

**Akadémiai doktori értekezés**

**HÁROMDIMENZIÓS FÖLDTANI SZERKEZETEK  
GEOFIZIKAI LEKÉPEZÉSÉNEK LEHETŐSÉGEI  
ELEKTROMÁGNESES KUTATÓMÓDSZEREKKEL**

**Szarka László**

**Sopron**

**1994**

***"Science! true daughter of Old Time thou art!  
Who alterest all things with thy peering eyes."***

***(Edgar Allan Poe: Sonnet - To science)***

## Tartalom

BEVEZETÉS .....	1
I. A STACIONÁRIUS ELEKTROMÁGNESES TÉR FORRÁSAI .....	5
I.1. Általános formulák .....	6
I.2. Töltésfajták és a permittivitás szerepe .....	7
I.3. Geoelektromos anomáliák értelmezése töltések vonzó-taszító hatása alapján .....	11
I.3.1. Homogén féltér felszínén elhelyezkedő pontforrás potenciáltere ...	11
I.3.2. Horizontális rétegsor VESZ-anomáliája .....	12
I.3.3. A Laplace-egyenletről és a Laplace-Poisson egyenletről .....	12
I.3.4. Töltések inhomogén közegben .....	13
I.3.5. Polarizálható réteg esete .....	13
I.3.6. Felületi töltések és elektromos kettősréteg .....	14
I.4. Egyenáram mágneses tere .....	16
I.5. Összefoglalás és kapcsolódás váltóáramú terek felé .....	18
II. KÉTRÉTEGES MAGNETOTELLURIKUS SZONDÁZÁSI GÖRBÉK NÉ- HÁNY TÖRVÉNYSZERŰSÉGE .....	19
II.1. Alapösszefüggések .....	20
II.2. Kétréteges magnetotellurikus szondázási görbék tengelymetszései .....	23
II.3. Különböző mélységbeli értékek összehasonlítása .....	25
II.4. A kétréteges összefüggések ismeretének haszna .....	27
III. MAGNETOTELLURIKUS LÁTSZÓLAGOS FAJLAGOS ELLENÁLLÁS .....	30
III.1. A látszólagos fajlagos ellenállás-definíciókról .....	31
III.2. $\rho_{ReZ}$ és $\rho_{ImZ}$ rétegzett közegekben .....	33
III.3. Melyik fajlagos ellenállás-definíciót használjuk? .....	42
IV. A FELSZÍNI ÉS FELSZÍNALATTI ELEKTROMÁGNESES PARAMÉTE- REK KAPCSOLATA A MÉLYBELI ÁRAMELOSZLÁSSAL .....	43
IV.1. A Maxwell-egyenletek legmegfelelőbb alakja a felszíni elektromágneses módszerek szempontjából .....	44
IV.1.1. Ampère törvénye .....	44
IV.1.2. Faraday törvénye .....	46
IV.1.3. A megmaradási egyenletek .....	47

IV.1.4. Az összefüggések fizikai jelentése .....	48
IV.2. Összefüggés a felszíni térparaméterek és a mélybeli áramrendszer között a magnetotellurika egydimenziós esetében .....	50
IV.2.1. Az egydimenziós felszíni impedancia .....	50
IV.2.2. Látszólagos fajlagos ellenállások egydimenziós esetben .....	51
IV.2.3. Az impedancia fázisa .....	52
IV.3. Megjegyzések a kétdimenziós impedanciáról, látszólagos fajlagos ellenállásról és fázisról .....	54
IV.3.1. A felszíni impedancia kétdimenziós esetben .....	55
IV.3.2. A látszólagos fajlagos ellenállásokról kétdimenziós esetben ...	55
IV.3.3. A magnetotellurikus fázis kétdimenziós esetben .....	56
IV.4. Megjegyzések a háromdimenziós esetről .....	57
IV.5. A felszínalatti elektromágneses paraméterek kapcsolata a mélybeli árameloszlással .....	57
IV.6. Az új eredmények áttekintése .....	61
V. A HÁROMDIMENZIÓS MAGNETOTELLURIKUS ANOMÁLIÁKRÓL ..	63
V.1. A térkomponensek viselkedése .....	64
V.2. A tenzor-invariánsok és a skew .....	69
V.3. Áramcsatornázás háromdimenziós modellekben .....	75
V.4. A háromdimenziós magnetotellurikus kutatásról .....	82
VI. A MESTERSÉGES ÁRAMTERŰ FREKVENCIASZONDÁZÁSRÓL ....	85
VI.1. A CSAMT és MT látszólagos fajlagos ellenállások kapcsolata .....	86
VI.2. Vevőoldali 3-D CSAMT-jellegzetességek .....	90
VI.3. Az adó-vevő térrész különböző helyein lévő 3-D hatók CSAMT-anomáliái .....	103
VI.4. Zavaró ható befolyása a legyezőmérésekre .....	107
VI.5. A CSAMT-anomáliák áttekintése .....	109
VII. KÜLÖNLEGES PARAMÉTERÉRZÉKENYSÉGŰ ELEKTROMÁGNES ELRENDEZÉSEK .....	111
VII.1. Kőolajtelep-modell alakleképezési vizsgálata nulla normáalterű térkomponenssel .....	113
VII.1.1. Analóg modellezés fúróluk-elektrodás térgerjesztéssel .....	113
VII.1.2. A süllyesztett VED terének felszíni komponensei .....	114
VII.1.3. A modellkísérlet leírása .....	116
VII.2. Jólvezető modellek alakleképezési vizsgálata különböző frekvenciákon	121
VII.2.1 Az analóg modellezési feladat háttere .....	121

VII.2.2. A frekvenciaszondázási görbék "túllövéses" jelenségéről .....	121
VII.2.3. A modellkísérlet eredményei .....	123
VII.3. A tapasztalatok összegzése .....	130
QUO VADIMUS? .....	132
IRODALOMJEGYZÉK .....	136
A1. FÜGGELÉK: H-polarizációs magnetotellurikus fázisszelvény vertikális határfelület fölött	
A2. FÜGGELÉK: Kétdimenziós magnetotellurikus tértorzulások kifejezése potenciálok segítségével	
KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	

## BEVEZETÉS

Az 1987-ben megvédett kandidátusi értekezésem óta továbbra is az elektromágneses geofizikai módszerek képezik fő kutatási területemet. Az éveken át végzett analóg modellezés tapasztalatai birtokában egy idő óta mind többet foglalkoztam elméleti vizsgálatokkal, de ugyanakkor munkatársaimmal együtt több új téma kidolgozását is elkezdtük (környezetgeofizika, osztrák-magyar tavi mérések, stb.). Közben többé-kevésbé mindvégig részt vettem az intézet hagyományos mélyszerkezeti kutatásaiban, és — az analóg modellezés révén — kapcsolatban maradtam az ipari geofizikával is. Az elmúlt években az analóg modellezés iránti igény is sokrétűbbé vált.

Értekezést általában valamely egyetlen, jól körülhatárolt kutatási témában elért eredményekről szokás írni. Az elektromágneses geofizikában a tudományos megismerés legfontosabb irányzatát jelenleg a numerikus modellezések jelentik, ugyanakkor az eredmények kisebb, de nem kevésbé jelentős hányadát a numerikus modellezéstől független új felismerések adják. Én ezzel a második irányzattal rokonszenveztem jobban. Munkáimban a megoldatlan kérdések megválaszolása mellett a nem ritkán ellentmondásos ismeretek rendszerezésének lehetőségeit is kerestem.

Meggyőződésem, hogy az elektromágneses geofizikában meg kell erősödnie egy rendszerező, tisztázó irányzatnak, amely révén a modellezési eredmények egymással versengő kínálata, valamint az új elképzelések, felismerések mindmind a helyükre kerülnek.

Még évekkel ezelőtt a numerikus modellezési utat többek között azért nem választottam, mert nem akartam a mindenkori hazai számítástechnikai feltételek foglya lenni. Inkább arra kívántam felkészülni, hogy az elérhető legjobb programokat további kutatásainkban nem fetisizált eszközként használhassam.

Felfigyeltem ugyanakkor arra, hogy a "publish or perish" sajnálatos kényszerében közlésre kerülnek ellenőrizetlen eredmények, megalapozatlan következtetések is, táptalajt adva aztán sok-sok téves felfogásnak. Természetes, hogy az új eredmények mindenkor magukban hordozzák a tévedés kockázatát,

de az effajta tévedéseket szakterületemen túlságosan gyakorinak tartottam.

Az összefüggések keresése mellett lassanként szokásommá vált az újnak mondott eredmények kritikai vizsgálata. Ilyen jellegű hozzászólásaimnak nemzetközi folyóiratok több ízben helyt adtak.

Saját, nem egyetlen szűk témához kötődő kutatásaimban — úgy érzem — a kritikai szemlélet volt a közös, s az összefüggések keresésekor módszerem legtöbbször a “peering eyes” volt. Értekezéseimben eredményeim ismertetése mellett áttekintésre, rendszerezésre is törekedtem.

Úgy érzem, érdemes volna egy ilyen szemléletű munkát könyv formájában is megírni. Ez az értekezés — nyilvánvaló hibái mellett — már csak azért sem töltheti be ezt a szerepet, mert nem törekedtem benne teljességre, és nem egyformán érintettem minden elektromágneses módszert. A disszertációban az elektromágneses geofizika csak azon fejezeteivel foglalkozom, amelyekben saját kutatási eredményekkel rendelkezem. Az értekezés legnagyobb része nemzetközi (Geophysical Prospecting, Geophysics, Geophysical Journal International, Journal of Geomagnetism and Geoelectricity) és hazai (Acta GGM, Geophysical Transactions, Magyar Geofizika) folyóiratokban és nemzetközi konferencia-kiadványokban már publikálásra került.

Az I. fejezetben a stacionárius egyenáramú tér forrásaival, a töltésekkel foglalkozom, röviden kitérve az egyenáramú mágneses tér geofizikai vonatkozásaira is. Az egyszerűnek tűnő egyenáramú térösszefüggések pontos ismerete minden elektromágneses módszer szempontjából alapvető fontosságú.

A II–IV. fejezetek a magnetotellurika, mint a legegyszerűbb (vagy legegyszerűbbnek feltételezett) forrású váltóáramú módszer köré csoportosulnak.

A II. fejezetben analitikus úton rendszerezem a kétréteges magnetotellurikus szondázási görbék nevezetes pontjait.

A III. fejezetben a különféle látszólagos fajlagos ellenállás-definíciókat elemzem akképpen, hogy az eddigi rétegzett féltételes felszíni vizsgálatokat mélybeli és háromdimenziós ellenőrzésekkel egészítem ki.

A IV. fejezet a magnetotellurikánál általánosabb megközelítésű levezetéssel indul, de táblázatos áttekintést csak a magnetotellurika alapeseteire készítettem. A látszólagos fajlagos ellenállás, a fázis, valamint a mélybeli

áramrendszerek közötti kapcsolat leírása azonban a jelenségek megértését nemcsak a vizsgált alapesetekben segíti.

Az V. fejezet a háromdimenziós magnetotellurikus anomáliákról ad áttekintést. Az eredmények elsősorban a számomra elérhető vékonyréteg-modellezés alapján születtek. Újdonságnak tartom, hogy sikerült körülhatárolni néhány "divatos" értelmezési paraméter használhatóságának korlátait, ugyanakkor kimutattam más paraméterek (pl. a Berdichevsky-determináns) robusztusságát.

A VI. fejezet a mesterséges áramterű frekvenciaszondázással kapcsolatos néhány eredményem összefoglalása.

A VII. fejezetben két nemkonvencionális analóg modellezési példával toldom meg az ún. "különleges paraméter-érzékenységű" elektromágneses eseteket, ill. elrendezéseket, amelyek esetleg egy új módszer család, illetőleg mérési filozófia lehetőségét körvonalazzák.

Az elméleti vizsgálódások és a modellezési (főként analóg modellezési) tapasztalatokból újból megfogalmazódik (először ezt a tényt kandidátusi értekezésemben írtam le), hogy a természetben létező és kimérhető elektromágneses anomáliákért sokkal nagyobb méretű szerkezetek felelősek, mint azt korábban gondolni lehetett. Ez a vélemény messzemenően találkozik a Mol Rt kiterjedt elektromágneses kutatásainak tapasztalataival (Nagy Zoltán, 1992, személyes közlés), valamint a lassan-lassan mind több elrendezésre elérhetővé váló 3-D modellezési eredményekkel.

Ugyanakkor létezik egy ezzel látszólagos ellentmondásban lévő másik jelenség is: az IAGA 12. elektromágneses indukciós konferenciáján — a földrengés-előrejelző elektromágneses megfigyelésekkel kapcsolatban — kitűnt, hogy miközben a közetfizikusok az ismert hatásmechanizmusok alapján a feltételezett szerkezeteknek csak kismértékű hatásokat tulajdonítanak, a terepen a megjósoltakhoz képest sokkal nagyobb anomáliák figyelhetők meg.

Úgy érzem, az elektromágneses módszerek területén az anomáliák és a modellnagyságok, illetőleg az anomáliák és hatásmechanizmusok kapcsolatának megítélésében új, korrekt szemlélet kialakítására van szükség. A szemléletváltozás következtében lehetséges, hogy kiderül: a jól kidolgozott



és megalapozott módszerek felbontóképessége bizonyos tekintetben esetleg szerényebb, mint azt korábban mindenki gondolta. A földbelső megismerésében azonban mindenképpen a reálisan megítelt és folyton-folyvást felbukkanó új lehetőségekkel gazdagodó elektromágneses módszerek jelentik az egyik — nélkülözhetetlen — utat.

Értekezésemmel részben ezen szemléltetváltozáshoz, az elektromágneses módszerek reálisabb megítéléséhez szeretnék hozzájárulni.

## I. A STACIONÁRIUS ELEKTROMÁGNESES TÉR FORRÁSAI

A felszínalatti geológiai szerkezetekre vonatkozó geoelektromos információt a mérési pontokban mért potenciálkülönbségek (potenciálok) tartalmazzák. A mért potenciálok az inhomogén közegben létrejövő térfogati és felületi töltéeloszlásokból származnak.

A töltések szerepének pontos tisztázása az egyenáramú anomáliák megértése és újfajta értelmezési eljárások kidolgozása szempontjából alapvető fontosságú.

Annak ellenére, hogy Alpin (1947), azután Alfano (1959, 1960, 1961), majd Kaufman és Keller (1985) pontosan leírták a töltések szerepét, a geoelektromos szakirodalomban (és főleg a gyakorlatban) az anomáliákat közvetlenül az úgynevezett "geoelektromos paraméterekkel" (réteghatárokkal, inhomogenitásokkal, stb.) kapcsolták össze.

Az egyenáramú térösszefüggések elnagyolt alkalmazása, a határfeltételek gépies (fizikai betekintés igénye nélküli) felírása, a Price (1973) által 'színházi cselszövő'-nek (villain of the piece) nevezett töltések szerepének felületes kezelése a gyakorlatban minduntalan tapasztalható téves nézetek kialakulásához vezetett.

A két- és háromdimenziós egyenáramú modellezés megvalósulásával, a bonyolult anomáliaképek magyarázatának szükségességével egyre erőteljesebb igény mutatkozott a töltések kulcsfontosságú szerepének áttekintésére és újrafogalmazására. Az anomáliák forrásai fizikai értelemben nem a "geoelektromos paraméterek", hanem a felületi és térfogati inhomogenitásokon képződő (természetesen az inhomogenitások helyzetétől és az ellenálláskontraszttól függő) felületi, illetőleg térfogati töltések. Szükségesnek mutatkozott ugyanakkor a dielektromos állandó stacionárius egyenáramú mérések során játszott szerepének tisztázása is.

A feladat fontosságát éreztem, de a Magyar Geofizikához benyújtott tanulmányom újdonságáról (Szarka, 1990a) Li és Oldenburg (1991) Geophysical Prospecting-ben megjelent cikke győzött meg. Eredményeimből Li és

Oldenburg (1991) munkáját kiegészítő gondolataimat azután 1992-ben közölte le a Geophysical Prospecting (Szarka, 1992).

A fejezet célja, hogy rávilágítson a geoelektromos anomáliák valódi forrására, a töltésekre. Érinteni fogom az egyenáramú mágneses tér alapösszefüggéseit is. Megjegyzem, hogy a geoelektromos térszámításban ez a megközelítés semmiféle változtatást nem indokol.

### I.1. Általános formulák

Az elektromos és a mágneses térerősség kifejezése az  $\mathbf{A}$  vektorpotenciál és a  $\Phi$  skalárpotenciál segítségével:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r})}{\partial t} - \nabla \Phi \quad (1.1)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}), \quad (1.2)$$

ahol (ha a tér összes forrását ismerjük):

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V'} \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' \quad (1.3)$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{V'} \frac{\delta(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' \quad (1.4)$$

A vesszős indexek a térbeli áram- és töltéeloszlás értékeit és helyvektorait jelölik, míg az index nélküli jelölések a mérési pontra vonatkoznak.  $\mathbf{j}$  és  $\delta$  a térbeli áram-, illetőleg töltéssűrűség a  $V'$  térfogatban;  $\mu$  és  $\epsilon$  a mágneses permeabilitást, illetőleg a dielektromos permittivitást jelöli.

Egyenáram esetén  $\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{0}$ , következésképpen az  $\mathbf{E}$  elektromos térerősség egyszerűen egy skalárfüggvény gradienseként adható meg. Geoelektromos fejezel gondolkodva, a potenciált a tér gerjesztőforrásai és bizonyos "geoelektromos paraméterek" (tehát pl. a rétegvastagságok és vezetőképesség) egyaránt befolyásolják. Vajon valójában mi a szerepe a vastagságoknak és a vezetőképességeknek, azaz a geoelektromos paramétereknek?

A skalárpotenciál általános alakja (1.4) rámutat arra, hogy a potenciálfüggvény forrásai a töltések. Amikor tehát bármilyen egyenáramú elektromos mérést végzünk, mindenféle anomália a mélyben (persze a geoelektromos viszonyok által meghatározott módon) képződő töltések vonzó-taszító hatásának megnyilvánulása. Az állítás akármilyen nyilvánvaló, a geofizikai gyakorlat számára egy időben mégis idegennek tűnt.

## I.2. Töltésfajták és a permittivitás szerepe

Az eltolási vektor divergenciáját általában index nélküli változatban,  $\nabla \mathbf{D} = \delta$  alakban szokás felírni (ahol  $\delta$  tértöltés-sűrűséget jelent), s a félreértések forrásává éppen a  $\delta$  tértöltés-sűrűség melletti indexelés elmaradása vált. A tisztázás eszköze ezért a különböző töltésfajták megfelelő indexelése.

Abból indulok ki, hogy az áramsűrűség (amely az időegység alatt egységnyi felületen átáramló töltések mennyiségét írja le) az áramló ("flowing"), szabad ("free") töltésekkel van kapcsolatban. Az áramsűrűség divergenciáját felírva, s abban a  $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  helyettesítést elvégezve

$$\nabla \mathbf{j} = \nabla(\nabla \times \mathbf{H}) - \frac{\partial \nabla \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.5)$$

adódik. Mivel  $\nabla(\nabla \times \mathbf{H}) \equiv 0$ , (1.5) jobb oldalából az következik, hogy az eltolási vektor divergenciáját kifejező Maxwell-egyenletben a töltéssűrűséget "f" index-szel ("free", "flowing") célszerű ellátni:

$$\nabla \mathbf{D} = \delta_f \quad (1.6)$$

Lineáris és izotróp közeget feltételezve és az  $\mathbf{E}$  elektromos térerősséget (1.6)-ba behelyettesítve

$$0 = \delta_f - \varepsilon \nabla \mathbf{E} - \mathbf{E} \nabla \varepsilon$$

adódik.

