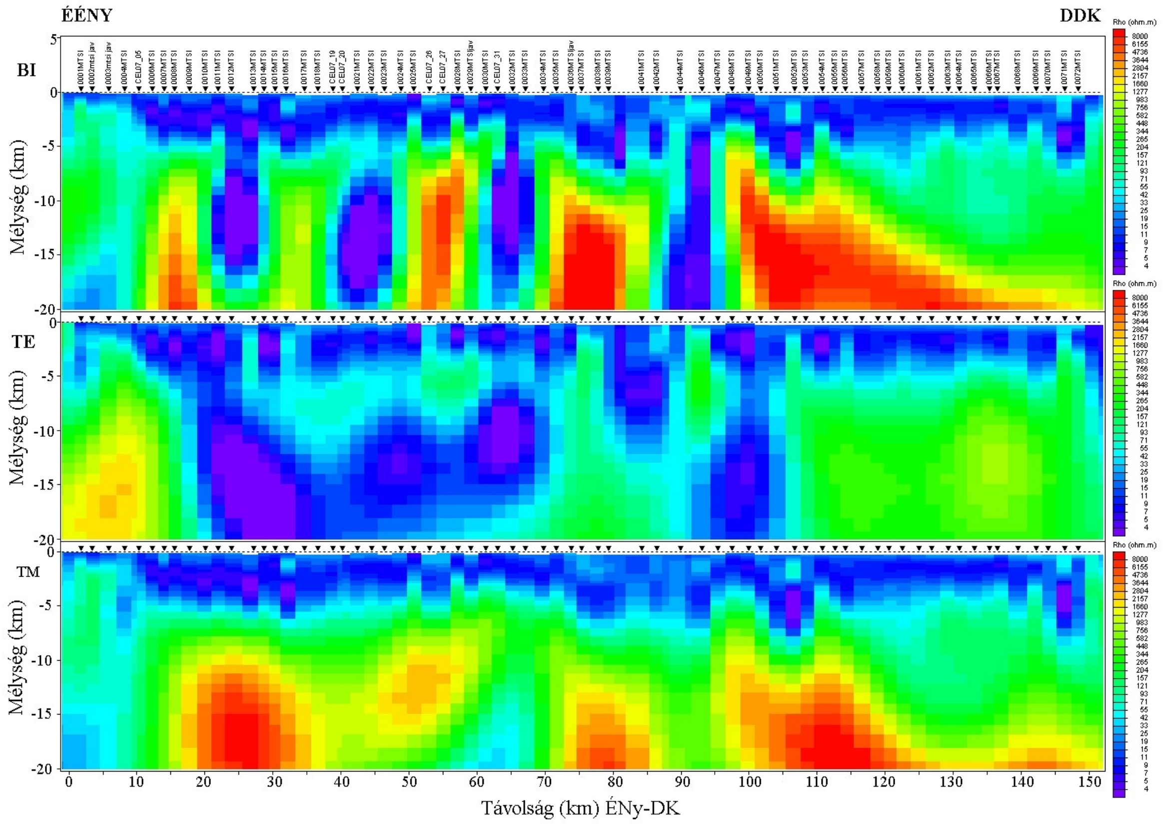


93. ábra: A medencealjzat leképezés 2D inverziós eredményeinek összehasonlítása. Az eltérések szórása a Kilényi és Sefara (1987) medencealjzat-értékekhez képest

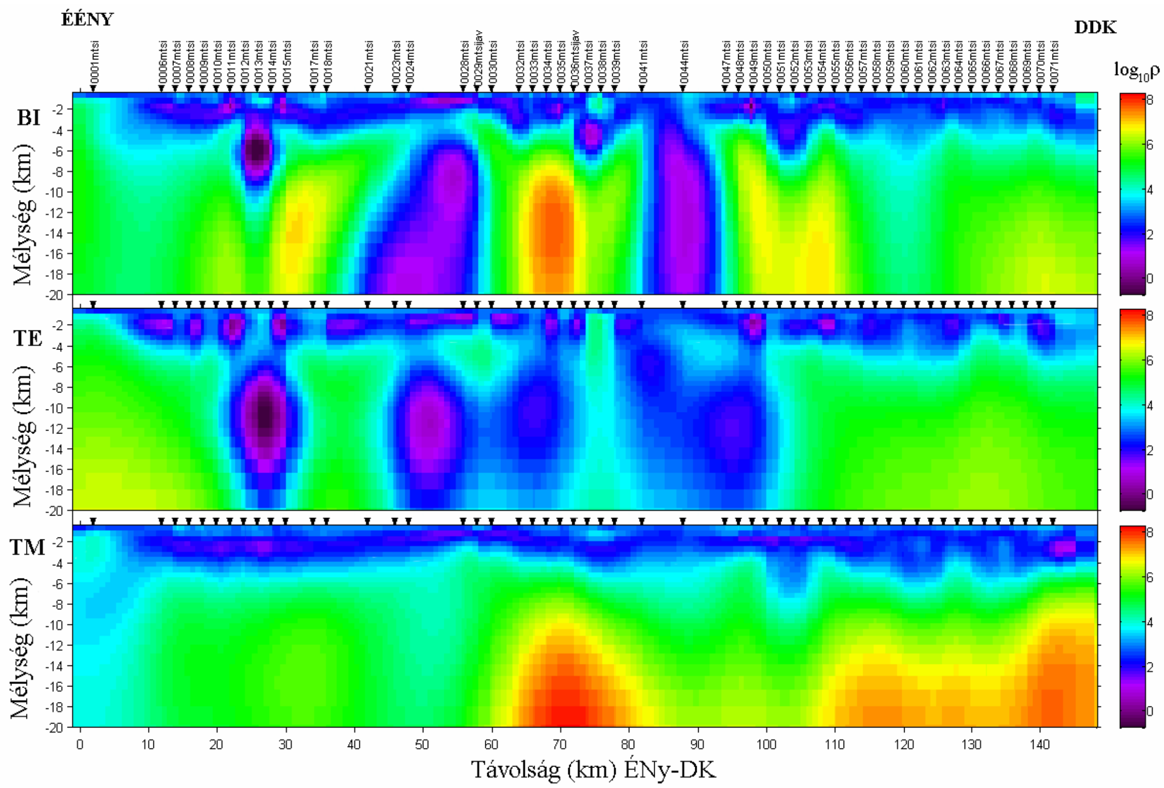
Az említett probléma mellett valószínűleg külön lenne érdemes kezelni a két polarizációt. Egyszerű szabályként említhető – és erre numerikus modellezési eredmények is utalnak (Ádám, 1987) – hogy a TM mód a felszínközeli magas ellenállású képződményekre (jelen esetben a medencealjzatra) érzékeny, míg a TE mód inkább a nagy vezetőképességű felső kéregbeli anomáliákra. Ha figyelembe vesszük az inverzió során kapott modelltávolság értékeket, matematikai szempontból a TE mód van a közelebb a valós geológiai modellhez. A bimodal inverzió változékony ellenállás-eloszlása helyett reálisabbnak tűnik a TE megoldás, főként ha figyelembe vesszük, hogy a TE mód a mélyszerkezetre, a jólvezető kéregbeli anomáliákra jobban érzékeny. Az **A** és **B** típus TE polarizációs megoldásai voltaképpen nem különböznek egymástól, annyi azonban megfigyelhető, míg az **A** típus jólvezető zónái inkább összemosódnak, addig a **B** típus esetében viszonylag szeparáltan jelennek meg.

A fúrások alapján szerkesztett áttekintő földtani szelvényt összehasonlítva az inverziós eredményekkel, a medencealjzatra elég jó egyezés adódik (96. ábra). A magnetotellurikus szerkezeti jellegek a szelvény mentén az ismert földtani szerkezetek, határvonalak helyzeténél jelennek meg. Így a Lovászi-hát (45-65 km) oldalága mentén megjelenő jólvezető anomáliák megfelelnek a Balatonfő- és a Balaton-vonal beívelő tektonikai törési vonalainak hatásával. Ugyanígy jó egyezést találunk és a Somogyi-árok és a 95-100 km környékén található jólvezető zónák között, amely a Közép-magyarországi vonal indikációját mutatja (Ádám *et al*., 2007).

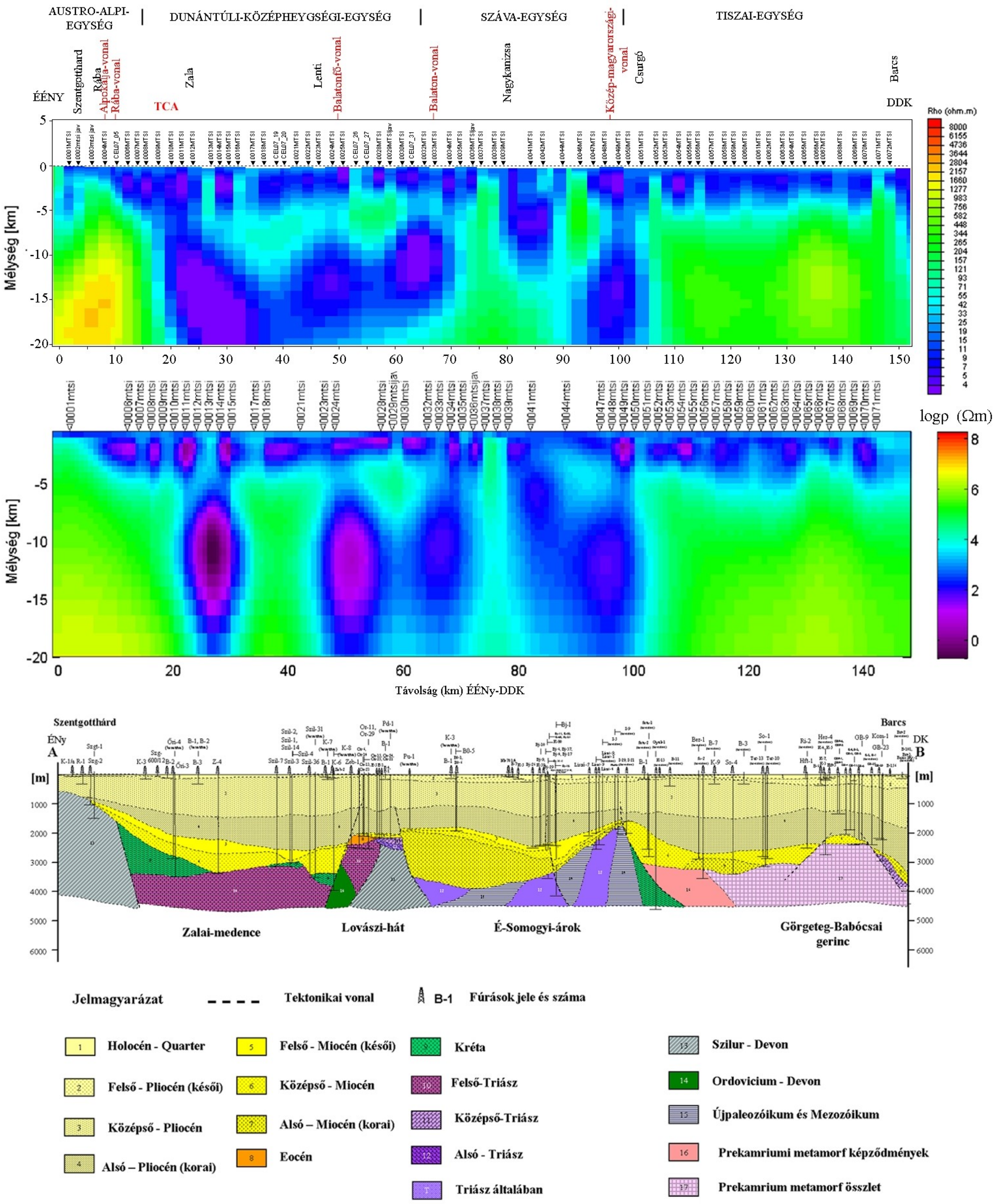
A szelvény 20-30 km közötti Zalai-medencéhez tartozó részen nagy vezetőképességű zónának több magyarázata is lehet. Egyrészt az Alpokalja- vagy a Rába-vonal hatása, esetleg együttes hatásuk lehet, másrészt viszont megfelelhet a Dunántúli Vezetőképesség Anomália (Transdanubian Conductivity Anomaly - TCA) extrapolált, elnyúló hatásának (Ádám *et al*., 2005).



94. ábra: Az (A) típusú 2D inverzió BI, TE, TM eredményeinek blokkmodelljei

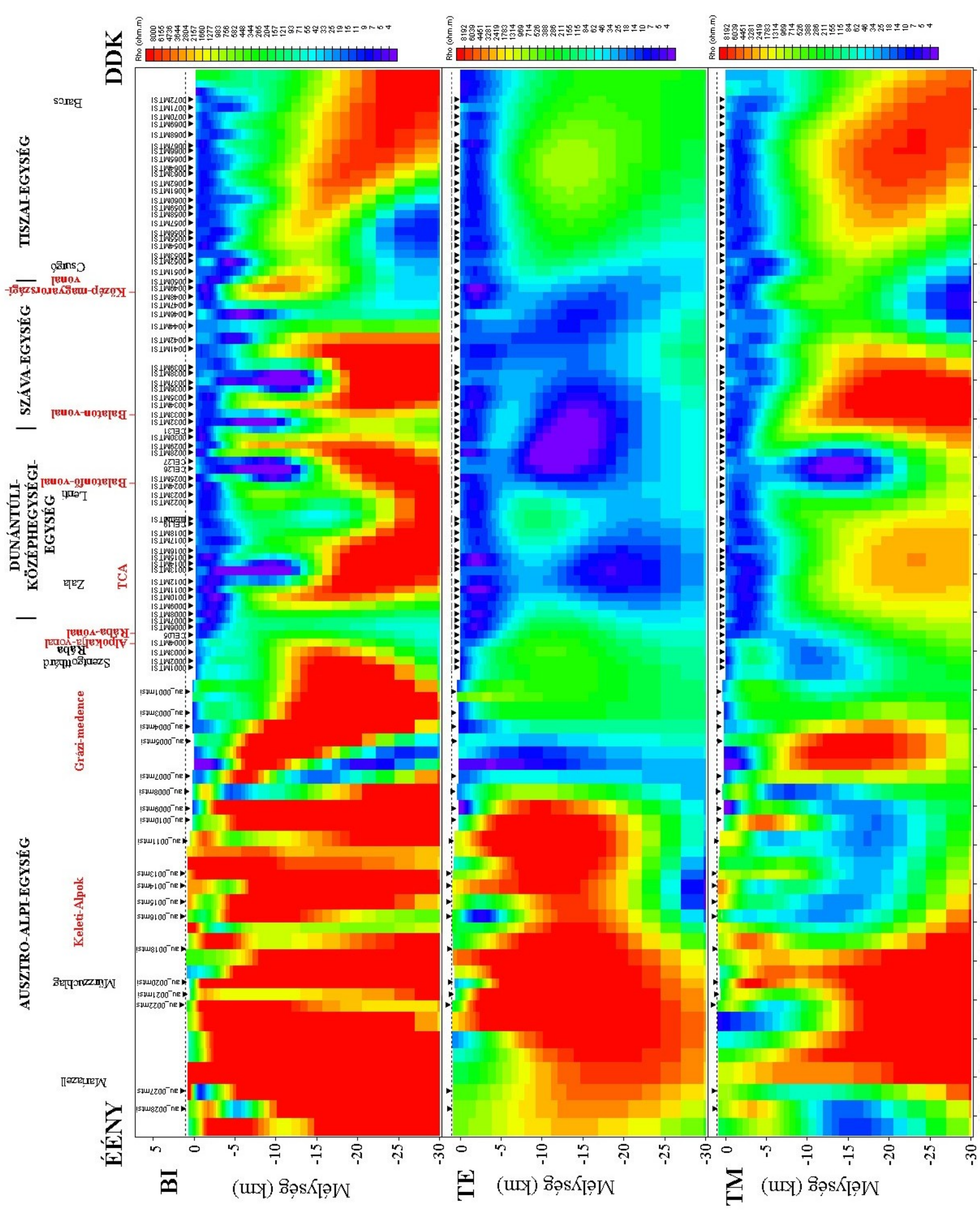


95. ábra: Az (B) típusú 2D inverzió BI, TE, TM eredményeinek blokkmodelljei



96. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény TE adatainak 2D inverziós, NCLG és REBOCC módszerekkel kapott eredményei és a szelvénymenti fúrások alapján szerkesztett áttekintő földtani szelvény

A CELEBRATION-07 szeizmikus szelvény osztrák szakasza a Gráci-medence peremétől egészen a cseh határig fut. A magnetotellurikus mérések folytatása a CELEBRATION-07 szelvény osztrák szakaszán 2006-ban valósult meg (78. ábra). Összesen 32 MT állomáson mértünk, de a feldolgozáshoz csak 19 MT állomást használtunk fel. Körülbelül 100 km hosszan tehát 3-5 km-ként vannak MT szondázási görbéink. Az adatok az osztrák szakaszon jóval zajosabbak, amelynek oka egyrészt a hegyvidéki domborzat, másrészt az e völgyekben koncentrálódó elektromágneses zaj. Az értekezésben a CELEBRATION-07 MT szelvény ausztriai folytatásáról csak a 2D inverziós eredményeket mutatom be, az 1D inverziós eredményeket nem tárgyalom. A 2D inverziós feldolgozáshoz az **A** típusú inverziót alkalamaztam, közös (bimodal) és a polarizációk (TE , TM) szerinti bontásban. Az eredmények a 97. ábrán láthatók: a modelltávolság értékei a következők (RMS): BI – 4.1218, TE – 2.6278, TM – 2.4159. A CELEBRATION-07 MT szelvény magyarországi szakaszának 2D inverziós eredményeihez hasonlóan, az automatikus bimodal inverzió a szelvény mentén igen változékony ellenállás-eloszlást mutat. A szelvény magyarországi szakaszának üledékes medencéje az osztrák szakaszon a Gráci-medencéig követhető (-30 km), utána az Alpok nagy ellenállású (2000-8000 Ωm) képződményei dominálnak.

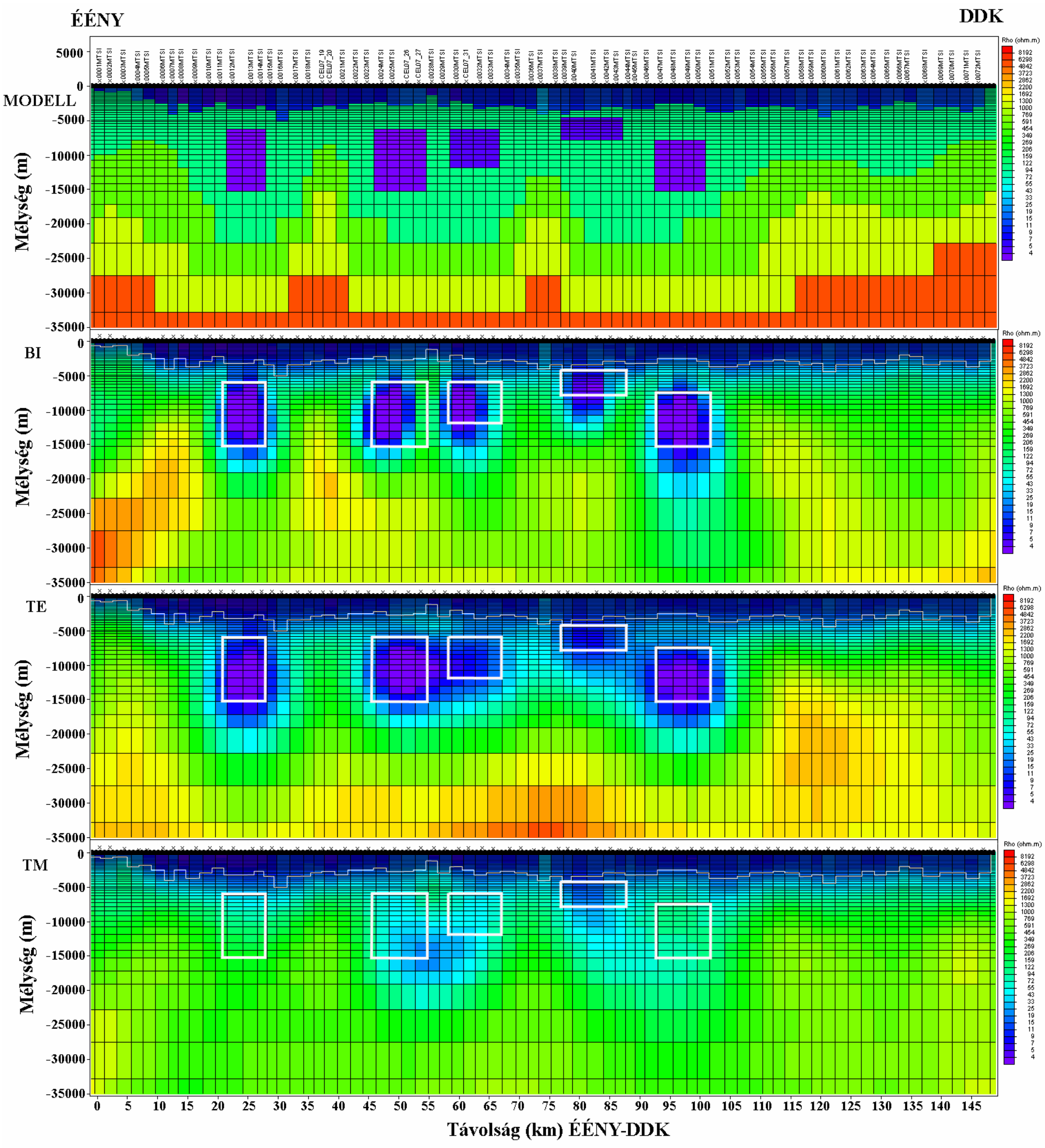


97. ábra: A teljes CELEBRATION-07 MT szelvény (osztrák és magyar szakasz) A típusú 2D inverziójának eredménye. Modelltávolság értékek (RMS): BI – 4.1218, TE – 2.6278, TM – 2.4159

A TE mód az osztrák szakaszon a kéregben -35 km környékén jólvezetőt jelez, amely valószínűleg a Rába-, vagy az Alpokalja-vonal ÉNy-i beívelése lehet. A jólvezető szerkezetek hasonlóképpen indikálódnak, mint a magyar szakaszon (Ádám *et al.*, 2008).
A Gráci-medencét elhagyva javarészt az Ausztro-alpi-egység – kezdetben kristályos szerkezetű paragneisz (kvarcfillit) és ortogneisz váltakozása – dominál (-50-130 km), majd ettől északabbra már a mészkő és a dolomit képződményeké a szerep (97. ábra).

IX.1.3.2 2D numerikus modellezés a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén

A 2D inverziós eredmények alapján kijelölhető tektonikai vonalakról feltételezhető, hogy a törési zónák töredezett képződményeit valamilyen elektrolit (jólvezető) tölti ki, ezáltal magnetotellurikus szempontból nagy vezetőképességű zónaként indikálódnak.
Ez a részfejezet kísérletet tesz a CELEBRATION-07 MT szelvény geológiai (törési) szerkezeteinek modellezésére. A kapott 2D inverziós eredmények egy egyszerű rétegzett féltérbe ágyazott „dyke” rendszert jeleznek. A modellezett pretercier üledékes medencealjzat mélységértékeit az 1D inverzió (OCCAM-TE) mélységértékei adták. A „dyke”-okból álló rendszer egyéb paramétereihez a 2D TE inverzió (NLCG) eredményeit vettem alapul. A szintetikus 2D anomália számítást (direkt feladatot) a WinGLink program segítségével végeztem, 5%-os véletlen Gauss eloszlású zaj hozzáadásával.
A szintetikus modellezés és az ez alapján kapott 2D inverziós eredmények a 98. ábrán láthatóak. A zaj terhelés mellett a bimodal és a TE mód eredményei jó közelítést adtak, mind a medencealjzat, mind a terepi adatrendszerben észlelhető jólvezető „dyke”-ok helyzetére vonatkozólag. A medencealjzat leképezésére a három polarizáció (TE, TM, BI) között nem találtam lényegi különbséget. Amint várható volt, a jólvezető „dyke” rendszer leképezésében fő szerepe az E polarizációs (TE) megoldásnak van, amely mind mélység, mind az ellenállás kontraszt szempontjából jól korrelál a felvett modell paramétereivel. Ezzel szemben a H polarizáció (TM) csak a medence leképezésére bizonyult alkalmasnak, a jólvezető testeknek csak minimális hatása érzékelhető a szelvényen. A bimodal eset (BI) – mint automatikus inverziós megoldás – magában foglalja a TE előnyös és a TM részben hátrányos tulajdonságait. A BI és a TE közötti különbség, hogy míg a TE a testek helyzetére nézve, valamint az ellenállás értékükre és a nagy ellenállású aljzat ellenállás-eloszlására is egyaránt korrekt becslést ad, addig a BI csak a hatók helyzetét adja meg tökéletesen, az ellenállás értékeket elfogadhatóan, de a közeg leképezését már – a TM hatására – torzultan jelzi. A kapott modelltávolság értékek (RMS) a következők: BI = 0.4401, TM = 0.4148, TE = 0.4309. Az, hogy matematikailag a modell mennyire közelíti a mért adatokat, még nem minden esetben garantálja a valós geológiai modell meghatározását, lásd $RMS_{TM}<RMS_{TE}$.
A numerikus modellezés azonban megerősítette, hogy a 2D inverzióval lokalizált hatók a tektonikai zónák indikációi és helyzetük megfelel a törési vonalak pozíciójának.

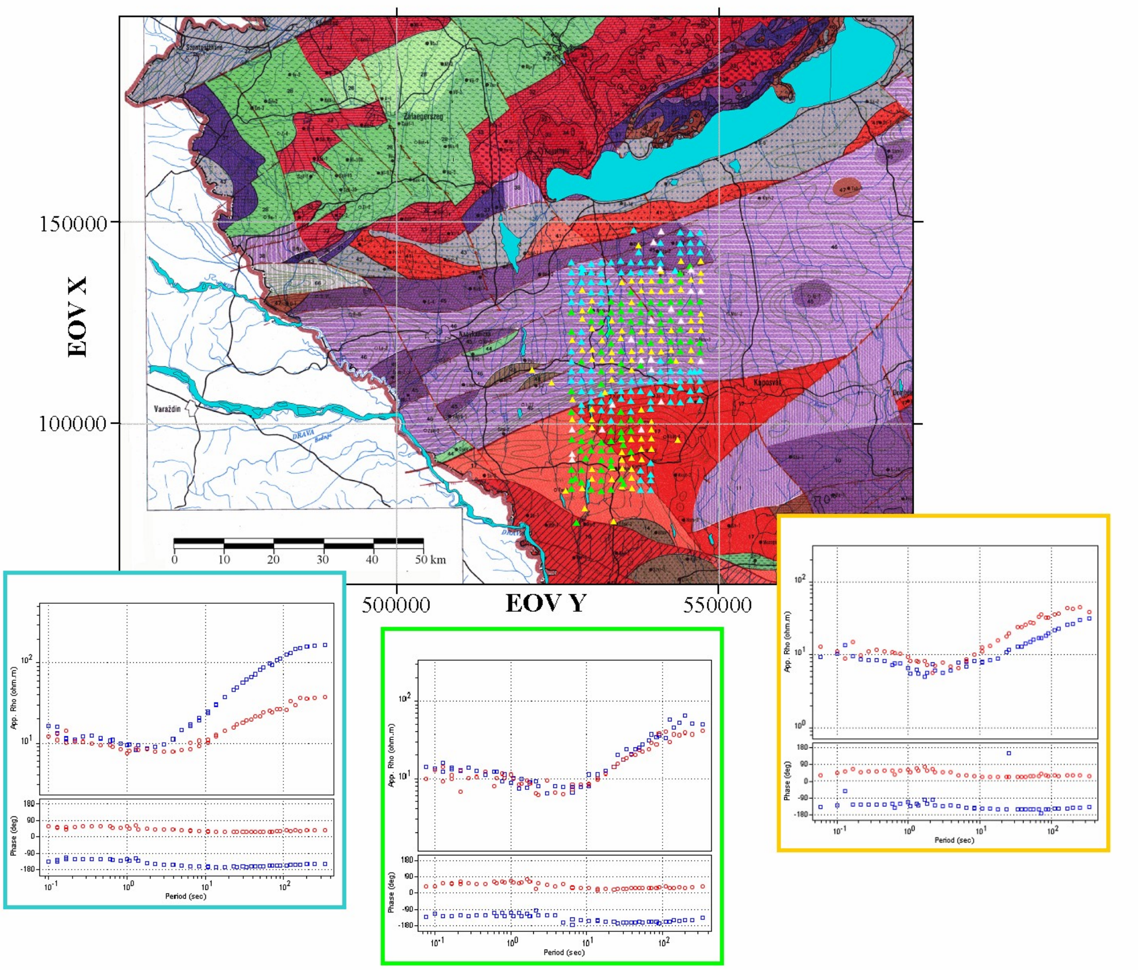


98. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény szintetikus modellje (5% Gauss zaj hozzáadásával kapott válaszfüggvény) és 2D inverziós eredményei

IX.1.3.3 A „nagyatádi" adatrendszer 2D inverziós eredményei

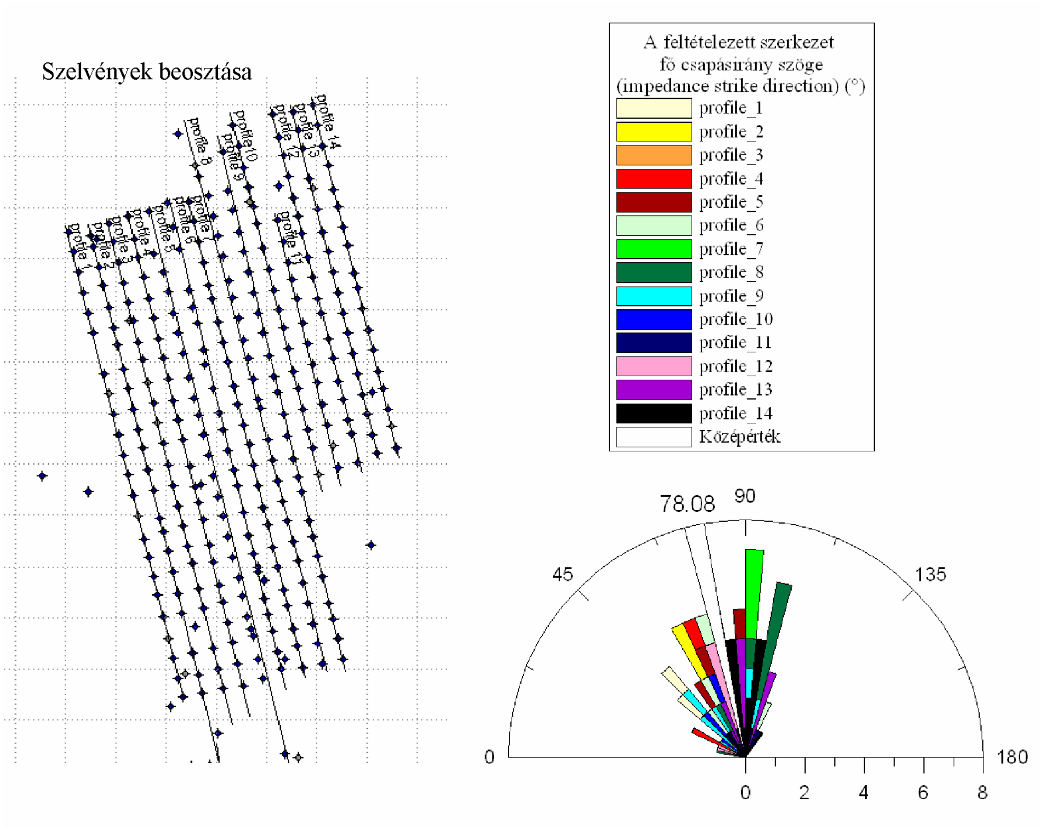
A „nagyatádi" adatrendszer 1D inverziója rámutatott arra, hogy a Pannnon-medence medencealjzatának leképezésere az 1D inverzió alkalmas módszernek bizonyult, és még mélytektonikai szerkezetekre is adott indikációt.

A adatrendszer szabályos hálózati pontjai a szelvénymenti feldolgozást lehetővé tették. A 2D inverzióhoz ÉD irányú szelvényeket állítottam elő, figyelembe véve a geológiai szerkezetek és nagyszerkezeti egységek feltételezett elhelyezkedését. Összesen 14 db szelvény mentén végeztem el a feldolgozást. Az adatrendszer szondázási görbéinek morfológiai besorolása látható a 99. ábrán. A görbék három különböző osztályt alkotnak, ezen belül a polarizációknak megfelelő szondázási görbék lefutása eltérő. A nagyobb eltéréssel rendelkező szondázások (kék) főként a terület északi és középső területén találhatók, az azonos, illetve csekély mértékű eltérést mutató görbék (zöld, sárga) pedig a köztes területet fedik le.