Mindkét oldalhoz  $\varepsilon_0 \nabla \mathbf{E}$ -t adva:

$$\varepsilon_0 \nabla \mathbf{E} = \delta_f - (\varepsilon - \varepsilon_0) \nabla \cdot \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon .$$

Mivel

$$(\varepsilon - \varepsilon_0)\nabla \cdot \mathbf{E} + \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon = \nabla(\varepsilon - \varepsilon_0)\mathbf{E} ,$$

valamint a  $\mathbf{P}$  polarizációs vektor definíciója

$$\mathbf{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\mathbf{E} , \quad \text{ahol} \quad \nabla \mathbf{P} = -\delta_p$$

( $\delta_p$  a polarizációs töltéssűrűséget jelöli), ezért

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = \delta_f - \nabla \mathbf{P} = \delta_f + \delta_p . \quad (1.7)$$

Az  $\mathbf{E}$  elektromos tér forrásai tehát — a  $\mathbf{D}$  eltolási vektor forrásaival ellentétben — nemcsak áramló szabad töltések, hanem polarizációs töltések is lehetnek.

Az egyenáramú tér  $\nabla \mathbf{j} = 0$  és  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  összefüggéseit felhasználva (ahol  $\sigma$  természetesen a közeg fajlagos elektromos vezetőképességét jelöli)

$$\sigma \nabla \mathbf{E} + \mathbf{E} \cdot \nabla \sigma = 0 , \quad (1.8)$$

(1.7) és (1.8) alapján, valamint a  $\delta_t = \delta_f + \delta_p$  teljes (“total”) töltéssűrűséget bevezetve

$$-\varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot \frac{\nabla \sigma}{\sigma} = \delta_t . \quad (1.9)$$

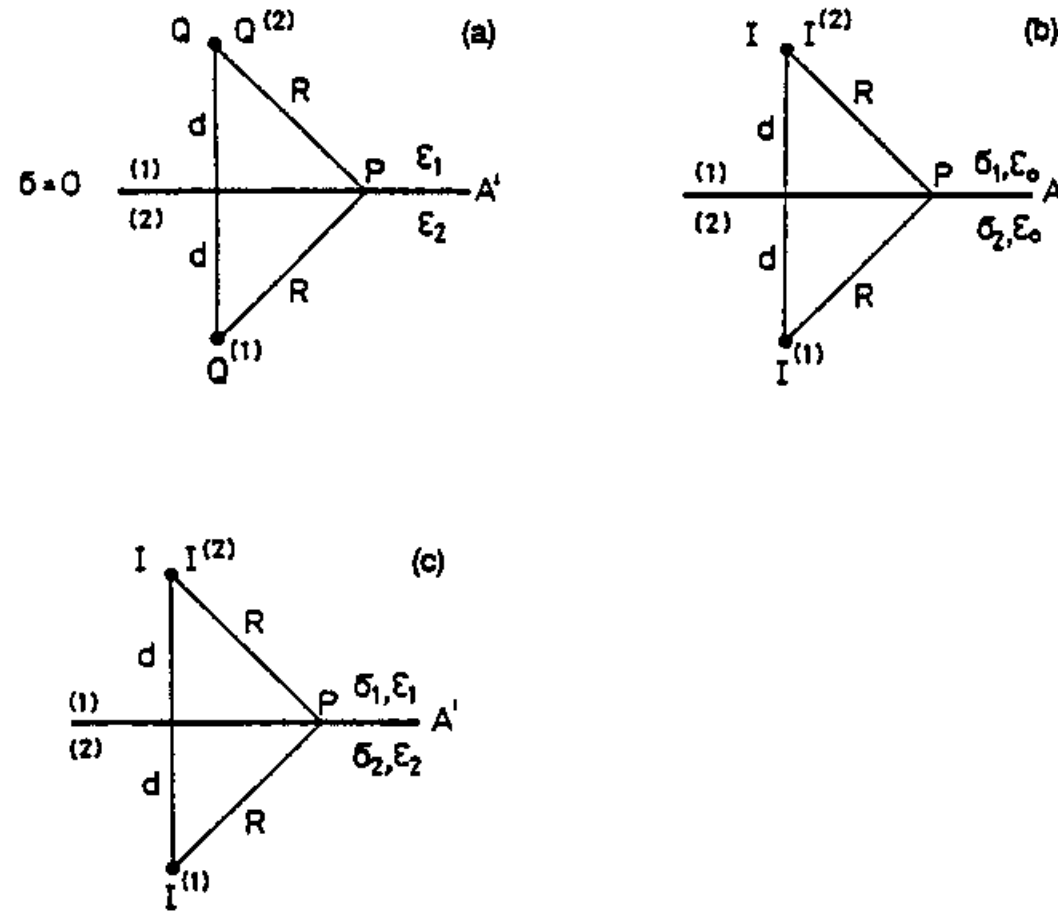
Az elektromos tér forrásai tehát a (térfogati, ill. felületi) vezetőképesség-inhomogenitásokon fellépő, szabad és polarizációs töltések. A vezetőképesség-kontraszt a kétfajta töltés összegét szabja meg. Amennyiben a közeg polarizálható, akkor a szükségszerűen fellépő polarizációs töltések mellett csak annyi szabad töltés fog odavándorolni, hogy a kérdéses helyen éppen az (1.9) egyenletben kifejezett, a vezetőképesség-inhomogenitások által megszabott teljes töltésmennyiség legyen jelen.

A leírtakat egy sík réteghatár közelében elhelyezkedő elektrosztatikus, illetőleg egyenáramú pontforrás esetével (1.1. ábra) szemléltetem.

Az (a) esetben az  $\varepsilon_1$  és  $\varepsilon_2$  permittivitású féltereket elválasztó sík közelében az 1. közegben  $Q$  nagyságú elektrosztatikus töltés helyezkedik el.

A (b) esetben az  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$  permittivitású,  $\sigma_1$  és  $\sigma_2$  vezetőképességű félterek közötti sík közelébe (ugyancsak az 1. közegbe)  $I$  intenzitású áramforrást

helyeztünk. (A töltést folyamatosan pótolni kell, máskülönben a  $Q$  töltés  $\sigma_1/\varepsilon_1$  időállandójú exponenciális csökkenéssel, kb.  $10^{-10}$  s alatt megszűnne létezni.)  
A (c) eset ugyanaz mint (b), azzal a különbséggel, hogy  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ .



1.1. ábra: Pontforrás sík határfelülettel érintkező félterek közelében. a) elektrosztatikus eset,  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ , b) egyenáramú eset,  $\sigma_1 \neq \sigma_2$ , de  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_0$ , c) egyenáramú eset  $\sigma_1 \neq \sigma_2$  és  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$

A három (a, b és c) esetet a tükrözéses módszerrel megoldva a  $Q^{(1)}$ ,  $Q^{(2)}$ ,  $I^{(1)}$  és  $I^{(2)}$  tükrőtöltések az alábbi összefüggéssel adhatók meg:

$$\begin{aligned} Q^{(1)} &= Qk_{12}(\varepsilon), & I^{(1)} &= Ik_{12}(\sigma) \\ Q^{(2)} &= Qt_{12}(\varepsilon), & I^{(2)} &= It_{12}(\sigma), \end{aligned}$$

ahol  $k_{12}(\varepsilon)$  és  $k_{12}(\sigma)$  reflexiós együtthatók,  $t_{12}(\varepsilon)$  és  $t_{12}(\sigma)$  pedig transzmissziós együtthatók:

$$\begin{aligned} k_{12}(\varepsilon) &= \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, & k_{12}(\sigma) &= \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \\ t_{12}(\varepsilon) &= \frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, & t_{12}(\sigma) &= \frac{2\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}. \end{aligned}$$

A megoldás lépéseit, továbbá a polarizációs ( $\tau_p$ ) és szabad ( $\tau_f$ ) felületi töltésekre, valamint a teljes töltésre ( $\tau_t$ ) vonatkozó kifejezéseket az 1.1. táblázat foglalja össze.

1.1. táblázat: Sík határfelülettel rendelkező féltérlek közelében lévő elektrosztatikus és egyenáramú pontforrás potenciálférteinek és a felületi töltéssűrűségnek a meghatározása

	a) Elektrosztatika ( $Q, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \sigma_i = 0$ ) $U_Q = \frac{Q}{4\pi\varepsilon R} + \text{const.}$	b) Egyenáramú tér ( $I, \sigma_1, \sigma_2, \varepsilon_i = \varepsilon_0$ ) $U_I = \frac{I}{4\pi\sigma R} + \text{const.}$	c) Egyenáramú tér ( $I, \sigma_1, \sigma_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ ) $U_I = \frac{I}{4\pi\sigma R} + \text{const.}$
1. határfeltétel	$\frac{Q}{4\pi\varepsilon_1 R} + \frac{Q^{(1)}}{4\pi\varepsilon_1 R} = \frac{Q^{(2)}}{4\pi\varepsilon_2 R}$ amiből $\varepsilon_2(Q + Q^{(1)}) = \varepsilon_1 Q^{(2)}$	$\frac{I}{4\pi\sigma_1 R} + \frac{I^{(1)}}{4\pi\sigma_1 R} = \frac{I^{(2)}}{4\pi\sigma_2 R}$ amiből $\sigma_2(I + I^{(1)}) = \sigma_1 I^{(2)}$	$\frac{I}{4\pi\sigma_1 R} + \frac{I^{(1)}}{4\pi\sigma_1 R} = \frac{I^{(2)}}{4\pi\sigma_2 R}$ amiből $\sigma_2(I + I^{(1)}) = \sigma_1 I^{(2)}$
2. határfeltétel: Elektrosztatikus, ill. egyenáramú folytonosság	$D_n$ folytonos: $\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}$ amiből $Q = Q^{(2)} + Q^{(1)}$	$j_n$ folytonos: $\sigma_1 E_{n1} = \sigma_2 E_{n2}$ amiből $I = I^{(2)} + I^{(1)}$	$j_n$ folytonos: $\sigma_1 E_{n1} = \sigma_2 E_{n2}$ amiből $I = I^{(2)} + I^{(1)}$
A kétismeretlenes egyenletrendszer megoldása	$Q^{(2)} = Q \frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} = Q t_{12}(\varepsilon)$ $Q^{(1)} = Q \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} = Q k_{12}(\varepsilon)$	$I^{(2)} = I \frac{2\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = I t_{12}(\sigma)$ $I^{(1)} = I \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = I k_{12}(\sigma)$	$I^{(2)} = I \frac{2\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = I t_{12}(\sigma)$ $I^{(1)} = I \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = I k_{12}(\sigma)$
$\tau_p(R) = P_{n1} - P_{n2}$ (polarizációs töltés)	$\frac{Qd(k_{12}(\varepsilon) - 1)}{4\pi R^3} \cdot \left( \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1} - \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}{\varepsilon_2} \right) = \frac{\varepsilon_0 Q d k_{12}(\varepsilon)}{2\pi \varepsilon_1 R^3}$	0	$\frac{Id(k_{12}(\sigma) - 1)}{4\pi R^3} \left( \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\sigma_1} - \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}{\sigma_2} \right)$
$\tau_f(R) = D_{n2} - D_{n1}$ (szabad töltés)	0	$\frac{\varepsilon_0 Id(k_{12}(\sigma) - 1)}{4\pi R^3} \left( \frac{1}{\sigma_2} - \frac{1}{\sigma_1} \right) = \frac{\varepsilon_0 Id k_{12}(\sigma)}{2\pi \sigma_1 R^3}$	$\frac{Id(k_{12}(\sigma) - 1)}{4\pi R^3} \left( \frac{\varepsilon_2}{\sigma_2} - \frac{\varepsilon_1}{\sigma_1} \right)$
$\tau_t(R) = \tau_p(R) + \tau_f(R)$ (teljes töltés)	$\frac{\varepsilon_0 Q d k_{12}(\varepsilon)}{2\pi \varepsilon_1 R^3}$	$\frac{\varepsilon_0 Id k_{12}(\sigma)}{2\pi \sigma_1 R^3}$	$\frac{\varepsilon_0 Id k_{12}(\sigma)}{2\pi \sigma_1 R^3}$
$\tau_t(R)$ teljes töltés határfelületi integrálja	$Q k_{12}(\varepsilon)$	$\frac{\varepsilon_0 I k_{12}(\sigma)}{\sigma_1}$	$\frac{\varepsilon_0 I k_{12}(\sigma)}{\sigma_1}$

Az 1.1. táblázat szerint az (a) elektrosztatikus esetben csak polarizációs töltés indukálódik, a (b)  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$  egyenáramú esetben pedig csak szabad, áramló töltések vannak.

A (c)  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$  egyenáramú esetben az adott permittivitás-kontrasztnak megfelelő polarizációs töltéssűrűség mellett csak annyi lesz a szabad töltéssűrűség mértéke, amennyi a (b) esettel azonos teljes töltéeloszlás kialakulásához szükséges.

Az egyenáramú elektromos anomáliák tehát a  $Q \sim \frac{\varepsilon I}{\sigma}$  analógia használatával visszavezethetők a Coulomb-törvényre.

### I.3. Geoelektromos anomáliák értelmezése töltések vonzó-taszító hatása alapján

Lássunk néhány példát, miként lehet a Coulomb-törvény szemlélete segítségével a geoelektromos anomáliákat értelmezni, s ebből a megközelítésből milyen következtetések vonhatók le.

#### I.3.1. Homogén féltér felszínén elhelyezkedő pontforrás potenciáltere

Ismert, hogy ez esetben a potenciál képlete a teljes homogén térben lévő pontforrás potenciáljától annyiban különbözik, hogy a teljes térre vonatkozó  $\frac{1}{4\pi}$  együttható helyett a féltérre érvényes  $\frac{1}{2\pi}$  szerepel. A  $\Phi$  potenciál alakja az 1.1. táblázatban  $d = 0$ ,  $k_{01} = -1$  és  $z = 0$  helyettesítéssel is levezethető:

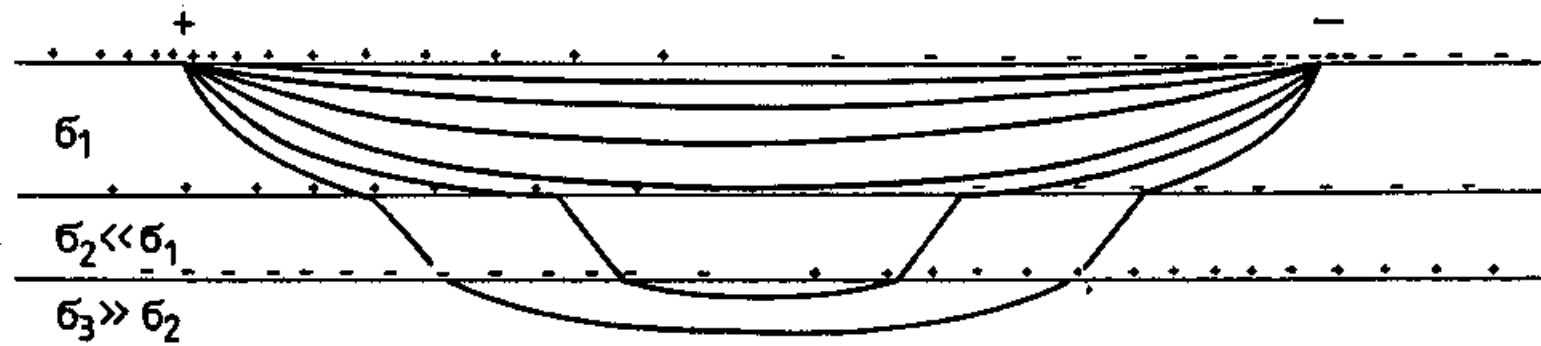
$$\Phi = \frac{I_1}{2\pi\sigma_1 r} = \frac{I_1}{4\pi\sigma_1} \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{r} \right). \quad (1.10)$$

Az (1.10) egyenletben az egyik  $\frac{I_1}{4\pi\sigma_1} \cdot \frac{1}{r}$  kifejezés a pontforrás teljes térbeli potenciálját írja le, a másik pedig a határfelületen (jelen esetben a vízszintes felszínen) indukálódott, tükörtöltéssel helyettesíthető szabad töltésrendszerét. A féltér fölötti potenciál a teljes térhez képest azért kétszereződik meg, mert az összesen  $\varepsilon_0 I_1 / \sigma_1$  nagyságú felszíni ösztöltés helyettesítő töltése éppen egybeesik az eredeti forrással. A térerősségeloszlást tehát itt is a határfelületi szabad töltésrendszer határozza meg.



### I.3.2. Horizontális rétegsor VESZ-anomáliája

Egy háromréteges, a rétegeken belül homogén ( $\sigma_1 > \sigma_2 < \sigma_3$ ) féltér belsejében kialakult szabad töltésrendszer jellegét az 1.2. ábra szemlélteti. (A töltések előjelét az (1.9) egyenlet szerint az áram iránya és a vezetőképességkontraszt együttesen határozzák meg.) A felvázolt töltéseloszlás megmutatja a mélybeli árameloszlás okát az adott háromréteges modellben: az első és második réteg határán lévő pozitív töltések a mozgó pozitív töltések (a megállapodás szerinti áram) nagy részét a felszíni rétegbe terelik, de a mozgó töltéseknek az a része, amely már bejutott a második rétegbe, a második és harmadik rétegek határán lévő negatív töltések vonzásának engedelmessé igyekszik a  $\nabla\Phi$  által meghatározott útvonalon a szintén jól vezető harmadik rétegbe. A harmadik rétegből a felszíni negatív töltéseloszlás középpontjáig terjedő visszafelé vezető út is hasonlóképpen írható le. (Érdemes megjegyezni, hogy a jelenség leírásához nincs szükség az Ohm-törvényre.)



1.2. ábra: Szabad felületi töltések kialakulása VESZ elrendezésben, rétegzett féltérben. A határfelületi töltések előjelét az  $Ik_{12}$ ,  $Ik_{23}$ ,  $Ik_{32}$ ,  $Ik_{21}$  szorzatok határozzák meg. A pozitív töltések az áram egy részét a nagy vezetőképességű felszíni rétegbe terelik, de az áramnak az a része, ami bejutott a második rétegbe, a negatív töltések vonzásának köszönhetően a lehető legrövidebb úton igyekszik a jól vezető harmadik rétegbe

### I.3.3. A Laplace-egyenletről és a Laplace-Poisson egyenletről

Az (1.7) egyenletből az  $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$  helyettesítéssel, valamint a  $\Delta\Phi = \nabla(\nabla \cdot \Phi)$  azonosság alkalmazásával közvetlenül adódik a potenciál differenciál egyenlete:

$$\Delta\Phi = -(\delta_f - \nabla\mathbf{P})/\epsilon_0 \quad (1.11)$$

Miután  $\delta_p = -\nabla P$  és a töltések összege  $\delta_t = \delta_f + \delta_p$ , a közismert  $\Delta\Phi = -\delta_t/\epsilon_0$  Laplace-Poisson egyenletben a jobb oldalon a számlálóban a teljes töltéssűrűség  $-1/\epsilon_0$ -szerese áll.

A rétegzett féltér anomáliájának meghatározásában általában a  $\Delta\Phi = 0$  Laplace-egyenletből szokás kiindulni, ami azt feltételezi, hogy a vizsgált térrészben nincsenek szabad töltések. A feltételezés homogén rétegek belsejében igaz, de a réteghatárokon már nem. A probléma matematikai megoldása a hibás feltételezés ellenére mégis korrekt lehet, ugyanis a megoldásnak része a határfeltételek (azaz a potenciál és az áram határfelületi folytonossága, továbbá a potenciálfüggvény aszimptotikus viselkedésének) figyelembevétele. A folytonossági határfeltételek pedig egyet jelentenek a határfelületi töltésrendszer létezésének elismerésével, hiszen két különböző vezetőképességű közeg határán éppen a felhalmozódó töltések vonzó-taszító hatása alakítja ki az áramló töltések (azaz az áram) folytonosságát.