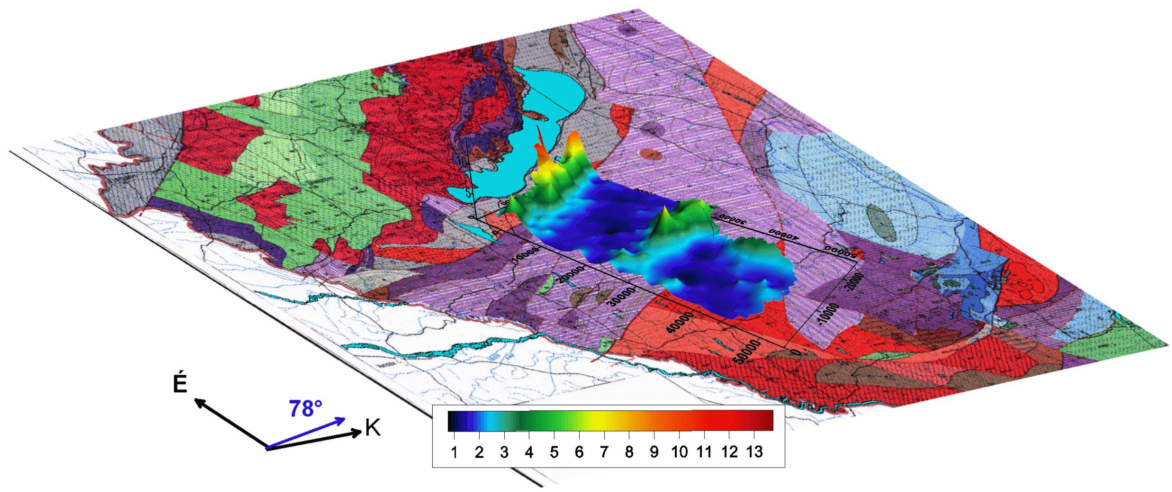
99. ábra: A „nagyatádi” adatrendszer szondázási görbéinek morfológiai besorolása (a besorolást színek jelzik; a fehér háromszög olyan MT állomást jelöl, ahol az adatfeldolgozást nem sikerült használható módon pontonként előállítani ~20 db)

A 2D inverziós feldolgozáshoz az NLCG inverziót használtam. Bizonyos részletektől eltekintve hasonló gondolatmenet szerint végeztem az invertálást, mint a CELEBRATION-07 MT szelvénymenti adatokon. A fő szerkezeti irányba való forgatás a polárdiagramok alapján történt (100. ábra). A csapásirány értékei átlagosan 45-100° között mozogtak, ebből a fő szerkezeti csapásirány átlag értéke ~78°-ra adódott.



100. ábra: A „nagyatádi” adatrendszer szelvénybeosztása, valamint a fő impedanciákból meghatározható csapásirány az átlagos szelvénymenti csapásirányok alapján T = 250 s periódusidőre

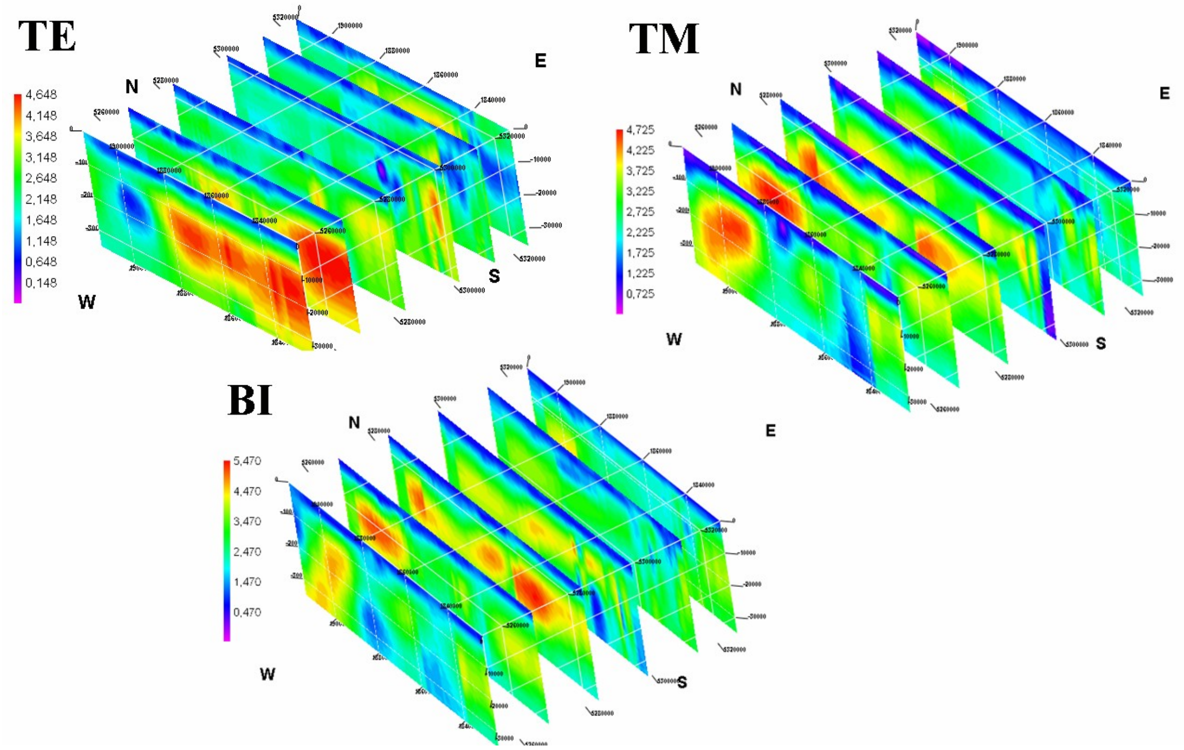
Már a szondázási görbék is rámutattak arra, hogy a polarizációk között jelentős eltérés lehet. Az anizotrópia segítségével megállapítható ennek pontos értéke. A 101. ábra a teljes mérési területre ábrázolja az anizotrópia-eloszlást T = 100 s esetén.



101. ábra: Az anizotrópia értéke a „nagyatádi” adatrendszer területére (T = 100s)

Az anizotrópia két sáv mentén mutat jelentős kiemelkedést. Figyelemre méltó, hogy ezek a sávok jó közelítéssel 70-80 fokos lineamensek mentén futnak, ami nagy valószínűséggel összefüggésben van a tektonikai vonalakkal (nevezetesen a Balaton-, és a Közép-magyarország vonallal), és jól korrelál az átlagos csapásirány szögével is.

A 2D inverziós eredményeket – hasonlóan az 1D inverziós megoldáshoz – hipotetikus 3D modellen keresztül mutatom be. A TE és TM, illetve a közösen értelmezett (BI) eredmény ÉD irányú szelvényei láthatók a 102. ábrán.



102. ábra: A „nagyatádi" adatrendszer 2D inverziós eredmények (rétegmodell) alapján szerkesztett 3D hipotetikus modellek (TE, TM, BI): A megjelenített számértékek minden esetben az invertált fajlagos ellenállás tizesalapú logatrimusában értendők

A Pannon-medence a 102. ábrán mindhárom esetben megjelenik, a felszínközeli fiatal üledéket kb. 40-50 Ωm fajlagos ellenállás jellemzi, vastagsága elérheti az 5 km-t. A polarizáció szerinti bontásban és a bimodal esetben sem lehet egyértelmű kéreganomáliákat felfedezni. A TE Ny felől kezdődő jólvezető anomáliája K felé megszűnni látszik; azután főként homogén ellenállás-eloszlás jellemzi. A TE szelvények D-i oldalától egy nagy fajlagos ellenállású zóna rajzolódik ki, amely K-i irányban keskenyedve eltűnik, és amely mellett néhány nem egyértelműen értelmezhető jólvezető zóna is látható. Ezzel szemben a TM polarizációs megoldások két nagyellenállású inhomogenitást mutatnak, amelyek NY-K irányú kiterjedése is követhető. Itt is található néhány jólvezető zóna, gyengén követhető anomáliákkal, azonban ezek eredete bizonytalan. Ennek oka a gyenge minőségű adatokban valószínűsíthető, az azonban biztos, hogy földtani szempontból nehezen értelmezhetők. A közös (BI) – a két polarizáció együttesének – inverziója inkább a TM nagyellenállású zónáit emeli ki, ahol az É-i anomália a szelvény teljes Ny-K-i szakaszán végigkövethető (102. ábra).

A 2D értelmezés sajnos korlátok közé szorítja a teljes 3D értelmezést, ellenben – 3D feldolgozás hiányában – kiindulási információt adhat a terület geológiai felépítésére, főleg a medencealjzat eloszlására vonatkozóan. Vertikális mágneses (H_z) adatok hiányában sajnos a 2D inverziós eredményekből nem lehet egyértelműen megállapítani a geológia szerkezet fő jellemzőit.

IX.1.4. Háromdimenziós inverziós módszer

A háromdimenziós inverzió a kétdimenziós inverzió természetes kiterjesztése, amely megengedi a vezetőképesség tetszőleges irányú változását a Földben. A 3D inverzió során – hasonlóan a 2D esethez – két lehetséges forrás szerinti polarizációt kell figyelembe venni, de a 3D esetben nincs előnyben részesített koordináta rendszer, ahol az egyenletek egyszerűsödnének, vagy szétválnának. Az általános 3D MT esetet az MT impedancia tenzornak négy komplex eleme: Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}, valamint a vertikális mágneses átviteli függvény két (T_x, T_y) komponense írja le.

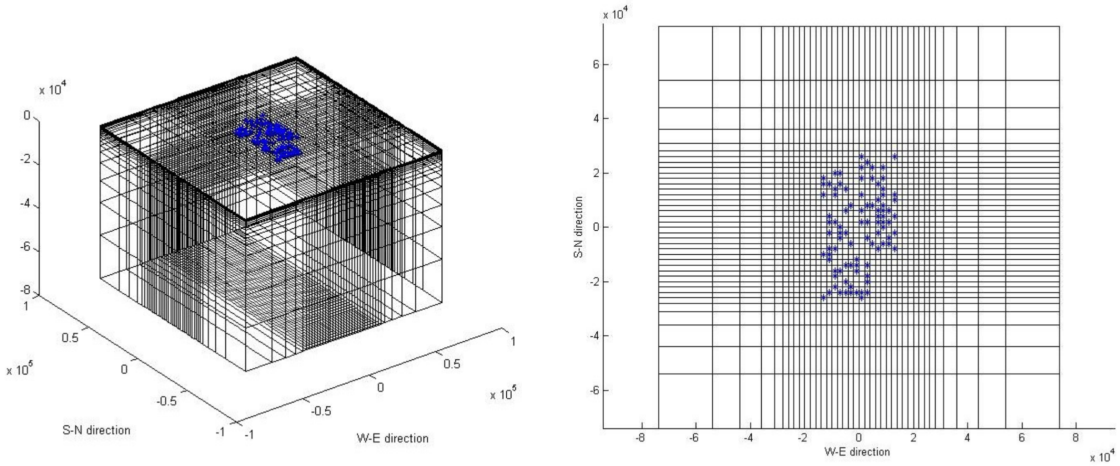
Néhány eredmény már létezik a 3D inverz probléma megoldására, a 2D esethez hasonlóan a regularizációs inverziós eljárásra fókuszálva. A nagyméretű mátrixok kezelése főként – mind a Jacobi-mátrix, mind a nemlineáris konjugált gradiens módszer esetében – problémát jelent az inverz feladat megoldásakor. Léteznek azonban az adattávolság módszerén alapuló megoldások is (Siripunvaraporn *et al*. 2005a,b). Véges elemes vagy véges különbséges diszkretizációs megoldás 2D esetben kifizetődő, ellenben 3D esetben azonban nem javasolt. A 3D inverziós rendszerek fejlesztése jelenleg is aktív területe az elektromágneses kutatásnak.

IX.1.4.1 A „nagyatádi” adatrendszer háromdimenziós inverziós eredménye

A manapság létező 3D inverziós eljárások lehetőséget biztosítanak az adatrendszer komplex kezelésére, és így sokkal közelebb kerülünk – a csapásirányra redukált 2D megoldásokhoz képest – a valós geológiai szerkezetek egyértelmű meghatározásához. A megoldás érdekében a 3D adatok feldolgozása megkívánja a különféle modellparaméterek kellő megválasztását. A megfelelő rács felvétele fontos tényező, hiszen az inverzió hatékonysága mellett gondolni kell a rácsméret növekedésével arányosan növekvő memória-, és számítási időigényre is. Kifejlesztettek olyan 3D inverziós eljárást, amely a nagyméretű mátrixokat a modelltérből az adattérbe helyezve csökkenteni lehet az iterációkhoz szükséges időt és a felhasznált memória méretét. Ebben a fejezetben az adattávolság módszerén alapuló egyik programot (Siripunvaraporn *et al*., 2005a,b) alkalmaztam.

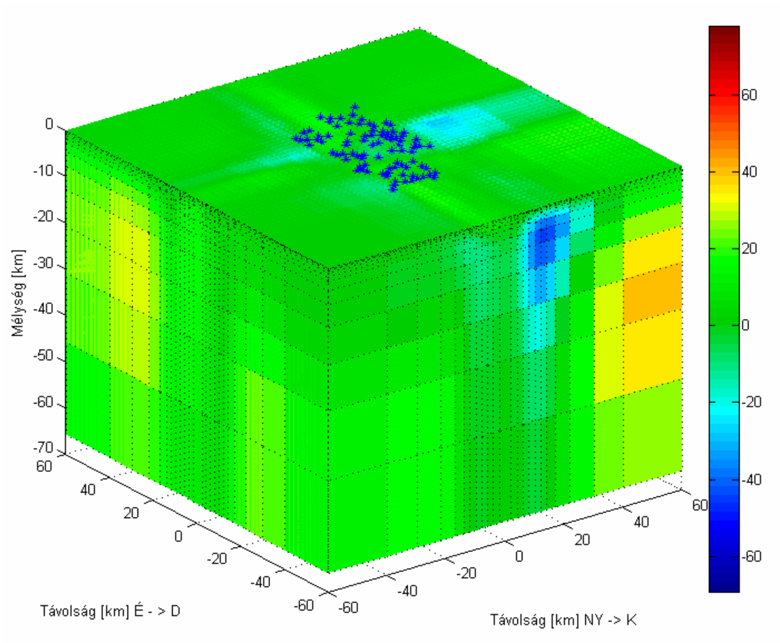
A rácsméret megválasztása mellett ügyelnünk kell az adatrendszer minőségi és mennyiségi korlátaira is. A minőséghez szükséges feltételek biztosítására azonos frekvenciasávra interpolált (smooth spline) szondázási görbéket hoztam létre. Mennyiségi kritériumként az

MT állomások teljes számához mérten (321 db) kiválasztásra kerültek a legjobb minőségű adatok. A modellt – figyelembe véve a fent leírtakat – 24×24×24-es (*xyz*) rácsként vettem fel, amely mellett az adatrendszer 90×11×8 (MT állomás×frekvencia×válaszfüggvény) méretű volt (103. ábra).
A program memóriaigénye az előnyös adattérbeli számítás mellett is nagy, több GB szabad memóriára van szükség a tárolás és az iterációs lépések elvégzéséhez. A futtatásokat a NIIF (Nemzeti Információs Infrastruktúra Fejlesztési Intézet) szuperszámítógépes rendszeréhez csatlakozva végeztem.

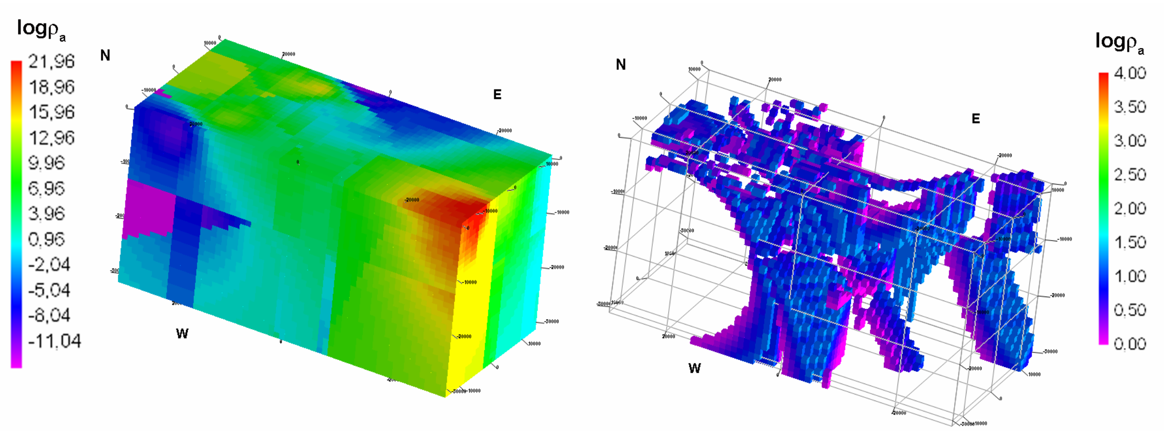


103. ábra: A 3D inverzióhoz felvett 3D modell (bal) és felülnézeti képe (jobb), a felhasznált MT állomások kék színnel szerepelnek

A futattáshoz nemcsak memóriaigény, hanem időigény is társul. Előzetes futtatások során kiderült, hogy egy ilyen volumenű adatmennyiség több hét futási időt vesz igénybe. Az általam alkalmazott kezdeti modell homogén 100 Ωm-es féltér volt, az invertált modell modelltávolság értéke RMS = 10.2657. Az inverziós során eredményül kapott teljes 3D blokk modellje látható a 104. ábrán.
A kapott fajlagos ellenállás-eloszlása elég ireálisan nagy tartományt fog át. (Ez valószínűleg az oldalhatások miatt csökken, illetve nő meg több nagyságrenddel az adatrendszer nagyellenállású pontjai körül). Ahhoz, hogy az adatrendszer alapján kapott ellenállás-eloszlás geológiai jelentését megismerjük, érdemes csak az adatrendszert magát tekintenünk., a 105. ábra ezt hivatott szemléltetni.
A kapott eredmények alapján geológiai következtetésekbe nem bocsátkozom, a kiemelt jóvezető értékek térbeli eloszlására eddig nem született megfelelő értelmezés. A kapott modell valószínűleg sokkal jobb eredményt adott volna, ha nagyobb rácsszámot alkalmazhattunk volna, ennek azonban sajnos fizikai korlátai (teljesen lehetetlen hardver igényei) voltak. A 3D inverziós programok előtérbe kerülése egyrészt lehetőség, másrészt viszont kompromiszumra kényszeríti a felhasználót, mivel a futatáshoz szükséges memóriaigény korlátok közé szorítja az értelmezést.



104. ábra: Az inverzió 3D invertált fajlagos ellenállás-eloszlásának blokk modellje. A fajlagos ellenállás értékek logaritmusban (tízes alapú) értendők

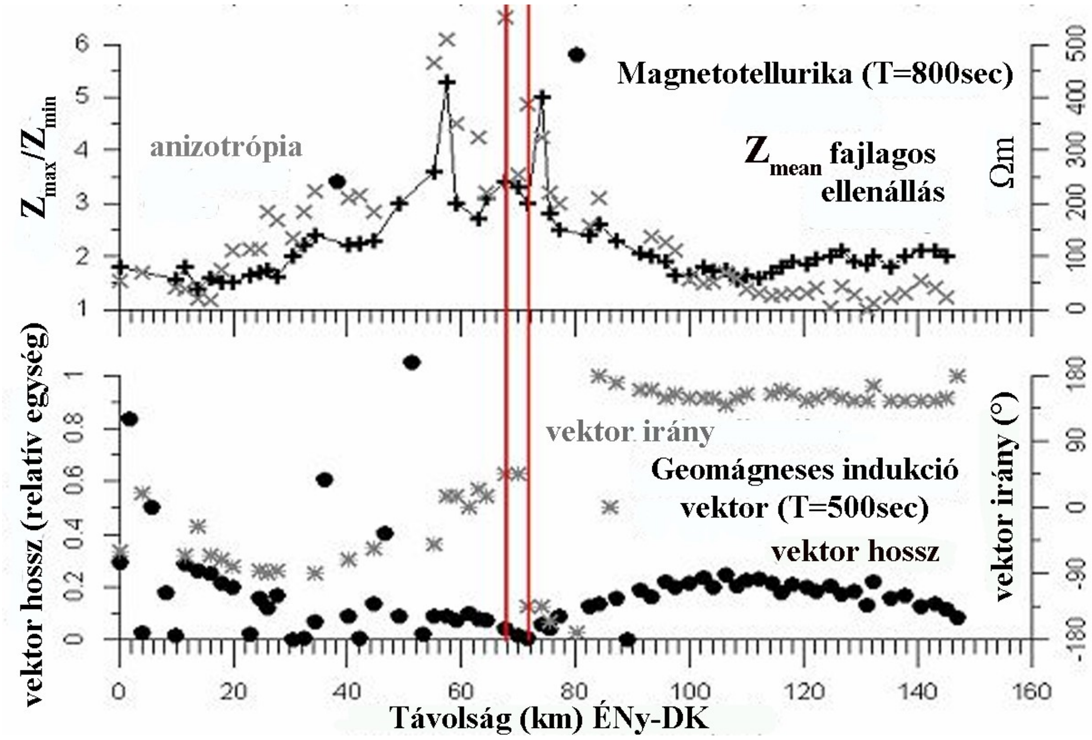


105. ábra: Az MT állomások környezetében kapott 3D invertált fajlagos ellenállás blokkmodel. Bal: a teljes ellenállás-tartománynak megfelelően, jobb: a kb. 0-35 Ωm ellenállás tartománynak megfelelően

IX.1.6 Geomágneses adatok értelmezése a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén: együttes értelmezés

A magnetotellurika hagyományos mérési elvének megfelelően a mágneses tér vertikális komponensét is mértük (H_z). A két horizontális- és a vertikális mágneses térkomponens közötti kapcsolatot leíró ún. geomágneses indukciós vektor formai kifejező eszköze az ún. indukciós nyíl. A geomágneses indukciós vektor (reális) iránya és hossza információt ad a jól vezető inhomogenitások eloszlására. A vektorok irányának megváltozása, illetve hosszának nullára csökkenése elméletileg nagy vezetőképességű zónát jelez (az ún. Wiese vagy Schmucker szabály szerint). Parkinson (1959) szerint az indukciós nyíl az áram-koncentráció irányába mutat, vagyis a nagyobb vezetőképességű zóna irányába néz. A szelvény mentén meghatározott anizotrópia- és indukciós vektor paraméterek összehasonlítását mutatja a 106. ábra.

Az 106. ábrán jól megfigyelhető, hogy az indukciós vektor (nyíl) a szelvény 70 km környékén irányt vált (a vektorok hossza itt csökken nullára), és emellett az anizotrópia értéke is igen magas (Balaton-vonal). Az irányváltást megelőző szelvényszakaszhoz mérten a vektorok iránya azonos trendet képvisel, amely a fő csapásirány szempontjából homogén jelleget mutat.



106. ábra: Anizotrópia (T = 800 s), Z_{mean} látszólagos fajlagos ellenállás középértéke, valamint a geomágneses indukció vektor hossza és iránya a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén (T = 500 s) (Ádám *et al*., 2005)

Az 107. ábrán a Prakinson-féle indukciós vektorok és az ezek alapján megállapított csapásirányok láthatók T = 1, 10, 50, 100, 250, 500, 1000 s periódusidőre. Az indukciós vektorok iránya szorosan összefügg a jólvezető anomáliák tulajdonságával. A szelvény mentén ábrázolt vektorok első látszatra kaotikus eloszlást mutatnak. Mivel az adatrendszer nyilvánvalóan nem mentes a mérési hibáktól, így előfordulnak olyan szelvény-szakaszok, MT állomások, ahol az indukciós vektorok nem értelmezhetőek egyértelműen, azonban az összkép informatívnak bizonyult. T = 1 és T = 10 s-on a vektorok eloszlásából egyértelmű következtetések még nem vonhatók le, itt még csak a felszínközeli képződmények játszanak meghatározó szerepet.

A szelvény 10-30 km-re között a vektor iránya 50 s-tól majdnem T = 1000 s-ig jól követhetően K-i irányban áll be, egyértelműen jelezve egy szerkezeti (jólvezető) indikációt, amely valószínűleg a TCA jólvezető hatásával függ össze. Hasonló egységes rendszer szerint csoportosuló vektorok láthatók a szelvény 60-80 km-e között. Ezek irányváltása egyértelműen bizonyítja, hogy szerkezetbeli különbségek indikálódnak, a szelvény távolságához mérten az inverziós eredmények itt mutattak indikációt a Balaton-, és Balatonfői-vonalra.

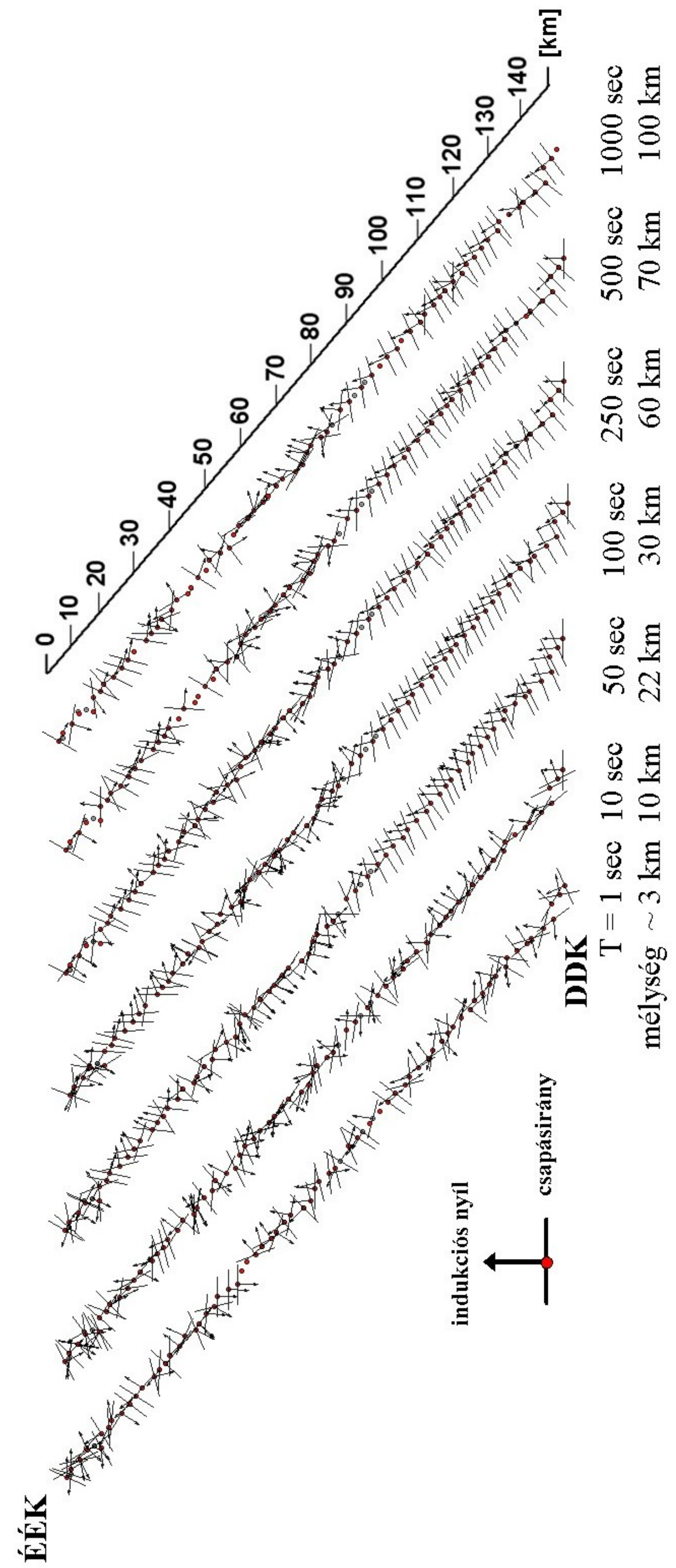
Sajnos a két törési-vonal egyértelmű elkülönítése ezek alapján nem lehetséges. A szelvény 80 km-től T = 10-10^3 s tartományonban az indukciós nyílak azonos irányt mutatnak, és valószínűleg a TISZAI-nagyszerkezeti egység homogén jellegét mutatják. Elgondolkodtató, hogy 80-100 km környénkén a feltételezett Közép-magyarországi vonalnak nincs indikációja (107. ábra).

IX.2 Az inverziós eredmények összefoglalása

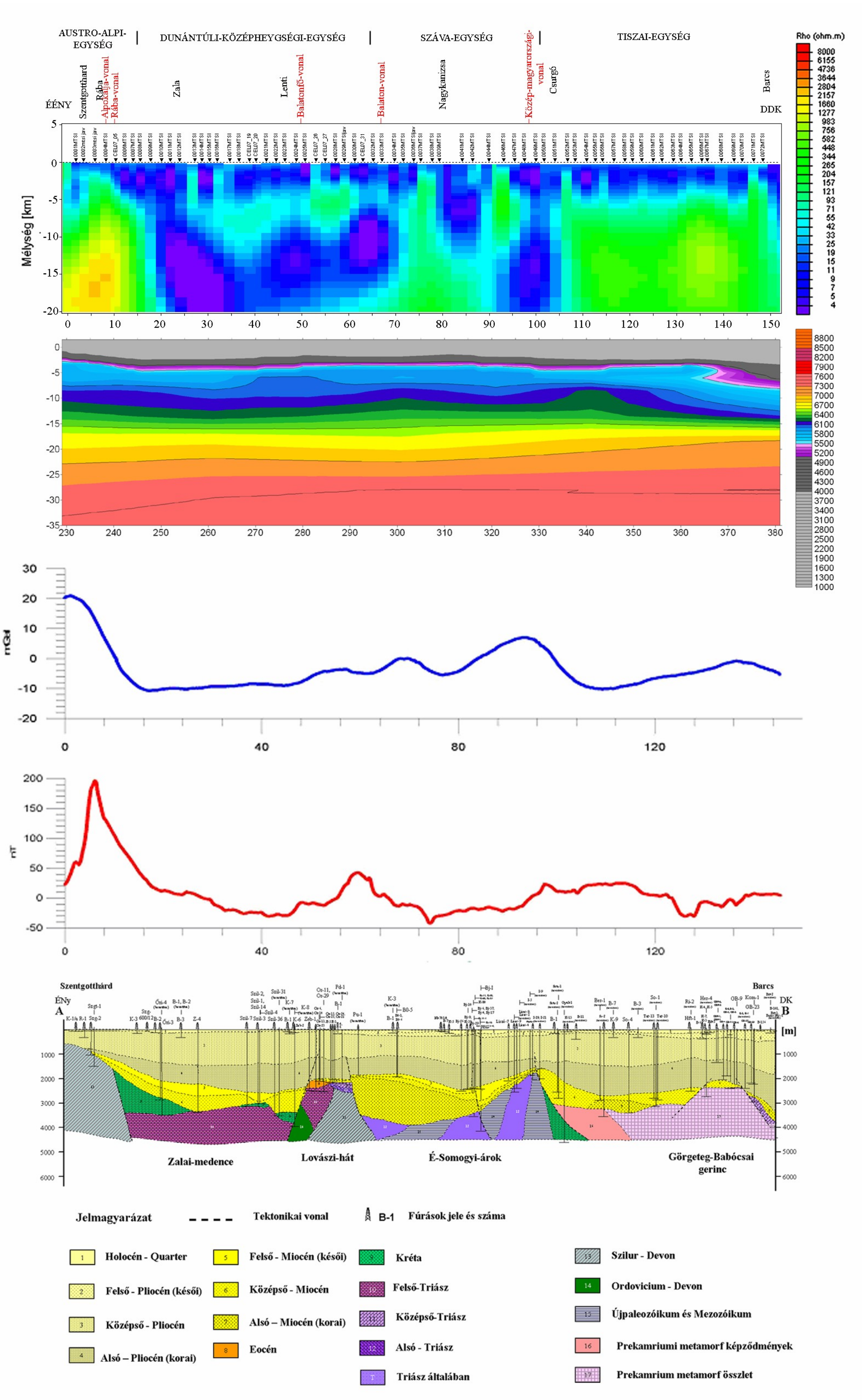
A IX. fejezet a kutatási területekre vonatkozó inverziós feldolgozás eredményeit ismertette. Az inverziós eredmények gyakran többértelműek. Előzetes geológiai feltételezések alapján a CELEBRATION-07 szelvény mentén mélytektonikai indikációkat sikerült fizikailag kimutatni, amelyek alapján az üledékes medence mélysége ismeretében megfontolhatók és pontosíthatók a földtani eredmények. A mélyszerkezeti vonalakhoz köthető anomáliák közül találhatunk olyanokat, amelyek a gravitációs és a mágneses adatokon is megjelennek. Ilyen például a szelvény 10 km-énél tapasztalható – mágneses és gravitációs maximumomhoz köthető – anomália, amely nagy valószínűséggel a Dél-Burgenlandi anchimetamorf képződményekhez köthető (108. ábra). A szelvény 60-70 km-e között mind a magnetotellurikus, mind a mágneses eredményeken – gyengébb indikációval a gravitációson is – erőteljes anomália látható, ami feltételezésem szerint a Balaton-vonal hatása lehet (108. ábra).

A „nagyatádi” adatrendszer tekintetében nem sikerült konkrét törési szerkezethez köthető valós indikációkat találni, azonban szerkezeti inhomogenitás tapasztalható volt, amelynek részleteire majd visszatérek a későbbi fejezetekben. Emellett – hasonlóan a CELEBRATION-07 MT szelvénynél kapott eredményekkel – lehatárolható volt az üledékes medencealjzat.