#### I.3.4. Töltések inhomogén közegben

Az áramsűrűség divergenciamentességéből, az Ohm-törvényből és az eltolási vektorra érvényes egyenletből általános formula vezethető le a tértöltéssűrűsége:

$$\delta_t = \delta_f - \nabla P = -\frac{\epsilon_0}{\sigma} \mathbf{E} \nabla \sigma. \quad (1.12)$$

Az (1.12) egyenlet szerint mindenütt van valamilyen (azaz vagy szabad, vagy polarizációs) töltés, ahol az  $\mathbf{E} \nabla \sigma$  skaláris szorzat nem nulla. Minél gyorsabb a vezetőképesség térbeli változása, a tértöltéssűrűség annál nagyobb. (Homogén rétegek belsejében nincsenek töltések. Inhomogenitáson ott és akkor nincs töltés, ahol és amikor a helyi elektromos tér a vezetőképesség-gradiensre merőleges, vagy nulla.)

#### I.3.5. Polarizálható réteg esete

Egy víztartalmú réteg jelentkezésekor nemcsak a vezetőképesség nő meg, hanem — mivel  $\epsilon_{\text{vfa}} \approx 80\epsilon_0$  — a dielektromos állandó is. Az 1.1. táblázat értelmében ilyenkor a szabad felületi töltések sűrűsége sokkal kisebb lesz,

mint akkor, ha csak a vezetőképesség változna meg. Azonban a nagyobb dielektromos állandó következtében ugyanitt a térfogati polarizáció is megnő, s az így kialakuló felületi polarizációs töltéssűrűség éppen pótolja a szabad töltések hatását. A töltések teljes nagysága tehát ugyanakkora lesz, mint nem-polarizálható közegek határán lenne. Az egyenáram tere — ahogyan annak (egyéb megfontolásokból következően is) lennie kell — nem függ a dielektromos állandótól.

Érdekes megvizsgálni, hogy mi történik egy olyan réteghatáron, ahol csak a dielektromos állandó változik és  $k_{12}(\sigma) = 0$ . Az 1.1. táblázat szerint ebben az esetben

$$\tau_p \approx \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}{\sigma} - \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\sigma} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\sigma}.$$

A polarizációs töltések megjelenésével egyidejűleg a réteghatáron szabad töltések is képződnek és ezek felületi sűrűsége

$$\tau_f \approx \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\sigma}.$$

Tehát  $\tau_p + \tau_f = 0$ . Ez azt jelenti, hogy a határfelületre pontosan annyi szabad töltés vándorol, amennyi éppen közömbösíti a polarizációs töltések hatását.

### I.3.6. Felületi töltések és elektromos kettősréteg

A  $\Phi$  skalárpotenciálra felírt (1.11) egyenlet akkor érvényes, ha a  $V'$  tartomány az összes forrást magában foglalja. Ha azonban a  $V'$  tartományon kívül is vannak források, akkor — Green tétele segítségével — bebizonyítható (Simonyi, 1986), hogy az örvénymentes forrástér  $\Phi$  potenciálját a  $V'$  térfogatbeli  $\Delta\Phi$  ismeretében akkor tudjuk meghatározni, ha ismerjük a  $V'$  térfogatot körülvevő felületen  $\Phi$  és  $\frac{\partial\Phi}{\partial n}$  értékét is. (Az  $n$  normális a  $V'$  térfogatból kifelé mutat.)

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}) = & -\frac{1}{4\pi} \iiint_{V'} \frac{\nabla^2\Phi}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV' - \\ & -\frac{1}{4\pi} \iint_{S'} \left( \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \frac{\partial\Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right) dS'. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Ismert tény, de itt is hangsúlyozni kívánom, hogy a felületi töltés-kettősréteg dilemma, továbbá a felületi töltéeloszlás és az azt helyettesítő tükörtöltés esete példái annak az elméleti villamosságtani tételnek, miszerint ugyanazt a téreloszlást sokféle forrás létrehozhatja. Emiatt az elektromágneses mérési adatokra alapozott akárhány dimenziós inverzió eredendően bizonytalan és az elektromágneses inverz probléma egyértelműen csak kiegészítő földtani adatok birtokában oldható meg.

#### I.4. Egyenáram mágneses tere

Mivel a geofizikai kutatásokban az egyenáram mágneses terének mérése is alkalmazást nyer (Edwards, 1991), célszerűnek tartottam röviden összefoglalni a konduktív gerjesztésű egyenáramú tér mágneses összetevőinek sajátosságait. A rétegzett féltér felszínére korlátozódó összefoglalást — Stratton (1941)-ből kiindulva — korábbi munkám alapján (Szarka, 1986) készítettem el, s további részletek is ott találhatóak.

A  $\mathbf{H}$  mágneses tér az (1.3) vektorpotenciálból a  $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$  összefüggéssel adható meg. Az (1.3)-ban szereplő  $\mathbf{j}(\mathbf{r}')$  a térbeli teljes áramsűrűséget jelent, tehát szerepel benne a földben folyó  $\mathbf{j}_c$  ("conductive") és — mivel kábelek használata elkerülhetetlen — a vezetékben folyó  $\mathbf{j}_s$  ("source") áramsűrűség is:  $\mathbf{j} = \mathbf{j}_c + \mathbf{j}_s$ .

A földbeli áramsűrűsége  $\mathbf{j}_c(\mathbf{r}') = \sigma(\mathbf{r}')\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ , ahol  $\sigma(\mathbf{r}')$  a térbeli vezetőképesség-eloszlás.

Az  $\mathbf{r}$  mérési pontban a mágneses tér:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} \frac{\nabla \times [\mathbf{j}_s(\mathbf{r}') + \mathbf{j}_c(\mathbf{r}')]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' \quad (1.15)$$

$\mathbf{H}(\mathbf{r})$  a földben és a vezetékben folyó áramok együttes mágneses terét írja le. A megoldás kulcslépése — Lee (1975) alapján — a mágneses tér két részre való bontása:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_s(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_c(\mathbf{r}) \quad (1.16)$$

és ennek alapján

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V'_s} \frac{\mathbf{j}_s(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV'_s + \frac{1}{4\pi} \int_{V'_c} \frac{\nabla' U(\mathbf{r}') \times \nabla' \sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'_c \quad (1.17)$$

$U(\mathbf{r}')$  a térbeli elektromos potenciált jelöli. Homogén féltér vagy horizontálisan rétegzett féltér esetén  $\nabla' \sigma(\mathbf{r}')$  a réteghatár(ok) kivételével mindenütt zérus, a réteghatár(ok)on függőleges. A vektoriális szorzat miatt a földbeli  $\mathbf{j}_c$  árameloszlás felszíni mágneses terének horizontálisnak kell lennie.

A  $\mathbf{j}_s$  forrásáram-eloszlások mágneses terének irányát nyilvánvalóan a források helyzete határozza meg. Abban a leggyakoribb esetben, amikor a vízszintes felszínen elhelyezett valamilyen pontforrás-rendszert felszíni kábelek kötik össze, a kábeláramok mágneses tere a felszínen függőleges irányú lesz.

A közel vízszintes terepen végzett méréseknél tehát a vertikális mágneses tér túlnyomórészt a forrásáramoktól származik, míg a horizontális komponens döntően a földbeli árameloszlás hatására lép fel. A geológia csakis az utóbbiban, azaz a  $\mathbf{H}_c$  eloszlásban játszik szerepet. Bebizonyítható azonban, hogy laterális inhomogenitások hiányában, illetve a pontforrás körül hengerszimmetrikusan elhelyezkedő laterális inhomogenitások esetén még a földben folyó áramok mágneses tere sem függ a felszín alatti geoelektromos paraméter-eloszlástól.

Erről — mindenféle bonyolult levezetést mellőzve — az elektromos anomáliák Coulomb-féle felfogását tükröző 1.2. ábrát alapul véve is meggyőződhetünk. A felszíni pontforrások áramrendszere vízszintesen rétegzett féltérben hengerszimmetrikus marad, ami (az Ampère-féle gerjesztési törvény értelmében) a felszíni mágneses teret nem változtatja meg. A réteghatárokon felhalmozódó időben állandó mennyiségű töltés szintúgy nincs hatással a mágneses térre.

A stacionárius mágneses tér két- és háromdimenziós sajátosságai, az elektromos térkomponensekkel való együttes felhasználás számos érdekes alkalmazási lehetőségeket tárt fel. Ezekről az eredményekről a kandidátusi értekezésemben számoltam be (Szarka, 1986).

## I.5. Összefoglalás és kapcsolódás a váltóáramú terek felé

A fejezet az egyenáramú anomáliák forrásairól, az elektromos töltésekről adott áttekintést. Meghatároztam a szabad-, a polarizációs és a teljes töltések közötti összefüggést, valamint a permittivitás hatását. Az elektrosztatikus és az egyenáramú tér közötti analógiát határfelület közelébe helyezett pontforrással szemléltettem.

Az egyenáramú összefüggéseket a Coulomb-törvényre visszavezetve új szemszögből láttattam a rétegzett féltér fölötti VESZ-anomáliát. Elemeztem a polarizálható réteg esetét, továbbá a felületi töltések és az elektromos kettősréteg egymástól eltérő követelményeit a határfeltételekre nézve. Összefoglaltam az egyenáram mágneses terének legfontosabb sajátosságait is.

A váltóáramú terek határesetének számító stacionárius elektromágneses tér forrásainak ismerete a váltóáramú módszerek szempontjából alapvető fontosságú. Az egyenáramú térösszefüggések — mint látni fogjuk — meglepően széles periódustartományban érvényesülnek. A háromdimenziós váltóáramú anomáliák értelmezésének kulcskérdései közül a legtöbb — legalábbis kvalitatíve — megmagyarázható az egyenáramú összefüggések ismeretében, azok megfelelő alkalmazásával.

Az egyenáramú tér elektromos és mágneses komponenseinek együttes kezelésével további, itt nem részletezett összefüggések (impedancia, Poynting-vektor, stb.) vezethetők le (Szarka, 1987), amelyek a váltóáramú módszerek, elsősorban a magnetotellurika térösszefüggései felé még közvetlenebb összeköttetést jelentenek.

## II. KÉTRÉTEGES MAGNETOTELLURIKUS SZONDÁZÁSI GÖRBÉK NÉHÁNY TÖRVÉNYSZERŰSÉGE

Cagniard (1953) a magnetotellurikus szondázási görbét kétréteges görbéken elemezte. A sokréteges magnetotellurikus szondázási görbét először elméleti görbeseregek formájában állították elő, majd — a számítógépes fejlődésnek köszönhetően — a rétegzett féltér összefüggései az 1-D inverzióban is rutinszerű alkalmazást nyertek.

Az elmúlt években egyre gyakoribbá vált a felszín alatti, tengerfenéki alkalmazás, amely igényli a felszínalatti téreloszlások újbóli áttekintését. A felszíni mérések pontossága, megbízhatósága a zajmentes területeken megnövekedett, és ez nyilvánvalóan lehetővé fogja tenni a görbesajátóságok minden eddiginél finomabb elemzését is. A felszínalatti mérések elterjedése és a felszíni mérések pontosságának növekedése mellett megemlítendő, hogy újabban sok helyütt — túlzó prakticista szemlélettől vezérelve —  $\rho(\sqrt{T})$  helyett  $\rho(T)$ -ket ábrázolnak, s az amerikaiak ezt a gyakorlatot az IAGA elektromágneses indukciós munkacsoportjára is rákényszerítették (Hobbs, 1992).

A megnevezett új körülmények messzemenően indokolják a legkönnyebben rendszerezhető kétréteges eset újbóli vizsgálatát. Az analitikus összefüggésekben a mögöttes fizikai tartalmat kívánom lehetőség szerint kiemelni. Összefoglalom a térerősség-komponensek, az impedancia (abszolút értéke és fázisa) mélység-szelvényeinek, valamint a szondázási görbék néhány nevezetes pontjának törvényszerűségeit. A levezetések többek között megmutatják, hogy  $\sqrt{T}$ -t (és nem  $T$ -t) magukban foglaló hullámszámok, skinmélységek a magnetotellurika lényegi meghatározói.

A fejezet nagyrészt Szarka (1988b), valamint Szarka és Fischer (1991) tanulmányain alapul.

## II.1. Alapösszefüggések

Habár a levezetés sok helyütt megtalálható, a teljesség érdekében összefoglalom annak kulcslépéseit.

$h$  mélységű határfelülettel rendelkező  $\rho_1(\sigma_1)$  és  $\rho_2(\sigma_2)$  fajlagos ellenállású (vezetőképességű) kétréteges féltérben a  $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  indukciós törvényből és a  $\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E}$  Ampère-törvényből kiindulva az  $\mathbf{E} = \{E_x(z) \cdot e^{i\omega t}, 0, 0\}$  elektromos térerősségre vonatkozó differenciálegyenlet

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} - i\omega\mu\sigma E_x = 0.$$

Az általános megoldás  $E_x = Ae^{-kz} + Be^{kz}$  alakú, ahol  $k^2 = i\omega\mu\sigma$ . A  $\mathbf{H} = \{0, H_y(z) \cdot e^{i\omega t}, 0\}$  mágneses térkomponenst a Faraday-törvény alapján a

$$H_y = \frac{-1}{i\omega\mu} \frac{dE_x}{dz}$$

összefüggésből lehet megadni.

Az első és a második rétegben a lefelé haladó hullámokkal kapcsolatos  $A_1$ ,  $A_2$ , illetve a reflektálódott, felfelé haladó hullámokat leíró  $B_1$  és  $B_2$  együtthatók az alábbi négy feltételből határozhatók meg:

1. Az alsó rétegben a felfelé haladó hullámok amplitúdóját leíró  $B_2$  hiányzik, tehát  $B_2 \equiv 0$ .
2. A  $\sigma_1/\sigma_2$  réteghatáron  $E_{x_1}(z = h) = E_{x_2}(z = h)$ .
3. Ugyanott  $H_{y_1}(z = h) = H_{y_2}(z = h)$ .
4. Valamelyik térkomponens egy jellegzetes értékét előre beállítjuk. Legyen  $H_y(z = 0) \equiv 1$ . A levezetést nem részletezve az  $A_1$ -re,  $A_2$ -re és  $B_1$ -re vonatkozó megoldás:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{i\omega\mu}{k_1} \frac{e^{2k_1 h}}{e^{2k_1 h} - \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}} & A_2 &= \frac{2i\omega\mu}{k_1 + k_2} \frac{e^{(k_1 + k_2)h}}{e^{2k_1 h} - \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}} \\ B_1 &= \frac{i\omega\mu}{k_1} \frac{\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}}{e^{2k_1 h} - \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}} & (B_2 &\equiv 0) \end{aligned}$$



Az  $E_{x_1}$ ,  $E_{x_2}$ ,  $H_{y_1}$  és  $H_{y_2}$  térkomponensek pedig:

$$\begin{aligned} E_{x_1} &= \frac{i\omega\mu}{k_1} e^{k_1 z} \frac{e^{2k_1(h-z) + \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}}{e^{2k_1 h - \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}} & E_{x_2} &= \frac{2i\omega\mu}{k_1+k_2} e^{-k_2 z} \frac{e^{(k_1+k_2)h}}{e^{2k_1 h - \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}} \\ H_{y_1} &= e^{k_1 z} \frac{e^{2k_1(h-z) - \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}}{e^{2k_1 h - \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}} & H_{y_2} &= \frac{2k_2}{k_1+k_2} e^{-k_2 z} \frac{e^{(k_1+k_2)h}}{e^{2k_1 h - \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}} \end{aligned}$$

Az 1-es és 2-es közegben az impedancia kifejezése:

$$\begin{aligned} Z_1 (0 \leq z \leq h) &= \frac{E_{x_1}}{H_{y_1}} = \frac{i\omega\mu}{k_1} \cdot \frac{e^{2k_1(h-z) + \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}}{e^{2k_1(h-z) - \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}} = \\ &= \sqrt{i\omega\mu} \sqrt{\rho_1} \cdot \frac{e^{2k_1(h-z) + \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}}{e^{2k_1(h-z) - \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}}} \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$Z_2 (z \geq h) = \frac{E_{x_2}}{H_{y_2}} = \frac{i\omega\mu}{k_2} = \sqrt{i\omega\mu} \sqrt{\rho_2} \quad (2.2)$$

Látható, hogy az impedancia sem az 1-es, sem a 2-es közeg belsejében nem függ a kérdéses pont fölötti térségtől, csakis legfeljebb  $(h-z)$ -től. Ez külön-külön egyik komponensről sem mondható el.

Az impedancia-kifejezéseket néhány alkalmas behelyettesítéssel jóval egyszerűbb alakra lehet hozni.

Az 1-es közegben a komplex hullámszámra ( $k_1$ ), a hullámhosszra ( $\lambda_1 = 2\pi/Rek_1$ ) és a skinmélységre ( $\delta_1 = 1/Rek_1$ ) vonatkozó szokásos definíciók,

$$k_1 = \sqrt{i\omega\mu\sigma_1} = (1+i) \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma_1}{2}}$$

$$\lambda_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma_1}{2}}}; \quad \delta_1 = \sqrt{\frac{2\rho_1}{\omega\mu}}$$

mellett az  $\alpha = \frac{4\pi(h-z)}{\lambda_1} = \frac{2(h-z)}{\delta_1}$  bevezetésével az impedancia-kifejezésekben az  $e^{2k_1(h-z)}$  tag

$$e^{2k_1(h-z)} = e^\alpha (\cos \alpha + i \sin \alpha)$$

alakúra egyszerűsödik. Miután az  $S = \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}$  reflexiós koefficiens valós (ugyanis

$$S = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} = \frac{\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}}{\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}} \quad (1),$$

$$Z_1 = \sqrt{\varrho_1} \sqrt{\omega \mu} \frac{1+i}{\sqrt{2}} \cdot \frac{e^{2\alpha} - S^2 - i(2Se^\alpha \cdot \sin \alpha)}{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2},$$

azaz

$$Z_1 = \sqrt{\varrho_1} \sqrt{\frac{\omega \mu}{2}} \frac{e^{2\alpha} + 2Se^\alpha \sin \alpha - S^2 + i(e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \sin \alpha - S^2)}{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2}, \quad (2.3)$$

amiből

$$\operatorname{Re} Z_1 = \sqrt{\varrho_1} \sqrt{\frac{\omega \mu}{2}} \frac{e^{2\alpha} + 2Se^\alpha \sin \alpha - S^2}{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2} \quad (2.4)$$

$$\operatorname{Im} Z_1 = \sqrt{\varrho_1} \sqrt{\frac{\omega \mu}{2}} \frac{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \sin \alpha - S^2}{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2} \quad (2.5)$$

$$|Z_1| = \sqrt{\varrho_1} \sqrt{\frac{\omega \mu}{2}} \frac{\sqrt{2(e^{4\alpha} - 2S^2 e^{2\alpha} \cos 2\alpha + S^4)}}{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2}. \quad (2.6)$$

A Basokur (1994a) által bevezetett frekvencia-normált impedancia (definíciója  $Y = Z/(i\omega\mu)^{1/2}$ )

$$\operatorname{Re} Y_1 = \sqrt{\varrho_1} \frac{e^{2\alpha} - S^2}{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2} \quad (2.7)$$

$$\operatorname{Im} Y_1 = \sqrt{\varrho_1} \frac{-2Se^\alpha \sin \alpha}{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2} \quad (2.8)$$

$$|Y_1| = \sqrt{\varrho_1} \frac{\sqrt{2(e^{4\alpha} - 2S^2 e^{2\alpha} \cos 2\alpha + S^4)}}{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2}. \quad (2.9)$$

Az impedancia valós és képzetes részéből, valamint az abszolút értékből számított fajlagos ellenállások definíciói  $Z_1$ -gyel, illetőleg  $Y_1$ -gyel kifejezve az alábbiak:

$$\varrho_{\operatorname{Re} Z} = \frac{2}{\omega \mu} \operatorname{Re}^2 Z_1 = (\operatorname{Re} Y_1 - \operatorname{Im} Y_1)^2 \quad (2.10)$$

$$\varrho_{\operatorname{Im} Z} = \frac{2}{\omega \mu} \operatorname{Im}^2 Z_1 = (\operatorname{Re} Y_1 + \operatorname{Im} Y_1)^2 \quad (2.11)$$

$$\varrho_{|Z|} = \frac{1}{\omega \mu} |Z_1|^2 = \frac{1}{2} |Y_1|^2. \quad (2.12)$$

<sup>1</sup>Az itt  $S$ -sel jelölt magnetotellurikus reflexiós koeficiensben a vezetőképességek négyzetgyökeinek különbsége és összege szerepel. Emlékeztetőül a  $k_{12}$  egyenáramú reflexiós koeficiensben a vezetőképességek különbsége és összege játszik szerepet, tehát a magnetotellurika ellenálláskontraszt-érzékenysége kisebb, mint az egyenáramú módszereké.

A látszólagos fajlagos ellenállás-definíciókat részletesen a III. fejezet elemzi. Most csak arra hívom fel a figyelmet, hogy mind az impedancia, a frekvencia-normált impedancia, mind pedig a látszólagos fajlagos ellenállás jellegét a reflexiós együttható, továbbá a  $\lambda_1/(h - z)$  által meghatározott  $\alpha$  paraméter határozza meg.

A következő alfejezetben a szondázási görbék néhány nevezetes pontját  $\alpha$  és  $S$  egyszerű egyenleteivel adom meg.

## II.2. Kétréteges magnetotellurikus szondázási görbék tengelymetszései

1.  $\varrho_{ReZ} = \varrho_1$

$\varrho_{ReZ}$  akkor metszi a  $\varrho_1$  tengelyt, ha

$$e^{2\alpha} + 2Se^\alpha \sin \alpha - S^2 = e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \cos \alpha + S^2 .$$

Innen az  $S = 0$  triviális esetet kizárva

$$e^\alpha(\sin \alpha + \cos \alpha) = 2S . \quad (2.13)$$

2.  $\varrho_{ImZ} = \varrho_1$ , ha (az  $S = 0$  esetet kizárva)

$$e^\alpha(\cos \alpha - \sin \alpha) = 2S . \quad (2.14)$$

3.  $\varrho_{|Z|} = \varrho_1$ , ha

$$\cos \alpha \cdot e^\alpha \cdot S(S^2 - e^{2\alpha}) = 0 .$$

Az egyedül nemtriviális  $\cos \alpha = 0$ -ból

$$\frac{\lambda_1}{h - z} = \frac{8}{1 + 2n} \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) . \quad (2.15)$$

$n = 0$  a leghosszabb periódushoz tartozó tengelymetszést jelenti,  $n = 1, 2, 3, \dots$  pedig egyre rövidebb periódusokhoz tartozó, a baloldali aszimptótába belesimuló tengelymetszéseket.

Amíg tehát  $\varrho_{ReZ}$  és  $\varrho_{ImZ}$   $\varrho_1$ -tengelymetszetei függenek az ellenállás-kontraszttól, addig a  $\varrho_{|Z|}$   $\varrho_1$ -tengelymetszete nem.

4. A magnetotellurikus impedancia fázisa ( $\varphi = \text{atan} \frac{\text{Im}Z}{\text{Re}Z}$ ):

$$\varphi = \text{atan} \frac{e^{2\alpha} - 2Se^\alpha \sin \alpha - S^2}{e^{2\alpha} + 2Se^\alpha \sin \alpha - S^2},$$

de  $(\varphi - \frac{\pi}{4})$ -re jóval egyszerűbb kifejezés adódik:

$$\varphi - \frac{\pi}{4} = \text{atan} \frac{-2Se^\alpha \sin \alpha}{e^{2\alpha} - S^2}$$

$$\varphi = \frac{\pi}{4}, \text{ ha } S \cdot e^\alpha \cdot \sin \alpha = 0.$$

$S = 0$  a réteghatár hiányát jelenti,  $e^\alpha = 0$  esetén  $\lambda_1/(h-z)$  negatív volna.  $\sin \alpha = 0$ -ból

$$\frac{\lambda_1}{h-z} = \frac{4}{n} \quad (2.16)$$

következik, ahol  $n = 0$  a hosszúperiódusú (végtelen  $\frac{\lambda_1}{h-z}$ -re vonatkozó) aszimptóta,  $n = 1$  az utolsó oszcilláció,  $n = 2, 3, \dots$  a rövid-periódusú oszcillációk. ( $\varrho_{|z|} = \varrho_1$ -hez hasonlóan tehát a  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  helyek sem függenek a vezetőképesség-kontrasztól.)

Annak az oka, hogy  $\sigma_2 = \sigma_1 c$  és  $\sigma_2 = \sigma_1/c$  esethez tartozó fázisgörbék szimmetrikusak a  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  egyenesre az, hogy  $\frac{\sigma_1 - \sigma_1 c}{\sigma_1 + \sigma_1 c} = -\frac{\sigma_1 - \sigma_1/c}{\sigma_1 + \sigma_1/c}$ , azaz a két esethez tartozó reflexiós koeficiens egymás  $(-1)$ -szeresei.

A  $(\frac{\lambda_1}{h-z})$  szerinti deriválás után közelítőleg meghatározhatók a fázisgörbe szélsőértékei:

$$\tan \alpha = \frac{e^{2\alpha} - S^2}{e^{2\alpha} + S^2}.$$

Miután  $S^2 \ll e^{2\alpha}$ ,  $\tan \alpha \approx 1$ , ezért

$$\alpha \approx \frac{\pi}{4} + \text{corr}(S) + n\pi,$$

ahol  $\text{corr}(S)$  a vezetőképesség-kontrasztól függő korrekciós tagot jelöli. Ezekkel a jelölésekkel

$$\frac{\lambda_1}{h-z} = \frac{16}{1 + 4[\text{corr}(S) + n]} \quad (2.17)$$

$n = 0$  a fő szélsőértékre,  $n = 1$  a legnagyobb  $\lambda_1/(h-z)$ -hez tartozó oszcillációra,  $n = 2, 3, \dots$  pedig az egyre kisebb  $\lambda_1/(h-z)$ -hez tartozó oszcillációkra vonatkozó szélsőértéket adja.

### II.3. Különböző mélységbeli értékek összehasonlítása

Szarka (1988b) térerősség- és impedancia abszolút érték-, valamint fázis-mélységszelvényeket mutatott be.

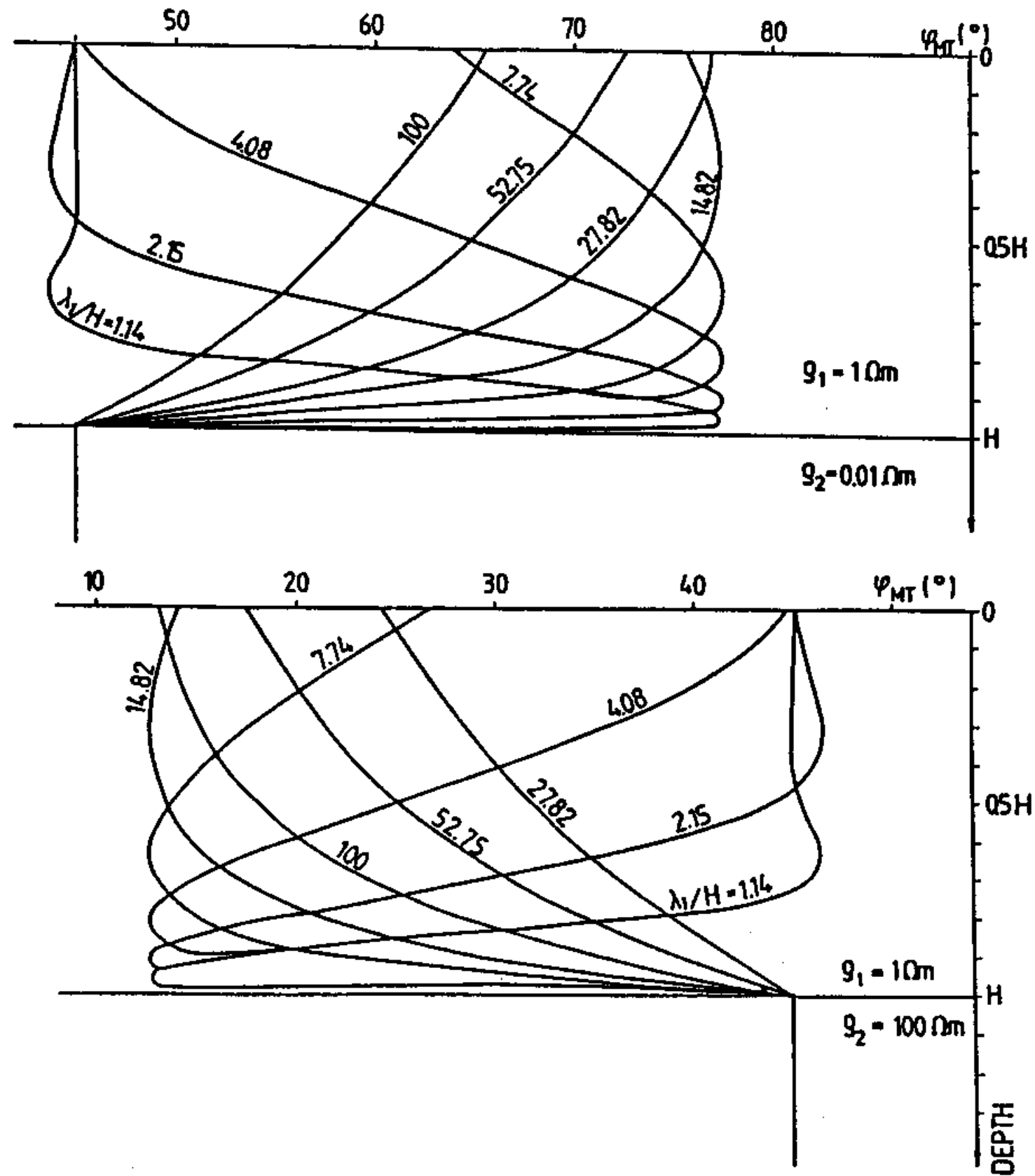
A réteghatárokon  $E_x$  és  $H_y$  folytonosan megy át, de amíg  $E_x$  deriválható ( $E_x$ -nek a réteghatár közelében  $\lambda_1/(h-z)$  értékétől függő görbülete van), addig  $H_y$  a réteghatárokon megtörik. (Érthető, hiszen a  $H_y$  mélység szerinti deriváltjának,  $j_x$ -nek a réteghatáron szakadása kell, hogy legyen.)

Mind a térerősség, mind pedig az impedancia-mélységgörbék rajzolatából egyértelműen látszik, hogy réteghatármélység töredékével egyenlő kicsiny skinmélység esetén odalent a réteghatár fölött már akkor is jelentős tértorzulás alakul ki, amikor még a felszínen, a felszín közelében a homogén féltérbeli viszonyokhoz képest semmiféle elváltozás nem látszik. A 2.1. ábra az impedancia fázisának mélységszelvényeit mutatja. A különböző  $\lambda_1/h$ -hoz tartozó görbéket vizsgálva egyértelműnek látszik, hogy a változások — az alapegyenletek  $B_1$  együtthatójában leírtakkal összhangban — a réteghatártól indulnak el, s terjednek aztán a  $\lambda_1/h$  (azaz a periódusidő) növekedésével a felszín felé.

(A tanulmányozott modellekben (Szarka, 1988b) a réteghatár közelében az elektromos és mágneses térerősségek rövidperiódusú amplitúdója a felszíni hullámamplitúdó mintegy 1 százaléka, de az amplitúdócsökkenés a fázisviselkedést természetesen nem befolyásolja.)

Mindenesetre a skinmélységet nagyfokú óvatossággal szabad csak a homogén féltértől eltérő esetekben “behatolási mélységként” értelmezni. A réteghatár hatásai ugyanis már a réteghatármélységnél sokkal kisebb skinmélység (“behatolási mélység”) esetén megvannak, s a mély réteghatár nem a “behatolási mélység” növekedése által, hanem a réteghatárról kiinduló tértorzulásoknak a  $\lambda_1/h$ , illetőleg a periódusidő növelésével való felszínre jutása eredményeként válik érzékelhetővé.

Nem szabad elfeledni, hogy függőlegesen lefelé haladó, valamint a réteghatárról visszavert, felfelé haladó és útjuk során exponenciális csillapodó hullámok szuperpozíciójáról van szó. Minden, a felszíni ellenállás-görbéken megfigyelt “túllövési” jelenséget már a térkomponensek és az impedancia



2.1. ábra: Az impedancia fázisának mélységzselvénye kétréteges féltér belsejében a  $\lambda_1/h$  relatív hullámszám néhány értékénél. a)  $\rho_2/\rho_1 = 0.01$ , b)  $\rho_2/\rho_1 = 100$

mélységgörbén is lehet látni. (Nem igaz tehát Spies és Eggers (1986) állítása, miszerint a “túllövés” a látszólagos fajlagos ellenállásszámítási művelet során fellépő mellékhatás volna.)

A (2.4)–(2.6) összefüggések szerint a réteghatár fölött különböző mélységekben mérhető impedancia-, látszólagos fajlagos ellenállás- és fázis értékek egyszerűen áttranszformálhatók egymásba. A vezetőképesség-kontraszt azonossága esetén a követelmény mindössze az  $\alpha$  paraméter, azaz  $\lambda_1/(h - z)$

azonossága.

Tételezzük fel például, hogy  $z'$  mélységben a szondázási görbe valamely jellegzetes pontját  $T'$  periódusidőn tapasztaljuk.  $z''$  mélységben ugyanaz a görbepont

$$T'' = T' \left( \frac{h - z''}{h - z'} \right)^2 \quad (2.18)$$

periódusidő esetén fog jelentkezni. A felszínen és a  $0.5h$  mélységben mért szondázási görbék megfelelő pontjait például a  $T_{z=0.5h} = T_{\text{felszín}}/4$  periódusidő-összefüggés kapcsolja össze.

A 2.2. ábra a (2.18) összefüggést grafikus formában ábrázolja.

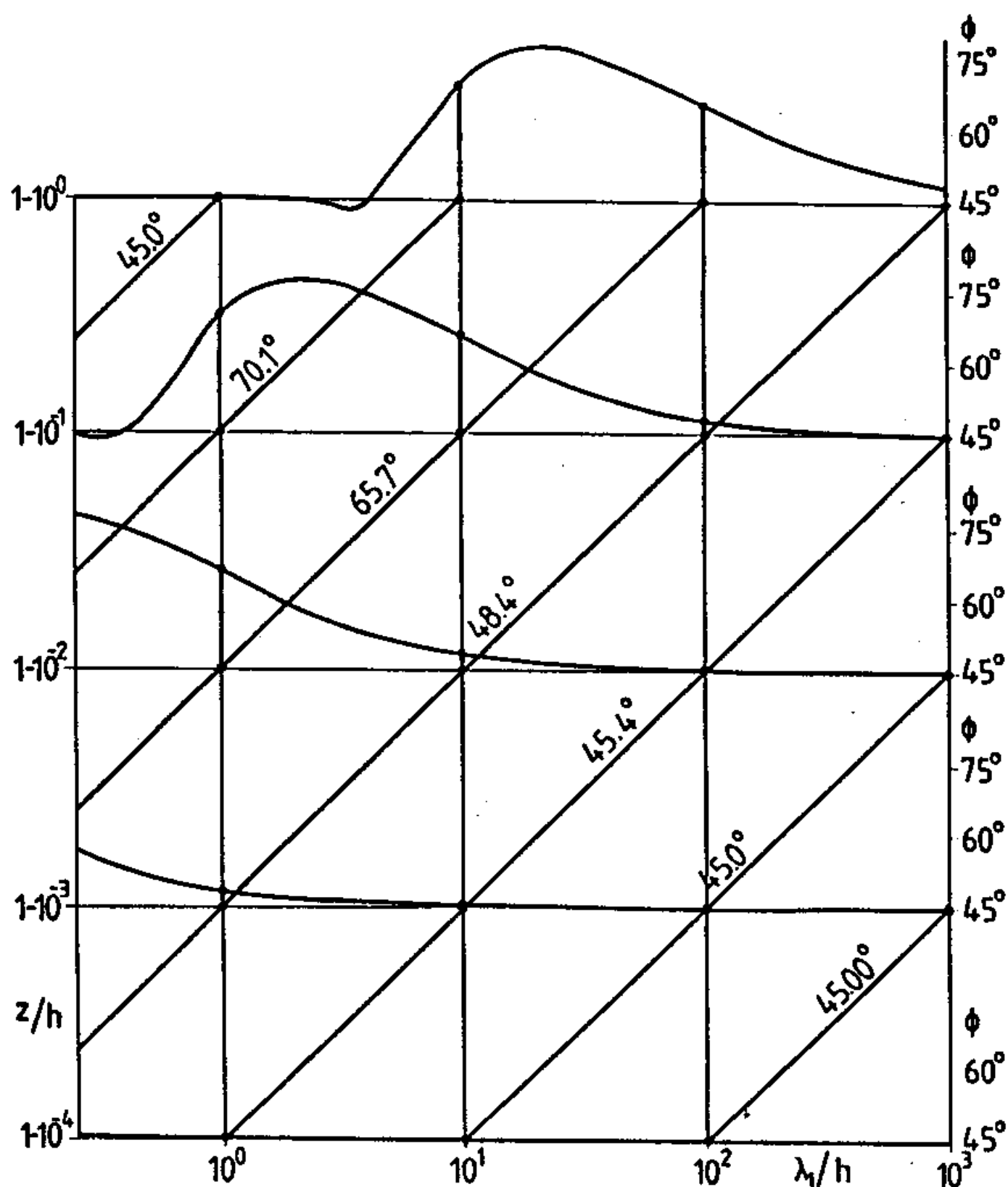
## II.4. A kétréteges összefüggések ismeretének haszna

A kétréteges esetre vonatkozó analitikus levezetések eredményeként az impedanciát, a látszólagos fajlagos ellenállást és a fázist két paraméter ( $\alpha = 4\pi(h - z)/\lambda_1$ ,  $S = (k_1 - k_2)/(k_1 + k_2)$ ) kizárólagos függvényeként mutattam be. Az első rétegbeni mélység/hullámhossz arány, továbbá a reflexiós koefficiens lényegi szerepét a magnetotellurikus szondázási görbék tengelymetszetei is láttatják: a különféleképpen definiálható látszólagos fajlagos ellenállások  $\rho = \rho_1$  és a fázis  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  tengelymetszetei  $S$  és  $\alpha$  egyszerű összefüggéseiként állnak elő, s ugyanez mondható el az (itt nem részletezett) ellenállásgörbeszélsőértékekről is.

A  $\rho_{\text{Re}Z}$  és  $\rho_{\text{Im}Z}$ , valamint a  $\rho_{|Z|}$  közötti finom különbségek (hogy például az ellenálláskontraszt az előbbieket  $\rho = \rho_1$  tengelymetszetét befolyásolja, míg az utóbbiét nem) kimutatása látszatra szörszálhasogatásnak tűnik. A VII. fejezetben talán sikerül érzékeltetnem, hogy a jövőben ezeknek a jelenségeknek is jelentősége lehet.

A kétréteges féltér felső rétegében a térerősség- és impedancia-mélység-szelvények rávilágítanak a behatolási mélység-koncepció ellentmondásosságára.

A sokréteges impedancia levezetésénél felbukkanó tulajdonság (miszerint a felszín alatti észlelési pont fölötti térség paraméterei az impedancia kifejezésében nem szerepelnek) kétréteges következményének tekinthető, hogy



2.2. ábra: Magnetotellurikus fázisgörbék kétréteges ( $\rho_2/\rho_1 = 100$ ) féltér felső rétegében, a felső rétegbeli relatív hullámszám ( $\lambda_1/h$ ) függvényében, különböző relatív ( $z/h$ ) mélységekben. A  $z/h = 0, 0.9, 0.99, 0.999$  és  $0.9999$  értékekre (ahol 0 a felszínnek,  $0.9999$  pedig  $10^{-4}$  nagyságrendű relatív eltéréssel a réteghatárnak felel meg), a kiszámolt öt fázisdiagramon kívül az állandó fázisokat összekötő egyenes vonalakat is feltüntettem

a felső rétegben különböző mélységekben a  $\lambda_1/(h - z)$  mentén eltoltt, de egyébként azonos alakú görbék lennének meghatározhatók, továbbá, hogy az azonos görbepontokhoz tartozó periódusokat egyszerű összefüggés kapcsolja össze.