Összefoglalásképpen elmondható, hogy az MT inverziós eredmények új információt adtak, egyes esetekben jó korrelációban más geofizikai eredményekkel. Ezek geológiai értelmezése nem tartozik a disszertáció témakörébe, csak a fizikai tulajdonságok révén megadható szerkezeti inhomogenitások kimutatása volt a célom.



107. ábra: Geomágneses indukciós vektorok a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén



108. ábra: Magnetotellurikus-, szeizmikus tomográf-, gravitációs- és mágneses eredmények a CELEBRATION-07 MT szelvény mentén, a fúrások alapján szerkesztett földtani szelvény felüntetésével

X. EREDMÉNYEK A TENZOR-INVARIÁNSOKKAL

A III. és IV. fejezetben megismerhettük az invariánsok alapvető leképezési tulajdonságait és komplex értelmezési lehetőségeit néhány kiválasztott modellre, valamint alkalmazhatóságukat a geoelektromos dimenzió-meghatározásában. A megismert tulajdonságok alapján kiválaszthatók a kutatási feladatnak legjobban megfelelő invariánsok. Leképezési tulajdonságuk nyilvánvalóan zajmentes környezetben érvényesül leginkább, de a zajmentes terepi körülmények nem minden esetben biztosítottak. A zajból eredő torzítások miatt az eredményeket fenntartással kell kezelni. Láttuk azonban, hogy vannak zajtól kevésbé függő invariánsok is, és ezek alkalmazása újabb vagy megerősítő információt adhat az értelmezéshez.

Ebben a fejezetben a választott kutatási területek komplex, invariánsokon alapuló elemzését foglalom össze. A CELEBRATION-07 MT szelvény nagy felbontású adatai és a „nagyatádi" 3D adatrendszer részletes vizsgálatot tettek lehetővé. Az adatok szelvénymenti 1D, 2D és 3D inverziós feldolgozásával egyfajta képet kaptunk a területek szerkezeti jellemzőire, de a két polarizációihoz tartozó eltérő eredmények nem teszik lehetővé az egyértelmű földtani értelmezést. A következőkben megvizsgáltam, hogy az invariáns paraméterek miben képesek kiegészíteni az inverziós eredményeket.

Ha az invariáns mennyiségek geológiai jelentését tanulmányozni szeretnénk, érdemes e paramétereket a mélység függvényében megadni. A numerikus modellezés során alkalmazott közelítő mélységbecslés, az ún. „skin" mélység elegendő volt a becsült mélység megállapítására, azonban léteznek olyan – invariánsokon alapuló – mélység-meghatározási transzformációk, amelyek sokkal inkább megfelelnek erre a célra. Az invariáns mennyiségek látszólagos mélységének meghatározására két összefüggés ismeretes. Egyik a Bostick- (Martí i Castells, 2006), a másik a Schmucker-mélység (Schmucker, 1973). Mindkét kifejezés a WAL invariánsok centrális impedanciáit használja fel a mélység meghatározására. A mélység-transzformációk invariáns mennyiségekre vonatkoztatott összefüggései a következők:

$$h_B = \sqrt{\frac{\rho_a(\omega)}{\omega\mu_0}} = \frac{T}{2\pi}\sqrt{(I_1^2 + I_2^2)}\ , \tag{91}$$

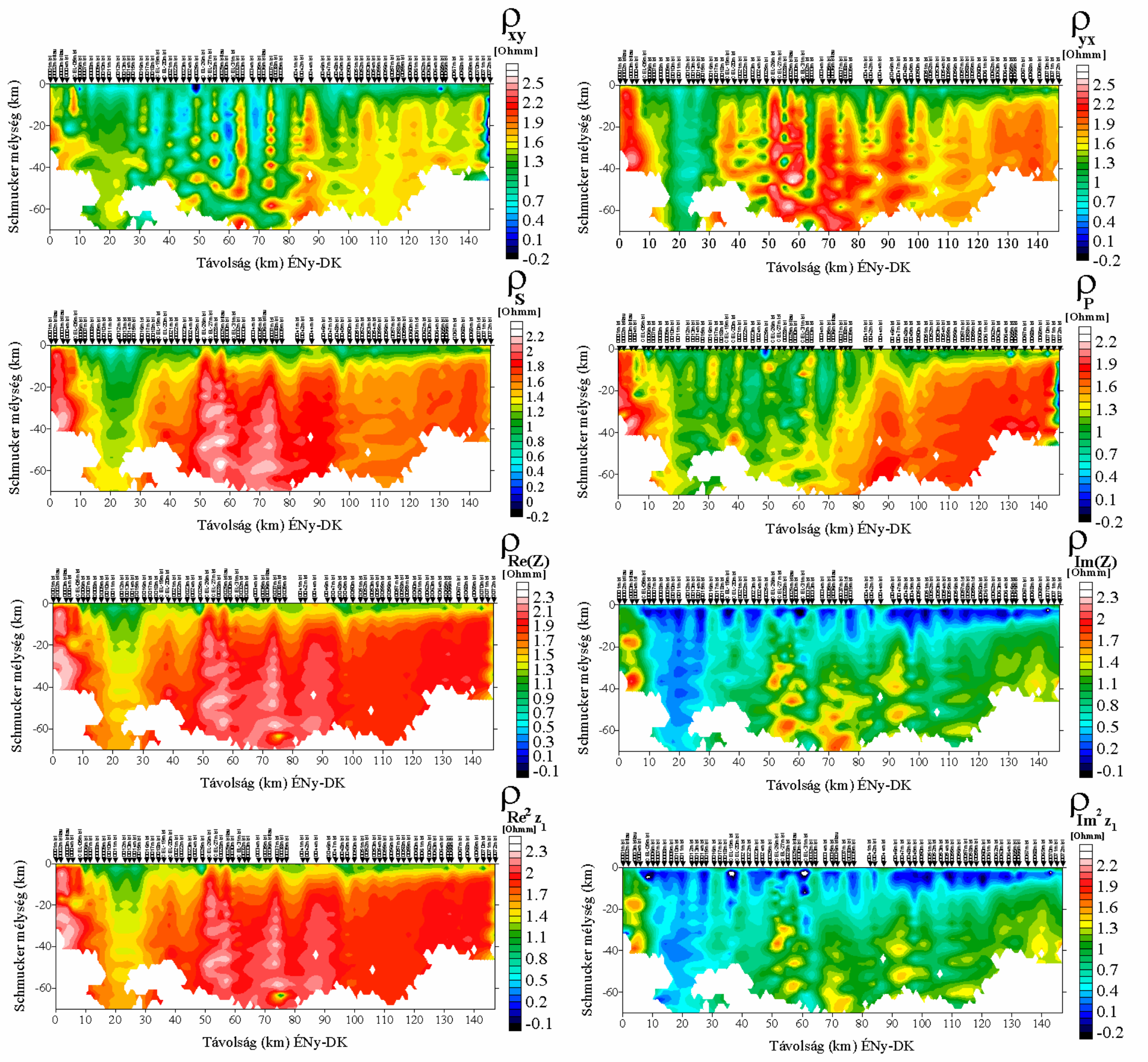
$$h_{Sch} = \sqrt{\frac{Z_{im}}{\omega\mu}} = \frac{T}{2\pi}\sqrt{I_2^2}\ , \tag{92}$$

ahol $\rho_a(\omega)$ az 1D Bostick-inverzió látszólagos fajlagos ellenállása, ω a körfrekvencia, μ_0 a vákuumban mért mágneses permeabilitás ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am), T a periódusidő, Z_{im} képzetes impedancia, I_1 és I_2 pedig a WAL invariáns rendszer reális és képzetes centrális impedanciái. Schmucker (1973) vizsgálatai során kiderült, hogy az impedancia képzetes rész alapján képzett mélység sokkal jobban közelíti a valódi mélységet, így a disszertációban ezt használtam fel.

X.1 A CELEBRATION-07 MT szelvény tenzor-invariáns alapú feldolgozás eredményei

A CELEBRATION-07 MT szelvény inverziója több tektonikus szerkezetet is indikált, emellett az üledékes medence mélységére is – összhangban a geológiai (és fúrási) adatokkal – jó közelítést adott.

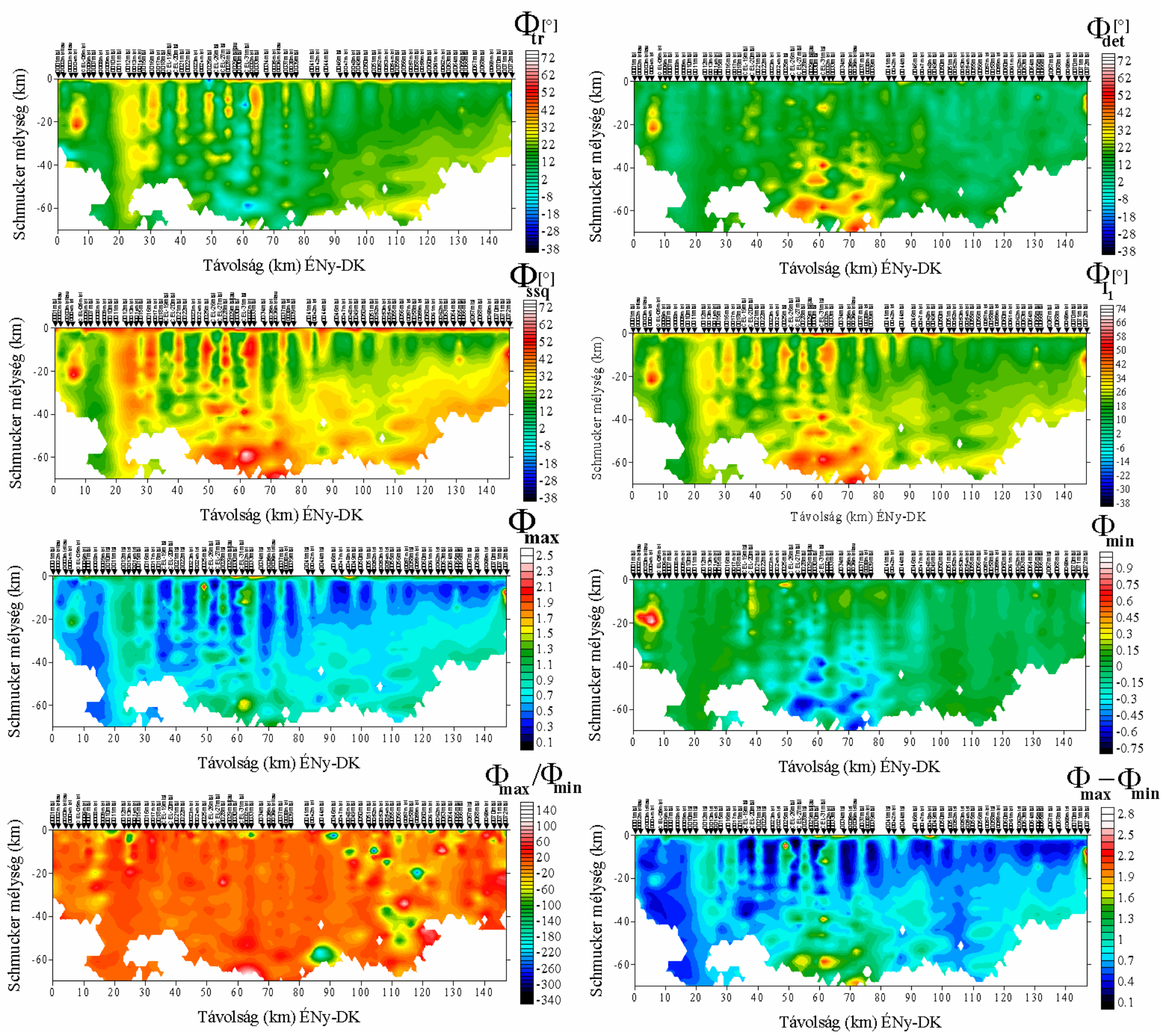
Az invariáns alapú ellenállások Schmucker-mélységre transzformált szelvényei láthatók az 109. ábrán, és összehasonlításképpen ábrázoltam a hagyományos látszólagos fajlagos ellenállás szelvényeket is.



109. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény invariáns alapú (ρ_S, ρ_P, $\rho_{\mathrm{Re}(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Im}(Z)}$, $\rho_{\mathrm{Re}^2 z_1}$, $\rho_{\mathrm{Im}^2 z_1}$) és hagyományos látszólagos fajlagos ellenállás (ρ_{xy} és ρ_{yx}) szelvényei a Schmucker-mélység függvényében. Az ellenállás értékek tizesalapú logaritmusban értendők [Ωm]

Az invariáns-szelvényeken felismerhető az üledékes medence jólvezető zónája, ahol a fajlagos ellenállás és a mélység közelítőleg egyezik az inverziós eredményekkel. A numerikus modellezés során elvégzett korrelációs vizsgálatok alapján a legkedvezőbb tulajdonsággal a ρ_P rendelkezik. A ρ_P ellenállás-szelvény 60 és 70 km közötti szakaszán – ahogy az az inverziós eredményekből is látszott – egy mély jólvezető zóna (Balaton-vonal) indikálódik. Ennek hatása itt is erős anomáliával jelenik meg, sőt a Balaton-vonal és a Balatonfői-vonal mintha elkülönülni látszana. A szelvény első harmadában kb. 20 km-en egy erős konduktív anomália hatása is megjelenik (TCA), amely mindegyik ábrázolt invariáns alapú szelvényen feltűnik.

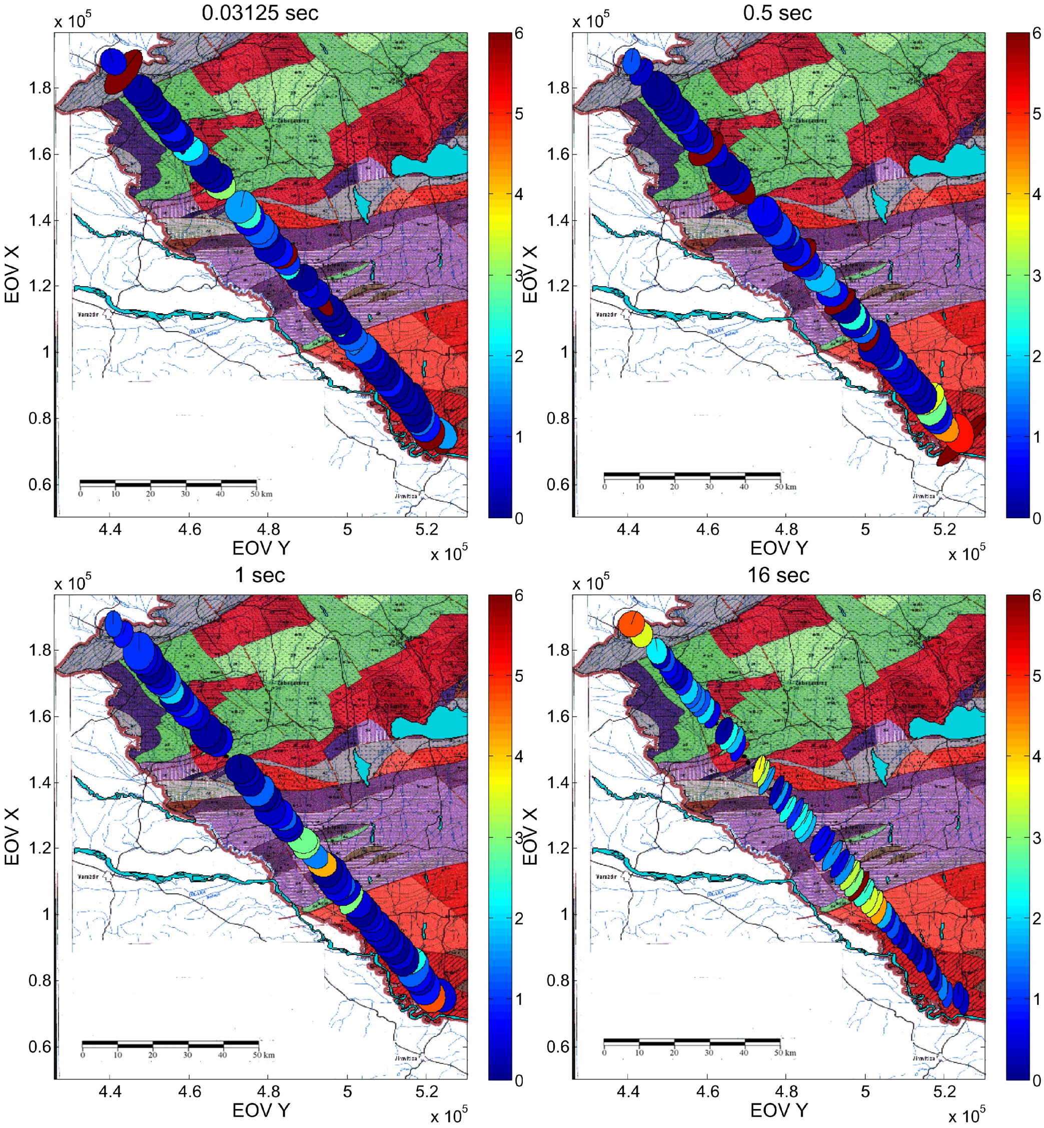
A numerikus modellezésből láthattunk, hogy a fázis-adatok a frekvencia függvényében sokkal jobban közelítik a valódi mélységet. A fázis-adatok alapján a szelvény 60-70 km-e között jelentkező jólvezető ható, az inverziós adatokkal összhangban (Balaton-vonal) a fázisszög $\varphi > 45°$ értékével a jólvezető meglétét bizonyítja (110. ábra).



110. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény matematikai fázistenzor invariánsai (Φ_{tr}, $\Phi_{\det}$, Φ_{ssq}, Φ_{I_1}), a $\Phi_{\max}$ és $\Phi_{\min}$, valamint a $\Phi_{\frac{\max}{\min}}$ és $\Phi_{\max-\min}$ szelvényei a Schmucker-mélység függvényében. A fázis értékek fokban értendők

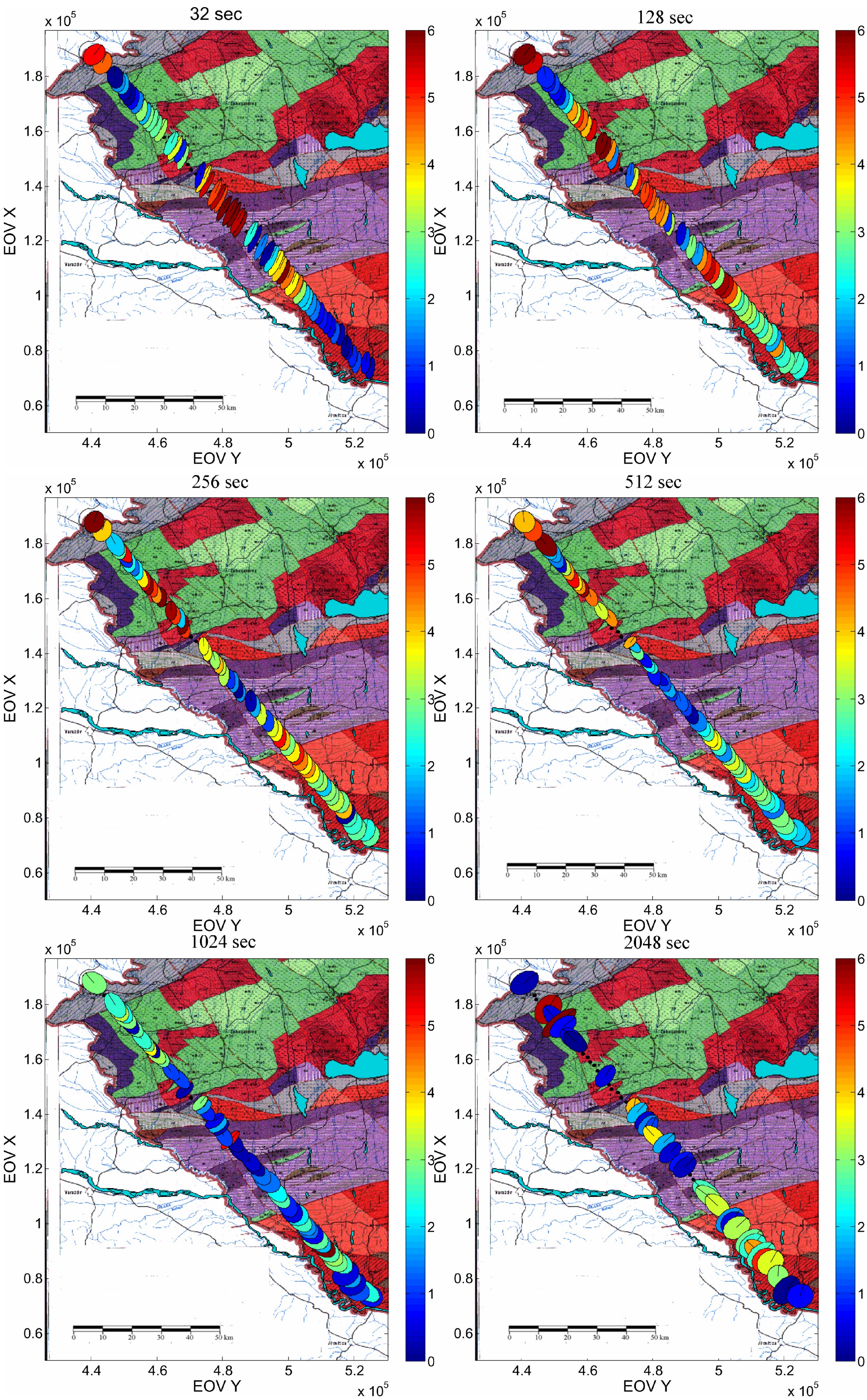
A következő ábrasorozat a fázis-ellipszisek eloszlását mutatja be a periódusidő függvényében (111-112. ábrák). T = 0.5 s-on a fázis ellipszisek kör alakja és $\beta_{PH} \cong 0$

értéke mellett – eltekintve néhány pontbeli eltéréstől – homogén 1D jelleg az uralkodó, amely T = 1 s-ig követhető.



111. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény fázistenzor ellipszisei T = 0.5, 0.03125, 1, 16 s-on. A fázistenzor ellipszisek színezése a β_{PH} alapján történt, értékei fokban értendők

T = 16 s-től kezdve a felszínalatti tér jellege megváltozik és a szelvény első pontjainál, valamint az első és második harmadán belül az ellipszisek megnyúltsága és $\beta_{PH} \neq 0$ értéke (sárga-bordó ellipszisek) 3D jelleget mutat. A $\beta_{PH} \neq 0$ és $\alpha_{PH} \neq 0$ mellett az ellipszisek a fő szerkezeti csapásirányba állnak be, ami jelen esetben ÉK-DNy irányt képvisel. A periódus növekedésével egyre nagyobb β_{PH} érték mellett a 3D-t jelző ellipszisek feltételezhetően szerkezeti inhomogentitásokkal, törési szerkezetekkel vannak kapcsolatban. A fázistenzor ellipszisek T = 32 és T = 128 s-nál 40-50 km (TCA, Rába-vonal?); 70-80 km (Balaton-vonal), ~ 90 km (Közép-magyarországi vonal) táján adnak 3D jelleget.

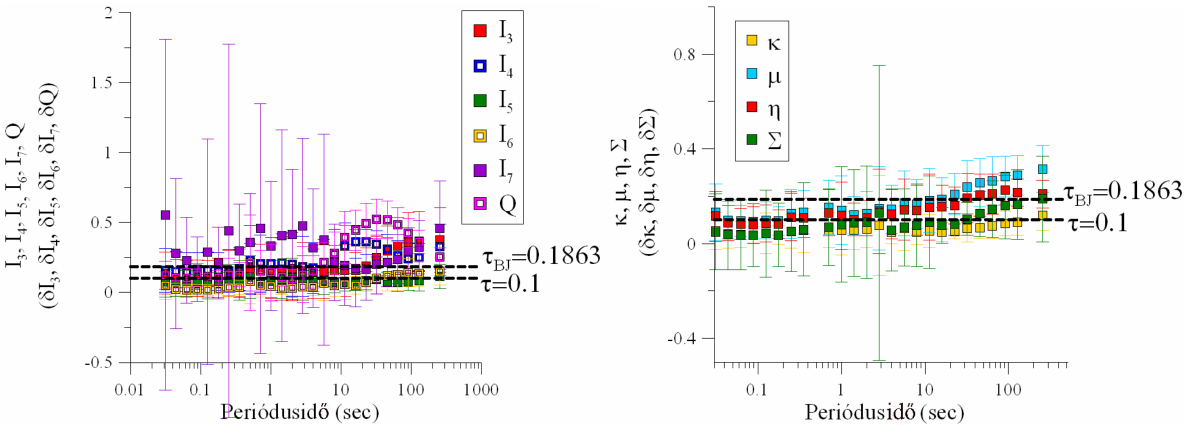


112. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény fázistenzor ellipszisei T = 32, 128, 256, 512, 1024, 2048 s-on. A fázistenzor ellipszisek színezése a β_{PH} alapján történt, értékei fokban értendők

Ez a jellemző dimenzió a szelvény 70-80 km, valamint 90 km környékén megszűnni látszik, ezzel jelezve a szerkezeti inhomogenitások eltűnését. Az északibb indikáció ezzel szemben T = 512 s-ig követhető.

A fázis-ellipszisek formai, a és hozzájuk kapcsolódó értékbeli változásai rámutattak arra, hogy az inverziós eredmények egyes anomáliái közül a Balaton- és a Közép-magyarországi vonal maximum 25 km mélységig követhető (a becsült mélység alapján: T = 128 s → ~ 25 km). Ugyanakkor a TCA-hoz vagy a Rába-vonalhoz köthető indikáció sokkal mélyebbre hatól, és jó összhangban van az inverziós eredményekkel.

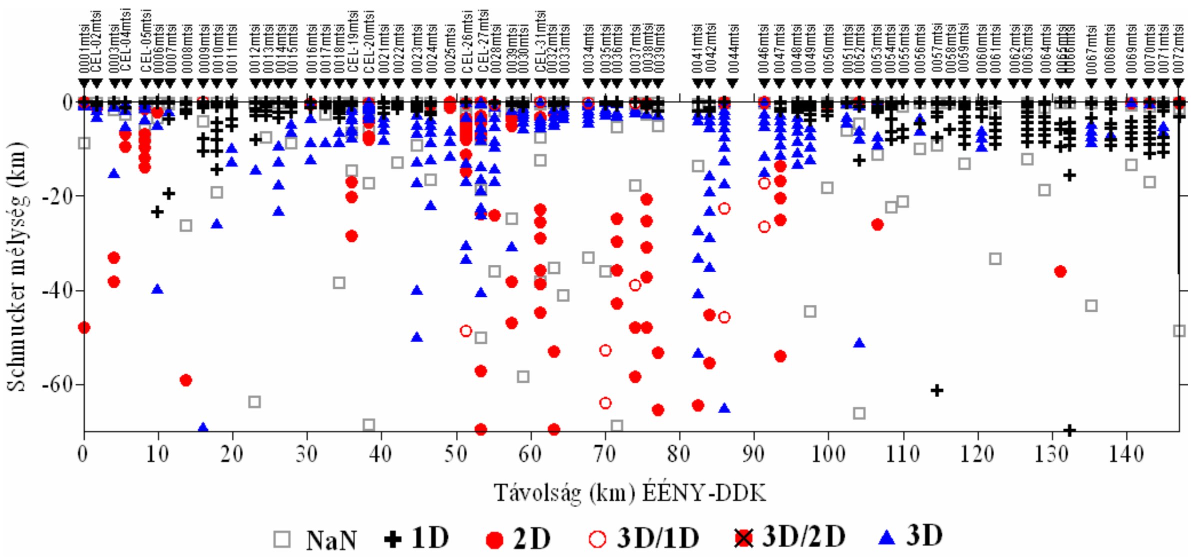
Az ellenállás-alapú invariánsok és a fázistenzor invariánsok leképezési eredményeit követően megvizsgáltam a geoelektromos dimenziók meghatározásának lehetőségeit. Igyekeztem a leginkább megfelelő határértéket feltételként alkalmazni, hogy minél megbízhatóbb eredményeket kapjak. Az adatrendszer statisztikai vizsgálata során a Weaver *et al.*, (2000) által javasolt határérték $\tau = 0.1$ – az adatok hibaeloszlásához mérten – megfelelőnek bizonyult (113. ábra, baloldali). A jackknife statisztikai újra-mintavételezéssel $\tau_J = 0.1863$ határéréket állapítottam meg, amely a WAL multi-dimenziós indikátoroknál a hibaeloszláshoz képest elegendő, a Bahr invariánsokat tekintve viszont kissé magasnak tűnik ez az érték (113. ábra, jobboldali). A dimenzió-vizsgálatot ezért a WAL invariánsok esetében $\tau = 0.1$ és $\tau_J = 0.1863$ határértékre végeztem, a Bahr invariásoknál pedig $\tau_{Bahr} = 0.1$ szerepelt határértékként.



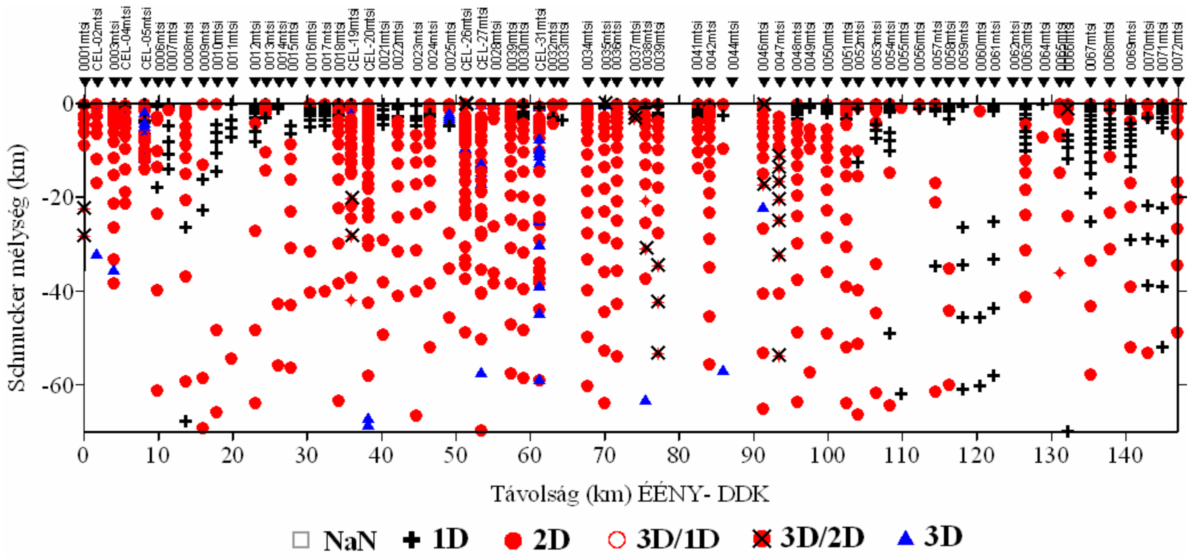
113. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény WAL (bal) és Bahr (jobb) invariáns középértékei és hibaeloszlása

Az eredményeket a 114-116. ábrák mutatják. A 114. ábrán szereplő WAL-invariánsok szerint a felső kb. 4-5 km geoelektromos szempontból nagyrészt 1D-nak tekinthető. A szelvény mentén a 3D jelleg is meghatározó, amelyből három jelentős, és mélyre hatoló anomáliát emelnék ki. A 10-20 km között a 3D és 2D jelleg eloszlása feltételezhetően összefüggésbe hozható a TCA hatásával (Ádám, 2001), az 50-60 km közötti pedig a Balaton-vonal indikációja lehet, végül 90 km környékén a Közép-magyarországi vonal indikálódik. A szelvény utolsó harmadában nagyrészt 1D jelleg az uralkodó, ez – a fázistenzor ellipszisek és a geomágneses adatokhoz hasonlóan – a TISZAI-egység nagyszerkezeti homogenítására enged következtetni (7. ábra). A ún. jackknife mintavételezéssel megállapított határértékkel a kapott eredmények – az előzőekhez képest –

már nem adnak ennyire komplex képet (115. ábra). Főleg a 2D jelleg a meghatározó, de szelvény 60-70 km közötti szakaszon (Balaton-vonal) tapasztalunk 3D indikációt is. A jackknife mintavételezéssel kapott határérték valószínűleg kevésbé megfelelő, hiszen az invariánsok középértékét és szórását tekintve, azok több, mint 30 %-a felett fut (113. ábra).

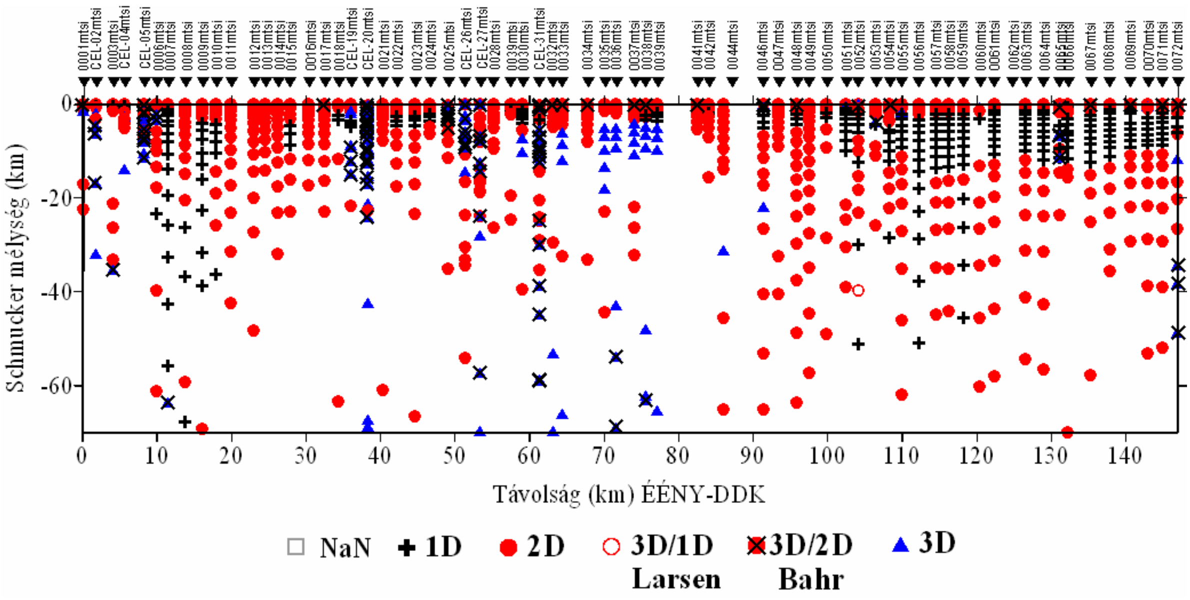


114. ábra: A CELEBRSTION-07 MT szelvény WAL invariánsokon alapuló dimenzió vizsgálatának eredménye, $\tau_{k,Q} = 0.1$ *(k = 3-7)* határérték alkalmazása mellett



115. ábra: A CELEBRSTION-07 MT szelvény WAL invariánsokon alapuló dimenzió vizsgálatának eredménye, $\tau_{k,Q} = 0.1863$ *(k= 3-7)* jackknife újra-mintavételezéssel megállapított határérték alkalmazásával

A Bahr invariánsok alapján kapott eredmények szerint a geoelektromos dimenziók tektonikához köthető 3D jelleget a szelvény 60-80 km-e között adnak, ami jól korrelál az inverziós eredményekből kapott szerkezeti indikációkkal. A geomágneses adatokból és fázis ellipszisekből tapasztalt homogén jelleg a szelvény 90 km-étől jó egyezést ad a Bahr invariánsok alapján meghatározott dimenziókkal (116. ábra). A Balaton-vonal mélyre nyúló, erős anomáliájával szemben a Közép-magyarországi vonalra (90-100 km) nem kaptunk egyértelmű indikációt.

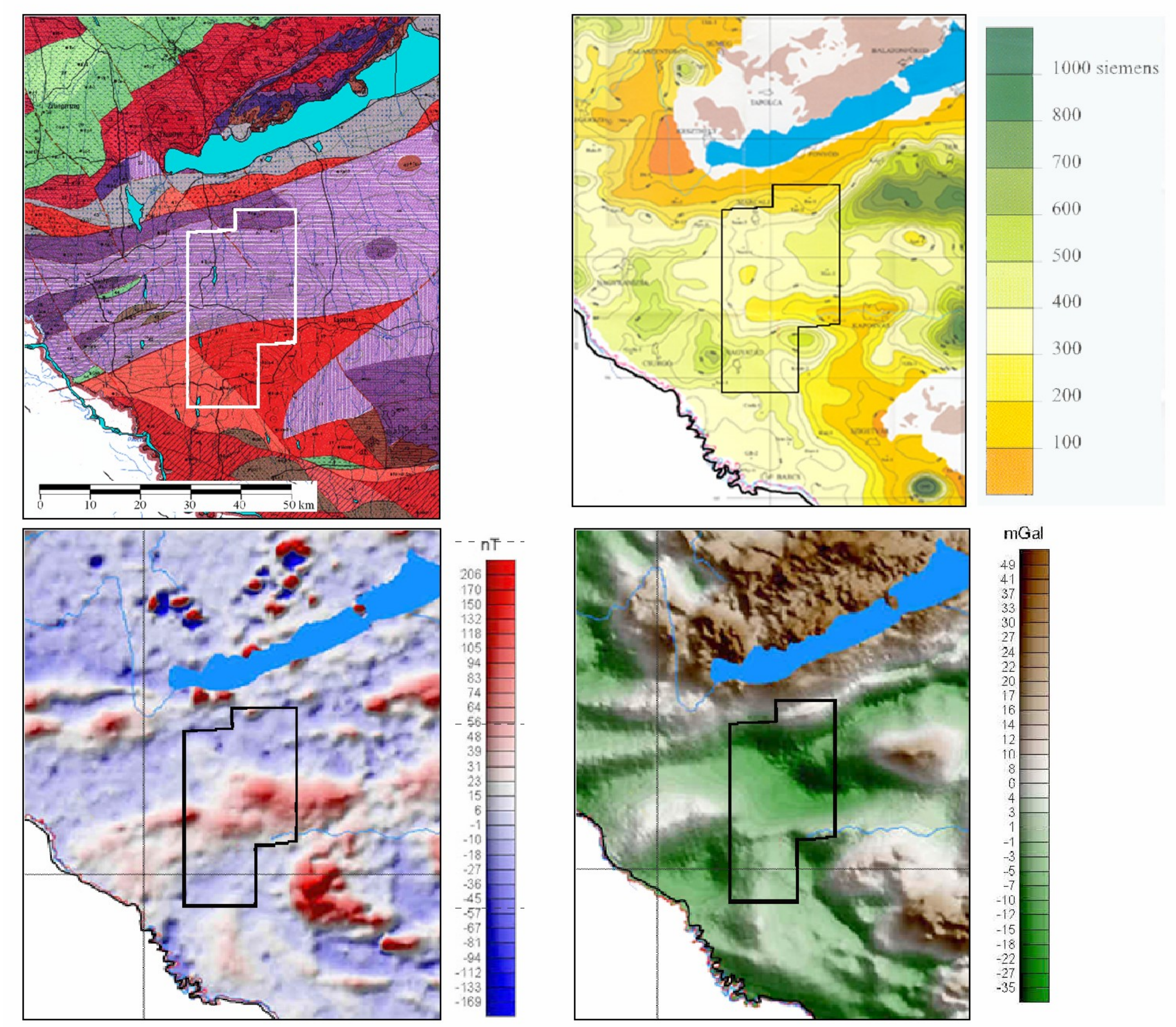


116. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény Bahr invariánsokon alapuló dimenzió-vizsgálatának eredménye, $\tau_{Bahr} = 0.1$ határérték alkalmazása mellett

X.2 A „nagyatádi" adatrendszer tenzor-invariáns eredményei

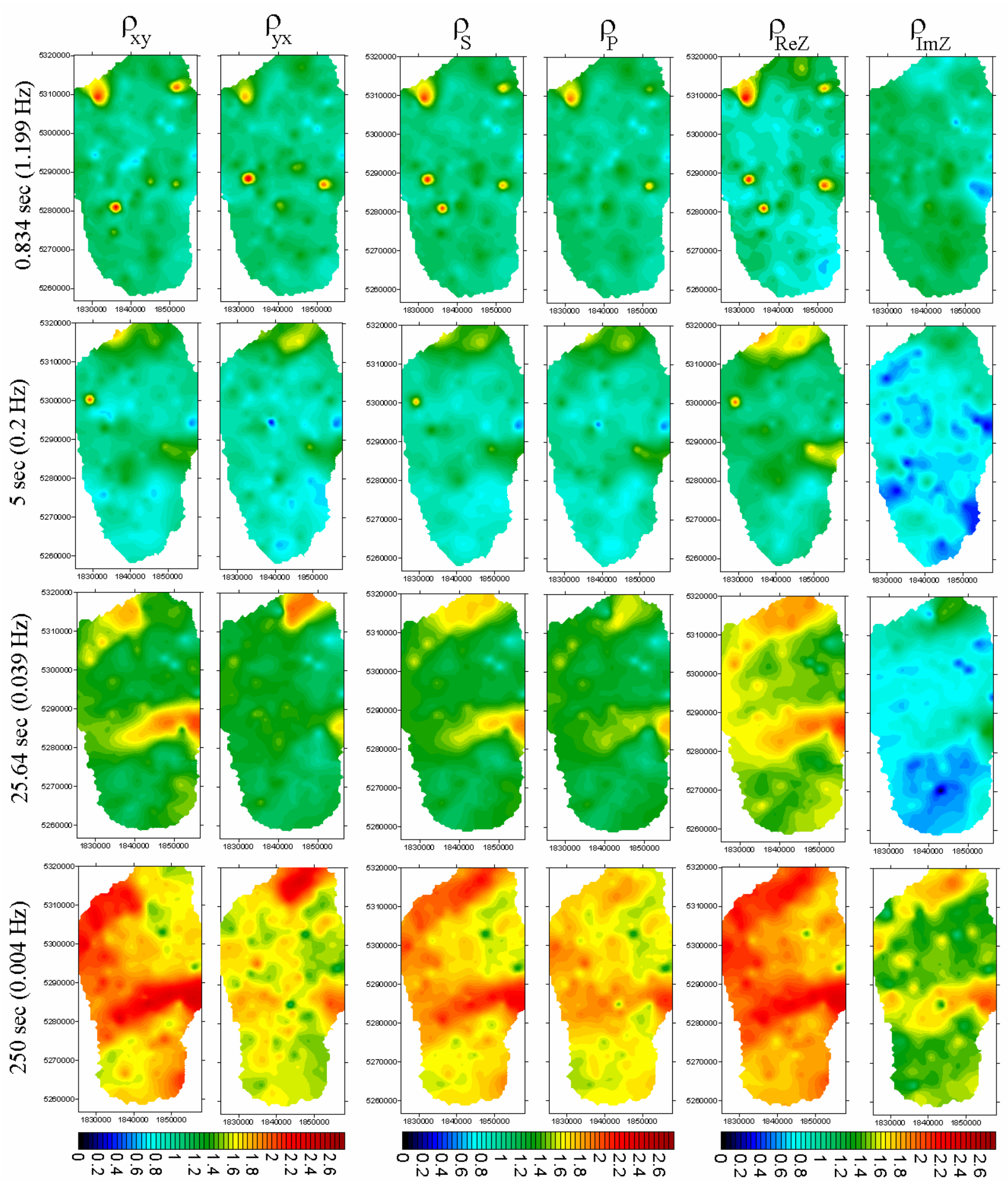
Láttuk, hogy a „nagyatádi" adatrendszer inverziós eredményeiből nem határozhatók meg egyértelműen a szerkezeti jellemzők, csak a medencealjzat mélységére kaptunk információt. A többértelműséget megszüntető geomágneses indukciós adatok hiányában – elektromágneses szempontból – csak az invariáns alapú feldolgozás eredményeire támaszkodhatunk, illetve a már meglévő más geofizikai eredmények vehetők figyelembe. A 117. ábra az általános földtani térkép (kainozoikum nélküli földtani térkép) mellett, gravitációs-, mágneses-, és tellurikus adatokat szemléltet.

A tellurikus térkép alapján a területen két nagyellenállású zóna emelhető ki, az általános 100 siemens vezetőképesség mellett. Az egyik ÉK-i irányból ível be, K-i irányú és a szelvény közepén helyezkedik el. Az inhomogenitásokhoz köthető gravitációs anomáliát nem találtam, a terület közepén mutatkozik enyhe sűrűséghiány. A mágneses térképekről a szelvény közepén átfutó 150-200 nT értékű ható említhető. Ezek alapján gondolhatnánk akár mágneses fázisátalakulásra is (Kiss *et al*., 2005), azonban a rendkívüli nagy ellenállás értékek (akár 10000 Ωm) hiányában nem adnak okot arra, hogy erre a jelenségre megalapozottan gyanakodhatnánk. Ezzel kapcsolaban a közelmúltban új eredmények születtek, amelyek új irányzatot nyithatnak a magnetotellurikus és mágneses adatok értelmezésében (Kiss *et al*., 2005).



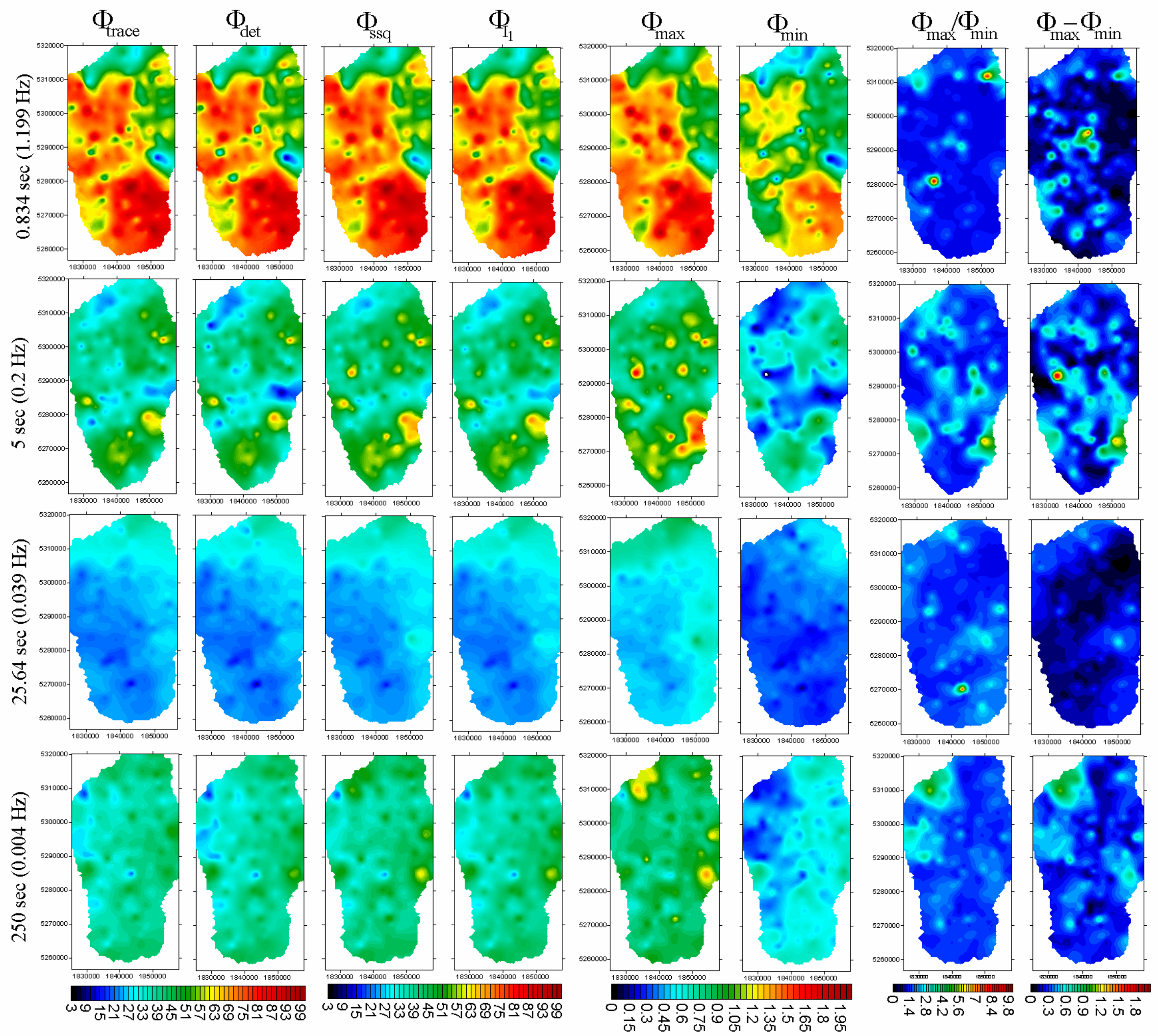
117. ábra: A „nagyatádi" adatrendszer területének földtani (kainozoikum nélküli) (bal fent), tellurikus- (jobb fent), mágneses (bal lent) és gravitációs (jobb lent) térképe

Az invariáns alapú fajlagos ellenállások – a tellurikus eredményekhez hasonlóan – nagyellenállású zónákat jeleznek. A 118. ábrán feltüntetett invariáns alapú látszólagos fajlagos ellenállás-transzformációk mindegyike KNy és ÉK-DNy irányú nagyellenállású anomáliákat mutat. A ható ellenállása kb. 500-1000 Ωm-nek adódik. A modellezés során megállapított valós és képzetes különbségek itt is fellelhetők, és jól követhetők a periódusidő függvényében. A szerkezeti inhomogenitás létezik, kérdés milyen mélyen és meddig követhető. Ennek megállapítása a fázisadatok segítségével lehetséges. Úgy tűnik, hogy az É-i anomália jelentkezik elsőként (T_{ellen} = 5 s, $T_{fázis}$ = 0.834 s) mind az ellenállás- mind a fázis adatokban. A fázis szerint az indikáció a terület közepén áthaladó nagyellenállású zónával csak T = 25,64 s után szűnik meg. Az inhomogenitás T = 25,64 s-ra vonatkozó látszólagos mélysége kb. 15-20 km. Ennél hosszabb periódusidőkön (azaz nagyobb mélységek esetén) az anomália megszűnik. A másik inhomogenitás sokkal kisebb mélységben (kb. 7-10 km között) indikálódik utoljára.



118. ábra: A „nagyatádi” adatrendszer hagyományos- és invariáns alapú látszólagos fajlagos ellenállásainak (ρ_{xy}, ρ_{yx}, ρ_S, ρ_P, $\rho_{\mathrm{Re}\,Z}$, $\rho_{\mathrm{Im}\,Z}$) horizontális térképszeletei T = 0.834, 5, 25.64, és 250 s-ra. Az ellenállás értékek tizesalapú logaritmusban értendők [Ωm].

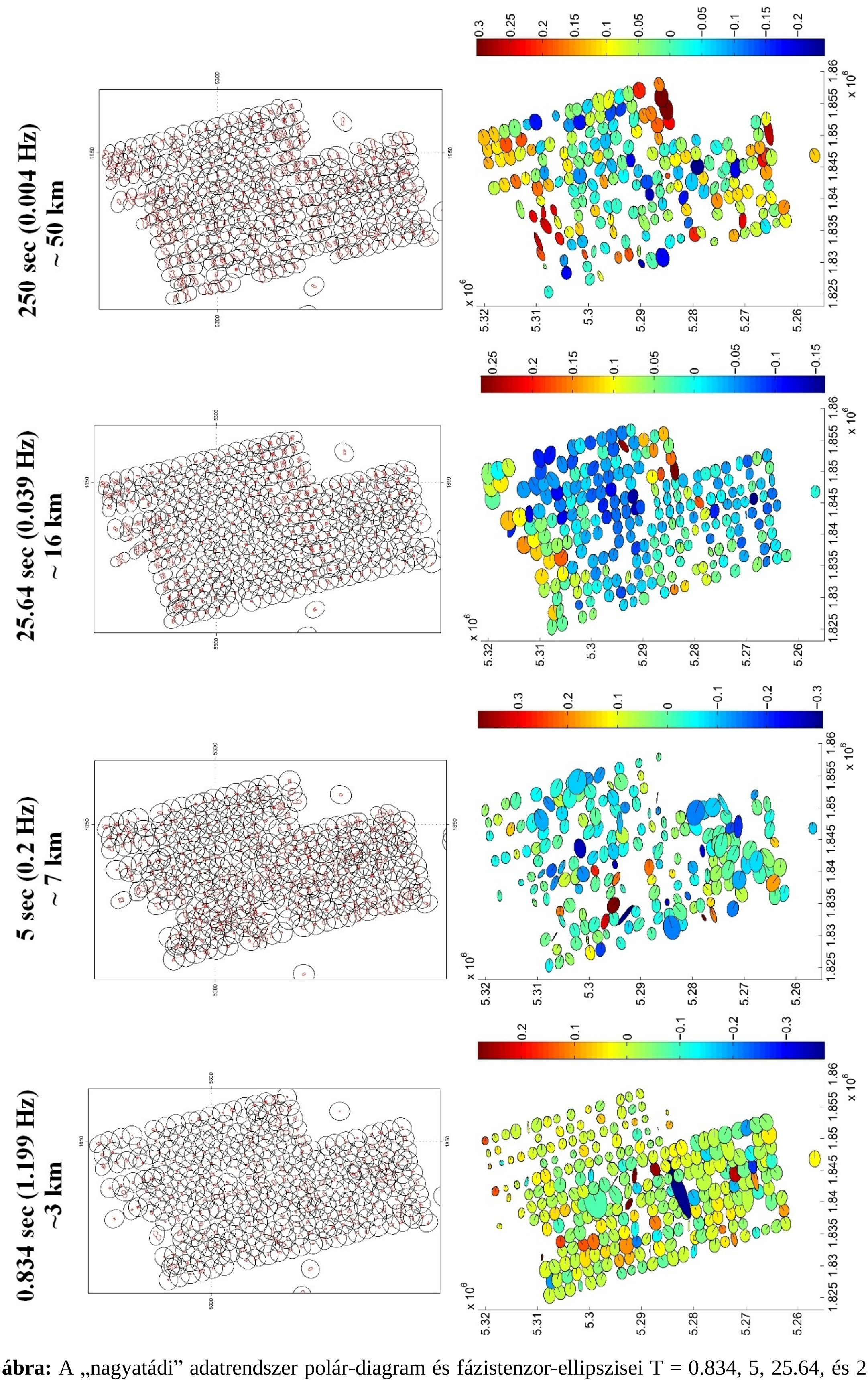
Az alakhű leképezést adó paraméterekből tehát nyilvánvaló, hogy szerkezeti különbségek vannak a területen. Az ellenállás- és fázis adatok szerint azonban nem jólvezető zóna indikálódik, így az itteni szerkezetek nem hozhatók kapcsolatba a szomszédos CELEBRATION-07 szelvényen futó mélyszerkezeti törésvonalakkal. A fázistenzor ellipszisek és a polardiagramok szerint is létezik a szerkezet, alátámasztja ezt a T = 25,64 s-on az ellipszisek megnyúltsága és $\beta_{PH} > 0$ értéke, ahol a köztes terület homogén 1D jellegű (120. ábra).



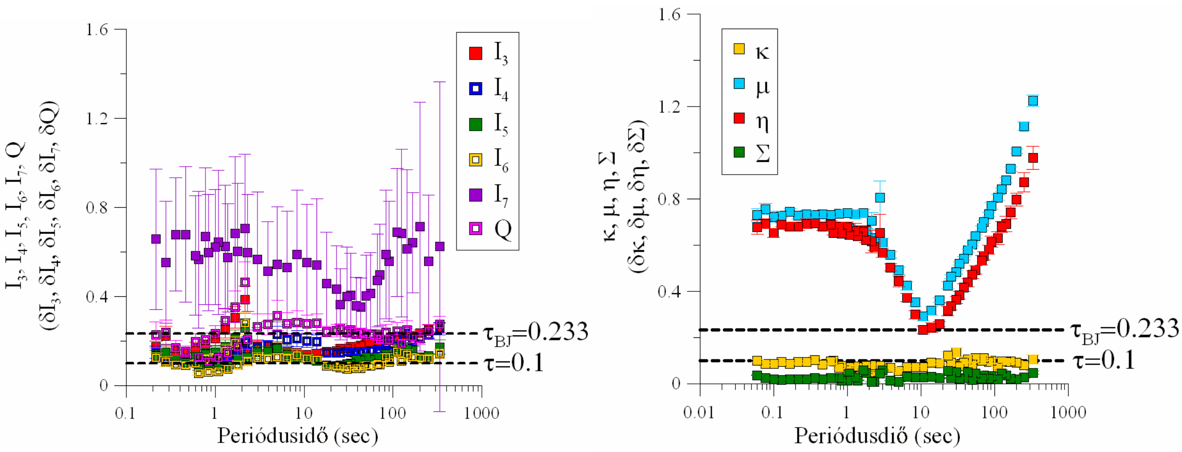
119. ábra: A „nagyatádi" adatrendszer fázistenzor invariánsainak (Φ_{tr}, Φ_{det}, Φ_{ssq}, Φ_{I_1}, Φ_{max}, Φ_{min}, $\Phi_{\frac{max}{min}}$, $\Phi_{max-min}$) horizontális térképszeletei T = 0.834, 5, 25.64, és 250 s-ra. Az fázisértékek fokban értendők

A dimenziójelleg meghatározásához szükséges határérték a jackknife és a bootstrap statisztikai becslés révén $\tau_{B,J} = 0.233$-nak adódik. A 121. ábrán jól látható, hogy a WAL - és a Bahr invariánsok eloszlásához képest ez az érték itt is nagynak bizonyul, olyannyira, hogy a Bahr invariánsok esetében a κ és a Σ jóval e határérték alatt helyezkedik el (121. ábra). A 122. ábra a dimezió-eloszlást mutatja a különböző határértékekre.

Az eredmények alapján a dimenzió-eloszlás változatos (122. ábra). A WAL invariánsokra alkalmazott $\tau = 0.1$ határérték-feltétel szerint a területen a periódusidő függvényében kizárólag 3D jelleg a jellemző. Ez nem valószínű, hisz az előbbiekben láttuk, hogy a szerkezetbeli különbségek léteznek és kimutathatók voltak. A jacknife és Bahr leképezés ennél már sokkal karakterisztikusabb képet ad.

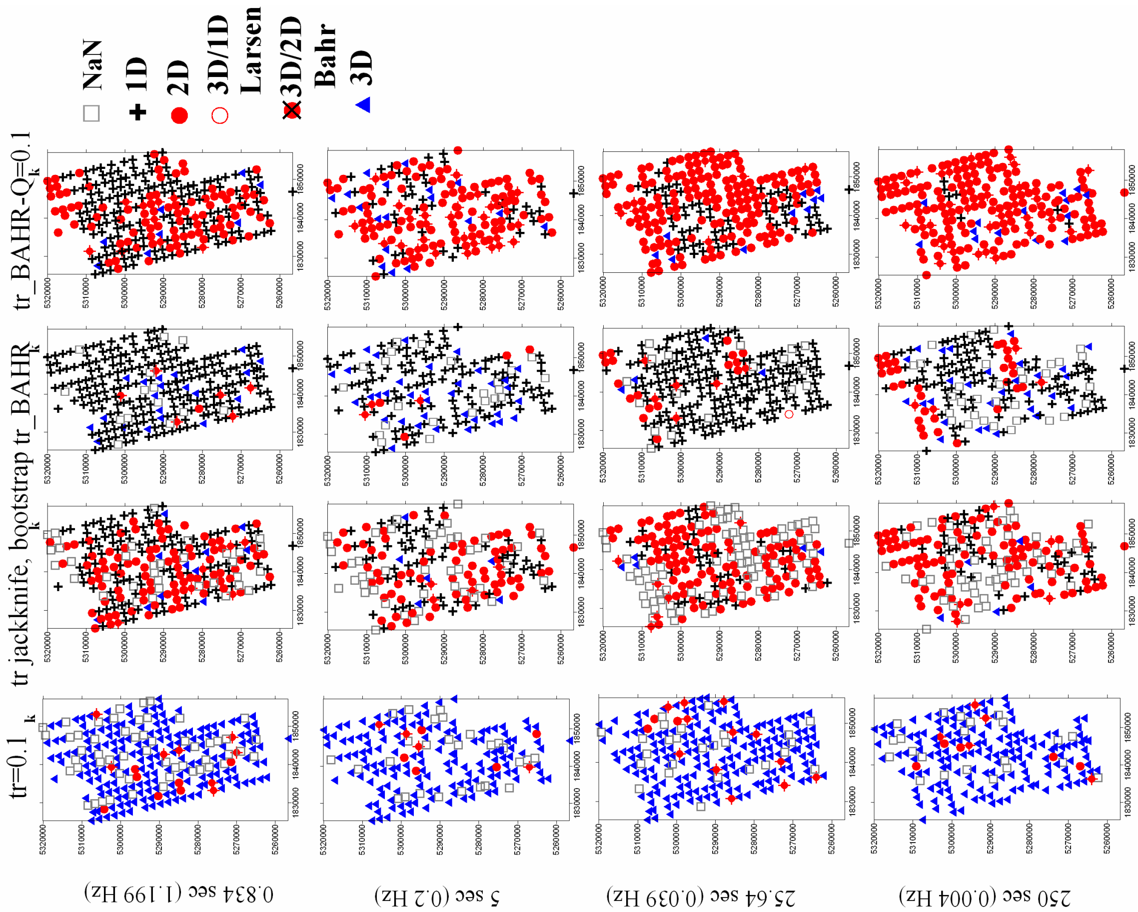


120. ábra: A „nagyatádi” adatrendszer polár-diagram és fázistenzor-ellipszisei T = 0.834, 5, 25.64, és 250 s-ra. A ellipszisek kitöltése β_{PH} alapján, értékei fokban értendők. Mélység becslés „skin” mélység alapján



121. ábra: A „nagyatádi" adatrendszer WAL- és Bahr invariánsainak középértékei és hibaeloszlása a periódusidő függvényében

A dimenziók alapján megfigyelhető, hogy a nagyobb periódusok felé éppen a hatók mentén tapasztalunk meghatározhatatlan értéket (NaN). Ez feltételezhetően abból adódik, – ami már Martí i Castells (2006) vizsgálataiból is kiderült – , hogy az I_7 (3D indikátor) nagyon bizonytalan és instabil tulajdonsággal rendelkezik. A Bahr ivariánsok szerint azonban a fentieknél tapasztalt ható környezetében 2D és 3D szerkezet a jellemző T = 25,64 és T = 250 s alatt. Sajnos a dimenzió-vizsgálat alapján egyértelmű eredményekhez nem lehet jutni.



122. ábra: A „nagyatádi" adatrendszer dimenzió-vizsgálatának eredményei a határértékek feltüntetésével. ($\tau_{bootstrap, jakknife} = 0.233$ és $\tau_{Bahr} = 0.1$ határértékek mellett)

X.3 A terepi tenzor-invariáns eredmények összefoglalása

A CELEBRATION-07 MT szelvény tenzor-invariáns alapú feldolgozásával sikerült szerkezeti indikációkat kimutatni, és az eredmények alátámasztották és kiegészítették az inverziós eredményeket. Mélységbecslés és a szerkezeti dimenzió-meghatározás is pontosítja a területről szerzett geológiai ismereteket.

Mind a látszólagos fajlagos ellenállás, mind a fázis-invariánsok jelentős inhomogenitást mutattak a szelvény 60-70 km között (Balaton-, Balatonfő-vonal), jó egyezést adva az inverziós eredményekkel. Ennek hatása a látszólagos fajlagos ellenállás szelvényeken mintha elkülönülni látszana a Balaton-vonal és a Balatonfői-vonal tekintetében. Az indikáció megjelent a fázis ellipszisek és a dimenzió-meghatározás eredményein is. Emellett a TCA (Alpokalja-, Rába-vonal) is erős konduktív anomáliaként jelentkezett. A Közép-magyarországi vonal egyik invariánsnál sem jelent meg szignifikánsan – ahogy a geomágneses indukciós vektorok sem bizonyították létezését – egyedül a fázis ellipszisek engednek arra következtetni, hogy szerkezeti indikáció lehet ebben a térségben.

A fázis-ellipszisek formai, és a hozzájuk kapcsolódó értékbeli változásai rámutattak arra, hogy az inverziós eredmények egyes anomáliái közül a Balaton- és a Közép-magyarországi vonal maximum 25 km mélységig követhető. Ugyanakkor a TCA-hoz vagy a Rába-vonalhoz köthető indikáció sokkal mélyebbre hatól, és jó összhangban van az inverziós eredményekkel.

A szelvény utolsó harmadában a dimenzió-vizgálat kimutatta hogy nagyrészt 1D jelleg az uralkodó, ez – a fázistenzor ellipszisek és a geomágneses adatokhoz hasonlóan – a TISZAI-egység nagyszerkezeti homogenitására enged következtetni.

A „nagyatádi” adatrendszer CEL-07 MT szelvényhez közeli helyzete megkívánta volna, hogy ugyanazokat a tektonikai vonalakat ugyanígy megláthassuk, azonban a geofizikai adatok tekintetében nem igazolják a geológia feltételezéseket. Az ellenállás- és fázis adatok szerint a szerkezeti indikáció nem jólvezető zónát mutat, így az ezek szerkezeti különbségek nem hozhatók kapcsolatba a szomszédos CELEBRATION-07 szelvényen futó mélyszerkezeti törésvonalakkal.

A fázistenzor ellipszisek és a polardiagramok is alátámasztották a szerkezet létezését, azonban jólvezető (tektonikai zónák) fizikai tulajdonságukat sem ezek, sem a dimenzió-vizsgálat nem támasztotta alá. Vannak szerkezeti indikációk, de geológiai értelmezésük egyenlőre nem tisztázott.

XI. A TENZOR-INVARIÁNS ALAPÚ LEKÉPEZÉS ALKALMAZÁSA EGYENÁRAMÚ MÓDSZER ESETÉRE

Az előző fejezetekben részletesen megismert invariáns mennyiségek kedvező tulajdonságai révén felmerült a kérdés, lehetséges-e hasonló paraméterek alkalmazása és definiálása az egyenáramú geoelektromos kutatásban is. Az egyenáramú geoelektromos kutatómódszert széles körben alkalmazzák, így régészeti feltárásoknál (Diamanti *et al*., 2005), nyersanyagkutatásban, stb.. A rutinszerűen alkalmazott pole-pole módszer helyett mostanában a tomográfiai megközelítés kerül előtérbe (Papadopoulos *et al*., 2006).
A jelen fejezet egy újszerű térképezési technikát mutat be, amely az ún. potenciál térképezés módszerén alapul (potential mapping - PM), és – amint látni fogjuk – némi rokonságot mutat a magnetotellurikával. Ezt a Kunetz (1966) által elméletileg megalapozott módszert néhány évtizeddel ezelőtt széles körben alkalmazták magyarországi bauxit lelőhelyek feltérképezésében (Majkuth *et al*. 1973; Simon 1974; Kakas 1981).