Mindezeket a jelenségeket a következő fejezetekben ki is fogom használni.

A II. fejezet eredményeinek ismeretében méginkább sajnálatos szépséghibának minősíthető az IAGA elektromágneses indukciós munkacsoportjának a



bevezetőben említett döntése (Hobbs, 1992), hiszen a  $\lambda_1/(h - z)$ -vel lineáris kapcsolatban lévő  $\sqrt{T}$ -s ábrázolásról igazán kár volt áttérni a periódus ( $T$ ) függvényében történő görbeábrázolásra.

### III. A MAGNETOTELLURIKUS LÁTSZÓLAGOS FAJLAGOS ELLENÁLLÁS

A látszólagos fajlagos ellenállás annak a hipotetikus homogén feltérnek a fajlagos ellenállása, amely a kutatott feltérrel valamilyen tekintetben (térfüggvény, impedancia, stb.) azonos választ ad. A látszólagos fajlagos ellenállás a felszín alatti ismeretlen ellenállás-eloszlás első közelítésének tekinthető. A látszólagos fajlagos ellenállásfüggvény — átlagoló hatása ellenére — a magnetotellurikában is mindmáig használatos, nélkülözhetetlen eszköz.

Cagniard (1953) kézenfekvő és hosszú ideig mindenki által elfogadott látszólagos fajlagos ellenállás-definíciója:

$$e = \frac{1}{\omega\mu} |Z|^2 .$$

A Schmucker (1970) által javasolt, a komplex impedancia valós részét alapul vevő új definíció kétségtelen előnyei megingatták a klasszikus ellenállás-definícióba vetett hitet. Jó néhány év múlva — Spies és Eggers (1986) jóvoltából — nyilvánvalóvá vált a Cagniard-féle meghatározás esetlegessége. A két amerikai kutató a látszólagos fajlagos ellenállásra négy további lehetséges definíciót adott. Basokur (1994a) egy további, minden eddiginél jobbnak tartott látszólagos fajlagos ellenállást vezetett be. A frekvenciatartománybeli definícióktól függetlenül Kunetz (1972) a látszólagos fajlagos ellenállást időtartományban adta meg.

A látszólagos fajlagos ellenállásgörbékét aszerint szokás értékelni, hogy

- aszimptotikus értékeik mennyire közelítik a valódi közegeellenállást,
- az ellenállásátmenetek mennyire gyorsak és oszcilláció (“túllövés”)-mentesek.

Ebben a fejezetben összefoglalom a fajlagos ellenállásra vonatkozó különféle definíciókat. Áttekintem (főleg Spies and Eggers (1986), valamint Basokur (1994a, 1994b) alapján) a morfológiai sajátosságokat. Új eredménynek Szarka (1988b), Szarka (1994), Szarka et al. (1994b) alapján azok kritikai értékelése, valamint néhány összefüggés kimutatása számít.

Összefoglalom a látszólagos fajlagos ellenállások felszín alatti sajátosságait is, továbbá azt is vizsgálat tárgyává teszem, hogy hogyan viselkednek a különféleképpen definiált látszólagos fajlagos ellenállások háromdimenziós szerkezetek környezetében.

### III.1. A látszólagos fajlagos ellenállás-definíciókról

A különböző látszólagos fajlagos ellenállás-definíciókat a 3.1. táblázat foglalja össze.

A látszólagos fajlagos ellenállásgörbékben a gyakorlati geofizikusoktól elvárt morfológiai szempontból Spies és Eggers (1986) az impedancia valós részéből számított, Schmucker (1970) által javasolt látszólagos fajlagos ellenállást találta a legjobbnak. A legnagyobb oszcillációkat, leglassúbb ellenállás-átmeneteket pedig az impedancia képzetes részéből számított látszólagos fajlagos ellenállás esetében lehetett megállapítani. Amint a 3.1. táblázat is mutatja, a hagyományos Cagniard-féle ellenállás  $\varrho_{ReZ}$  és  $\varrho_{ImZ}$  számtani közepe.

Basokur (1994a) szerint létezik egy, a  $\varrho_{ReZ}$ -nél is jobb látszólagos fajlagos ellenállás-definíció, amelyet az  $Y = Z/(i\omega\mu)^{1/2}$  ún. frekvencia-normált impedancia bevezetésével az alábbi módon definiált:

$$\varrho_F = \left[ \frac{Re^2Y - \operatorname{sgn}(ImY) \cdot Im^2Y}{ReY + ImY} \right]^2.$$

A meggyőző példák és a képlet újdonsága láttán joggal merült fel a kérdés: valóban el kell vetni az eddigi látszólagos fajlagos ellenállás-definíciókat és elfogadni Basokur (1994a) javaslatát?

A Basokur-féle definícióban  $ReY$  és  $ImY$  helyére visszahelyettesítettem a klasszikus  $Z$  komplex impedanciát, majd az immár

$$\varrho_F = \frac{1}{2\omega\mu} \left[ \frac{(ReZ + ImZ)^2 - (ImZ - ReZ)^2 \operatorname{sgn}(ImZ - ReZ)}{2ImZ} \right]^2$$

alakban kifejezett ellenállásról kimutattam (Szarka, 1994), hogy ha a Basokur-féle látszólagos fajlagos ellenállást a hagyományos impedancia-elemek segítségével írjuk fel, akkor  $\operatorname{sgn}(ImZ - ReZ)$  két esetre bontható:

3.1. táblázat: Különböző magnetotellurikus látványos ellenállás-definíciók, néhány közöttük lévő összefüggés szemléltetésével

	$\varrho Z $	$\varrho_{ReZ}$	$\varrho_{ImZ}$	$\varrho_{ImZ}^2$	$\varrho Z ^2$	Basokur-féle $\varrho_F$	Kunetz-féle átviteli függvény
$\varrho Z  =$	$\frac{1}{\omega\mu} Z ^2$	$\frac{1}{2}(\varrho_{ReZ} + \varrho_{ImZ})$					
$\varrho_{ReZ} =$	$2 \cos^2 \varphi \varrho Z $	$\frac{2}{\omega\mu} ReZ ^2$					
$\varrho_{ImZ} =$	$2 \sin^2 \varphi \varrho Z $	$\frac{2}{\omega\mu} ImZ ^2$					
$\varrho_{ImZ}^2 =$		$\sqrt{\varrho_{ReZ} \cdot \varrho_{ImZ}}$		$\frac{1}{\omega\mu} ImZ^2$			
$\varrho Z ^2 =$		$\frac{1}{2}(\varrho_{ReZ}^2 + \varrho_{ImZ}^2)^{1/2}$			$\frac{1}{\omega\mu} Z ^2$		
Basokur-féle $\varrho_F =$	$Ha \varphi \leq \frac{\pi}{4}$ $\frac{\varrho Z }{2 \sin \varphi}$	$Ha \varphi \geq \frac{\pi}{4}$ $\varrho_{ReZ}$				$\frac{1}{2\omega\mu} \left[ \frac{(ReZ+ImZ)^2 - (ImZ-ReZ)^2 \operatorname{sgn}(ImZ-ReZ)}{2ImZ} \right]^2$	
$u(t)$ Kunetz-féle átviteli függvény	$E(t) = u(t) * \frac{dH(t)}{dt}, \quad \text{ahol} \quad u(t) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\varrho}{t}} \left[ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} q_m e^{-(4\pi a^2/t)m^2} \right]$						
	$q_m : \text{ az } m - \text{ edik elemi réteghez tartozó elektromos tükrökép;}$						
	$\text{meghatározása iterációs formulákkal (Kunetz, 1972)}$						

a) Ha  $ImZ \geq ReZ$ , azaz ha  $\varphi = \text{atan}(ImZ/ReZ) \geq \frac{\pi}{4}$ , akkor

$$\rho_F = \frac{1}{2\omega\mu} \left[ \frac{(ReZ + ImZ)^2 - (ImZ - ReZ)^2}{2ImZ} \right]^2 = \frac{2}{\omega\mu} (ReZ)^2$$

b) Ha  $ImZ \leq ReZ$ , azaz ha  $\varphi = \text{atan}(ImZ/ReZ) \leq \frac{\pi}{4}$

$$\begin{aligned} \rho_F &= \frac{1}{2\omega\mu} \left[ \frac{(ReZ + ImZ)^2 + (ImZ - ReZ)^2}{2ImZ} \right]^2 = \\ &= \frac{1}{2\omega\mu} \left( \frac{|Z|^2}{ImZ} \right)^2 = \frac{1}{\omega\mu} |Z|^2 \frac{1}{2 \sin \varphi} . \end{aligned}$$

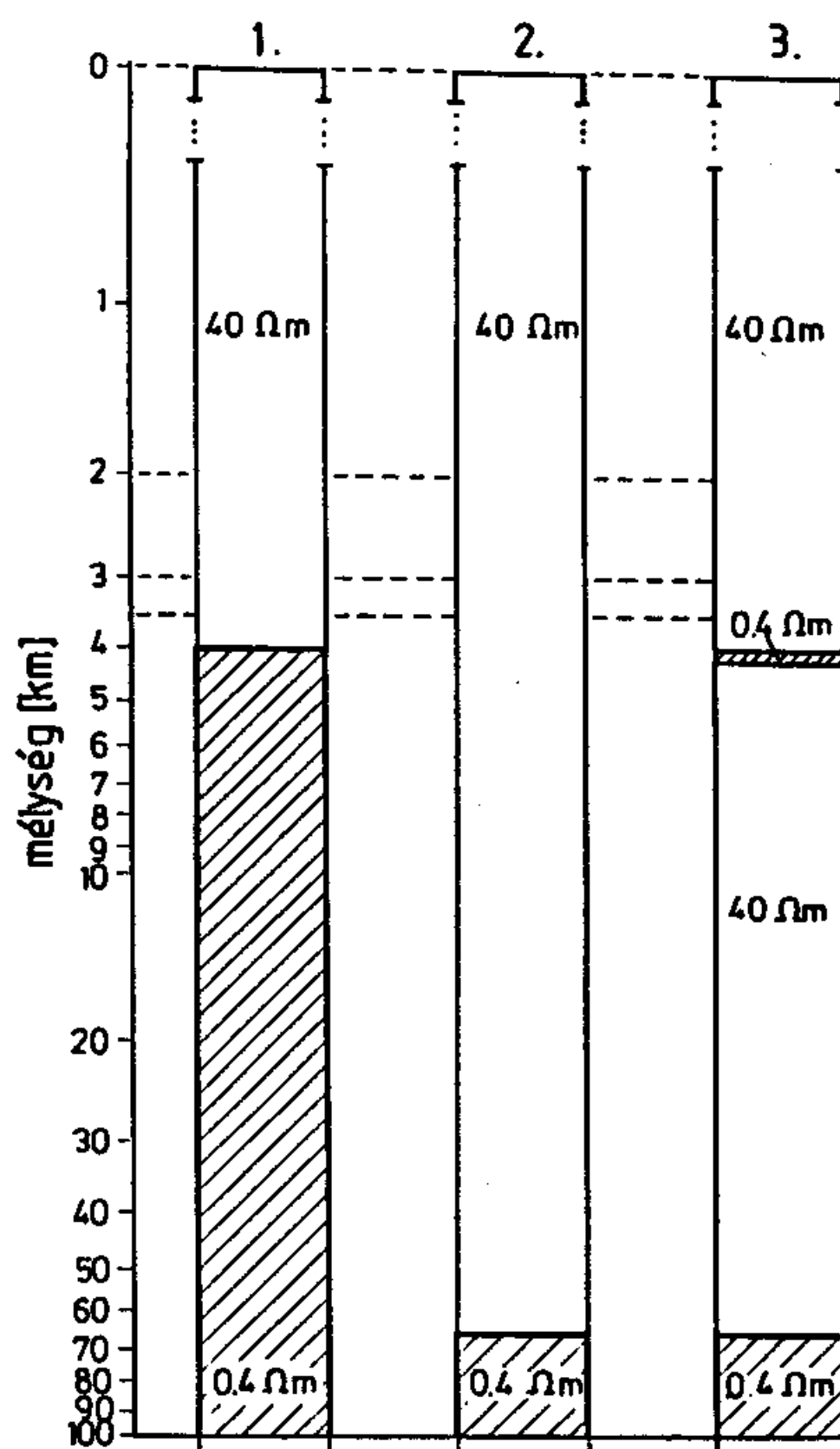
Az a) és b) pontokból az következik, hogy amennyiben a magnetotellurikus fázis  $\varphi \geq \frac{\pi}{4}$ , a Basokur-féle ellenállás azonos a Schmucker (1970) által bevezetett, és Spies és Eggers (1986) által legjobbnak talált  $\rho_{ReZ}$ -vel. Amennyiben viszont  $\varphi \leq \frac{\pi}{4}$ ,  $\rho_F$  egy  $\frac{1}{2 \sin \varphi}$ -vel korrigált Cagniard-féle ellenállásként fogható fel. A fáziskorrekciónak révén előállt morfológiai javulás nem vitatható, de a Basokur-féle definíció nehézsége (a fázistartomány két részre bontása) kérdésessé teszi a  $\rho_F$  használhatóságát.

A Kunetz-féle (1972) időtartománybeli ellenállásnak nincs túllövése. Annak ellenére, hogy minden frekvenciatartománybeli látszólagos fajlagos ellenállásgörbe kisebb-nagyobb túllövással rendelkezik, ebben a dolgozatban a frekvenciatartománybeli ellenállásdefiníciókra szorítkozom. Későbbi célkitűzéseim között szerepel az időtartománybeli magnetotellurikus ellenállásdefiníciók vizsgálata.

Az ellenállás-definíciók táblázatos összefoglalásából levonható az a következtetés, hogy a további vizsgálatokhoz nem feltétlenül szükséges az összes frekvenciatartománybeli ellenállás-definícióval foglalkozni: elegendő  $\rho_{ReZ}$ -t,  $\rho_{ImZ}$ -t (és esetleg  $\rho_{|Z|}$ -t) vizsgálni.

### III.2. $\rho_{ReZ}$ és $\rho_{ImZ}$ rétegzett közegekben

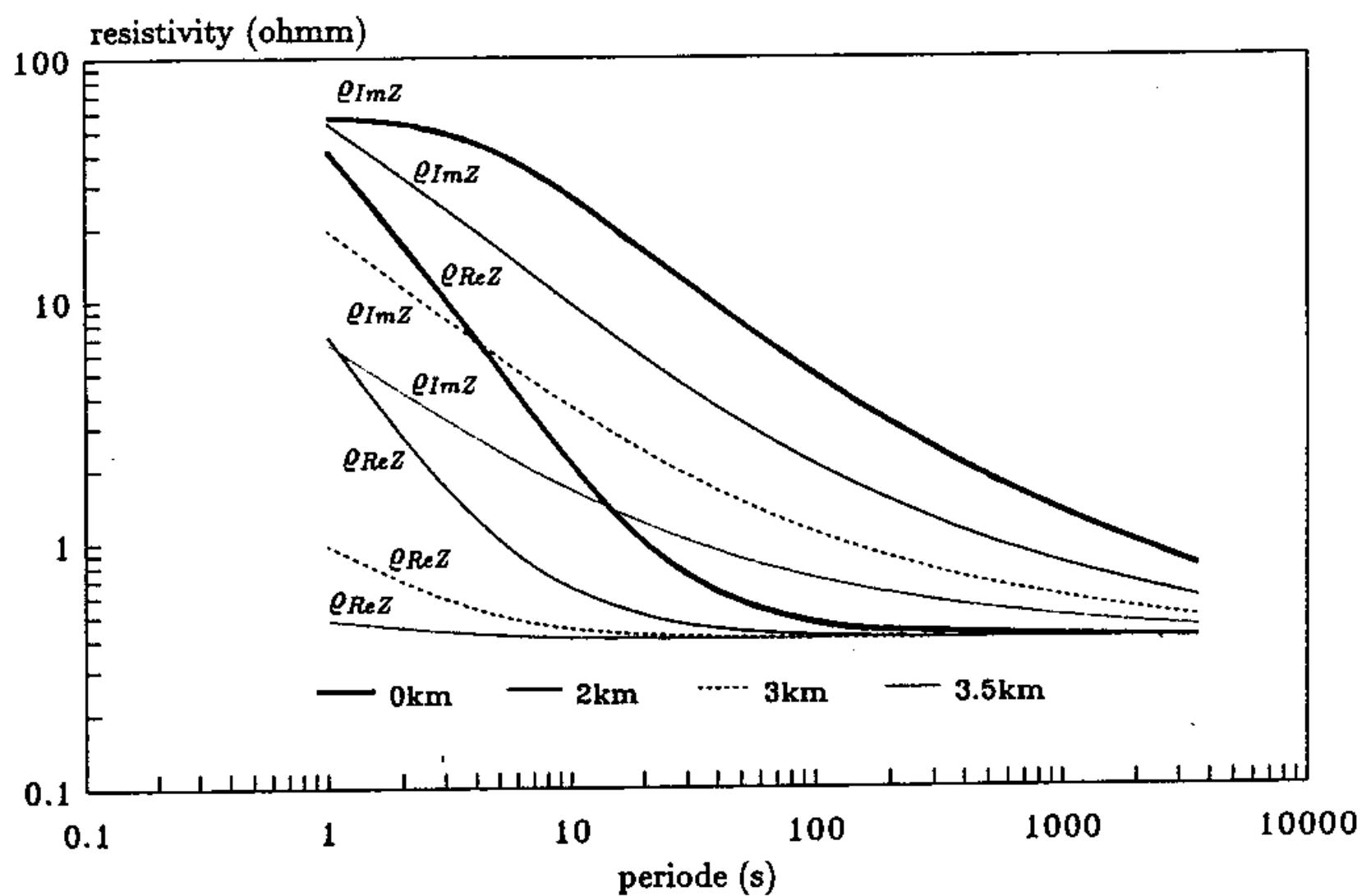
A kétréteges  $\rho_{ReZ}$ ,  $\rho_{ImZ}$  és  $\rho_{|Z|}$ -görbék nevezetes pontjainak elemzését a II. fejezet tartalmazza. Itt — hazai földtani viszonyoknak megfelelő — többreteges példák illusztrálom  $\rho_{ReZ}$  és  $\rho_{ImZ}$  felszínalatti viselkedését. A három vizsgált modell paramétereit a 3.1. ábra foglalja össze.