XI.1 Elmélet

XI.1.1 A fajlagos ellenállás-tenzor meghatározása

Egy vízszintes felszínen meghatározott fajlagos ellenállás tenzor $\underline{\underline{\rho}}$ az ún. differenciális Ohm törvény alapján függ a horizontális elektromos tértől $\boldsymbol{E}$ és az áramsűrűség vektortól $\boldsymbol{j}$ (Bibby, 1977).

$$\mathrm{E} = \underline{\underline{\rho}}\, j \text{ , azaz } \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j_x \\ j_y \end{bmatrix} \tag{93}$$

A $\underline{\underline{\rho}}$ tenzor elemeinek kiszámításához először a $\boldsymbol{j}$ áramsűrűsség és az $\boldsymbol{E}$ elektromos térerősség vektorokat kell meghatározni. Adott *A* és *B* áramelektródák mellett, az áramintenzitás ismeretében *I (+I: A, -I: B)*, a horizontális áramsűrűség-vektor egy mérési pont környezetében (ahol a mérési pont koordinátái az elektródáktól a mérési pont irányába mutató r_A és r_B vektorokkal definiálhatók) a következőképpen adható meg:

$$\mathrm{j_{AB}} = \frac{I}{2\pi}\left(\frac{\mathrm{r_A}}{\left|\mathrm{r_A^3}\right|} - \frac{\mathrm{r_B}}{\left|\mathrm{r_B^3}\right|}\right). \tag{94}$$

Az elektromos tér komponensei a felszínen ΔU_x és ΔU_y feszültség-értékeiből és a potenciál-elektródák közötti távolság ismeretében határozhatók meg, úgy mint

$$E_x \sim -\Delta U_x / \Delta x \quad \text{és} \quad E_y \sim -\Delta U_y / \Delta y \text{ ,} \tag{95}$$

ahol a negatív jel a gradiens ($\boldsymbol{E}$ = - *grad* ΔU) definíciójában szereplő negatív előjelre utal, és Δx, Δy a szomszédos elektródák közötti távolságok *x* és *y* irányban.

Egyetlen áramelektróda-pár alkalmazásával egy áramsűrűség és egy elektromos térerősség vektort kapunk. Ahhoz, hogy az ellenállás tenzor összes elemét meg tudjuk

határozni, legalább két áramirányban kell mérést végezni. Két áramirány mellett a meghatározandó fajlagos ellenállás-tenzor elemeinek száma éppen ugyanannyi, mint amennyi egyenlettel rendelkezünk (négy-négy).
Ha az 1 és 2 indexszámok az *AB* áramelektróda-irányokat jelentik, akkor a négy egyenlet a következőképpen írható fel:

$$E_{x1} = \rho_{xx} j_{x1} + \rho_{xy} j_{y1}, \tag{96a}$$

$$E_{x2} = \rho_{xx} j_{x2} + \rho_{xy} j_{y2}, \tag{96b}$$

$$E_{y1} = \rho_{yx} j_{x1} + \rho_{yy} j_{y1}, \tag{96c}$$

$$E_{y2} = \rho_{yx} j_{x2} + \rho_{yy} j_{y2}. \tag{96d}$$

Ezekből a fajlagos ellenállás-tenzor (Bibby 1986, javítva, ugyanis ott néhány elem hibás):

$$\underline{\underline{\rho}} = \frac{1}{(j_{x1} j_{y2} - j_{y1} j_{x2})} \begin{bmatrix} E_{x1} j_{y2} - E_{x2} j_{y1} & E_{x2} j_{x1} - E_{x1} j_{x2} \\ E_{y1} j_{y2} - E_{y2} j_{y1} & E_{y2} j_{x1} - E_{y1} j_{x2} \end{bmatrix} \tag{97}$$

A fajlagos ellenállás-tenzor ismeretében - főként archeológiai kutatások esetén, ahol a felülnézeti kép nyújtja a meghatározó információt - rotációs invariánsok alkalmazása ajánlott, ezek ugyanis nem függenek az alkalmazott áramirányoktól, következésképpen a rotációs-invariánsokon alapuló fajlagos ellenállás térképek várhatóan torzítatlan módon képezik le a felszínalatti inhomogenitásokat.

Szarka és Menvielle (1997) rámutatott arra, hogy a magnetotellurikus impedancia tenzorban, 2×2 komplex eleme mellett, a független invariánsok száma hét, és a nyolcadik paraméter maga a mérési irány. Következésképpen az egyenáramú (DC) ellenállás-tenzor 2×2 valós elemének transzformációja mellett három független rotációs invariáns és a mérési irány határozható meg.

A következő alfejezetben az egymástól független invariánsok rendszerében két alternatívát különböztetek meg: (1) három független ellenállásbecslést (determináns, az elemek négyzetösszege és a főelemek középértéke); (2) egy további ellenállásbecslő paramétert, valamint két- és három-dimenziós indikátorokat.

XI.1.2 Független rotációs-invariánsok rendszere

A tenzoriális megközelítés során az ellenállás-tenzor segítségével számos rotációs-invariáns rendszert lehetséges definiálni. A legegyszerűbben az egyenáramú tenzor matematikai közelítésével definiálható három független invariáns: a determináns („det”), a tenzor elemek négyzetösszege („ssq”), és a húr (a főelemek összegének fele, „trace”-el jelölve). A megfelelő ellenállás definíciók a következők:

$$\rho_{\det} = \sqrt{\det \underline{\underline{\rho}}} = \sqrt{\rho_{xx}\rho_{yy} - \rho_{xy}\rho_{yx}} \tag{98a}$$

$$\rho_{ssq} = \sqrt{\frac{1}{2} ssq \underline{\underline{\rho}}} = \sqrt{\frac{1}{2}(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2 + \rho_{yx}^2 + \rho_{yy}^2)} \tag{98b}$$

$$\rho_{trace} = \frac{1}{2} trace\underline{\underline{\rho}} = \frac{\rho_{xx} + \rho_{yy}}{2} \qquad (98c)$$

További invariánsok lehetnek, pl. a jól ismert ún. „dif" (az *xy* és *yx* indexű elemek különbségének fele):

$$dif\,\underline{\underline{\rho}} = \frac{\rho_{xy} - \rho_{yx}}{2} \qquad (99)$$

Az előbbiekben felírt négy invariáns közötti kapcsolatot a következő kifejezés adja:

$$4\,\mathrm{trace}^2\,\underline{\underline{\rho}} + 4\,\mathrm{dif}^{\,2}\,\underline{\underline{\rho}} = \mathrm{ssq}\underline{\underline{\rho}} + 2\det\underline{\underline{\rho}} \qquad (100)$$

A tenzoriális ellenállás definícióinak számos lehetséges változata megtalálható Szarka *et al.* (2000) munkájában.

XI.1.3 WAL invariánsok

A fent említett invariánsok mellett természetesen más független invariáns rendszerek is használhatók. Az ún. WAL invariánsok rendszere a magnetotellurikában (Weaver *et al.*, 2000) az egydimenziós (1D), kétdimenziós (2D) és háromdimenziós (3D) indikátorok szisztematikus meghatározását teszi lehetővé.

Az egyenáramú ellenállás tenzor – ugyanúgy, mint a komplex impedancia tenzor a magnetotellurikában – felbontható egy szimmetrikus és egy aszimmetrikus részre:

$$\underline{\underline{\rho}} = \begin{bmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{bmatrix} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} \rho_{xx} - \rho_{yy} & \rho_{xy} + \rho_{yx} \\ \rho_{xy} + \rho_{yx} & \rho_{yy} - \rho_{xx} \end{bmatrix} + \frac{1}{2}\begin{bmatrix} \rho_{xx} + \rho_{yy} & \rho_{xy} - \rho_{yx} \\ \rho_{yx} - \rho_{xy} & \rho_{xx} + \rho_{yy} \end{bmatrix}. \qquad (101)$$

Bibby (1977, 1986) cikke alapján

$$\sin 2\alpha = \frac{\rho_{xx} + \rho_{yx}}{\sqrt{\left(\rho_{xy} + \rho_{yx}\right)^2 + \left(\rho_{yy} - \rho_{xx}\right)^2}} \quad \text{és} \quad \sin 2\beta = \frac{\rho_{xy} - \rho_{yx}}{\sqrt{\left(\rho_{yx} - \rho_{xy}\right)^2 + \left(\rho_{xx} + \rho_{yy}\right)^2}} . \qquad (102a,b)$$

Ily módon írható, hogy

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\rho}} = {} & \frac{1}{2}\sqrt{\left(\rho_{xy} + \rho_{yx}\right)^2 + \left(\rho_{yy} - \rho_{xx}\right)^2}\begin{bmatrix} \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & -\cos 2\alpha \end{bmatrix} + \\ & + \frac{1}{2}\sqrt{\left(\rho_{yx} - \rho_{xy}\right)^2 + \left(\rho_{xx} + \rho_{yy}\right)^2}\begin{bmatrix} \cos 2\beta & \sin 2\beta \\ -\sin 2\beta & \cos 2\beta \end{bmatrix}, \end{aligned} \qquad (103)$$

ahol

$$\frac{1}{2}\sqrt{\left(\rho_{xy} + \rho_{yx}\right)^2 + \left(\rho_{yy} - \rho_{xx}\right)^2} = \frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{ssq}\underline{\underline{\rho}} - 2\det\underline{\underline{\rho}}} = \Pi_1, \qquad (104a)$$

$$\frac{1}{2}\sqrt{\left(\rho_{yx} - \rho_{xy}\right)^2 + \left(\rho_{xx} + \rho_{yy}\right)^2} = \frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{ssq}\underline{\underline{\rho}} + 2\det\underline{\underline{\rho}}} = \Pi_2 . \qquad (104b)$$

Következésképpen

$$\underline{\underline{\rho}} = \Pi_1\begin{bmatrix} \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & -\cos 2\alpha \end{bmatrix} + \Pi_2\begin{bmatrix} \cos 2\beta & \sin 2\beta \\ -\sin 2\beta & \cos 2\beta \end{bmatrix}, \qquad (105)$$

ahol $\sin 2\alpha = \dfrac{\rho_{xy} + \rho_{yx}}{\sqrt{\mathrm{ssq}\underline{\underline{\rho}} - 2\det\underline{\underline{\rho}}}}$ és $\sin 2\beta = \dfrac{\rho_{xy} - \rho_{yx}}{\sqrt{\mathrm{ssq}\underline{\underline{\rho}} + 2\det\underline{\underline{\rho}}}}$. (106a,b)

A (105) egyenletben Π_1, Π_2 és β invariánsok. Az α szög nem, mert $\rho_{xy} + \rho_{yx}$ nem invariáns mennyiség. Ily módon a magnetotellurikában használatos WAL invariánsok $(I_1 - I_7)$ helyett (ahol a magnetotellurikus impedancia tenzor komplex mennyiség) az egyenáramú ellenállás-tenzorban három (a valós I_1, I_3 és I_5) invariáns írható fel. Ezek a következők:

1. Egy ellenállás alapú invariáns becslés I_1, amelyet I_{1D} –ként jelölünk.

$$I_{1\mathrm{D}} = I_1 = \Pi_2 = \frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{ssq}\underline{\underline{\rho}} + 2\det\underline{\underline{\rho}}}\,. \tag{107}$$

A megfelelő fajlagos ellenállás a $\rho_{\det}$ és ρ_{ssq} négyzetes középértékének négyzetgyöke, ahol

$$\rho_{I_1} = I_1 = \sqrt{\frac{\rho_{\mathrm{ssq}}^2 + \rho_{\det}^2}{2}}\,. \tag{108}$$

2. Kétdimenziós anizotrópia, I_{2D}, magnetotellurikában I_3 paraméterként ismert

$$I_{2\mathrm{D}} = I_3 = \frac{\Pi_1}{\Pi_2} = \sqrt{\frac{\mathrm{ssq}\underline{\underline{\rho}} - 2\det\underline{\underline{\rho}}}{\mathrm{ssq}\underline{\underline{\rho}} + 2\det\underline{\underline{\rho}}}}\,. \tag{109}$$

3. A háromdimenziósság mérőszáma, I_{3D} a magnetotellurikában I_5 paraméterként ismert (Weaver *et al*. 2000):

$$I_{3\mathrm{D}} = I_5 = \sin 2\beta = \frac{\rho_{xy} - \rho_{yx}}{2\Pi_2} = \frac{\mathrm{dif}\,\underline{\underline{\rho}}}{\Pi_2}\,. \tag{110}$$

I_{2D} és I_{3D} dimenzió nélküli paraméterek, abszolút értékük 0 és 1 közötti szám. Egydimenziós esetben mindkét paraméter nulla. Kétdimenziós szerkezet mentén I_{3D} ugyancsak nulla, de I_{2D} különbözni fog nullától. Háromdimenziós esetben mindkét paraméter nem nulla értéket vesz fel.

XI.1.4 Kapcsolat a hagyományos és a tenzoriális feldolgozás között

Az ún. potenciál gradiens térképezést (PM) néhány évtizeddel ezelőtt hazánkban széleskörűen alkalmazták bauxitkutatásra (Majkuth *et al*. 1973; Simon 1974; Kakas 1981), ahol két távoli áramelektróda között határozták meg a potenciálkülönbség területi eloszlását. Erre vonatkozóan a két eltérő áramirány mellett az egyenletek a következőképpen írhatók fel:

$$E_{x1} = \rho_{xx}^{PM}\, j_{x1}\,, \tag{111a}$$

$$E_{y2} = \rho_{yy}^{PM}\, j_{y2}\,. \tag{111b}$$

Analóg modellezési tapasztalatokból tudható (Szarka, 1984; 1987), hogy a nagy ellenállású aljzatban elhelyezkedő töbörről – két különböző áramiránnyal végzett mérésből – kielégítő képet lehet kapni különféle középértékek révén. A geometriai közép, a négyzetes középérték és a számtani közép mind-mind közeli kapcsolatban van a determinánssal, az elemek négyzetösszegével, valamint a húrral (lásd a 98a-c egyenletet):

$$\rho_{\det}^{PM} = \sqrt{\rho_{xx}^{PM}\,\rho_{yy}^{PM}} \approx \sqrt{\det \underline{\underline{\rho}}}\,, \tag{112a}$$

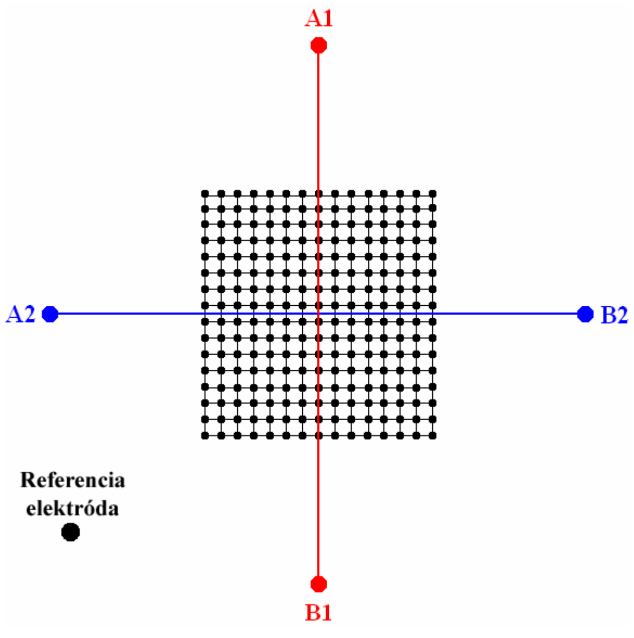
$$\rho_{ssq}^{PM} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\rho_{xx}^{PM}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\rho_{yy}^{PM}\right)^2} \approx \frac{1}{2}\sqrt{ssq\,\underline{\underline{\rho}}}\,, \tag{112b}$$

$$\rho_{trace}^{PM} = \frac{1}{2}\left(\rho_{xx}^{PM} + \rho_{yy}^{PM}\right) \approx \frac{1}{2}\left(trace\,\underline{\underline{\rho}}\right). \tag{112c}$$

Így a 99a-d egyenletek a 114a-c egyenletek teljes tenzoriális kiterjesztését jelentik.

XI.1.5 Szintetikus adatok, numerikus modellezés eredményei

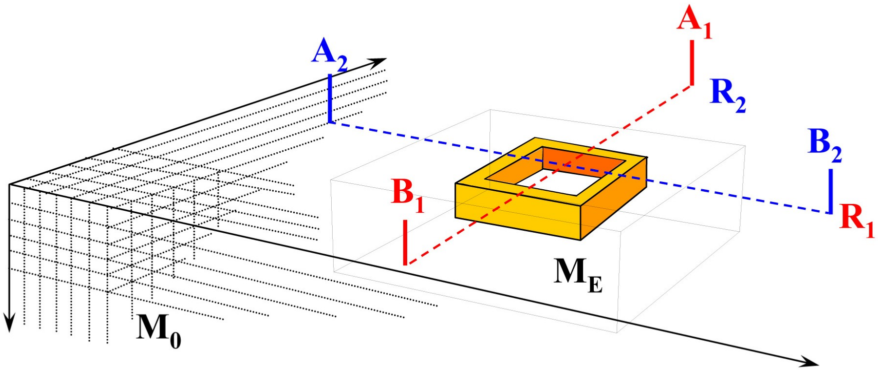
A tenzor-invariáns alapú leképezés elméleti bevezetője után nézzük meg, hogy a módszer szintetikus adatok tükrében milyen lehetőségeket ad az inhomogenitások leképezésére. A szintetikus adatok előállítására a RES3DMOD (Loke, 2001) 3D numerikus egyenáramú modellező programot használtam. A terepen alkalmazott elektróda-elrendezésnek megfelelő paraméterek mellett folyt a modellezés (123. ábra)



123. ábra: A tenzoriális ellenállás térképezés elrendezése (megegyezik a hagyományos potenciál gradiens térképezés elektróda elrendezésével)

A 3D modellt 39m×39m×5m geometriával vettem fel, hogy a terepi viszonyoknak megfelelő geometriai feltételeket biztosítva legyenek. A 16 sornyi és 15 oszlopnyi egyen

elektródaközű terítést a modell közepére vonatkoztattam, így az áramelektródák megfelelő helyzete is biztosítva volt (124. ábra).
A modellezés során főként olyan típusú modelleket vettem figyelembe, amelyek a régészeti kutatás során előfordul(hat)nak. Az összes lehetséges (hagyományos és a teljes tenzorból leszármaztatott) paraméter fő jellegzetességeit e numerikus modellen mutatom be.



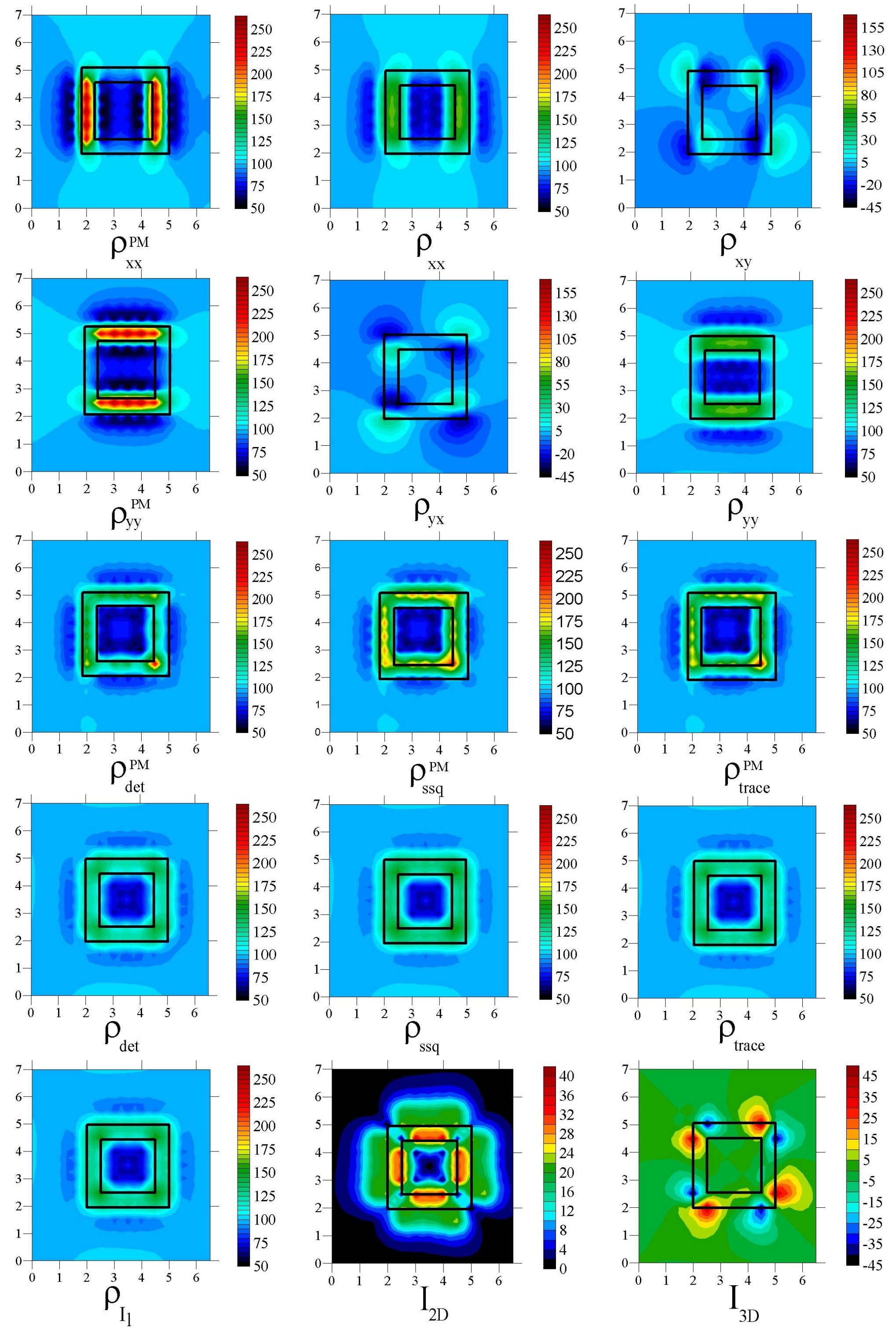
124. ábra: A modellezés paraméterei: M0 – modelltér, ME – mérési terület, A_1, B_1 áramelektródák (1), A_2, B_2 áramelektródák (2), R_1, R_2 – referencia elektródák (az 1, 2 indexek a két áramirányt jelölik). A modell tér geometriája (sor × oszlop × mélység): 39m × 39m × 5m. A mérésre vonatkoztatott tér geometriája: 7m × 7.5m × 5m, a kutatott modell: 3m × 3m × 1m, a falvastagsága 0.5m, fajlagos ellenállása ellenállása ρ = 1000 Ωm

A numerikus modellezési eredményei a 125. ábrán láthatók, egy nagy ellenállású test (épületalap-modell) esetére:

- 1. és 2. sor: Hagyományos ρ_{xx}^{PM} és ρ_{yy}^{PM} térképek, valamint tenzoriális ρ_{xx} és ρ_{yy} tenzor elemek indikálják a módszer érzékenységét az inhomogenitásokra, áramirányra merőlegesen.
- 3. és 4. sor: A hat ellenállás térkép között szignifikáns eltérés nem látható (hagyományos középértékek $\rho_{\det}^{PM}$, ρ_{ssq}^{PM}, ρ_{trace}^{PM} és a rotációs invariánsok $\rho_{\det}$, ρ_{ssq}, ρ_{trace}).
- 5. sor: A WAL invariánsok közül ρ_{I_1} gyakorlatilag ugyanazt a képet adja, mint a $\rho_{\det}$ ρ_{ssq}, ρ_{trace}.

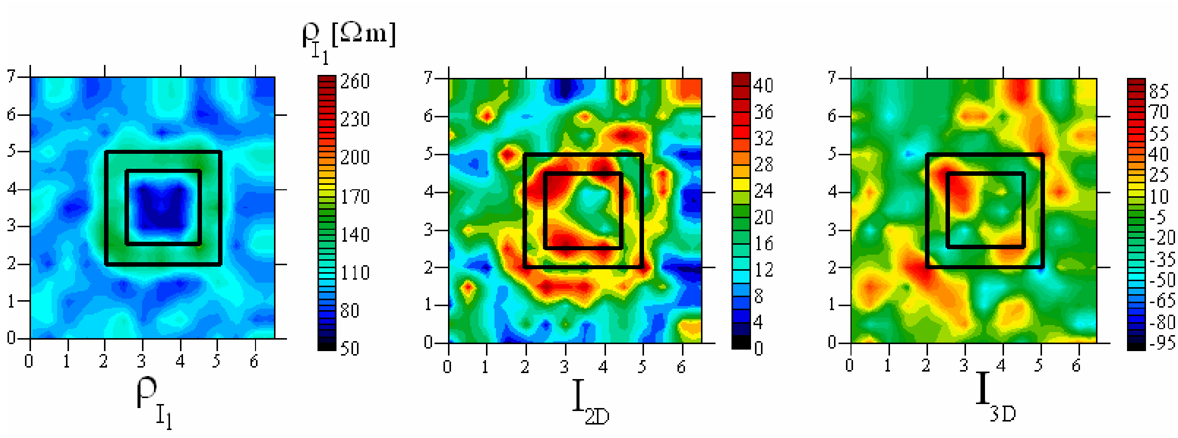
A multidimenzionális indikátorok I_{2D} és I_{3D} relatív értékei százalékban lettek megadva. (Két-, illetve háromdimenziós inhomogenitások esetében nullától különböznek).

A négyzetes épületalap-modell mélységének növekedésével és/vagy az ellenállás kontraszt csökkenésével az anomáliák kevésbé szignifikánsan jelennek meg a térképeken.



125. ábra: 3D-os numerikus modellezési eredmények egy nagyellenállású négyzetes épületalap-modell esetében. A beágyazó közeg ellenállása 100 Ωm; az alap fajlagos ellenállása: 1000 Ωm, beágyazási mélysége: 0 m, falvastagsága: 0.5 m, vertikális kiterjedése: 1m. 1-2. sor: hagyományos potenciál gradiens (PM) térképek (ρ_{xx}^{PM}, ρ_{yy}^{PM}), és az ellenállás tenzor *xx*, *xy*, *yx*, *yy* elemei ($\rho_{xx}, \rho_{xy}, \rho_{yx}, \rho_{yy}$). 3. sor: PM-középértékek ($\rho_{\det}^{PM}$, ρ_{ssq}^{PM}, ρ_{trace}^{PM}). 4. sor: független invariánsok ($\rho_{\det}, \rho_{ssq}, \rho_{trace}$). 5. sor: WAL invariánsok egyenáramú változatai ($\rho_{I_1}, I_{2D}, I_{3D}$). Az x irány a vízszintes, az ellenállás-adatok mértékegysége Ωm, I_{2D} és I_{3D} százalékban vannak megadva

A 126. ábrán a WAL invariánsok ±3%-os zaj hozzáadásával meghatározott térképei láthatók. (A zajt a számolt elektromos tér-értékekhez lett hozzáadva). Látható, hogy a többdimenziós indikátorok érzékenyebbek a zaj jelenlétére mint a ρ_{I_1}.



126. ábra: WAL invariánsok egyenáramú változatai (ρ_{I_1}, I_{2D}, I_{3D}) a 124. ábrán bemutatott modellre, ±3% véletlen zaj hozzáadásával. ρ_{I_1} mértékegysége Ωm; I_{2D} és I_{3D} százalékban vannak megadva

XI.2 Terepi kivitelezés, a mérés paraméterei (MN távolság, térképezési terület, AB távolság)

Modellezési vizsgálatokból ismert, hogy a mérés laterális felbontóképessége az *M* és *N* potenciál-elektródák közötti távolság függvénye. A méréshez *MN*=50 cm potenciálelektróda távolságot választottunk, amely érték a régészeti kutatásokban jól bevált. A műszerezettség lehetővé tette a méréshez szükséges 240 elektróda-pozíció könnyű kezelhetőségét. Közel négyzet alakú, 16×15=240 elektródával lefedett, 7×7.5 m^2-es területet definiáltunk, amelyhez az *AB* távolságot két ellentétes követelmény (nevezetesen: a felszínközeli kutatás rövid *AB* távolság alkalmazását követelné meg, míg a kutatási mélység a mérési területen belüli homogenitása egy nagyobb *AB* távolság használatát igényelne) közötti kompromisszum eredményeként (továbbá Roy és Apparao, 1971; Bhattacharya és Dutta, 1982; valamint Szalai, 2000 figyelembe vételével) 15 m-ben határoztuk meg.

A terepi mérés során nem garantálható, hogy az elektródák pontosan az elméleti helyükre kerülnek, ugyanis helyzetük függvénye a beállítási pontosságnak és a domborzatnak is. Helyenként 5 cm-es (azaz 10%-os) vízszintes eltolódások is adódhattak. A talajkeménység-eltérések pedig akár 10-15 cm-es mélységkülönbséget is okozhattak az elektródák között. A szórványos hibák könnyen kiszűrhetők a mérési adatrendszerből, a szomszédos mérési vonalak párhuzamos eltolódására azonban nagy figyelmet kellett fordítani.

XI.2.1 Mérőműszer

A terepi mérések kivitelezésére a KBFI-TRIÁSZ Kft MES-04 geoelektromos mérőberendezését (RESP-12 mérőműszer továbbfejlesztett négycsatornás mérőműszerét használtuk). Ez az egyenáramú, számítógép-vezérelt, sokelektródás mérőrendszer automatikusan SP-kompenzációval van ellátva, ahol a kompenzáláshoz használt feszültség számítógép-vezérlés esetén eltárolásra is kerül. A műszer néhány technikai paramétere (Varga, 2002):

- maximális feszültség: 130 V
- maximális áram: 125 mA
- mérési tartomány: 0,5–5000 mV
- SP-kompenzáció tartománya: ±500 mV
- analóg-digitális átalakítás 12 bites A/D konverterrel

Négy csatornát használva az elektromos térkomponens számításához szükséges mindegyik potenciál érték egyszerre egyetlen elektródapozícióban határozható meg. Minden elektróda potenciálját a helyzetétől függően 2, 4, vagy 8 alkalommal mérhető meg, ami lehetőséget ad az esetleges hibák kiszűrésére is.

XI.2.3 Mérési eljárás

A számítógép-vezérelt mérési eljárás során először az A_1B_1 áramelektródák, majd az A_2B_2 áramelektródák használatával minden elektródapozícióban mértünk ΔU_x és ΔU_y potenciál-különbségeket. A négycsatornás mérőműszer egyidejűleg négy potenciál-különbség érték meghatározását tette lehetővé: potenciál-elektródák referencia-elektródához viszonyított potenciál-különbségét (a P_i, P_{i+1}, P_{i+15} elektródák potenciálját a referencia-elektróda pozíciójához képest, ahol „i” 240 elektróda esetén összesen 210 értéket vehet fel; „i” és „i+1” elektródák ugyanabban a sorban vannak; „i” és „i+15” elektródák, pedig ugyanazon oszlopban).
Következésképpen a (95) egyenlet alapján mindkét horizontális elektromos térkomponens azonnal meghatározható. Az áramsűrűség-vektor az áramerősségből (amely az átmeneti ellenállástól (talaj minőségétől) függően 50-500 mA volt) és a geometria alapján a (94) egyenlet szerint egyszerűen kiszámítható. A rutinszerű hálózatos mérés 15×14=210 fajlagos ellenállás tenzor meghatározásával kb. negyven percet vesz igénybe. Ezalatt ez idő alatt a következő mérési területen könnyen el lehet végezni újabb 240 elektróda telepítését. Három tapasztalt terepi ember naponta ezzel a módszerrel 8-12 szomszédos 7.5m×7m-es területet tud lemérni. Az adatfeldolgozás (feltételezve a helyes működést és kivitelezést) már sokkal kevesebb időt vesz igénybe. A kolostor körül összesen 239 darab 7×7.5 m^2-es területet mértünk le, és 239×210 (több mint ötvenezer) fajlagos ellenállás-tenzort sikerült meghatároznunk az adott területen.

XI.2.4 Az adatok értelmezése

A nagy kiterjedésű területet szomszédos 7×7.5 m-es mérési téglalapok sorozatával sikerült lefedni. Ha mindegyik területen kiszámítjuk a rotációs invariánsokat, és a szomszédos térképeket összeillesztjük, valószínűleg képet kaphatunk a nagy kiterjedésű felszín alatti objektumok elhelyezkedéséről.

Egyetlen *AB* hosszal természetesen nem lehetséges mélységi információt nyerni. Mindamellett létezik néhány mélységbecslési módszer. Ezek közül az egyik a mért ellenállás anomáliák térbeli frekvencia analízise (Spector és Grant, 1970). A „nagyfrekvenciás” anomáliák sekélyebb hatásokra, míg a „kisfrekvenciásak” mélyebbekre utalhatnak. Más közelítő módszerek is léteznek, pl. a valószínűségi tomográfia (Patella, 1997; Mauriello *et al*., 1998; Mauriello és Patella, 1999). Mélységbecsléssel ebben a munkában nem foglalkozom, erre vonatkozólag egy másik tanulmányban 30 elrendezés kutatási mélység és vertikális felbontóképesség újonnan meghatározott értékeit mutatjuk be (Szalai *et al*., 2009).

XI.3 Eredmények

A 127. ábrán összesen 239 darab 7×7.5 m2-es területen mért invariáns-ellenállás (nevezetesen a ρ_{det}) látható a domborzat, valamint a kolostor (a pilisszentkereszti ciszterci apátság kolostorromja) felülnézeti képének feltüntetésével. A részletes térkép és a helyszínrajz a 3. számú függelékben található. Annak ellenére, hogy a fajlagos ellenállás-térképek nem teljesen mentesek a különböző mérési hibáktól, ill. pozícionálási torzulásoktól (a szomszédos térképek szélein nem tökéletesen folyamatos az ellenállás-értékek átmenete), az összeillesztett fajlagos-ellenállás térképek valóban hasznos információval szolgálnak az eltemetett objektumok kimutatásához.

A természetes eredetű fajlagos ellenállás-változások mellett számos mesterséges anomália is látható. A következők például nyilvánvalóan mesterséges eredetűek:

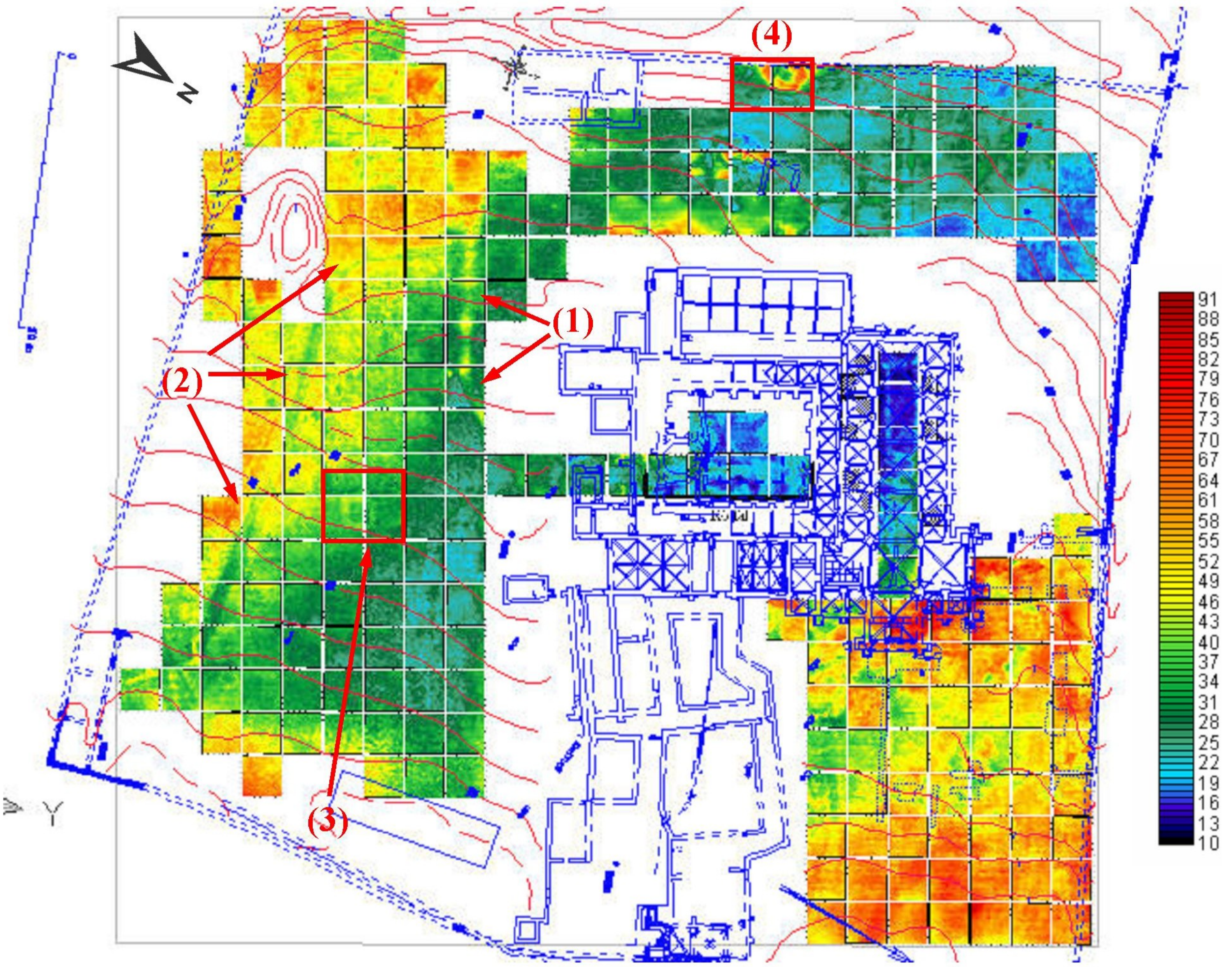
(1) A kerengő felé bekanyarodó anomália valószínűleg egy felszín alatti csatorna lehet, amely a közeli (ismert) mesterséges tóból vizet szállított a kolostor épületeihez (szökőkút, konyha, víztároló, stb.).

(2) Hosszan elnyúló, kis fajlagos ellenállású anomália egybeesik a jelenlegi úttal. Az átlósan felfelé húzódó sáv felső oldalán mért igen nagy fajlagos ellenállás-értékek feltehetően épület-maradványokra utalnak.

(3) Egy 6m x 6m-es, viszonylag nagy ellenállású négyzet-perem („négyzet”) valószínűleg épületalap maradvány lehet.

(4) A lópatkó (vagy részben „ellipszis”) alakú objektum minden bizonnyal kemence.

A régészeti értelmezés a disszertáció feladatkörén kívül esik. A következőkben az ellenállás térkép (3) és (4) anomáliáit részletesen tárgyalom.



127. ábra: 239 darab fajlagos ellenállá térkép ($\rho_{\det}$ Ωm-ben adott) és a kolostor komplexum

XI.3.1 Négyzetes test

A „négyzet”-re vonatkozó eredmények a 128. ábrán láthatók, az ugyanerre az objektumra vonatkozó modellezési eredményeket a 125-126. ábrák szemléltetik. A fajlagos ellenállás-invariánsok ($\rho_{\det}$, ρ_{ssq}, ρ_{trace} és I_{1D}) egymással megegyező leképezési tulajdonsággal rendelkeznek. A PM-modellezés (125. ábra) is hasonló eredményre vezetett. A numerikus modellezés eredményei tehát mindegyik paraméterre ugyanazt a jellegzetességet mutatják.

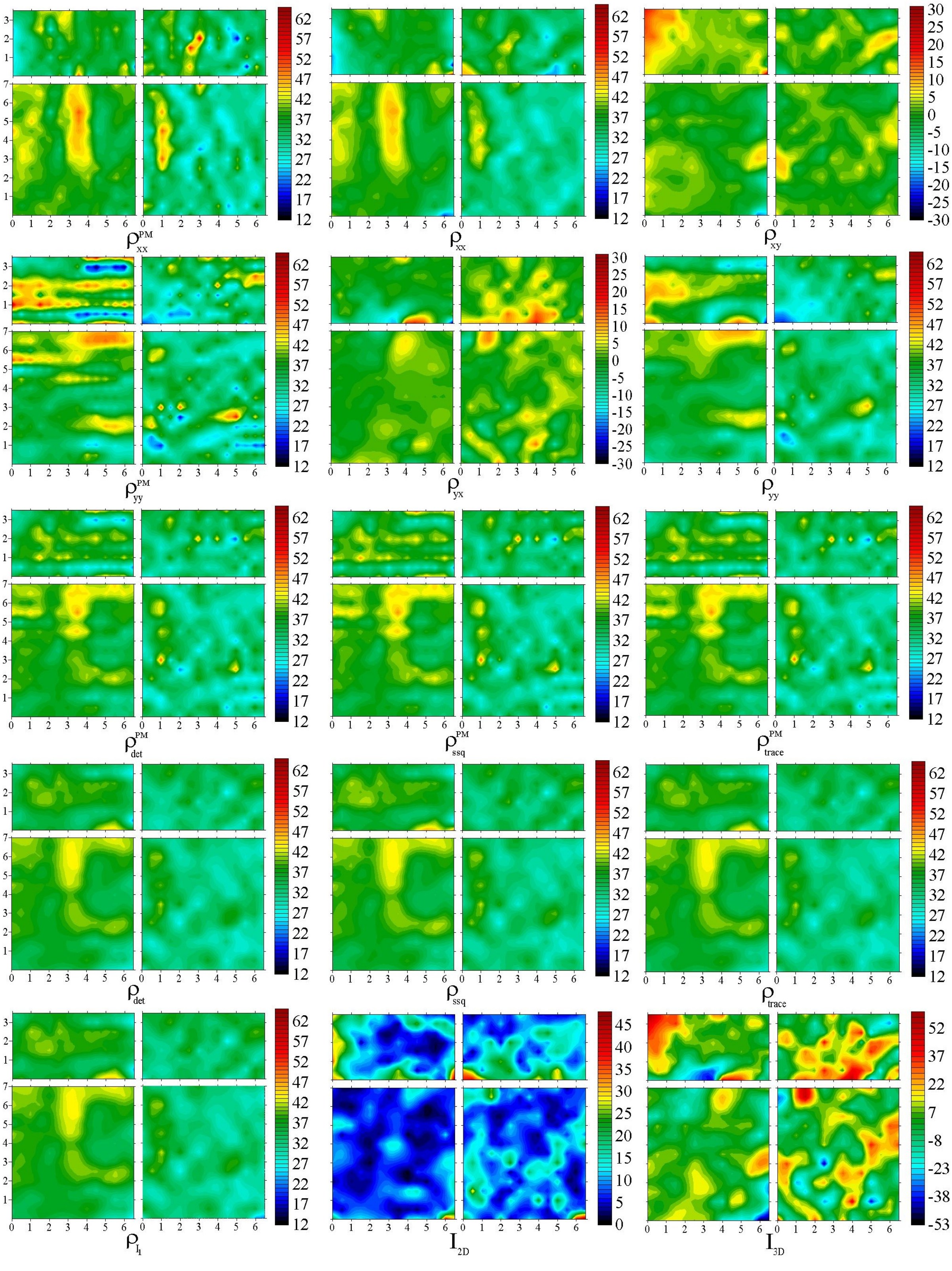
Feltűnő, hogy a terepi adatokra a többdimenziós indikátorok (I_{2D} és I_{3D}) teljesen használhatatlannak bizonyultak. A jelszint túlságosan alacsony, következésképpen a mérési hibák és a különböző zajok elnyomják a valódi fizikai hatást, (lásd a numerikus modellezés eredményeit a 126. ábrán).

XI.3.2 „Ellipszis” vagy „kemence”

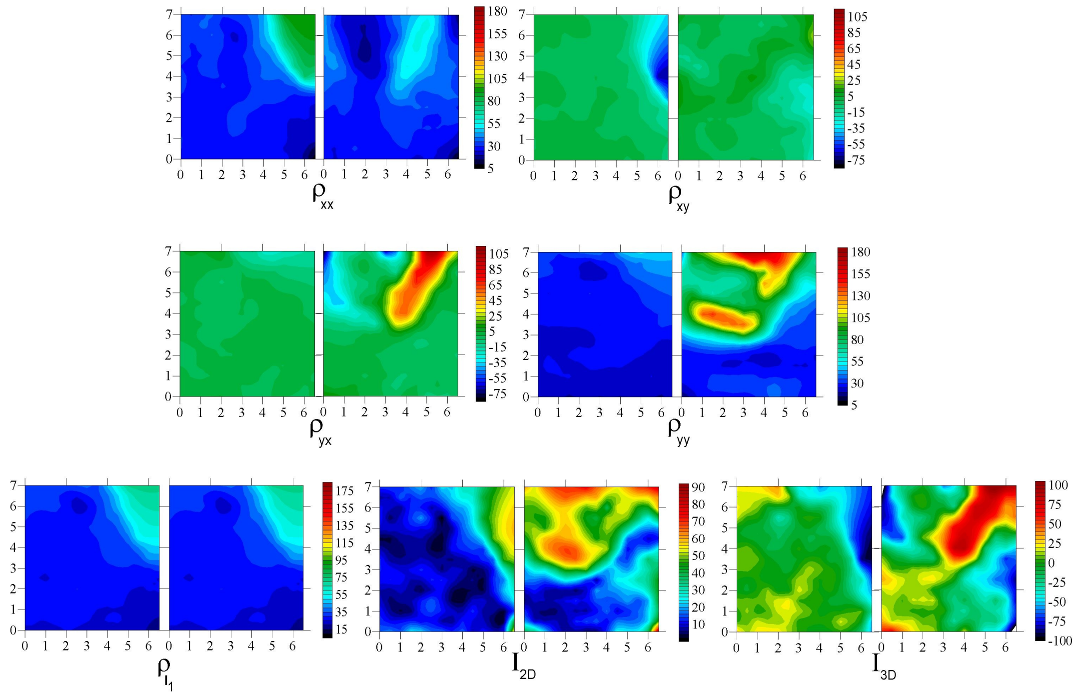
Az előzőekhez képest sokkal karakterisztikusabb anomáliával jelentkezik. Hasonlóan a „négyzet”-hez, a fajlagos ellenállás-anomáliák mindegyike ebben az esetben is hasonló képet nyújt. A 129. ábrán a mért fajlagos ellenállás-tenzor elemek, ill. a WAL invariánsok láthatók. A matematikai invariánsokat (*det*, *ssq* és *trace*) nem ábrázoltuk, hiszen gyakorlatilag megegyeznek az I_{1D} invariáns képével. A 130. ábra az ugyanerre az objektumra vonatkozó modellezési tulajdonságokat szemlélteti.
Az „ellipszis” esetében a mért adatokból meghatározott I_{2D} és I_{3D} invariánsok fizikailag értelmezhető képet adnak: a numerikus modellezés eredményeivel bár nem egyeznek, de némiképp emlékeztetnek rájuk. Ezek az ún. többdimenziós anomália-térképek – úgy tűnik – jelzik a felszínközeli szerkezetek eltérését is a feltételezett modellhez képest.
Az eltemetett kemence felülnézeti képéhez valószínűleg elegendő lenne a főkomponenseket mérni, úgy, ahogyan az a hagyományos potenciál gradiens térképezés esetében történt.

XI.4 Terepi modellezés az invariánsok esetleges áramirány függésének megállapítására

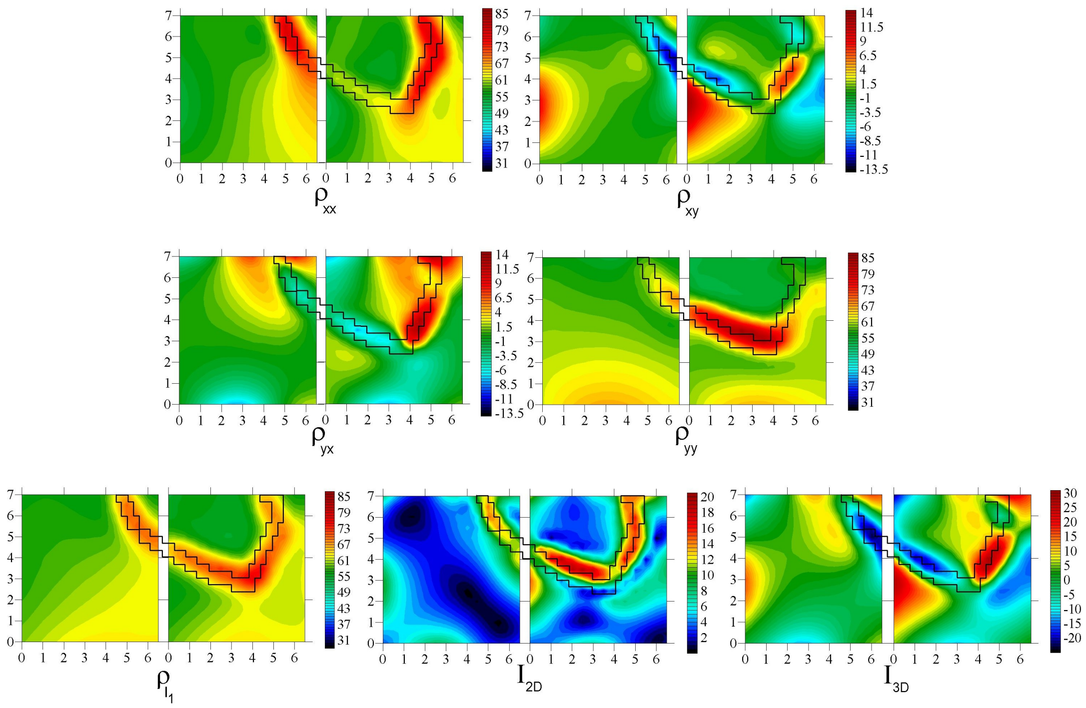
A fajlagos ellenállás-tenzor rotációs invariánsai elvileg függetlenek az alkalmazott áramirányoktól (XI.1 fejezet), ez a feltételezés adja ugyanis az invariáns mennyiségek egyediségét, hiszen elméletileg – egy adott elrendezés függvényében – bármely áramirány mellett ugyanazt az értéket szolgáltatják.
Ebben a fejezetben megvizsgáltam, hogy konkrét terepi viszonyok mellett, egy ismert objektumra mennyire igaz ez a feltevés. A vizsgálat során különböző áramelektróda geometriák okozta hatásokat az egyes elrendezések képi megjelenítésében esetleg fellépő eltérések, változások függvényében tanulmányoztam.
A terepi modellezés helyszínét a soproni Amfiteátrum egy kiválasztott része képezte. E 2005-ben mért geoelektromos szelvény (4. számú melléklet) alapján az Amfiteátrum geoelektromos paraméterei ismertek, a részletes terepi modellezés helyszíne a geoelektromos szelvény alapján lett kiválasztva. A potenciál-elektródák elhelyezése a tenzoriális-elrendezéssel megegyező volt (123. ábra). A hagyományos tenzoriális kétirányú áramelektróda-elrendezés általában szimmetrikus helyzetű. A kísérlet során többfajta áram-referencia elektróda kombinációt alkalmaztunk (pl. nem szimmetrikus, keresztirányú, eltolt középpontú, szöget bezáró, stb.). Az áramelektródák és a referencia elektródák pozícióinak változtatásával olyan áramelektróda-elrendezéseket szimuláltunk, amelyek a valóságban is elképzelhetőek adott terepi viszonyok mellett.
Ahhoz, hogy számszerűen meg tudjuk határozni a valós objektum hatásától eltérő értékeket – az adott elrendezés-típusok okozta eltérésekhez képest – szükség van egy szintetikus modell felvételére. A modellt egy nagy ellenállású maradványfal lépcsős szerkezeteként definiáltam.



128. ábra: Mérési eredmények a (3) anomáliára. 1-2. sor: hagyományos potenciál gradiens (PM) térképek ($\rho_{xx}^{PM}, \rho_{yy}^{PM}$), és az *xx, xy, yx, yy* ellenállás tenzor elemek ($\rho_{xx}, \rho_{xy}, \rho_{yx}, \rho_{yy}$). 3. sor: PM középértékek ($\rho_{\det}^{PM}, \rho_{ssq}^{PM}, \rho_{tarce}^{PM}$). 4. sor: független invariánsok ($\rho_{\det}, \rho_{ssq}, \rho_{trace}$). 5. sor: WAL invariánsok egyenáramú megfelelői (ρ_{I_1}, I_{2D}, I_{3D}). Az x irány a horizontális. Az ellenállás adatok Ωm-ben adottak, I_{2D} és I_{3D} pedig %-ban



129. ábra: Mérési eredmények a kemence objektumra. 1-2. sor: A $\rho_{xx}, \rho_{xy}, \rho_{yx}$ *és* ρ_{yy} ellenállás tenzor elemek térképei. 3. sor: WAL invariánsok egyenáramú megfelelői (ρ_{I_1}, I_{2D}, I_{3D}). Az x irány a horizontális. Az ellenállás adatok Ωm-ben adottak, I_{2D} és I_{3D} pedig %-ban



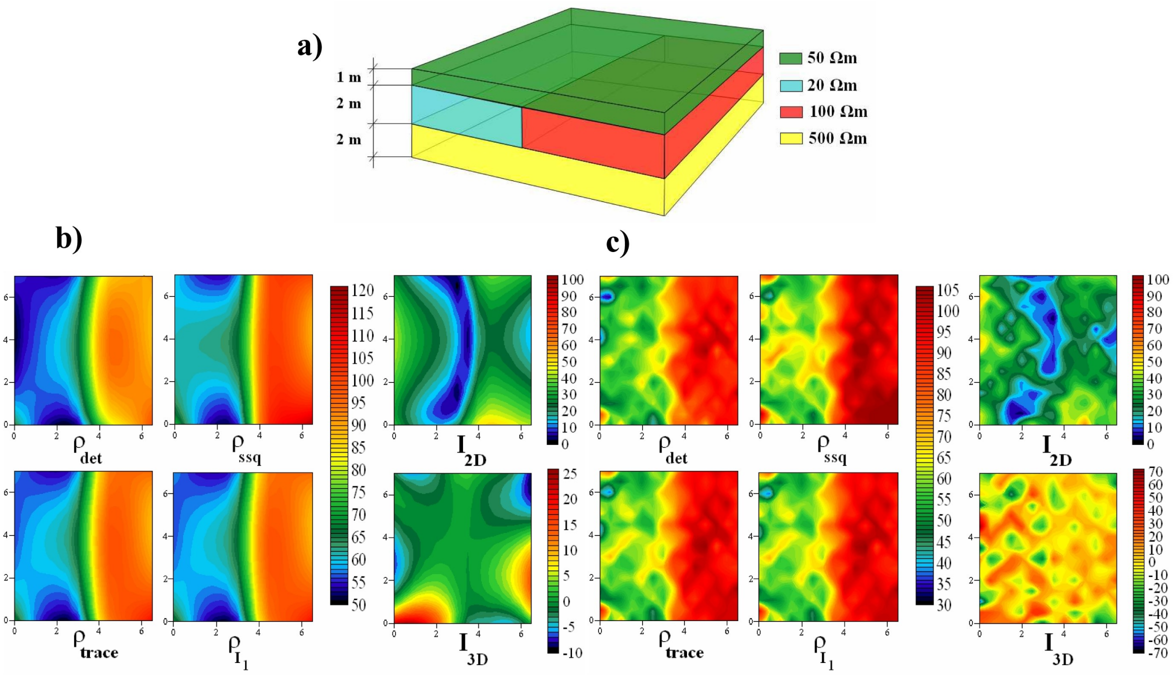
130. ábra: Numerikus modellezés eredményei a kemence modellre. Beágyazó közeg ellenállása: 30 Ωm; a kemence modell paraméterei: ellenállása: 3000 Ωm, mélysége: 0.5 m, falvastagság: 0.5 m, vertikális kiterjedés: 1 m. 1-2. sor: A $\rho_{xx}, \rho_{xy}, \rho_{yx}$ *és* ρ_{yy} ellenállás tenzor elemek térképei. 3. sor: WAL invariánsok egyenáramú megfelelői (ρ_{I_1}, I_{2D}, I_{3D}). Az x irány a horizontális. Az ellenállás adatok Ωm-ben adottak, I_{2D} és I_{3D} pedig %-ban

A modellhez szükséges geoelektromos paramétereket a sok-elektródás szelvény szolgáltatta, a modellezést a tenzoriális elektródaelrendezésnek megfelelően végeztem (125. ábra). A terepi mérés és a szintetikus modell összehasonlításához – valós terepi viszonyokat szimulálva – 3%-os Gauss eloszlású zajt lett hozzáadva a szintetikus modell potenciálértékeihez. A 131. ábra a szintetikus modellt, a tenzoriális elektródaelrendezés során kapott eredményeket, illetve a 3%-os Gauss eloszlású zaj hozzáadásával kapott invariáns mennyiségeket mutatja.

A különböző elrendezés-típusok jó követhetősége végett az áram- és referencia elektróda pozíciók megfelelő koordinátáit a 14. táblázat tartalmazza, vizuálisan pedig a 132. ábrán láthatóak.

Az első négy elrendezés-típus (SOPR1-SOPR4) a merőleges áramiránynak megfelelő geometriát követi, ahol az áram- és a referencia elektródák ugyanazon vonal mentén helyezkednek el. A másik négy elrendezés (SOPR5-SORP8) bonyolultabb geometriájú, a két különböző áramirányhoz tartozó áramelektródákat (+I: A, -I: B) összekötő egyenesek eltérő pozícióban helyezkednek el a potenciál elektródákhoz képest. A kísérlet során a vizsgálat tárgyát képezte a végtelen távoli elektróda esete is (SOPR9-SOPR10).

Az elemzés során a XI.1.5 fejezetben szereplő szintetikus modellezéshez hasonlóan meghatároztam a három matematikai invariánst, illetve a WAL invariáns mennyiségeket (133-134. ábra).



131. ábra: a) Szintetikus modell; b) a tenzoriális modellezés eredménye; c) a tenzoriális modellezés eredménye 3%-os Gauss eloszlású zaj hozzáadása esetén

Mind a 10 esetben a $\rho_{\det}, \rho_{ssq}, \rho_{trace}$ valamint a ρ_{I_1} esetében az objektumra vonatkozó leképezési eredmények teljes mértékben visszaadják a szintetikus modell ellenállás eloszlását az adott áramelektródához (15 m) tartozó mélységben. Ha megvizsgáljuk a dimenzionalitásra vonatkozó WAL invariánsokat, az I_{2D} a vetős szerkezet oldala mentén jelentkezik szignifikáns eltéréssel, míg az I_{3D} a szerkezet sarkait emeli ki. A $\rho_{\det}, \rho_{\mathrm{ssq}}, \rho_{\mathrm{trace}}$ valamint a ρ_{I_1} megfelelnek arra a célra, hogy összehasonlítást végezzünk a szintetikus modell és a terepi modellezés eredményei között. A dimenzio jellemző indikátor erre a célra jelen esetben nem használhatók fel.

	A_x		A_y		B_x		B_y		R_x		R_y		AB
	x	y	x	y	x	y	x	y	x	y	x	y	
SOPR1	7.5	0	—	—	7.5	0	—	—	0	-7.5	—	—	15
	—	—	0	5	—	—	0	0	—	—	-7.5	0	12.5
SOPR2	-7.5	0	—	—	5	0	—	—	0	-7.5	—	—	12.5
	—	—	0	7.5	—	—	0	-7.5	—	—	-7.5	0	15
SOPR3	-5	0	0	5	5	0	0	-5	0	-7.5	-7.5	0	10
SORP4	-10	0	0	10	10	0	0	-10	0	-7.5	-7.5	0	20
SORP5	5.3	5.3	-5.3	5.3	-5.3	-5.3	5.3	-5.3	-7.5	-7.5	0	0	15
SOPR6	7.07	7.07	-7.07	7.07	-7.07	-7.07	7.07	-7.07	-7.5	-7.5	0	0	20
SOPR7	-7.5	2.25	-7.5	2.25	2	-7.5	2	7.5	0	7.5	-7.5	0	15
SORP8	0	7.5	—	—	0	0	—	—	0	7.5	—	—	7.5
	—	—	7.5	0	—	—	-7.5	-7.5	—	—	0	0	15
SORP9	0	-7.5	7.5	0	0	7.5	-7.5	0	35	35	0	0	15
SORP10	0	-7.5	7.5	0	0	7.5	-7.5	0	0	0	35	35	15

14. táblázat: A különböző terepi mérés áram- (*A*,*B*) és referencia (*R*) elektródáinak koordinátái, mértékegysége m-ben

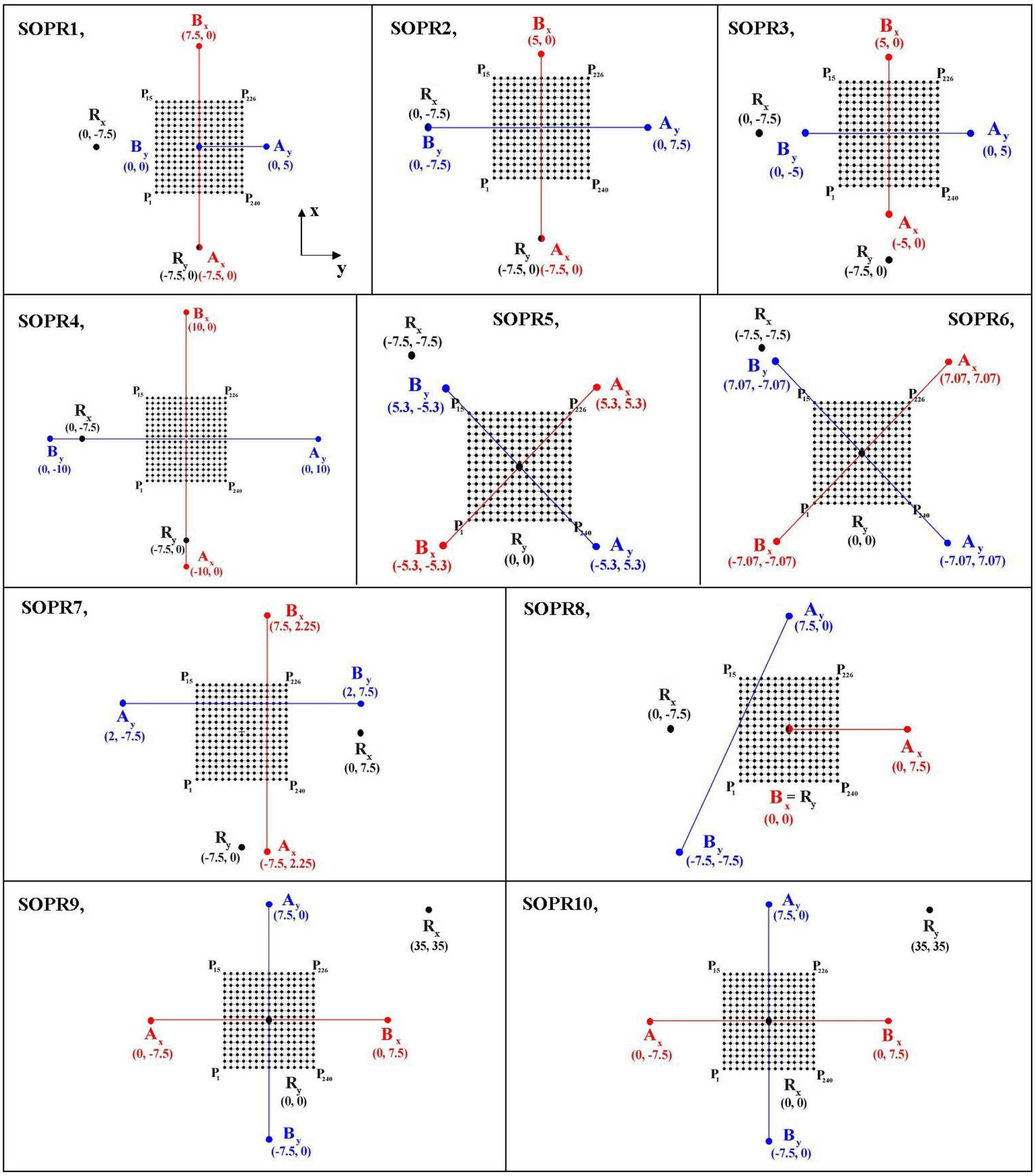
A zajjal terhelt adatok tükrében amíg az I_{2D} valamelyest visszaadja a modell jellegzetességét, addig az I_{3D}-t már csekély mértékű zaj is eltorzítja, és a későbbiekben láthatni fogjuk, hogy az áramelektródák helyzetének megváltozására is érzékenyen reagál.

A terepi modellezés során az áramelektródák távolsága nem minden esetben volt azonos, így pl. a SOPR3 esetében a rövidebb áramelektróda távolság (10 m) kisebb mélységű információt hordoz, mint a 20 m-es *AB* távolságú SOPR4 típus. Ez az oka ugyanis, hogy az utóbbinál az objektum ellenállás tartománya a nagyobb ellenállásértékek felé, az előbbinél pedig a kisebb ellenállás értékek felé tolódik.

Az áram-referencia elektróda helyzetéből adódó függés számszerűsítése végett statisztikai vizsgálatot végeztem a zajjal terhelt szintetikus modell és a terepen kapott eredmények között. A 15-20. táblázatok néhány statisztikai paramétert összegeznek az invariáns paraméterekre. Azt mindenképpen figyelembe kell venni, hogy a szintetikus modell nem fedi le teljesen a valós terepi szerkezet paramétereit, így a táblázatban közölt adatok csak közelítő értékűek.