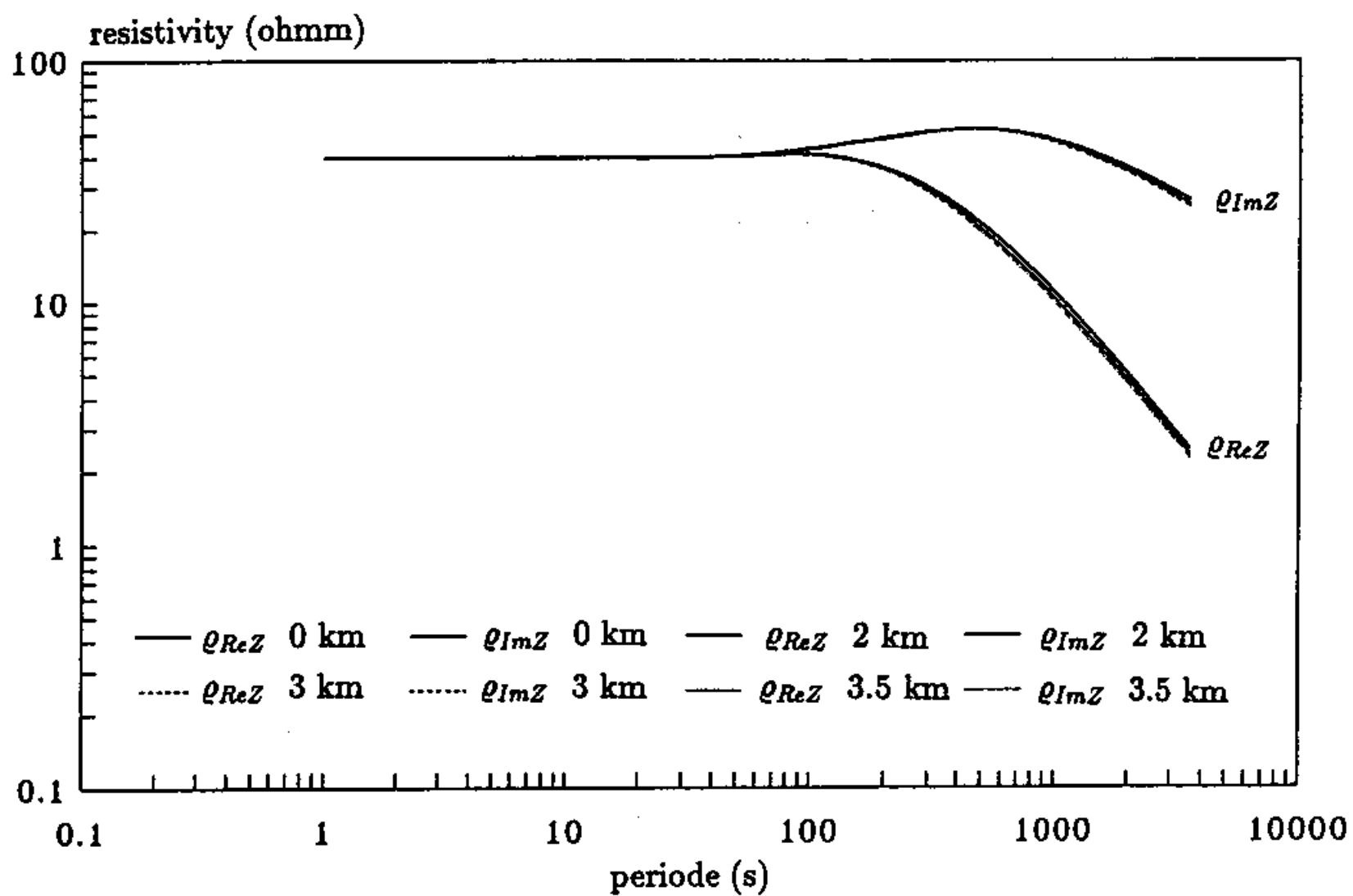
3.1. ábra: Rétegzett feltérmodellek  $\rho_{ReZ}$  és  $\rho_{ImZ}$  felszínalatti viselkedésének szemléltetésére. Modell 1:  $\rho_1 = 40 \Omega m$ ,  $h_1 = 4$  km,  $\rho_2 = 0.4 \Omega m$  ("felsőkéreg-réteghatár" modell). Modell 2:  $\rho_1 = 40 \Omega m$ ,  $h_1 = 65$  km,  $\rho_2 = 0.4 \Omega m$  ("asztenoszféra-réteghatár" modell). Modell 3:  $\rho_1 = 40 \Omega m$ ,  $h_1 = 4$  km,  $\rho_2 = 0.4 \Omega m$ ,  $h_2 = 4.4$  km,  $\rho_3 = 40 \Omega m$ ,  $h_4 = 65.4$  km,  $\rho_4 = 0.4 \Omega m$  ("felsőkéreg-réteghatárt" és "asztenoszféra-réteghatárt" egyaránt tartalmazó modell). A vizsgált mélységszinteket szaggatott vonalak jelzik

Az 1. (felsőkéreg-réteghatár) modell esetében (3.2. ábra) a felszíni  $\rho_{ReZ}$ -t már sokkal kisebb periódusidők esetén mint  $\rho_{ImZ}$ -t, az alsó réteg kezdi meghatározni. A felszín alatti pontokban a  $\rho_{ReZ}$  és  $\rho_{ImZ}$  közötti különbség még nagyobb, mint a felszínen.

A 2. (asztenoszféra-réteghatár) modell esetében a vizsgált mélységekben mind  $\rho_{ReZ}$ -n, mind  $\rho_{ImZ}$ -n a felszíni görbékhez közeli ellenállásértékek jelennek meg (3.3. ábra).



3.2. ábra:  $\rho_{ReZ}$  és  $\rho_{ImZ}$  periódusfüggése négy különböző mélységben (0, 2, 3 és 3.5 km) az 1. modell esetén. A  $\rho_{ReZ}$  görbék meredekebben csökkennek és kisebb periódus esetén érik el aszimptotikus értéküket, mint a  $\rho_{ImZ}$  görbék



3.3. ábra:  $\rho_{ReZ}$  és  $\rho_{ImZ}$  periódusfüggése négy különböző mélységben a 2. modell esetén. A  $\rho_{ReZ}$  görbék sokkal kisebb ellenállásértékeket képviselnek, mint a  $\rho_{ImZ}$ -görbék, de az azonos csoportbeli görbék egymástól alig különböznek

A négyréteges (felsőkéreg-jólvezetőt és asztenoszféra-réteghatárt egyaránt tartalmazó) modell esetében a 10 s–100 s közötti periódustartományban  $\rho_{ReZ}$ -t kizárólag az asztenoszféra alakítja ki, míg  $\rho_{ImZ}$ -re ebben a periódus-intervallumban még jelentős hatással vannak a felszínközeli rétegek (3.4. ábra).

Laterálisan inhomogén közegekben a vizsgálandó esetek száma azáltal is növekszik, hogy különböző irányokban eltérő értékű ellenállásokat lehet meghatározni.  $\rho_{ReZ}$  fölényét a többi ellenállásdefinícióval szemben valós kétdimenziós szerkezetek fölött mindkét polarizációban kimutattuk (Szarka et al., 1994b, Ádám A. vizsgálatai).

A különböző ellenállásdefiníciók sajátosságait 3-D jólvezető modellek fölött vékonyréteg-modellezéssel tanulmányoztam (Szarka et al., 1994a, b, és c). Különös figyelmet fordítottam a 3-D anomáliák két (egyenáramú-eredetű, ld. Szarka (1986, 1987)) jellegzetességére:

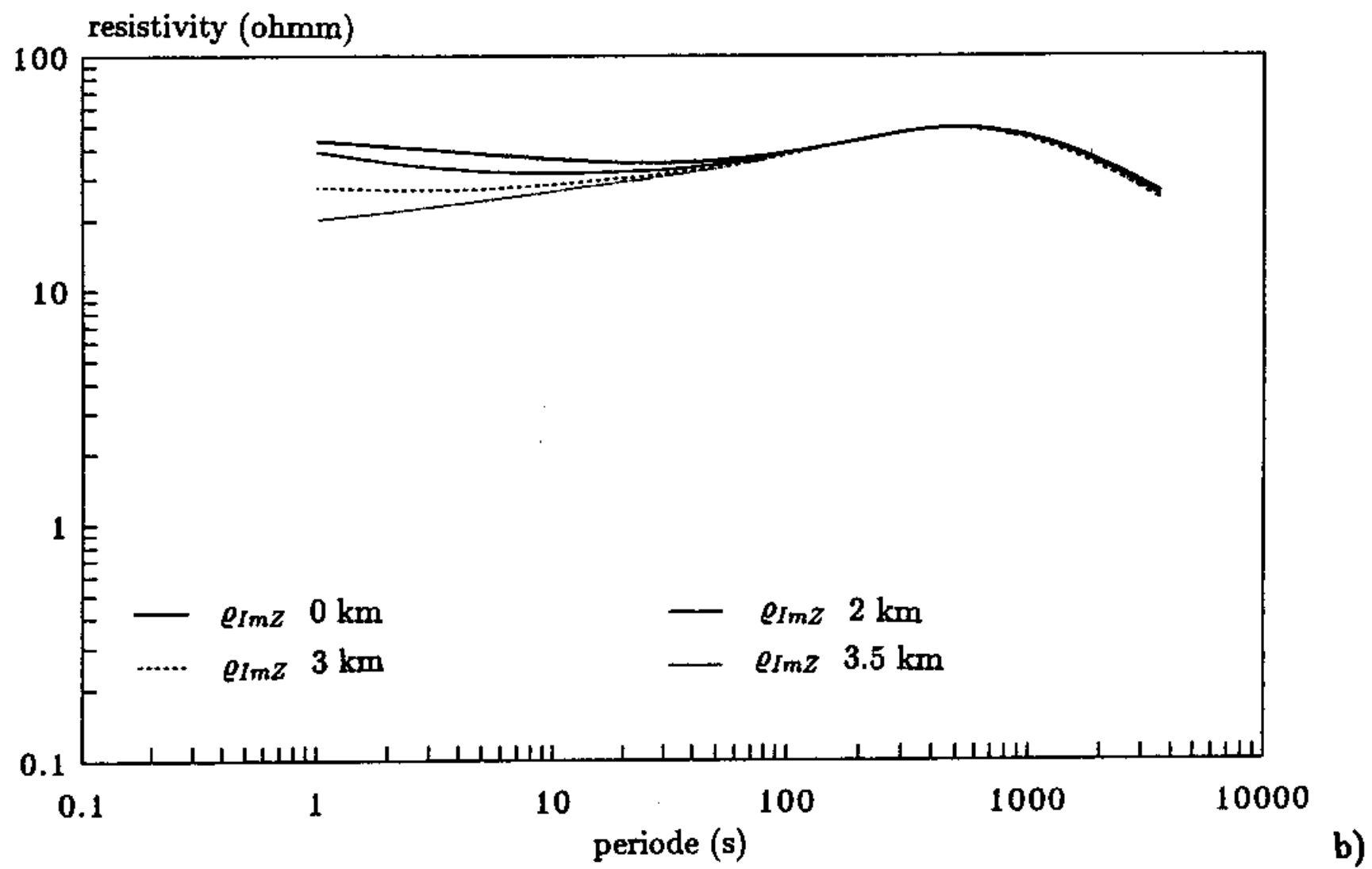
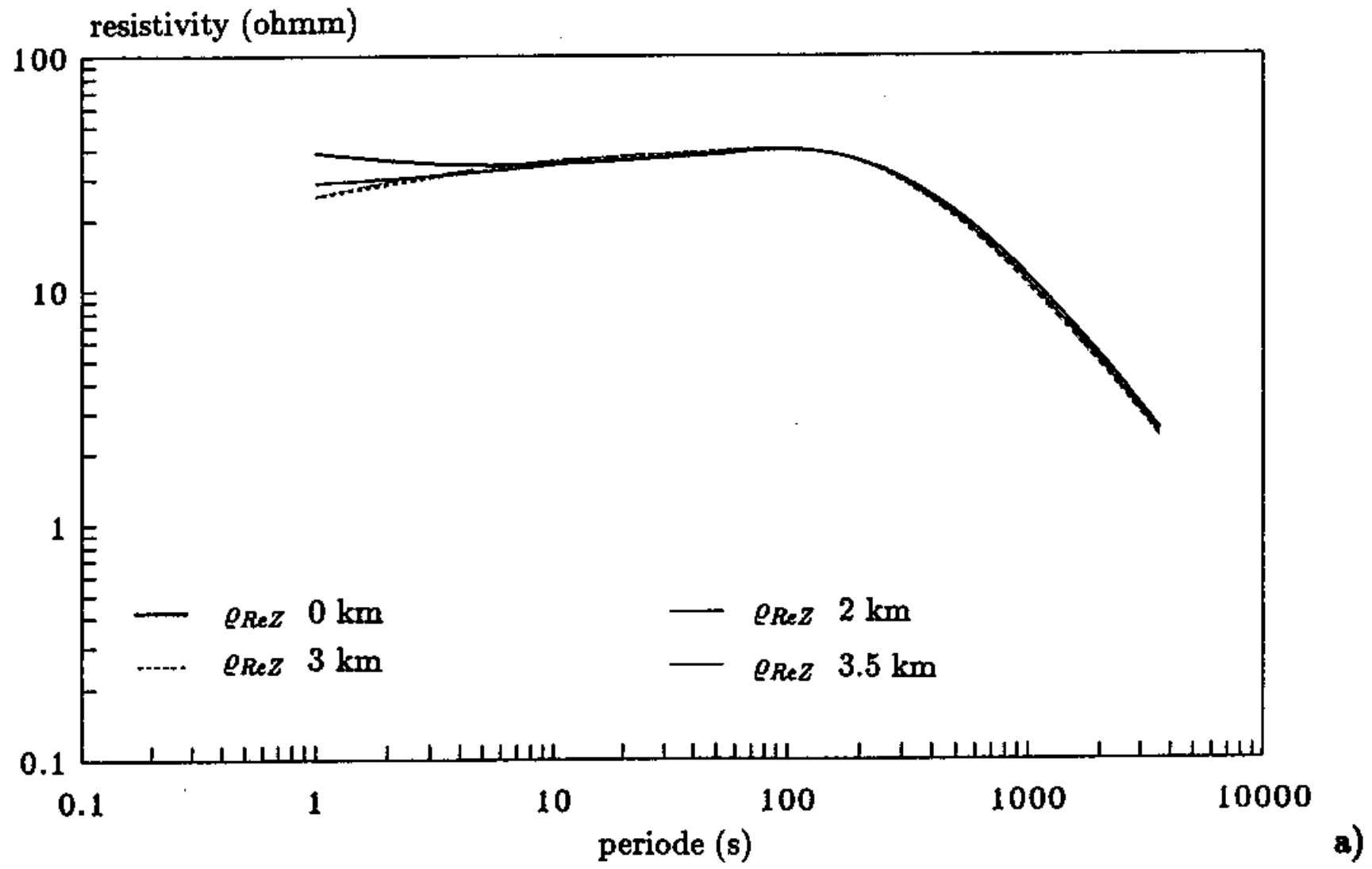
- (1) a modell közepe fölötti központi ellenállás-csökkenésre;
- (2) az áram be- és kifolyási helyeinek közelében tapasztalt ellenállás-növekedésre, az ún. "térbeli túllövésre".

A vékonyréteg-modellek felülnézeti rajzát (a rácsparaméterekkel együtt) a 3.5. ábra mutatja.

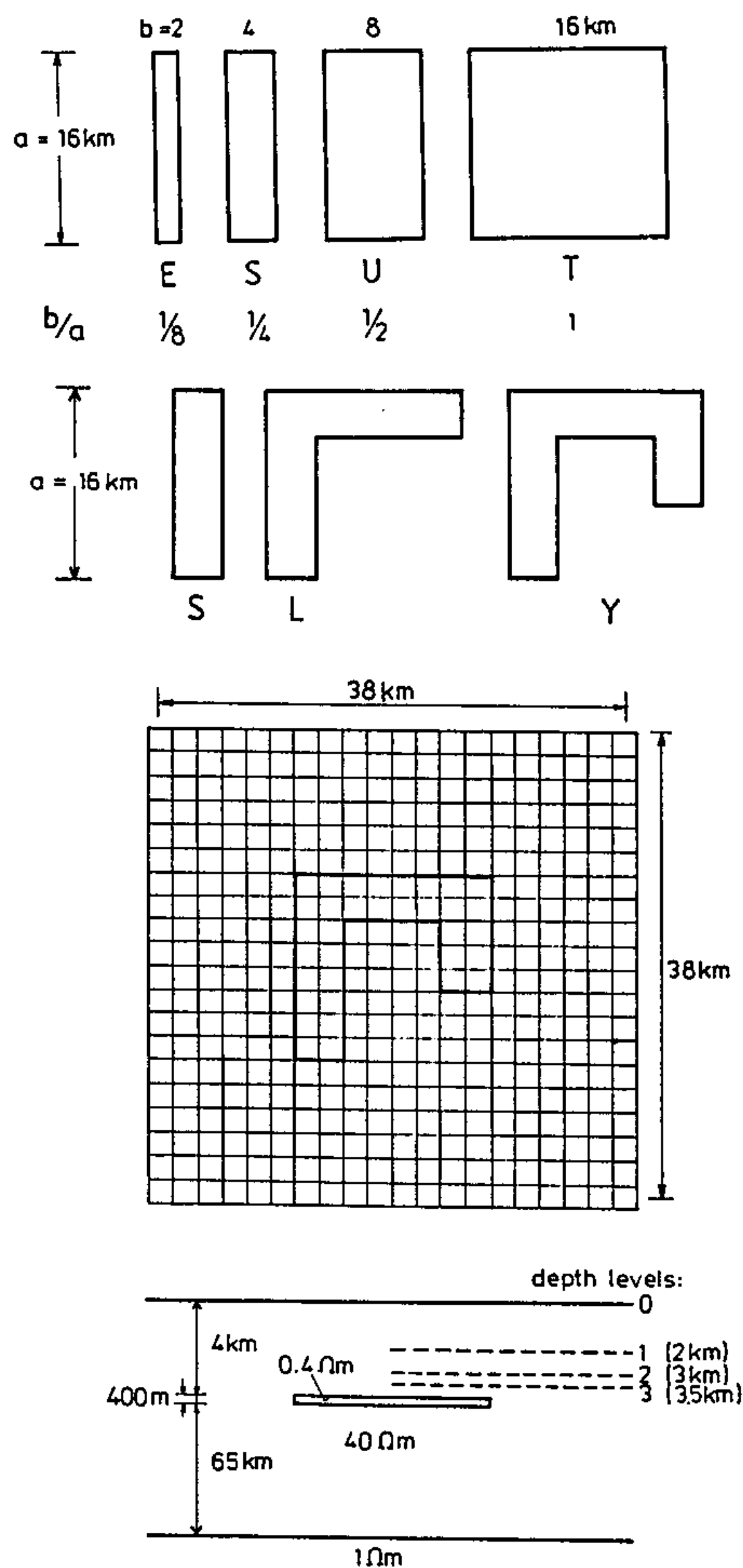
Először a két különböző irányban meghatározott ( $\rho_{xy}$  és  $\rho_{yx}$ , valamint az iránytól független  $\rho_{inv} = \sqrt{\rho_{xy} \cdot \rho_{yx}}$  ellenállástérképeket hasonlítottam össze, majd pedig a központi ellenálláscsökkenést és az oldalsó ellenállásnövekedéseket rendszereztem.  $\rho_{xy}$  és  $\rho_{yx}$  értékeit természetesen  $\rho_{ReZ}$ ,  $\rho_{ImZ}$  és  $\rho_{|Z|}$  alapján is számítottam.

A vizsgált periódusokon a felszíni  $\rho_{ReZ}$  és  $\rho_{ImZ}$  ellenállás-eloszlás nagyjából ugyanazt a képet mutatja, de a felszínről a mély felé haladva a  $\rho_{ReZ}$  és  $\rho_{ImZ}$  közötti különbségek megnőnek: a  $\rho_{ReZ}$  térképeken mind a központi ellenálláscsökkenés, mind pedig az oldalsó ellenállásnövekedések hangsúlyosabbá és kiterjedtebbé válnak. Ugyanakkor az invariáns-térképeken az oldalhatások tekintetében a különbség eltűnik a különböző ellenállás-definíciók között.