A szisztematikus összehasonlításhoz az eltérő áramelektróda távolsággal rendelkező terepi modellek statisztikai értékeit vastag fekete színnel különítettem el, azzal a feltétellel, hogy az elkülönítés csak azokra az esetekre érvényes, amelyeknél az áramirányok (A_xB_x, A_yB_y)

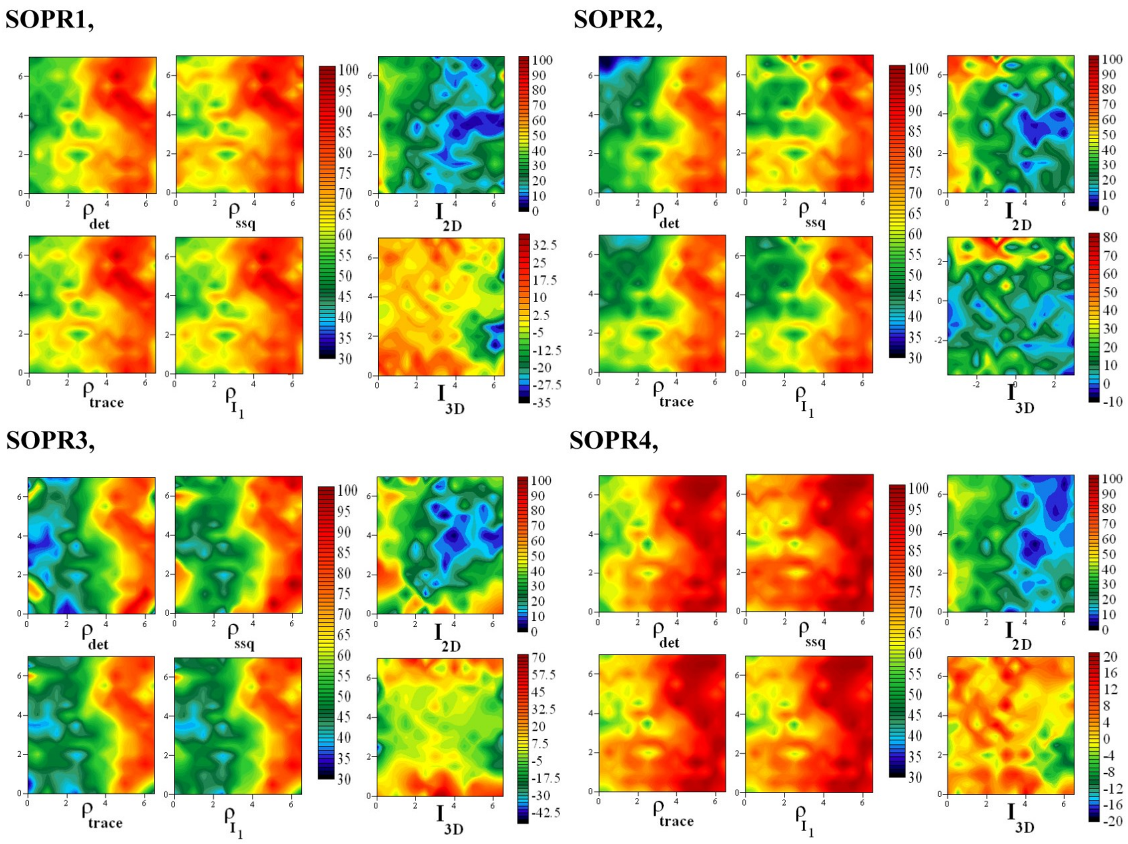
távolsága mindkét áramirányban eltér a 15 m-től. Így a SOPR1, SORP2, SOPR8 típusokat egyenrangúként kezeltem a valóban 15 m *AB* távolsággal rendelkező típusokkal szemben, hiszen eltérésük csekély mértékű a csoport többi tagjához képes. A SORP3, SOPR4 és SOPR6 típusokat külön kezeltem.



132. ábra: A terepi mérés típusainak elrendezései: a (0, 0) koordináta a potenciálelektródák (P_1-P_{240}) által határolt terület középpontja; az A és B áramelektródák, valamint az R referencia elektróda a két különböző áramirányban.

Ha a tíz esetet nézzük, akkor az átlagos eltérés az 1D robusztus leképezést adó invariánsoknál ($\rho_{\det}$, ρ_{ssq}, ρ_{trace}, ρ_{I_1}) 10% körüli, kivételt képeznek a dimenzió indikátorok (I_{2D} és I_{3D}) ahol ez az érték majdnem 20%. Mivel a szintetikus modelltől való eltérés tartalmazhatja a modell paraméterek pontatlan kiválasztását, ezért az átlagos eltéréstől való eltérést is vizsgáltam, a táblázatok utolsó oszlopában szerepel.

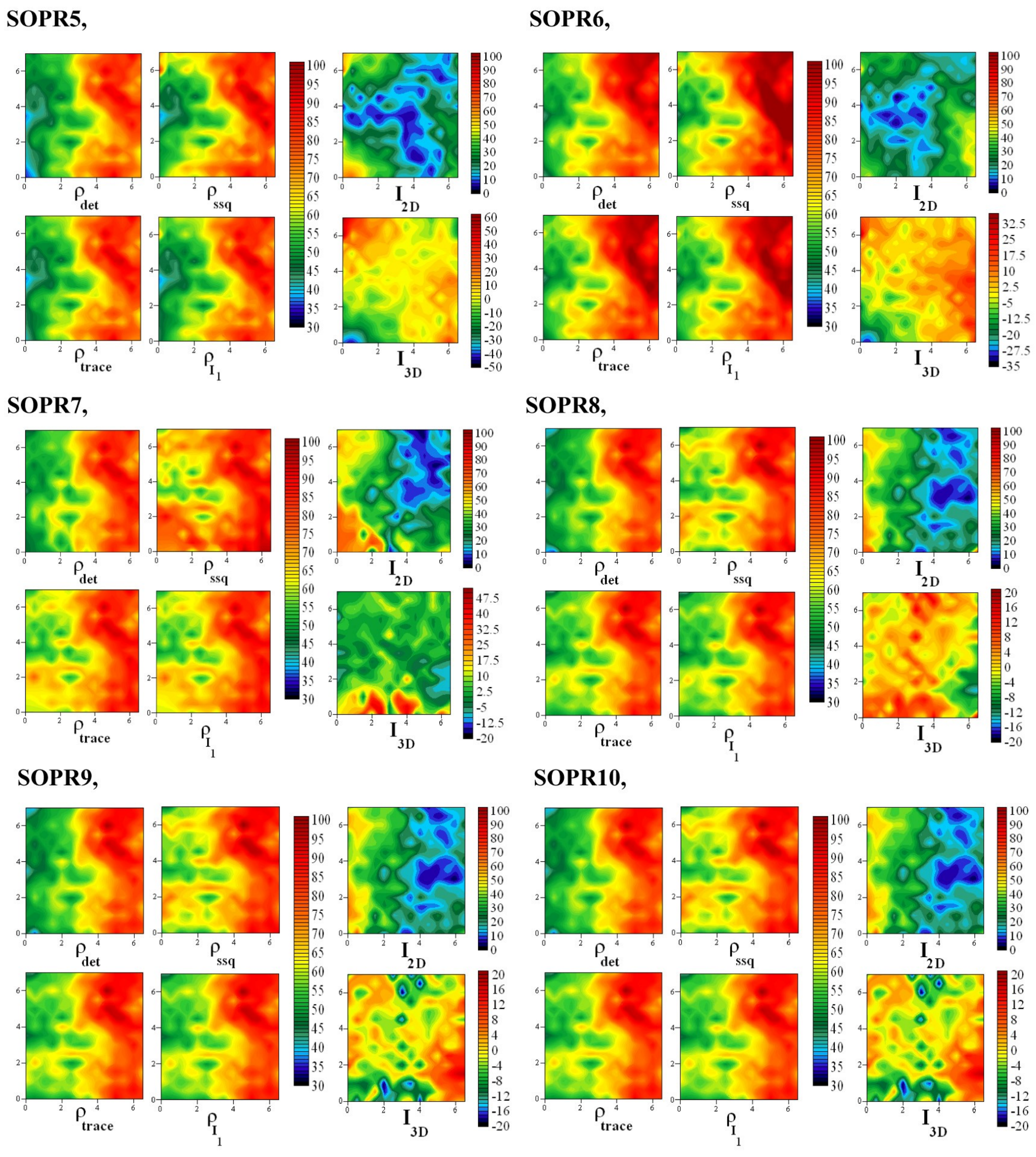
A statisztikai értékeket a megadott feltételnek megfelelően vizsgálva, a legnagyobb eltérést az átlagos eltérésben mindegyik invariánsra a SOPR3 modell produkálta. Ez valószínűleg amiatt van, hogy az áramelektródák távolsága mindkét irányban azonosan kisebb az átlagos 15 m áramelektróda-távolságnál, így sekélyebb mélységből kapunk információt, mint a többi esetben. Ugyanakkor nem csak itt tapasztalunk eltérést az átlagos áramelektróda-távolságtól, hanem más geometria esetében is, ahol az átlagos áramelektróda-távolságtól való eltérés 33.33% (SOPR4 és SOPR6). Valószínűsíthető, hogy ezekben az esetekben az áram – a sekélyebb behatolási geometria miatt – még nem érte el az objektumot, szemben az ugyancsak átlagostól eltérő geometriájú, de nagyobb behatolási mélységű terepi modellek esetében, amelyek már harántolják az inhomogenitást (133-134. ábra).



133. ábra: A terepi mérés eredményei az első öt típusra (SOPR1-SOPR4), az ábrán a három matematikai független invariáns ($\rho_{\det}$, ρ_{ssq}, ρ_{trace}) szerepel, valamint a WAL invariánsok egyenáramú változatai ($\rho_{I_1}, I_{2D}, I_{3D}$). Az ellenállás-adatok mértékegysége Ωm, I_{2D} és I_{3D} százalékban

Ha ezektől az esetektől eltekintünk, akkor az áramirányok (A_xB_x, A_yB_y) szimmetrikus helyzettől, illetve a derékszögtől való eltérése, az átlagos eltéréshez képest ~2.5%-os eltérést okozhat (SOPR7, SOPR8). A két áramelektróda irány *AB* hosszának különbözősége maximum ~1.5%-os eltérést okozhat (SOPR1, SOPR2, SOPR8). Úgy tűnik, hogy az áramirányok középpontúságának eltérése (SOPR7: ~2%) a potenciáltérhez (potenciálelektródák) képest nagyobb hatással van az áramtér eloszlására, mint a legalább egy potenciáltér-középpontú áramirányt felhasználó típusnál (SOPR8: ~0.8%).

A második csoportba tartozó típusok statisztikai értéke azt tükrözi, hogy az általánosságban alkalmazott 15 m *AB* távolsághoz képest csak mélységbeli eltérést okoz a *AB* növelése (SOPR3-4, SOPR6).



134. ábra: A terepi mérés eredményei az első öt típusra (SOPR5-SOPR10), az ábrán a három matematikai független invariáns ($\rho_{\det}$, ρ_{ssq}, ρ_{trace},) szerepel, valamint a WAL invariánsok egyenáramú változatai ($\rho_{I_1}, I_{2D}, I_{3D}$). Az ellenállás-adatok mértékegysége Ωm, I_{2D} és I_{3D} százalékban

Terepi elrendezés	**A modelltől való abszolút átlagos eltérés**	**Szórás (átlagos eltérés: 9,777325)**	**Százalékos eltérés az átlagos eltéréstől (szórás alapján)**
SOPR1	11,04261	11.314	±1.53
SOPR2	13,35914	9.6157	±0.16
SORP3	**20,65981**	**15.8294**	**±6.05**
SOPR4	**9,788**	**7.561**	**±2.22**
SORP5	11,3806	8.8128	±0.96
SOPR6	**9,738**	**7.9992**	**±1.78**
SOPR7	9,93281	7.738	±2.04
SOPR8	10,45986	10.572	±0.79
SOPR9	10,2069	9.4065	±0.37
SOPR10	10,00319	8.9247	±0.85

15. táblázat: A terepi elrendezések szintetikus modelltől (3% zajjal terhelt) való eltérése a $\rho_{\det}$ alapján

Terepi elrendezés	**A modelltől való abszolút átlagos eltérés**	**Szórás (átlagos eltérés: 11.0176)**	**Százalékos eltérés az átlagos eltéréstől (szórás alapján)**
SOPR1	12.8824	10.1796	0.838
SOPR2	15.0864	11.0578	0.0401
SORP3	**20.8823**	**21.0389**	**10.0219**
SOPR4	**11.5657**	**8.2199**	**2.7977**
SORP5	14.5309	10.3903	0.6274
SOPR6	**11.066**	**8.795**	**2.2225**
SOPR7	13.9356	10.3554	0.6622
SOPR8	12.5643	10.025	0.9926
SOPR9	12.5406	10.0783	0.9393
SOPR10	12.5458	10.036	0.9816

16. táblázat: A terepi elrendezések szintetikus modelltől (3% zajjal terhelt) való eltérése a ρ_{ssq} alapján

Terepi elrendezés	**A modelltől való abszolút átlagos eltérés**	**Szórás (átlagos eltérés: 10.858)**	**Százalékos eltérés az átlagos eltéréstől (szórás alapján)**
SOPR1	11.8477	9.8824	0.9757
SOPR2	14.5734	9.6965	1.1616
SORP3	**22.8164**	**27.2336**	**16.3755**
SOPR4	**10.5028**	**7.5799**	**3.2781**
SORP5	12.9821	9.8524	1.0057
SOPR6	**10.2046**	**8.2933**	**2.5648**
SOPR7	11.5039	8.2551	2.6030
SOPR8	11.2291	9.3514	1.5067
SOPR9	11.1969	9.2756	1.5825
SOPR10	11.124	9.1608	1.6972

17. táblázat: A terepi melrendezések szintetikus modelltől (3% zajjal terhelt) való eltérése a ρ_{trace} alapján

Terepi elrendezés	A modelltől való abszolút átlagos eltérés	Szórás (átlagos eltérés: 10.1425)	Százalékos eltérés az átlagos eltéréstől (szórás alapján)
SOPR1	11.5298	9.78003	0.3624
SOPR2	14.0804	11.5658	1.4233
SORP3	**19.7779**	**18.3217**	**8.1792**
SOPR4	**10.3707**	**7.552**	**2.5905**
SORP5	12.884	9.7347	0.4077
SOPR6	**10.1162**	**8.3169**	**1.8255**
SOPR7	11.4255	8.2898	1.8526
SOPR8	11.0002	9.3536	0.7888
SOPR9	10.9636	9.2963	0.8462
SOPR10	10.9145	9.2138	0.9287

18. táblázat: A terepi elrendezések szintetikus modelltől (3% zajjal terhelt) való eltérése a ρ_{I_1} alapján

Terepi elrendezés	A modelltől való abszolút átlagos eltérés	Szórás (átlagos eltérés: 12.089)	Százalékos eltérés az átlagos eltéréstől (szórás alapján)
SOPR1	13.2616	10.379	1.71
SOPR2	15.926	13.4783	1.3892
SORP3	**18.5664**	**20.609**	**8.52**
SOPR4	**14.1118**	**9.5959**	**2.4931**
SORP5	14.4045	11.1788	0.9102
SOPR6	**12.6664**	**9.8284**	**2.2606**
SOPR7	16.7854	14.2598	2.1708
SOPR8	14.8602	10.3653	1.7237
SOPR9	15.1142	11.0198	1.0693
SOPR10	14.7222	10.176	1.913

19. táblázat: A terepi elrendezések szintetikus modelltől (3% zajjal terhelt) való eltérése a $\rho_{I_{2D}}$ alapján

Terepi elrendezés	A modelltől való abszolút átlagos eltérés	Szórás (átlagos eltérés: 18.9621)	Százalékos eltérés az átlagos eltéréstől (szórás alapján)
SOPR1	17.3045	17.9616	1.0005
SOPR2	21.6379	22.94	3.9778
SORP3	**23.1275**	**23.564**	**4.602**
SOPR4	**15.443**	**16.3721**	**2.57**
SORP5	17.7755	21.9476	2.9855
SOPR6	**16.4517**	**19.3901**	**0.428**
SOPR7	15.9681	17.3665	1.5956
SOPR8	14.853	14.5231	4.44
SOPR9	15.3977	17.8401	1.122
SOPR10	15.2386	17.716	1.246

20. táblázat: A terepi elrendezések szintetikus modelltől (3% zajjal terhelt) való eltérése a ρ_{3D} alapján

A 2D indikátor (I_{2D}) a zajjal terhelt szintetikus modellhez képest lényegében hasonló képet ad. Az I_{3D} esetében ez a feltevés nem igaz, hiszen az esetek többségében az eltérő képet mutat, vagy meg sem közelíti a modell által visszaadott eredményeket. Ennek oka lehet egyrészt a zaj torzító hatása, amelyre érzékenyebben reagál, mint a 2D-os indikátor, valamint nagyobb hatással lehet rá a áram-referencia elektródák helyzete is. Ez egyértelműen megjelenik a statisztikai paraméterek értékeiben is.

A referencia elektródák helyzete voltaképpen nem befolyásolja az invariáns mennyiségek kimenetelét, függetlenül attól, hogy a potenciálelektródák közel, illetve távol helyezkednek-e el (SOPR9-SOPR10).

Összességében elmondható, hogy az áramelektródák irányának és helyzetének megváltozása a hagyományos elrendezéshez (szimmetrikus 15 m AB áramelektróda távolság) képest maximum 1.5-2% eltérést okozhat, amely nem befolyásolja a keresett objektum $\rho_{\det}$, ρ_{ssq}, ρ_{trace} és ρ_{I_1} leképezési tulajdonságait. A geometria megváltozása a geoelektromos dimenziók indikátorainak egy részét voltaképpen nem befolyásolja (esetleg az I_{3D}-ra van hatással), ellenben a zaj mértéke (I_{2D}-nél csekélyebb, míg I_{3D} esetében viszont sokkal nagyobb mértékben), jelentős hatással van leképezési tulajdonságaikra. A referencia elektródák helyzete nincs hatással az invariáns paraméterekre.

XI.4 Következtetések

Az elméleti, gyakorlati (terepi), módszertani és régészeti következtetések a következők:

(1) Elméleti. A tenzor-invariánsok alkalmas paramétereknek bizonyultak a felszínalatti objektumok felülnézeti geometriájának feltárásához. Két alternatív tenzor-invariáns csoportot határoztunk meg: minkét esetben három-három invariáns megadásával. Az egyik csoportba a matematikai invariánsok tartoznak (úgymint a determináns, az elemek négyzetösszege és a főelemek középértéke).

A másik csoport a WAL-invariánsoknak megfelelő egyenáramú sorozatot: egy ellenállásbecslő paramétert, egy kétdimenziós és egy háromdimenziós indikátort jelent.
A numerikus eredmények tanúsága szerint bármelyik $\rho_{\det}$, ρ_{ssq}, ρ_{trace} vagy ρ_{I_1} térkép megadja a modell tényleges geometriáját. A többdimenziós indikátorok további információt nyújtanak: I_{2D} a keresett objektum oldalairól (azaz a „csapásirányok”-ról), I_{3D} pedig a sarkokról.

(2) Terepi tapasztalatok. A javasolt tenzoriális ellenállás-térképezési módszert a gyakorlatban sikeresen alkalmaztuk: több mint ötvenezer rotációs invariáns alapú fajlagos ellenállás értéket határoztunk meg. A felszínalatti mesterséges objektumok valóban felismerhetők a módszer alkalmazásával.

Mind a négy ellenállásbecslő paraméter ($\rho_{\det}$, ρ_{ssq}, ρ_{trace}, ρ_{I_1}) gyakorlatilag azonos eredményeket ad. Figyelemre méltó, hogy az egyszerű $\rho_{\det}^{PM}, \rho_{ssq}^{Pm}, \rho_{trace}^{PM}$ térképek azonosan jó eredményét szolgáltatnak. Emellett a többdimenziós invariáns indikátorok (amelyek az ún. null-komponenseken alapulnak, Szalai *et al*. 2002) csak nagyon jelentős anomália esetében működtek.

(3) Módszertani. A mérések kétszer olyan gyorsan elvégezhetők lettek volna, ha csak a fő áramirányokkal párhuzamos komponenseket mértük volna. A modellezési eredményeket tekintve elmondható, hogy a több-dimenziós invariánsoknak is van fizikai jelentésük, de előnyös leképezési tulajdonságuk csak az átlagosnál ideálisabb feltételek között (jelentős anomália, precíz geometriájú elektródapozícionálás, zajmentes környezet esetén) érvényesül.

A terepi modellezés során kiderült, hogy az áramelektródák irányának megváltoztatása megközelítőleg 1.5-2% eltérést okozhat, amely nem befolyásolja az invariáns mennyiségek objektumra vonatkozó átlagos leképezési tulajdonságait. Ellenben a zaj mértéke (ami az I_{1D} -nél csekély, I_{2D} -nél közepes, I_{3D} esetében viszont jelentős eltérést okoz), rontja a leképezési tulajdonságokat. A referencia elektródák helyzete nincs hatással az invariáns mennyiségek leképezési eredményeire.

A mindennapi használatban a hagyományos PM-mérési módszer jól bevált megoldást jelent. A teljes tenzor mérési elvét legalábbis sokkal precízebb elektróda-elhelyezés esetén érdemes választani.

(3) Régészeti. A pilisszentkereszti feltárás még nem kezdődött el (pénzhiány miatt), de a geofizikai anomáliák számos új régészeti lehetőséget vetettek fel.

ÖSSZEFOGLALÁS

A magnetotellurikus adatfeldolgozás számos lehetőséget biztosít az adatok értelmezéséhez, ezek közül talán a legszélesebb körűt az invariáns mennyiségek biztosítják. A tenzor-invariáns alapú eredmények komplex ismerete már elengedhetetlen feltétele az elektromágneses értelmezésnek.

Az értekezés részletes képet adott az invariáns mennyiségek tulajdonságairól és együttes értelmezési lehetőségeiről, alkalmazhatóságáról. Numerikus példákon keresztül kiválaszthatók a legkedvezőbb tulajdonságokkal (kimutathatóság, zajérzékenység) rendelkező invariáns paraméterek, és alkalmazhatók a további kutatásokban. Sikerült igazolni, hogy a fázis kedvező alakhű leképezési tulajdonsága (a reális és az invariáns elemek egymáshoz való viszonyítása révén) az invariáns alapú ellenállásokhoz képest „mélységhelyesebb" képet ad. A dimenzió-vizsgálatok során a modellhez köthető szerkezeti jellemzők (alak, sarok, oldal) felismerése megtörtént.

Az inverziós feldolgozás mellett a CEL-07 menti nagyszerkezeti vonalak kimutathatók voltak az invariánsok komplex elemzésével, a Közép-magyarországi vonal, Balaton-vonal, Balatonfő-vonal, Rába-vonal közül egyértelműen a Balaton-vonal rendelkezik a legnagyobb elektromos vezetőképesség-anomáliával.

A „nagyatádi" adatrendszerben az invariánsokon alapuló feldolgozás feloldotta az inverziós eredmények többértelműségét és megállapította, hogy a nagyellenállású indikációk nem köthetők tektonikai vonalakhoz, a szerkezeti inhomogenitás fizikai jellemzőit más szerkezeti különbségek indikálják.

Kidolgoztam a tenzorelemek egyértelmű visszaállításának feltételeit a magnetotellurikus impedancia nyolc független adatából (a hét független invariánsból és az irányszögből).

A pilisszentkereszti ciszterci apátság körül meghatározott kb. ötvenezer fajlagos ellenállástenzor adatainak feldolgozásával (ahol sikerült elkülöníteni a természetes és a mesterséges fajlagos ellenállás-változásokat a felszín alatt) bebizonyosodott, hogy a 2D és 3D invariánsok igenis rendelkeznek a modellezésben elvárt tulajdonságokkal, de előnyös leképezési tulajdonságaikat csak az átlagosnál kedvezőbb feltételek között (jelentős anomália, precíz elektróda-pozícionálás, zajmentes környezet) esetén érvényesülnek. Mindez óvatosságra kell, hogy intsen a magnetotellurika többdimenziós invariáns-paramétereinek értelmezésekor. Az értelmezést az alapinvariánsokra korlátozva egyszerűbb, de kockázatmentesebb értelmezés adható mind felszínközeli-, mind mélyszerkezetek esetén. Emellett a több-dimenziós invariáns indikátorok (amelyek az ún. null-komponenseken alapulnak) csak nagyon jelentős anomália esetében működtek.

Numerikus modellezéssel alátámasztott terepi mérésekkel igazolható volt, hogy az áramelektróda-helyzetek megváltozása az egyenáramú potenciáltérképezés alap-invariánsaiban valóban csak jelentéktelen változást okoz, ugyanakkor az egyébként is zajérzékenyebb 2D- és 3D indikátorok az áramelektróda-elhelyezés hatására jelentősebben változnak.

Az eredmények hasznosulása egyrészt módszertani szempontból fontos, másrészt abból a szempontból, hogy az új geofizikai eredmények előbb-utóbb kikényszerítik DNy Dunántúl geológiai mélyszerkezetének újraértelmezését. A tenzor-invariáns alapú geoelektromos térképezési technika újszerű geofizikai leképezési módszere a régészeti és egyéb felszínközeli kutatásokban is eredményes lehet.

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Köszönetet szeretnék mondani témavezetőmnek Prof. Szarka Lászlónak, és Prof. Ádám Antalnak az értekezés elkészítésében nyújtott sokrétű segítségéért és útmutató tanácsaiért.

Köszönet kollégáimnak (ELGI, MTA-GGKI, KBFI TRIÁSZ Kft., GeoForshungsZentrum (Potsdam), TUW, MTA Régészeti Intézetével, MÁFI) az együttműködésért és szakmai támogatásért.

Köszönet illeti a Magyar Tudományos Akadémia Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézetet szakmai kutatásaimhoz szükséges háttér biztosításáért, és az OTKA pályázatok (T-37694, T-40848, T-61013) anyagi támogatásáért, illetve a NIIF szuperszámítógépes elérhetőségért.

Szeretnék köszönetet mondani mindazoknak, akik közvetlenül vagy közvetetten segítették, hogy az értekezés megszülethessen.

Végül, de nem utolsó sorban szeretném megköszönni családomnak és barátaimnak munkám során tanúsított szerető támogatásukat.

IRODALOMJEGYZÉK

ÁDÁM, A., 1964. A kéreg és felső köpeny felépítése Magyarországon a magnetotellurikus és relatív tellurikus frekvenciaszondázások alapján. *Geofiz. Közl.,* ***13****(2), pp. 141-161.*

ADÁM A. 1978. Geothermal effects int he formation of electrically conducting zones and temperature distribution in the Earth. *Physics of Earth and Planetary Interiors,* ***17****, pp. 21-28.*

ÁDÁM A., 1987. Tectonic effect in the magnetotelluric field and their numerical modelling. *Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig,* ***96****, pp. 17-31, ISSN 0016-8696.*

ÁDÁM A., 2001. Relation of the graphite and fluid bearing conducting dikes to the tectonic and seismicity (Review on the Trasdanubian crustal conductivity anomaly). *Earth Planets Space,* ***53****., pp. 903-918.*

ÁDÁM, A., V. WESZTERGOM, 2001. An attempt to map the depth of the electrical asthenosphere by deep magnetotelluric measurements in the Pannonian Basin (Hungary). *Acta Geol. Hung.,* ***44*** *,pp.167-192.*

ÁDÁM A., NOVÁK A., SZARKA L., 2005. Tectonic weak zones determined by magnetotellurics along the CEL-7 deep seismic profile. *Acta Geodeat Geophys Hung* ***40:*** *413-430.*

ÁDÁM A., NOVÁK A., SZARKA L., 2006. Basement depths of 3D basins, estimated from 1D magnetotelluric inversion. *Acta Geodeat Geophys Hung* ***42:*** *59-67.*

ÁDÁM A., KOHLBECK F., NOVÁK A., SZARKA L., 2008. Interpretation of the deep magnetotelluric soundings along the Austrian part of the CELEBRATION-007 profile. *Acta Geodaetica et Geophysica Hungarica, 43, 17-32, DOI 10.1556/AGeod.43.2008.1.2.*

BERDICHEVSKY, M.N., DMITRIEV, V.I., 1976. Basic principles of interpretation of magnetotelluric curves. *Geoelectric and Geothermal Studies, pp. 165-221, ed. A.* Ádam, KAPG Geophysical Monograph, Akadémiai Kiadó, Budapest.

BERDICHEVSKY, M, DMITRIEV V.I., 2009. Models and Methods of Magnetotellurics. *XXVI, 563 p. 551 illus., Hardcover ISBN: 978-3-540-77811-0*

BADA G., HORVATH F., 2001. Jelenkori deformáció és kőzetfeszültség a Pannon-medencében. *Földtudományok és a földi folyamatok kockázati tényezői, old. 15-31.*

BAHR, K., 1988. Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion. *J. Geophys.,* ***62****, pp. 119-127.*

BAHR, K., 1991. Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types. *Phys. Earth planet. Inter.,* ***66****, pp. 24-38.*

BHATTACHARYA B.B., DUTTA I.., 1982. Depth of investigation studies for gradient arrays over homogeneous isotropic half-space. *Geophysics* ***47****, pp. 1198-2003.*

BIBBY H.M., 1977. The apparent resistivity tensor. *Geophysics* ***42****, pp. 1258-1261.*

BIBBY H.M., 1986. Analysis of multiple-source bipole-quadripole resistivity surveys using the apparent resistivity tensor. *Geophysics* ***51****, pp. 972-983.*

BOSTICK, F.X., 1977. A simple almost exact method of magnetotelluric analysis. *In: Ward, S., Ed., Workshop of Electrical Methods in Geothermal Exploration, Univ. ofUtah Res. Inst. U. S. Geol. Surv. Contract 14-08-0001-g-359.*

CAGNIARD, L., 1953. Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. *Geophysics* ***50****, pp. 605-635.*

CANTWELL, T., 1960. Detection and Analysis of Low-Frequency Magnetotelluric Signals. *Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts.*

CALDWELL, T. G., BIBBY H.M, BROWN, C., 2004*:* The Magnetotelluric Phase Tensor. *Geophys. J. Int.,* ***158****, pp. 457-469.*

CHAVE, A.D., SMITH, J.T., 1994. On electric and magnetic galvanic distortion tensor Decompositions. *J. Geophys. Res.*, ***99**, B3, pp. 4669-4682.*

CONSTABLE, S.C., PARKER, R.L., CONSTABLE, C.G., 1987. Occam's inversion: A practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data. *Geophys.*, ***52**, pp. 289-300.*

DARCY N., 1997. Magnetotelluric Instrument Development and Application. *Ph.D. Thesis, The University of Edinburgh.*

DAWES G.J.K., 1990. Feasibility study for a transputer-based upgrade of the Short-Period Automatic Magnetotelluric (S.P.A.M.) system. *University of Edinburgh, NERC report F3/G6/S43.*

DIAMANTI N., TSOKAS G., TSOURLOS P., VAFIDIS A., 2005. Integrated interpretation of geophysical data in the archaeological site of Europos (northern Greece). *Archaeological Prospection* ***12**, pp. 79-91.*

DÖVÉNYI, P., F. HORVÁTH, 1988. A review of temperature thermal conductivity and heat flow data from the Pannonian basin. *In: Royden and Horváth (1998), pp. 195-233.*

EGBERT G.D., BOOKER, J.R., 1986. Robust estimation of geomagnetic transfer functions. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, ***87**, pp. 173-194.*

GARCIA, X., CHAVE, A.D., JONES, A.G., 1997. Robust processing of magnetotelluric data from the auroral zone. *J. Geomagn. Geoelectr.*, ***49**, pp. 1451-1468.*

GROOM, R.W., BAILEY, R.C.,1989. Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor in the presence of local three-dimensional galvanic distortion. *J. Geophys. Res.*, ***94**, pp. 1913-1925.*

GUBBINS D., HERREN-BEVERA E., 2007. Encyclopedia of geomagnetism and paleomagnetism. *Book, Springer*

HAAS J., *ED., 2001.* Geology of Hungary, *Eötvös University Press, Budapest.*

HORVÁTH F., 2005b. A pannon medence jelenkori geodinamikájának atlasza: Eurokonform térképsorozat és magyarázó. *OTKA projekt T034928.*

HORVÁTH F., 2007. A pannon-medence geodinamikája: Eszmetörténeti tanulmány és geofizikai szintézis. *Nagydoktori értekezés.*

JIRACEK, G., 1990. Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction. *Surv. Geophys.* ***11**, pp. 163-203.*

JOHN D.J., 2004. Klasszikus elektrodinamika. *Typotex, 2004 (eredti cím Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, Inc, 1999).*

JUNG A., BEDROSIAN P.A., 2003. User manual for the CASTLE system. *GeoForschungsZentrum, Potsdam, Germany.*

KAKAS K., 1981. DC potential mapping (PM). *Annual Report of the Eötvös Loránd Geophysical Institute for 1980, pp. 163-165.*

KAUFMAN, A. A., 1988. Reduction of the geological noise in magnetotelluric soundings. *Geodex*, ***25**, pp. 145-161.*

KELLER, G.V., 1987. Rock and Mineral Properties. *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics Vol 1. Theory. Soc. Expl. Geophys., Tulsa, OK.*

KILÉNYI É., KRÖLL A., ODERNAUER D., ŠEFARA J., STEINHAUSER P., SZABÓ Z., WESSELY G., 1991. Pre-Tertiary Basement Contour Map of Carpathian Basin Beneath Austria, Czechoslovakia and Hungary. *Gephys. Trans.*, ***36**, pp. 15-36.*

KISS J., 2009. Gravitációs, mágneses feldolgozások és modellezések a geokörnyezet megismerése céljából. *Ph.D. értekezés, NYME, Sopron.*

KISS J., SZARKA L., PRÁCSER E., 2005. Second-order magnetic phase transition in the Earth. *Geophysical Research Letters* ***32**, L24310, doi: 10.1029/2005GL024199.*

KISS J., PRÁCSER E., NOVÁK A., 2008. Comparison of inversion results along the profile CELEBRATION-7 (SW-Hungary), *19th IAGA WG 1.2 Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth, Beijing, China, October 23-29, 2008 (poszter).*

KONCZ I., 1990. Origin of oil and gas occurrences in the Pliocene sediments of the Pannonnian basin, Hungary. *Organic Geochemistry, Volume 21, Issues 10-11, pp. 1069-1080.*

KOVÁCS S., KÁZMÉR M., HAAS J., 1982-87. Magyar Állami Földtani Intézet Jelentése. 1982-87.