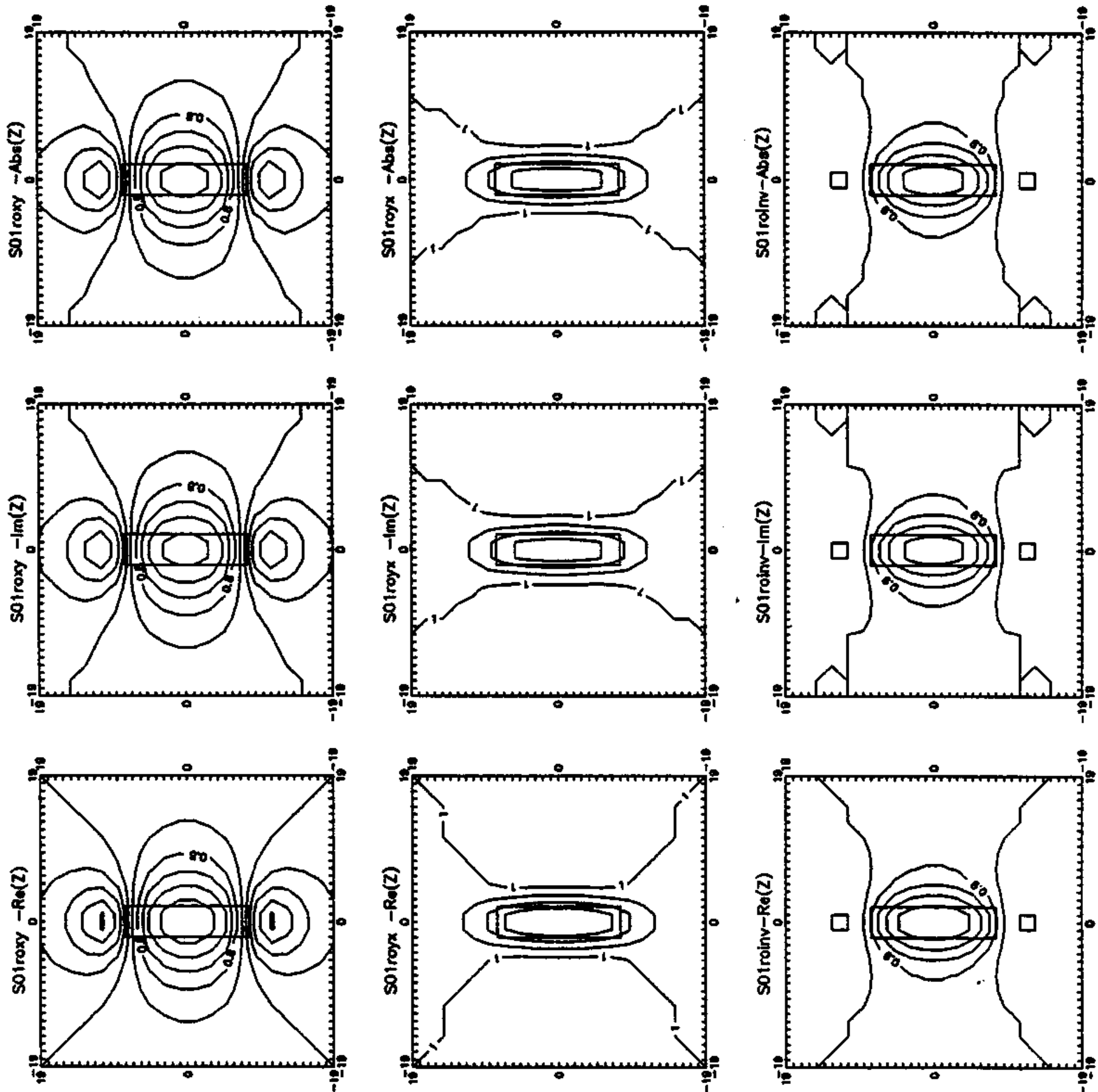


3.4. ábra:  $\rho_{ReZ}$  és  $\rho_{ImZ}$  periódusfüggése négy különböző mélységben a 3. modell esetén. a)  $\rho_{ReZ}$  görbék; b)  $\rho_{ImZ}$  görbék. A  $\rho_{ReZ}$ -görbéken a felsőkéregbeli jólvezető hatása sokkal kisebb periódusokra korlátozódik

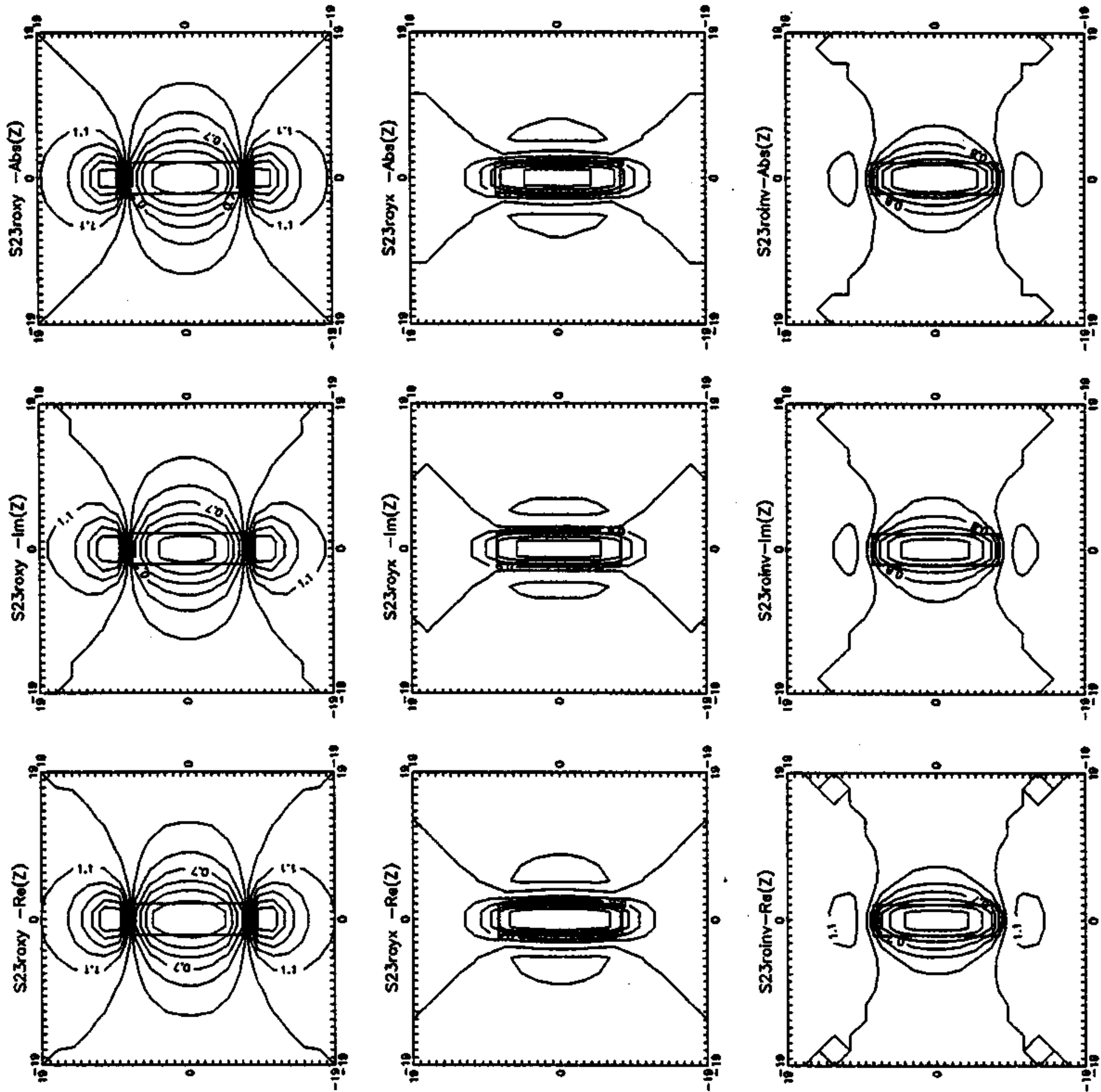


3.5. ábra: Fent: az ellenállásdefiníciók tulajdonságainak vizsgálatához alapul vett vékonyréteg-modellek felülnézeti rajza. Középen: a vékonyréteg-rácsháló felülnézete. Lent: a tanulmányozott szerkezet mélységzselvénye, a vizsgált mélységek (0, 2, 3, 3.5 km) feltüntetésével

A 3.6. ábra felszíni, a 3.7. ábra mélybeli (3.5 km mélyen számított) térképeket mutat. (A két térképen a periódusok és a mélységek nem azonosak, de a  $\lambda_1/(h - z)$  paraméter igen.)

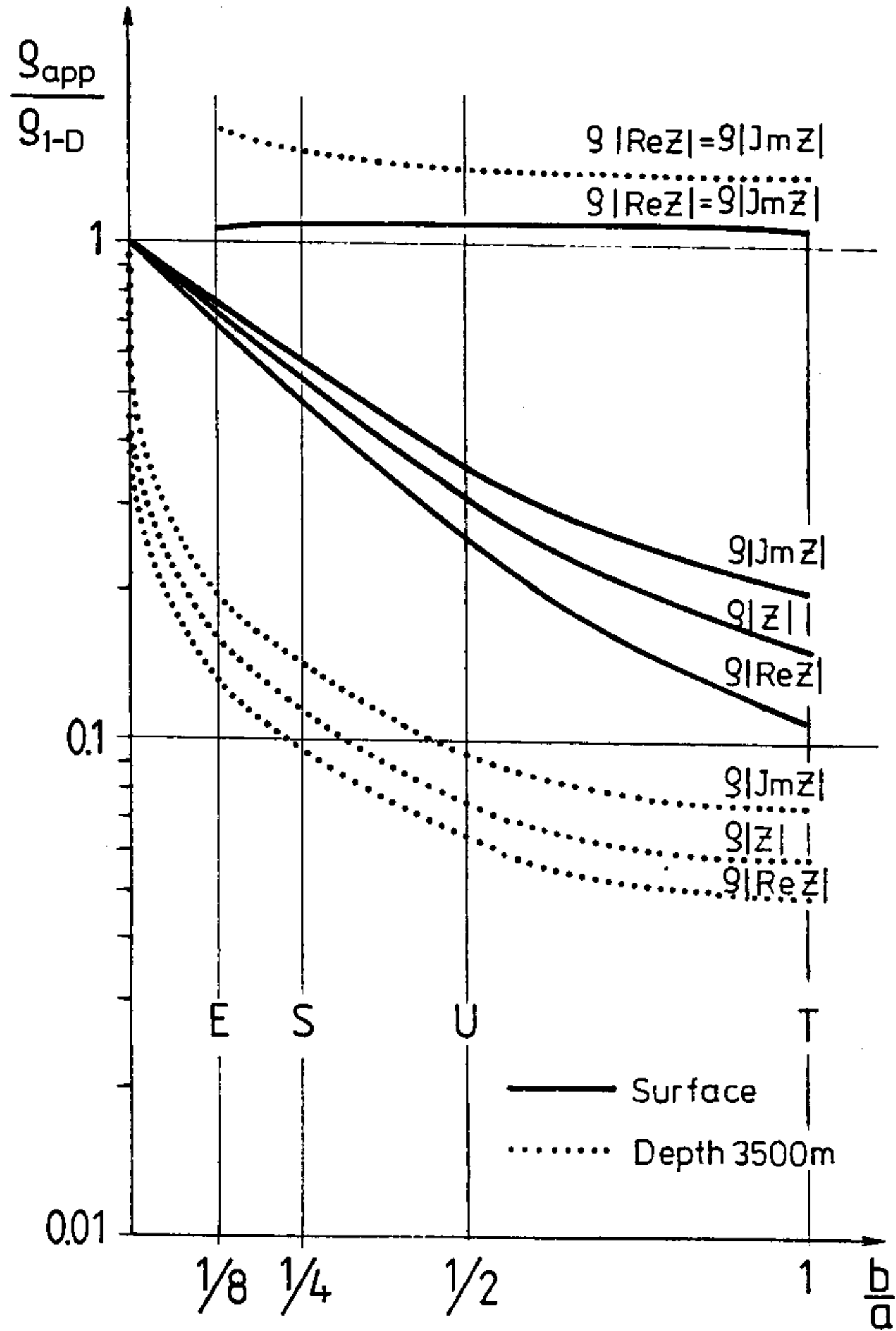


3.6. ábra:  $Q_{xy}$ ,  $Q_{yx}$  és  $Q_{inv}$  térképek a felszínen háromféle ( $Q_{ReZ}$ ,  $Q_{ImZ}$  és  $Q_{|Z|}$ ) definíció esetén ( $T = 3600$  s)



3.7. ábra:  $\varrho_{xy}$ ,  $\varrho_{yx}$  és  $\varrho_{inv}$  térképek 3.5 km mélyen háromféle ( $\varrho_{ReZ}$ ,  $\varrho_{ImZ}$  és  $\varrho_{|Z|}$ ) definíció esetén ( $T = 56.25$  s)

A 3.8. ábra a különböző ( $\varrho_{ReZ}$  és  $\varrho_{ImZ}$ ) invariáns-ellenállások az anomália középpontja, illetőleg az oldalmaximum (a 'térbeli túllövés') fölött meghatározható értékeinek összerajzolt ábrázolása. Látható, hogy mindig a  $\varrho_{ReZ}$ -hez tartozik a legkisebb ellenállásérték, ugyanakkor az oldal-anomáliához tartozó látszólagos fajlagos ellenállás-növekedések ( $\varrho_{app}/\varrho_{1-D} > 1$ ) gyakorlatilag megegyeznek.



3.8. ábra: 3-D vékonyréteg-modellek hatása invariáns  $\rho_{ReZ}$ ,  $\rho_{ImZ}$  és  $\rho_{|Z|}$  ellenállásértékekre. A  $\rho_{app}/\rho_{1-D} < 1$  értékek az anomália centrumára, míg a  $\rho_{app}/\rho_{1-D} > 1$  értékek az oldalanomália-középpontokra vonatkoznak. Azonos mélységekben a különböző ellenállásdefiníciókhoz az anomália-centrumokban eltérő ellenálláscsökkenés, de lényegében azonos oldalanomália-növekedés tartozik

### III.3. Melyik fajlagos ellenállás-definíciót használjuk?

A fejezetben táblázatos formában összefoglaltam a fellelhető különböző magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállás-definíciókat. A szakirodalomban elvégzett (felszíni egydimenziós) összehasonlításokat felszín alatti, továbbá (felszíni- és felszín alatti) háromdimenziós vizsgálatokkal egészítettem ki.

A feltárt és rendszerezett különbségek azt mutatják, hogy az impedancia valós részéből számított látszólagos fajlagos ellenállás jobban követi a mélyebb rétegeket és a mélybeli inhomogenitásokat, mint a képzetes részből számított. Az ellenállásgörbe alapvető torzulását azonban az 1-D környezet határozza meg, s egy 3-D szerkezet különböző pontjai felett tapasztalható tértorzulások tekintetében nincs nagy különbség a különböző ellenállás-definíciók között. Tény, hogy jólvezető 3-D modellekre is  $\rho_{ReZ}$  reagál a legnagyobb mértékben.

Megerősítést nyert az a sejtés, hogy adott periódusintervallumban  $\rho_{ReZ}$  használatával érhető el a legmélyebb behatolás.

A felszín alatti ellenállásviszonyok szemléltetésére — minden kritika ellenére — a történetileg kialakult Cagniard-féle látszólagos fajlagos ellenállás a fázissal együtt a megjelenítés elfogadható eszközének tűnik, mivel e két paraméter együttesen tartalmazza<sup>2</sup> az összes többi ellenállásdefiníció által hordozott információt.

A látszólagos fajlagos ellenállással ebben a fejezetben morfológiai értelemben foglalkoztam. Fizikai értelmezését (a fázissal együttesen) a következő fejezetben adom meg.

---

<sup>2</sup>Megjegyzendő, hogy a Landau-Lifszitz-féle diszperziós relációk értelmében (t.i. lineáris rendszerekben bizonyos oksági összefüggések alapján a válaszfüggvény valós és képzetes része nem független egymástól) a Cagniard-féle látszólagos fajlagos ellenállás és fázis egymásból elvileg meghatározható.

## IV. FELSZÍNI ÉS FELSZÍNALATTI ELEKTROMÁGNESES PARAMÉTEREK KAPCSOLATA A MÉLYBELI ÁRAMELOSZLÁSSAL

Bármely természetes, vagy mesterséges gerjesztésű felszíni elektromágneses geofizikai módszerrel végzett kutatás során megmérjük néhány mérhető elektromágneses térkomponens területi eloszlását vagy frekvenciafüggését, majd valamilyen leszármaztatott mennyiség (pl. impedancia, látszólagos fajlagos ellenállás, fázis) alapján következtetéseket vonunk le a mélybeli vezetőképesség-eloszlásra nézve.

A geofizika alapvető elektromágneses indukciós jelenségeinek elemzése (pl. Cagniard, 1953; Weidelt, 1972; Price, 1973), az értelmezési paraméterek összefoglalása (pl. a látszólagos fajlagos ellenállás-definíciókat Spies és Eggers (1986), a magnetotellurikus fázist Fischer (1985) elemezte), továbbá a kiterjedt matematikai és fizikai modellezés ellenére van még tennivaló a végbemenő fizikai jelenségek és a tradicionális geofizikai paraméterek közötti kapcsolat tisztázása terén. (Az eltérő törekvésekre jellemző, hogy néhány éve még pl. Levy, Oldenburg és Wang (1988) a reflexiós szeizmika összefüggéseivel kívánták a magnetotellurikus jelenségeket leírni.)

A fejezetben a felszíni elektromágneses térkomponenseket, illetőleg a felszíni impedanciát előállítom a mélybeli áramrendszer segítségével, majd megvizsgálom, hogy a mélybeli áramrendszer egyes jellemzői, azok szelvénymenti és periódusfüggő változásai miként tükröződnek a felszínen meghatározható térkomponensekben és értelmezési paraméterekben. Az összefüggéseket a felszínalatti elektromágneses paraméterekre is kiterjesztem.

E megközelítés néhány egydimenziós eleme megtalálható Schmucker (1970), Weidelt (1972) és Haak (1978) tanulmányaiban, s a szilárdtest-fizikában (pl. Pippard, 1954). A két- és háromdimenziós általánosítás Szarka és Fischer (1989, 1991) nevéhez fűződik. Az első részben levezetem az általános 3-D esetre vonatkozó egyenleteket, majd a formulák fizikai jelentését tárgyalom, elsősorban a magnetotellurika jól átlátható 1-D és 2-D eseteiben.

## IV.1. A Maxwell-egyenletek legmegfelelőbb alakja a felszíni elektromágneses módszerek szempontjából

Harmonikus időfüggést ( $e^{i\omega t}$ ) feltételezve a Maxwell-egyenletek integrális formái az eltolási áramok elhanyagolása mellett az alábbi alakot öltik:

$$\oint \mathbf{H} ds = \int_A \mathbf{j} d\mathbf{A} , \quad (4.1)$$

$$\oint \mathbf{E} ds = i\omega\mu \int_A \mathbf{H} d\mathbf{A} , \quad (4.2)$$

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{A} = 0 , \quad (4.3)$$

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{A} = Q_f/\epsilon . \quad (4.4)$$

(Minden térkomponens függvénye az  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordinátáknak;  $\epsilon$ -ről és  $\mu$ -ről feltételezzük, hogy térben állandók, s a frekvenciától sem függenek.  $\epsilon$  állandóságát feltételezve nincsenek polarizációs töltések, s így  $Q_f$  a bezárt szabad töltést jelenti.)