KUNETZ G., 1966. Principles of direct current resistivity prospecting. *Borntraeger, Berlin-Nikolasse, pp. pp. 31-33.*

LARSEN, J., 1977. Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves. *Geodinamica Acta, **12**, pp. 183-186.*

LEDO, J.J., QUERALT, P., POUS, J., 1998. Effects of galvanic distortion on magnetotelluric data over a three dimensional structure. *Geophys. J. Int., **132**, pp. 295-301.*

LENKEY L., 1999. Geothermics of the Pannonian basin and its bearing on the tectonics of basin evolution, *Phd thesis, Vrije Universiteit, Amsterdam, ISBN 90-9012388-1, 215p.*

LILLEY, F.E.M., 1976. Diagrams for magnetotelluric data. *Geophysics, **41**, 766-770.*

LILLEY, F.E.M., 1993. Magnetotelluric analysis using Mohr circles. *Geophysics, **58,** pp. 1498-1506.*

LILLEY, F.E.M., 1998a. Magnetotelluric tensor decomposition: 1. Theory for a basic procedure. *Geophysics, **63,** pp. 1884-1897.*

LILLEY, F.E.M., 1998b. Magnetotelluric tensor decomposition: 2. Examples of a basic procedure. *Geophysics, **63,** pp. 1898-1907.*

LENKEY, L., 1999. Geothermics of the Pannonian basin and its bearing on the tectonics of basin evolution. *PhD thesis, Vrije Univ., Amsterdam, 215 p.*

LOKE H.M., 2001. Tutorial: 2-D and 3-D electrical imaging surveys. *Geotomo Software, Malaysia.*

MAJKUTH T., RÁNER G., SZABADVÁRY L., TÓTH CS., 1973. Results of methodological developments in the Transdanubian Central Range: direct exploration of bauxite bearing structures near Bakonyoszlop (in Hungarian). *Report of the Eötvös Loránd Geophysical Institute, Budapest.*

MARTI I CASTELLS, A., 2006. A Magnetotelluric Investigation of Geoelectrical Dimensionality and Study of the Central Betic Crustal Structure. *Ph.D. thesis, Universitat de Barcelona, Barcelona.*

MAURIELLO P., MONNA D., PATELLA D., 1998. 3D geoelectric tomography and archaeological applications. *Geophysical Prospecting **46**, pp. 543-570.*

MAURIELLO P., PATELLA D., 1999. Resistivity imaging by probability tomography. *Geophysical Prospecting **47**, pp. 411-429.*

MEJU M. A., 1996. *Joint* inversion of TEM and distorted MT soundings: some effective practical consideration. *Geophysics, **31**, pp. 56-65*

MÉSZÁROS E., SCHWEITZER F., (SZERK.) 2002. A Kárpát-medence geológiai egységei és kialakulásuk. *Magyar Tudománytár: Föld, víz, Levegő. MTA Társadalomkutató Központ, Kossuth Kiadó.*

NÉMETH G., 2005. Összefoglaló jelentés a CEL-07 kéregkutató szelvénymenti geológiai tapasztalatokról. *Kézirat.*

PALACKY G.J., 1987. Resistivity characteristic of geological targets. *Electromagnetic methods in applied geophysics **Vol 1**. Theory. Soc. Expl. Geophys., Tulsa, OK.*

PAPADOPOULOS N. G., TSOURLOS P., TSOKAS G. N., SARRIS A., 2006. Two-dimensional and three-dimensional resistivity imaging in archaeological site investigation. *Archaeological Prospection **13**, pp. 163-181.*

PARKER, R.L., 1994. Geophysical Inverse Theory. *Princeton, NJ: Princeton University Press.*

PARKINSON W. D., 1959. Direction of rapid geomagnetic fluctuations. *Geophys. J. Astr. Soc. **2**, pp. 1-14.*

PATELLA D., 1997. Introduction to ground surface self-potential tomography. Geophysical *Prospecting **45**, pp. 653-681.*

PEDERSEN L.B., ENGELS M., 2005. Routine 2D inversion of magnetotelluric data using the determinant of the impedance tensor, *Geophysics*, **70**, pp. G33-G41.

POSGAY K., KOVÁCS A., CSABAFI R., BODOKY T., HEGEDŰS E., FANCSIK T:, RIGLER B., 2007. A CEL07 mélyszeizmikus szelvény újraértékelése. *Magyar Geofizika, **48**. évf. 3. szám.*

PRÁCSER E, 2007. Modellparaméterek alkalmas megválasztása szelvénymenti mérések inverziója során. *Ph.D. értekezés, ME, Miskolc.*

PRESS, W.H., FLANNERY B.P., THEUKOLSKY S.A., VETTERING W.T., 1986. Numerical Recipes – the Art of Scientific Computing. *Cambridge University Press, Cambridge.*

RADHAKRISHNAMURTY, C., LIKHITE, S.D., 1970. Hopkinson effect, blocking temperature and Curie point in basalts. *Earth and Planetary Science Letters, **7**, pp. 389-396.*

RITTER O., 1995. An audiomagnetotelluric investigation of the Southern Upland Fault: novel instrumentation, field procedures and 3D modelling, *Ph.D. thesis, University of Edinburgh.*

RITTER O., JUNGE A., GRAHAM J.K.D., 1998. New equipment and processing for magnetotelluric remote reference observation. *Geophys. J. Int., **132**, pp. 535-548.*

RODI, W.L., MACKIE, R.L., 2001. Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversion. *Geophysics, **66**, pp. 174-187.*

ROMO, J.M., GOMEZ-TREVINO, E., ESPARZA, F.J., 1999. An invariant representation of the magnetic transfer function in magnetotellurics. *Geophysics, **64**, pp. 1418-1428.*

ROMO, J.M., GOMEZ-TREVINO, E., ESPARZA, F.J., 2005. Series and parallel transformation of the magnetotelluric impedance tensor: theory and application. *Physics of the Earth and Planetary Interiors, **150**, pp. 63-83.*

ROY A., APPARAO A., 1971. Depth of Investigation in Direct Current Methods. *Geophysics **36**, pp. 943-959.*

SCHMUCKER U., 1973. Regional induction studies: a review of methods and results. *Physics of the Earth and planetary Interioirs, **7**, pp. 365-3778.*

SCHMUCKER U., 1980. Diskussionsbeitzraug " Oberd ie Unterschiedzew ischen verschiedenen Definitionen der Induktionspfeite." *in Protokoll über das Kolloquium' Elektromagnetisch Teiefenforschungin" Berlin, edited by V. Haak, pp. 31.3-3.4, Institut ftir Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universitiit, West Berlin.*

SIMON A., 1974. Theory of potential mapping and its processing methods (in Hungarian). *Report of the Eötvös Loránd Geophysical Institute, Budapest.*

SIRIPUNVARAPORN, W., EGBERT, G., 2000. An efficient data-subspace inversion method for two-dimensional magnetotelluric data. *Geophysics, **65**, pp. 791-803.*

SIRIPUNVARAPORN W., EGBERT G., LENBURY Y., UYESHIMA M., 2005a. Three- Dimensional Magnetotelluric: Data Space Method. *Physics of the Earth and Planetary Interiors, **150**, pp. 3-14.*

SIRIPUNVARAPORN, W., EGBERT, G., UYESHIMA, M., 2005b. Interpretation of two-dimensional magnetotelluric profile data with three-dimensional inversion: synthetic examples. *Geophys. J. Int., **160**, pp. 804-814.*

SMITH J.T., BOOKER, J., 1991. Rapid inversion of two- and three-dimensional magnetotelluric data, *J. Geophys. Res.*, ***96***, *pp. 3905-3922.*

SMITH, J.T., 1995. Understanding telluric distortion matrices, *Geophysical Journal International,* ***122****, pp. 219-226.*

SPECTOR A., GRANT F.S., 1970. Statistical models for interpreting aeromagnetic data. *Geophysics* ***35****,pp. pp. 293-302.*

SWIFT, C.M., 1967. Magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the southwestern United States. *PhD thesis*, Department of Geology and Geophysics, MIT, Cambridge, MA (reprinted in *Magnetotelluric Methods, pp. 156-166, ed. Vozoff, K., Geophys. Reprint Ser. No.* ***5****. 1988, SEG, Tulsa, OK).*

SZALAI S., 2000. About the depth of investigation of different D.C. dipole-dipole arrays. *Acta Geodaetica et Geophysica Hungarica* ***35****, pp. 63-73.*

SZALAI S., SZARKA L., PRÁCSER E., BOSCH F., MÜLLER I., TURBERG P. 2002. Geoelectric mapping of near-surface karstic fractures by using null-arrays. *Geophysics* ***67****, pp. 1769-1778.*

SZALAI S., NOVÁK A., SZARKA L., 2009. Depth of Investigation and vertical resolution of surface geoelectric arrays *Journal of Environmental & Engineering Geophysics* ***14:*** *15-23.*

SZARKA L., 1984. Analogue modelling of DC mapping methods. *Acta Geod. Geophys. Mont. Hung.* ***19****, pp. 451-465.*

SZARKA L., 1987. Geophysical mapping by stationary electric and magnetic field components: a combination of potential gradient mapping and magnetometric resistivity (MMR) methods. *Geophysical Prospecting* ***35****, pp. 424-444.*

SZARKA L., 1994. Háromdimenziós földtani szerkezetek geofizikai leképezésének lehetőségei elektromágneses kutatómódszerekkel. *Sopron, 142 p. Disszertáció: (MTA Doktora).*

SZARKA L., MENVIELLE M., 1997. Analysis of rotational invariants of magnetotelluric impedance tensor. *Geophysical Journal International* ***129****, pp. 133-142.*

SZARKA, L., PRÁCSER E., 1999. A correction to Bahr's "phase deviation" method for tensor decomposition. *Earth Planets Space.* ***51****, pp. 1019-1022.*

SZARKA L., MENVIELLE M., SPICHAK V.V., 2000. Imaging properties of apparent resistivity based on rotational invariants of the magnetotelluric impedance tensor. *Acta Geod. Geophys. Mont. Hung.* ***35(2)****, pp. 149-175.*

SZARKA L., ZHANG D., ÁDÁM A., 2004. How magnetotelluric is able to see through 3D near-surface inhomogenities? *Acta. Geod. Geoph. Hung, Vol.* ***39****, pp. 381-394.*

SZARKA L., ÁDÁM A., MENVIELLE M., 2005. A filed test of imaging properties of rotational invariants of te magnetotelluric impedance tensor. *Geophysical Prospecting,* ***53****, pp. 325-334.*

SZEPESHÁZY K., 1975a. Az Északkeleti-Kárpátok földtani felépítésének és a kárpáti térségben való nagyszerkezeti helyzetének vázlata. *Általános Földtani Szemle* ***8****, old. 25-59.*

SZEPESHÁZY K., 1975b. Kárpátalja, mélytörései, neogén magmatizmusa és ércesedése. *Általános Földtani Szemle* ***8****, old. 61-84.*

SZEPESHÁZY K., 1979. A Tiszántúl és az Erdélyi-középhegység (Muntii Apuseni) nagyszerkezeti és rétegtani kapcsolatai. *Általános Földtani Szemle* ***12****, old. 121-198.*

TARI, G., 1994. Alpine Tectonics of the Pannonian Basin. PhD thesis. *Rice University, Houston, Texas. 501 pp.*

TAKÁCS E., 1987. Geoelektromos kutatómódszerek. *Egyetemi tankönyvkiadó, Kézirat.*

TIKHONOV, A.N., 1950. Determination of the electrical characteristics of the deep strata of the Earth’s crust. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR,* ***73****, pp. 295-297.*

TORRES-VERDIN C., BOSTICK F.K., 1992. Principles of special suface electric filed filtering in magnetotellurics: electromagnetic array profiling (EMAP). *Geophysics, **57**, pp. 603-622.*

TÓTH, L., MÓNUS, P., ZSIROS, T., M. KISZELY, 2002. Seismicity in the Pannonian region, earthquake data. *In: Cloetingh et al. (2002), pp. 9-28.*

UTADA, H., MUNEKANE, H., 2000. On galvanic distortion of regional three-dimensional magnetotellurics impedances. *Geophys. J. Int., **140**, pp. 385-398.*

VARGA M., 2002. Documentation of RESP-12 Geoelectric Measuring System. *Műszerleírás. KBFI-TRIÁSZ Kft..*

VOZOFF, K., 1972. The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins, *Geophysics, **37**, pp. 98-141.*

VOZOFF, K. 1991. The magnetotelluric method. *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics – Vol **2**. Applications. Soc. Expl. Geophys., Tulsa, OK.*

WEAVER J.T., AGARWAL A.K., LILLEY F.E.M., 2000. Characterization of the magnetotelluric tensor in terms of its invariants. *Geophysical Journal International **141**, pp. 321-337.*

WÉBER Z., 2002. Imaging Pn velocities benearth the Pannonian basin. *Phys. Earth Planet. Int., **129**, pp. 283-300.*

WHITALL, K.P., OLDENBURG, D.W., 1992. Inversion of Magnetotelluric Data for a Ome-Dimensional Conductivity. *Geophysical Monograph Series No. **5** Tulsa, OK: Society of Exploration Geophysicists.*

WIESE, H., 1962. Geomagnetisch Teiefentellurik 2, Die Streichrichtundger Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetische Variationen. *Geofis Pura Alppl.,52, 83, 1962.*

ZHANG, P., ROBERTS, R.G., PEDERSEN, L.B., 1987. Magnetotelluric Strike Rules. *Geophysics, **52**, pp. 267-278.*

INTERNETES HIVATKOZÁSOK

No1.
http://www.kislexikon.hu/invarians.html
No2.
http://en.wikipedia.org/wiki/Spearman's_rank_correlation_coefficient
No3.
http://en.wikipedia.org/wiki/Bootstrapping_(statistics)
No4.
http://en.wikipedia.org/wiki/Resampling_(statistics)#Jackknife

FÜGGELÉK

1. számú függelék
A magnetotellurika alapegyenletei

A Maxwell-féle elektromágneses térelmélet leírja a magnetotellurikus hullámok terjedését:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \text{Faraday-féle indukciós törvény} \qquad \text{(F.1a)}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad \text{Ampere-Maxwell törvény, ahol } \vec{j} >> \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad \text{(F.1b)}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_V \qquad \text{Gauss törvény} \qquad \text{(F.1c)}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \qquad \text{Gauss törvény (mágnesség)} \qquad \text{(F.1d)}$$

ahol $\vec{E}$ (V/m) és $\vec{H}$ (A/m) az elektromos és mágneses térerősség vektor, $\vec{B}$ (T) mágneses indukciós vektor, $\vec{D}$ (C/m^2) elektromos eltolási vektor és a δ_V (C/m^3) térbeli elektromos töltéssűrűség a szabad töltéseknek köszönhetően. $\vec{j}$ és $\partial \vec{D} / \partial t$ (A/m^2) az áramsűrűség és az eltolási áram jelölései.

Mindkét egyenlet divergenciáját (∇) véve és a $\nabla \cdot \nabla \times \vec{A} \equiv 0$ vektorazonossági szabályt felhasználva az időben változó terek a következőképpen írhatóak:

$$\nabla \cdot \nabla \times \vec{E} = -\nabla \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow -\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla \cdot \vec{B}\right) = 0, \text{ ahonnan – feltételezéssel –}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \qquad \text{(F.2)}$$

Hasonlóan az előzőhöz

$$\nabla \cdot \vec{j} + \nabla \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla \cdot \vec{D}\right) = 0 \qquad \text{(F.3)}$$

Az áramsűrűség vektor divergenciája egyenlő a töltéssűrűsség felhalmozódás mértékével. A F.3 egyenletből így adódik a kontinuitási egyenlet:

$$\nabla \cdot \vec{j} = -\frac{\partial \rho_v}{\partial t}$$

Inhomogén, izotróp közegben Ohm törvénye alapján a következő anyagegyenletek állnak fenn:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \qquad \text{(F.5a)}$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}\text{, ahol } \varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \text{ és } \varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \qquad \text{(F.5b)}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}\text{, ahol } \mu = \mu_r \mu_0 \text{és} \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{Vs}{Am} \qquad \text{(F.5c)}$$

σ, ε és μ közegjellemzők leírják a közeg valódi tulajdonságait, melyben az elektromágneses tér terjed. σ (S/m) elektromos vezetőképesség (reciproka a ρ (Ωm) fajlagos ellenállásnak), ε (F/m) dielektromos állandó és μ (H/m) a mágneses permeabilitás. Ezek a közegjellemzők csak izotrop közegben skalár mennyiségek. Anizotrop esetben tenzoriális formában fejezhetők ki.

A F.1a ás F.1b Maxwell-egyenleteket újból felírva, a $\vec{j} >> \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ feltételt még nem kihasználva kapjuk, hogy

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad \text{(F.6a)}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad \text{(F.6b)}$$

A F.6b egyenlet további áramforrásokat $\vec{j_0}$ is magába foglal, amelyek nem mágneses indukció során keletkeztek (saját potenciál):

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j_0} + \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

A F.6a és az F6.b egyenletek ciklikus permutációját $(\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A})$ alkalmazva, figyelembe véve az F.2 és F.4 összefüggéseket a következő két egyenletrendszert kapjuk:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad \text{(F.7a)}$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \qquad \text{(F.7b)}$$

A magnetotellurikus pulzációkat szinuszos időbeli változással közelítve az elektromos és a mágneses tér a következőképpen írható:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{i\omega t} \text{ és } \vec{H}(t) = \vec{H}_0 e^{i\omega t}$$

így

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = i\omega \vec{E} \text{ és } \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = i\omega \vec{H}$$

ahol $\omega = 2\pi f$ az elektromágneses tér körfrekvenciája. Ennélfogva az F.7a és F.7b egyenletek egyszerűbb alakba írhatók:

$$\nabla^2 \vec{E} = i\omega\mu\sigma\vec{E} - \omega^2 \mu\varepsilon\vec{E} \qquad \text{(F.8a)}$$

$$\nabla^2 \vec{H} = i\varpi\mu\sigma\vec{H} - \omega^2 \mu\varepsilon\vec{H} \qquad \text{(F.8b)}$$

A fenti egyenletek az elektromágneses tér terjedését írják le egy homogén, izotrop közegben. A jobb oldalon lévő első tag a vezetési, a második az eltolási áramokat írja le.

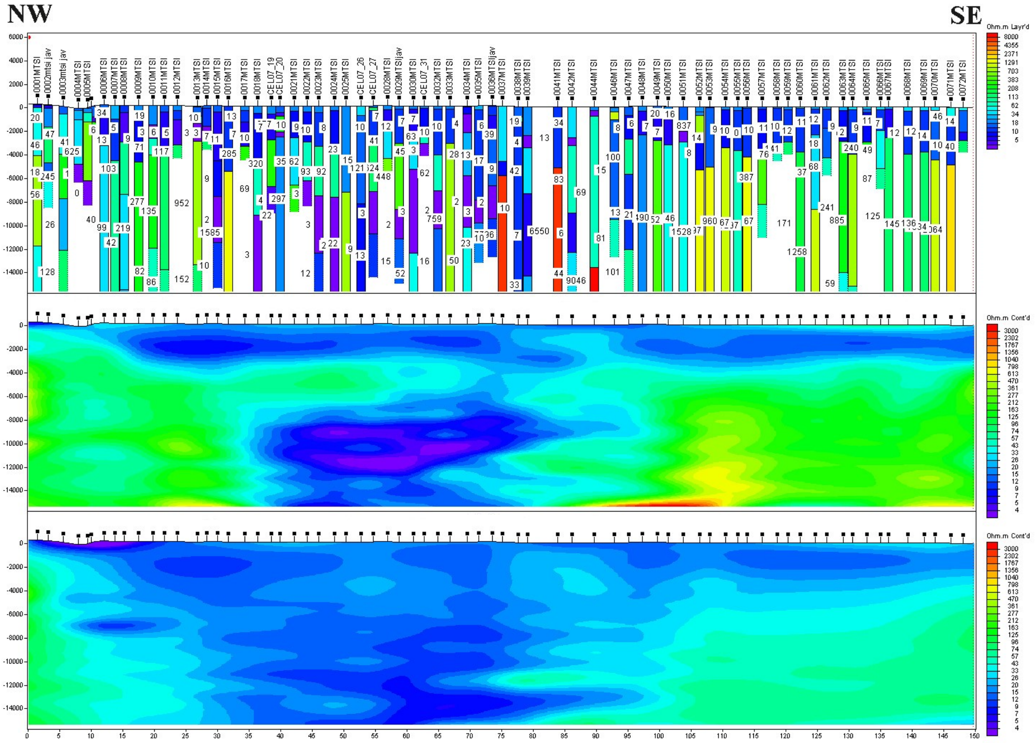
$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ és a felszín alatti közegre jellemző σ vezetőképességeket figyelembe véve általában $\omega\mu\sigma >> \omega^2 \mu\varepsilon$, azaz $\sigma >> \omega\varepsilon$, ezért a magnetotellurikában a

$$\nabla^2 \vec{E} = i\omega\mu\sigma\vec{E} \text{ és} \qquad \text{(F.9a)}$$

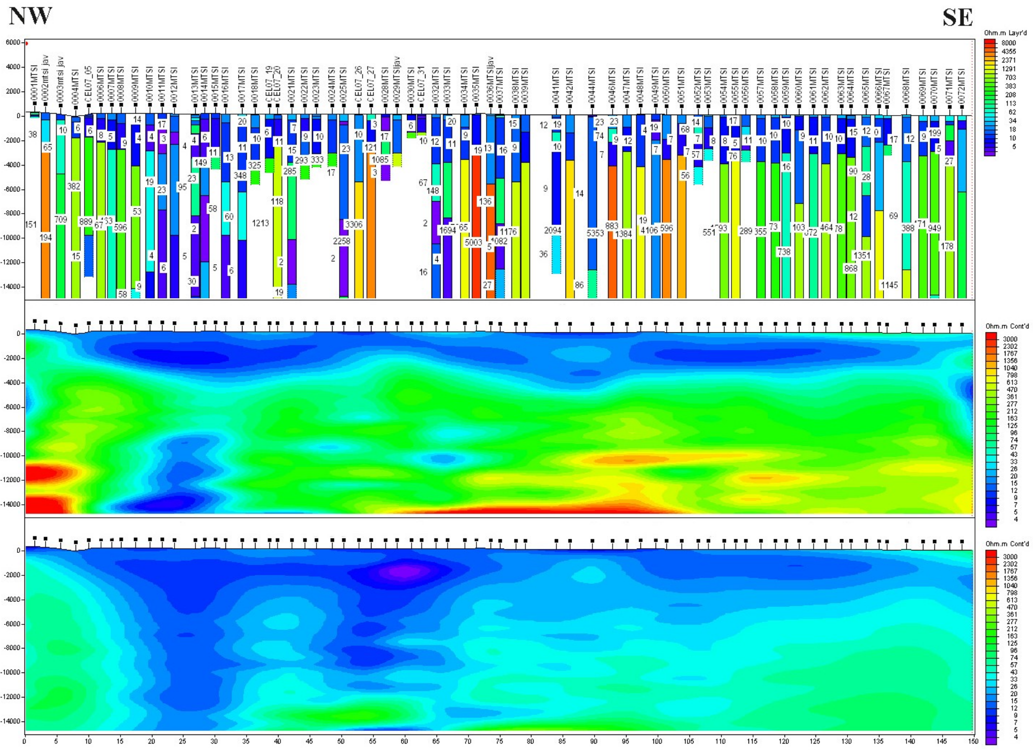
$$\nabla^2 \vec{H} = i\omega\mu\sigma\vec{H} \qquad \text{(F.9b)}$$

diffúziós egyenletekkel számolhatunk.

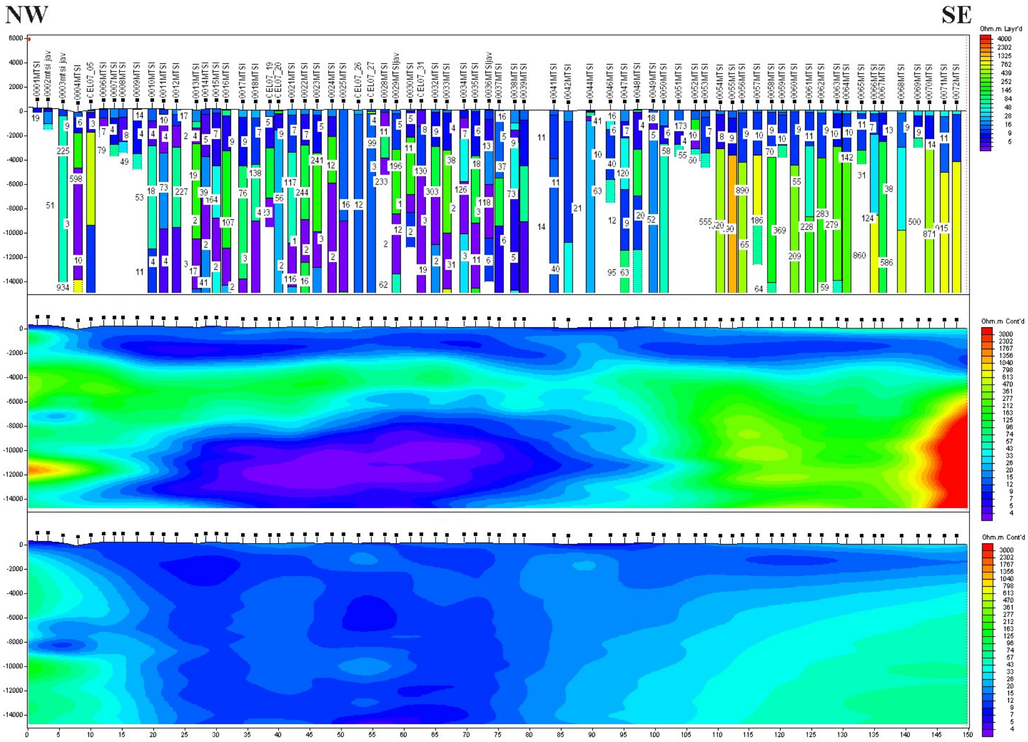
2. számú függelék



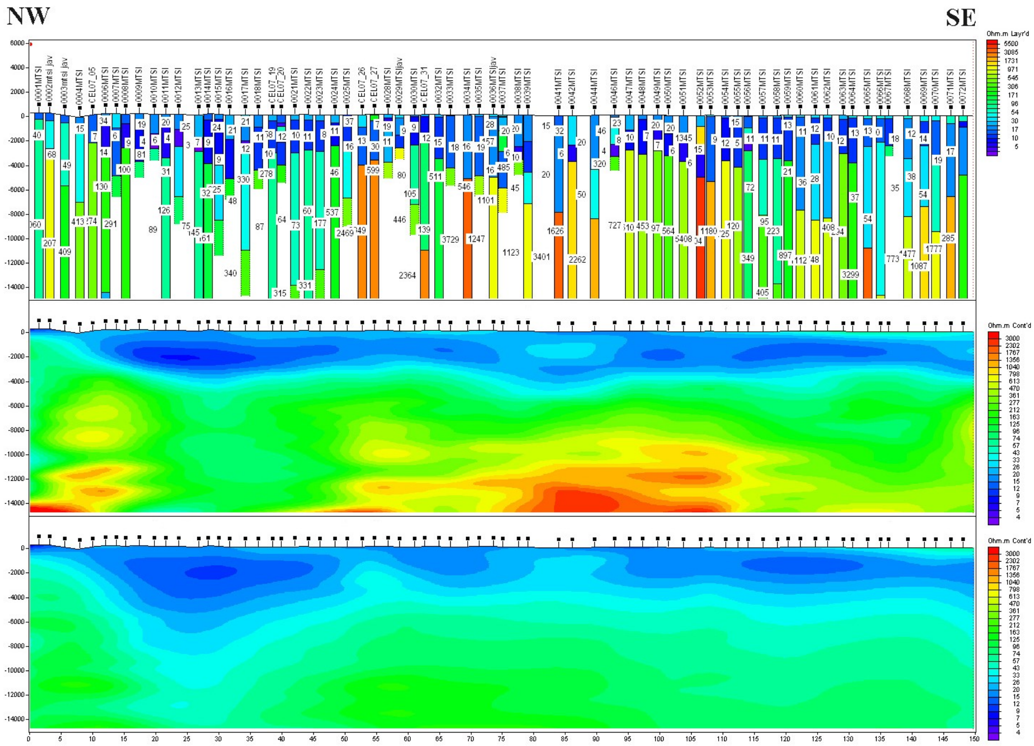
135. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény TE 1D inverziós eredményei (1) esetben: a, 1D-os invertált rétegmodell; b, Occam inverziós eredmény simított szelvénye; c, Bostick transzformáció eredmény simított szelvénye



136. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény TM 1D inverziós eredményei (1) esetben: a, 1D-os invertált rétegmodell; b, Occam inverziós eredmény simított szelvénye; c, Bostock transzformáció eredmény simított szelvénye

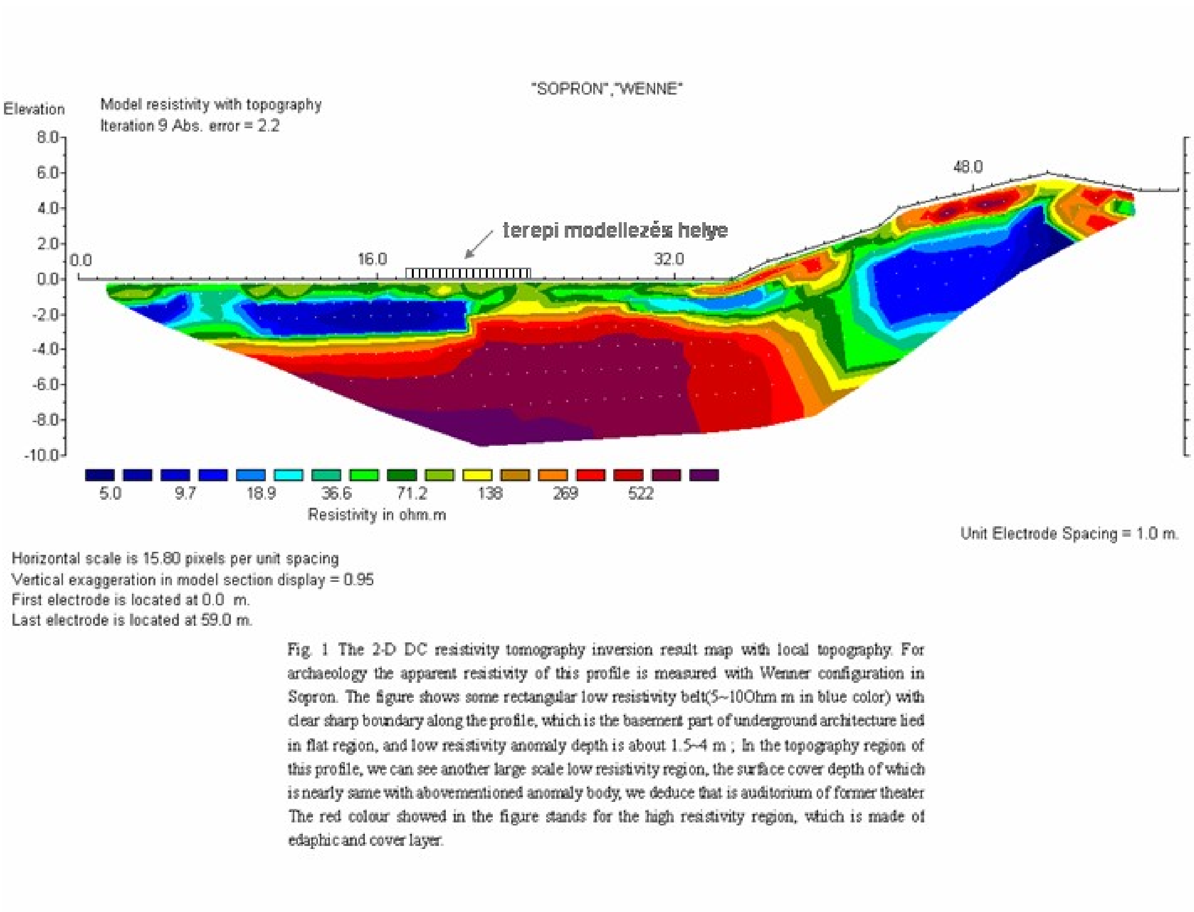


137. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény TE 1D inverziós eredményei (2) esetben: a, 1D-os invertált rétegmodell; b, Occam inverziós eredmény simított szelvénye; c, Bostick transzformáció eredmény simított szelvénye



138. ábra: A CELEBRATION-07 MT szelvény TM 1D inverziós eredményei (2) esetben: a, 1D-os invertált rétegmodell; b, Occam inverziós eredmény simított szelvénye; c, Bostick transzformáció eredmény simított szelvénye

4. számú függelék



139. ábra: A soproni amfiteátrumban mért multi-elektródás geoelektromos szelvény (2005) a terepi modellezés helyének feltüntetésével