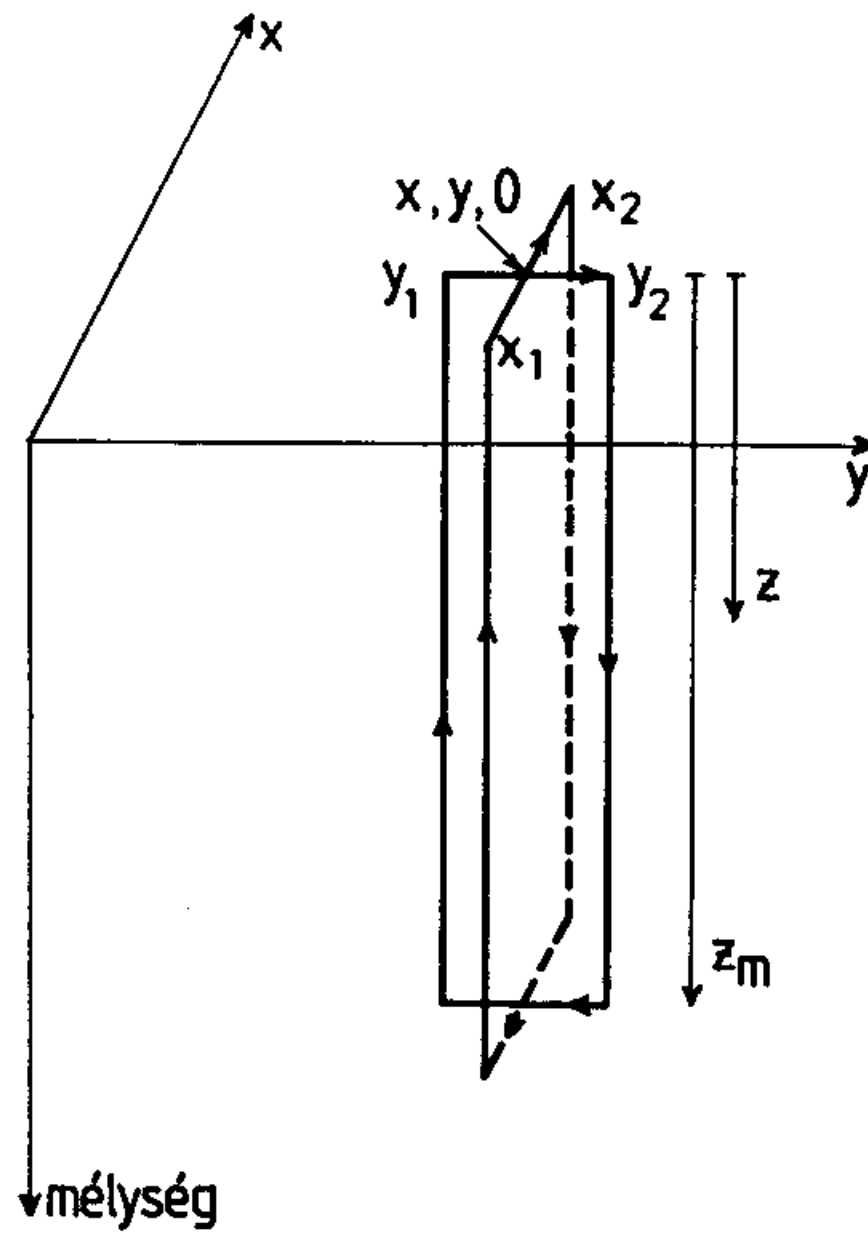
Az alapegyenletekből kiindulva a felszíni elektromos és mágneses térkomponenseket kifejezem a felszín alatti áramrendszer függvényeként. A 4.1. ábrán — amely az integrálási tartományt mutatja —  $z_m$  a végtelenhez tart és feltételezem, hogy végtelen mélységben a térerősség nulla. A  $\Delta x = x_2 - x_1$  és  $\Delta y = y_2 - y_1$  intervallumokat kicsinek választom. Az áramsűrűség-vektor és komponensei tetszőleges  $z$  mélységben  $\mathbf{j}(x, y, z) = \{j_x(x, y, z); j_y(x, y, z); j_z(x, y, z)\}$ .

### IV.1.1. Ampère törvénye

Az (4.1) egyenletet a 4.1. ábra  $x$ -tengelyére merőlegesen felvett hurokra az alábbi módon lehet felírni:

$$\begin{aligned} \int_{y_1}^{y_2} H_y(x, y, 0) dy + \int_0^{z_m} H_z(x, y_2, z) dz + \int_{y_2}^{y_1} H_y(x, y, z_m) dy + \int_{z_m}^0 H_z(x, y_1, z) dz = \\ = \int_{y_1}^{y_2} \int_0^{z_m} j_x(x, y, z) dz dy . \end{aligned}$$





4.1. ábra: A felszíni elektromos és mágneses térkomponensek mélybeli áramrendszer segítségével történő leszámoltatásához felhasznált integrálási tartományok

Ha  $\Delta y \rightarrow 0$ ,

$$H_z(x, y_2, z) - H_z(x, y_1, z) \approx \frac{\partial H_z(x, y, z)}{\partial y} \Delta y ,$$

és ha  $z_m \rightarrow \infty$ ,

$$H_y(x, y, 0) = \int_0^{\infty} \left( j_x - \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) dz . \quad (4.5)$$

Az  $xz$  síkban végzett hasonló integrálás után az alábbi kifejezés adódik:

$$H_x(x, y, 0) = - \int_0^{\infty} \left( j_y + \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) dz . \quad (4.6)$$

#### IV.1.2. Faraday törvénye

A (4.2) egyenlet a 4.1. ábrán felvett zárt hurokra így írható:

$$\int_{x_1}^{x_2} E_x(x, y, 0) dx + \int_0^{z_m} E_z(x_2, y, z) dz + \int_{x_2}^{x_1} E_x(x, y, z_m) dx + \int_{z_m}^0 E_z(x_1, y, z) dz = \\ = i\omega\mu \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{\infty} H_y(x, y, z) dz dx .$$

Ha  $\Delta x \rightarrow 0$ , akkor

$$E_z(x_2, y, z) - E_z(x_1, y, z) \approx \frac{\partial E_z(x, y, z)}{\partial x} \Delta x ,$$

és ha  $z_m \rightarrow \infty$ ,

$$E_x(x, y, 0) = i\omega\mu \int_0^{\infty} \left[ H_y(x, y, z) dz + \frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial E_z(x, y, z)}{\partial x} \right] dz .$$

A parciális integrálás szabályai szerint:

$$\int_0^{\infty} H_y(x, y, z) dz = [zH_y]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} \frac{\partial H_y(x, y, z)}{\partial z} z dz = - \int_0^{\infty} z \frac{\partial H_y(x, y, z)}{\partial z} dz .$$

Az Ampère-törvény differenciális alakjából az áramsűrűség  $x$ -komponense:

$$\frac{\partial H_z(x, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(x, y, z)}{\partial z} = j_x(x, y, z) ,$$

következésképpen

$$E_x(x, y, 0) = i\omega\mu \int_0^{\infty} z \left( j_x - \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) dz - \int_0^{\infty} \frac{\partial E_z}{\partial x} dz . \quad (4.7)$$

$E_y$ -ra a 4.1. ábra másik zárt hurokja mentén kapunk hasonló kifejezést:

$$E_y(x, y, 0) = i\omega\mu \int_0^{\infty} z \left( j_y + \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) dz - \int_0^{\infty} \frac{\partial E_z}{\partial y} dz . \quad (4.8)$$

A (4.5–4.8) egyenletek akkor érvényesek, ha végtelen mélységben az elektromágneses tér bármely komponense legalább másodrendben tart nullához, azonkívül ha  $E_z$  és  $H_z$  laterális irányban folytonosan változnak. Véges vezetőképességű és ellenállású közegben mindkét feltétel teljesül.

### IV.1.3. A megmaradási egyenletek

A harmadik Maxwell-egyenlet révén a felszíni mágneses teret ki lehet fejezni a horizontális komponensek laterális változásaival:

$$H_z(x, y, 0) = - \int_0^{\infty} \left[ \frac{\partial H_x(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial H_y(x, y, z)}{\partial y} \right] dz . \quad (4.9)$$

A Gauss-tétel az eltolási áramok elhanyagolhatóságát és a levegő nulla vezetőképességét feltételezve ekként írható:

$$\int_0^{\infty} \left[ \frac{\partial E_x(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial E_y(x, y, z)}{\partial y} \right] dz = \frac{Q_f}{\varepsilon} . \quad (4.10)$$

A (4.9) és (4.10) egyenletekben a földbeli áramok és töltések szerepe nem nyilvánvaló, de ha kiválasztunk egy modellt, a töltések és az áramok kapcsolata arra a konkrét esetre megadható. Pl. egy  $y = 0$ -ban lévő vertikális határfelület fölött (a csapásirány  $x$ ) a magnetotellurika  $H$ -polarizációs esetében a (4.10) egyenlet differenciális alakjából kifejezhető a  $\tau_f(y = 0, z)$  határfelületi töltéssűrűség a Price (1973), valamint Kaufmann és Keller (1985) által javasolt módon:

$$D_{y_2} - D_{y_1} = \tau_f .$$

Ha elhanyagoljuk az eltolási áramot, a  $j_y(y = 0, z)$  áramsűrűség a felület mindkét oldalán ugyanaz lesz. Ezért

$$\tau_f(y = 0, z) = \varepsilon(\varrho_2 - \varrho_1)j_y(y = 0, z) .$$

A felszíni  $E_{\pm}$  anomális elektromos tér a  $\tau_f(y = 0, z)$  felületi töltéssűrűségből a Coulomb-törvény segítségével adható meg:

$$\begin{aligned} E_{\pm}(y, z = 0) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_f(y = 0, z) \frac{y}{r^3} dx dz = \\ &= \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{4\pi} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y}{[x^2 + y^2 + z^2]^{3/2}} j_y(y = 0, z) dx dz = \\ &= \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{2\pi} y \int_0^{\infty} \frac{j_y(y = 0, z)}{y^2 + z^2} dz . \end{aligned} \quad (4.11)$$

Vertikális határfelület esetén a töltésekből származó elektromos tér és a határfelületen átfolyó áram kapcsolata a (4.11) egyenlet segítségével fejezhető ki.

#### IV.1.4 Az összefüggések fizikai jelentése

A felszínen mérhető horizontális mágneses teret a felszín alatti áramrendszer egésze határozza meg: a (4.5) és (4.6) egyenletek jobb oldalán az első tag a hurok menti integrál; a második pedig a laterális áramváltozások közvetlen következménye.

A vízszintes elektromos tér is két rész összegéből áll: az első tag a (4.7) és (4.8) egyenletek jobb oldalán a felszíni horizontális mágneses komponens kialakító áramok első nyomatéka, miközben a második a mágneses fluxus laterális változásainak hatását fejezi ki a vertikális elektromos komponens laterális irányú gradiense segítségével.

Belátható, hogy a (4.5–4.8) egyenletek bármilyen felszíni elektromágneses módszerre érvényesek, amennyiben a korábban összefoglalt nem túl szigorú feltételek teljesülnek. Fizikai jelentésük azonban legkönnyebben a magnetotellurika egy- és kétdimenziós eseteiben tanulmányozható. A (4.5–4.8) egyenleteket és néhány következményüket a 4.1. táblázatban foglaltam össze: a táblázat felső részében a Maxwell-egyenletek egydimenziós, valamint az  $E$ - és  $H$ -polarizációs magnetotellurikára levezetett alakjai szerepelnek; az alsó részben pedig az impedancia, a látszólagos fajlagos ellenállás és a fázis fizikai jelentését illusztráló összefüggések találhatók meg.

4.1. táblázat: Maxwell-egyenletek a magnetotellurikus egydimenziós esetre és az E- és H-polarizációs térkomponensekre (felső rész), valamint az egyenletek magnetotellurikus értelmezése a felszín alatti áramok alapján (alsó rész). A felszíni értékeket 0 felső indexek jelölik

	1-D	E-polarizáció	H-polarizáció
	$[E_x(z, \omega), H_y(z, \omega)]$	$[E_x(y, z, \omega), H_y(y, z, \omega), H_z(y, z, \omega)]$	$[E_y(y, z, \omega), E_x(y, z, \omega), H_x(y, z, \omega)]$
Ampère-törvény	$H_y^0 = \int_0^\infty j_x dz = \text{const}(\omega)$	$H_y^0 = \int_0^\infty j_E dz,$ ahol $j_E = j_x - \frac{\partial H_x}{\partial y}$	$H_x^0 = - \int_0^\infty j_y dz = \text{const}(\omega)$
Faraday-törvény	$E_x^0 = i\omega\mu \int_0^\infty z j_x dz$	$E_x^0 = i\omega\mu \int_0^\infty z j_E dz$	$E_y^0 = i\omega\mu \int_0^\infty \left( z j_y + \frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) dz$
Gauss tétel	nincsenek szabad töltések	nincsenek szabad töltések	pl. vertikális határfelületre $y = 0$ esetén :
III. Maxwell egyenlet	nincsenek extra áramok	$H_z^0 = - \int_0^\infty \frac{\partial H_y}{\partial y} dz$	$E_{y,r}^0 = \frac{\Delta \rho}{2\pi} \int_0^\infty \frac{j_y}{y^2 + z^2} dz$ nincsenek extra áramok
Felszíni impedancia	$Z_{1-D}^0 = E_x^0/H_y^0 = i\omega\mu \frac{\int_0^\infty z j_x dz}{\int_0^\infty j_x dz}$	$Z_E^0 = E_x^0/H_y^0 = i\omega\mu \frac{\int_0^\infty z j_E dz}{\int_0^\infty j_E dz}$	$-Z_H^0 = -E_y^0/H_x^0 = +i\omega\mu \frac{\int_0^\infty z j_y dz}{\int_0^\infty j_y dz} - \frac{\int_0^\infty \frac{\partial E_x}{\partial y} dz}{\int_0^\infty j_y dz}$
Felszínalatti áramok komplex mélysége	$z_{1-D}^* = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{E_x^0}{H_y^0}$ $\text{Re}z_{1-D}^* = \text{Im}Z_{1-D}/\omega\mu$ $\text{Im}z_{1-D}^* = -\text{Re}Z_{1-D}/\omega\mu$	$z_E^* = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{E_x^0}{H_y^0}$ $\text{Re}z_E^* = \text{Im}Z_E/\omega\mu$ $\text{Im}z_E^* = -\text{Re}Z_E/\omega\mu$	$z_H^* = \frac{1}{i\omega\mu} \left[ -\frac{E_y^0}{H_x^0} + f(E_x) \right]$ ahol $f(E_x) = \int_0^\infty \frac{\partial E_x}{\partial y} dz / \int_0^\infty j_y dz$ $\text{Re}z_H^* = [-\text{Im}Z_H + \text{Im}f(E_x)]/\omega\mu$ $\text{Im}z_H^* = -[-\text{Re}Z_H + \text{Re}f(E_x)]/\omega\mu$
Magnetotellurikus fázis	$\varphi_{1-D}^0 = -\text{atan} \frac{\text{Re}z_{1-D}^*}{\text{Im}z_{1-D}^*}$	$\varphi_E^0 = -\text{atan} \frac{\text{Re}z_E^*}{\text{Im}z_E^*}$	$\varphi_H^0 = -\text{atan} \frac{\text{Re}z_H^* - \frac{1}{\omega\mu} \text{Im}f(E_x)}{\text{Im}z_H^* + \frac{1}{\omega\mu} \text{Re}f(E_x)}$

Maxwell-egyenletek

Geofizikai értelmezés

## IV.2. Összefüggés a felszíni térparaméterek és a mélybeli áramrendszer között a magnetotellurika egydimenziós esetében

A horizontális mágneses térkomponens egyszerűen a  $j_y(z, \omega)$  áramsűrűség mélység szerinti integráljaként adódik<sup>3</sup>, miközben az elektromos tér ennek az eloszlásnak az első momentuma.

### IV.2.1. Az egydimenziós felszíni impedancia

A felszíni impedancia (azaz az összefüggő elektromos és mágneses térkomponensek hányadosa) a 4.1. táblázat szerint a következőképpen írható fel:

$$\begin{aligned} Z_{1-D}^o &= \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = i\omega\mu \frac{\int_0^{\infty} z j_x(z, \omega) dz}{\int_0^{\infty} j_x(z, \omega) dz} = \\ &= i\omega\mu \frac{\int_0^{\infty} z j_y(z, \omega) dz}{\int_0^{\infty} j_y(z, \omega) dz} = i\omega\mu z^* . \end{aligned} \quad (4.12)$$

Az egydimenziós (de kizárólag az egydimenziós) esetre vonatkozó levezetés Haak (1978) munkájában szerepel először.

Az  $i\omega\mu$  együtthatótól eltekintve a (4.12) egyenletben a ' $z^*$ ' mélység dimenziójú mennyiség. Ha a felszíni mágneses tér a felszínen valós (ami semmiféle korlátozást sem jelent), a (4.12) egyenlet nevezője valós lesz (azaz  $\int_0^{\infty} \text{Im} j_y = 0$ ),

<sup>3</sup>A felszíni  $H$  mágneses tér a külső (ionoszféra-magnetoszféra) eredetű  $H^e$  és a belső (földben folyó áram) eredetű  $H^i$  összege. Stacionárius közelítést feltételezve (Berdichevsky és Dmitriev, 1991) a felszín alatti áramsűrűség-eloszlásból a Biot-Savart törvény (az (1.16)-(1.17)-hez hasonló kifejezések) alapján a  $H^i$  mágneses teret visszazámítva  $H^i = 1/2H$  adódik. Ezt azt jelenti, hogy a közelítés érvényességi tartományán belül a felszínen mérhető mágneses térváltozások éppen 1/2 része külső, 1/2 része pedig belső eredetű.

és így  $Rez^*$ , valamint  $Imz^*$  a következőképpen fejezhető ki:

$$Rez^* = \frac{\int_0^{\infty} z Rej_y(z, \omega) dz}{\int_0^{\infty} Rej_y(z, \omega) dz} \quad \text{és} \quad Imz^* = \frac{\int_0^{\infty} z Imj_y(z, \omega) dz}{\int_0^{\infty} Rej_y(z, \omega) dz}. \quad (4.13)$$

$Rez^*$  a felszíni mágneses térrel azonos fázisban lévő áramrendszer súlypontjának mélységét adja meg.  $Imz^*$  az 'out-of-phase' áramok momentumát szintén  $\int_0^{\infty} Rej_y$ -hoz (a teljes áramhoz) viszonyítva írja le, s ilyen értelemben  $Imz^*$  az 'out-of-phase' áramrendszerek súlypontmélységének tekinthető. (Schmucker (1970)  $Imz^*$ -ból nem mélységet, hanem fajlagos ellenállást számított.) A 4.1. táblázat képletei így a felszíni impedancia és a mélybeli áramrendszer között valóban fizikai jelentéssel bíró összefüggést jeleznek. A komplex  $z^*$  mélység és a  $Z_{1-D}^o$  impedancia egymással arányosak: az impedancia valós része a felszíni mágneses tér fázisától  $\frac{\pi}{2}$ -vel különböző fázisú áramrendszer súlypontmélységével függ össze, miközben az impedancia képzetes részét (az arányossági tényezőtől eltekintve) egyszerűen a felszíni mágneses térrel azonos fázisú áramrendszer súlypontjaként lehet értelmezni.

#### IV.2.2. Látszólagos fajlagos ellenállások egydimenziós esetben

A felszíni impedancia és a mélybeli áramrendszer között felállított összefüggés segítségével a látszólagos fajlagos ellenállásnak szemléletes jelentés kölcsönözhető: a  $ReZ$ -ből számított látszólagos ellenállási görbe azt mutatja, hogy hogyan nő az 'out-of-phase' áramrendszer súlypontmélysége a periódus növekedésével; az  $ImZ$ -ből számított látszólagos ellenállás az 'inphase' áramrendszer súlypontmélységének periódusfüggését mutatja meg; a közöséges Cagniard-ellenállás a kétfajta mélység számtani közepét veszi figyelembe. Még további látszólagos ellenállások is definiálhatók, de valamilyen módon mindegyik összefüggésben van a  $Rez^*$  és/vagy az  $Imz^*$  periódusfüggésével. A 4.2. ábra kétfajta kétréteges féltér ( $\rho_2/\rho_1 = 100$  és  $\rho_2/\rho_1 = 0.01$ ) fölött  $Rez^*$  és  $Imz^*$   $\lambda_1/h$ -függését mutatja.

### IV.2.3. Az impedancia fázisa

A felszíni elektromos és mágneses komponensek közötti fáziskülönbséget definíciószerűen a felszíni impedancia imaginárius és reális részeinek hányadosa adja, ami megegyezik a  $z^*$  komplex áramközpont-mélység valós és képzetes részének hányadosával:

$$\varphi_{1-D}^{\circ} = \operatorname{atan} \frac{\operatorname{Im} Z_{1-D}(\omega)}{\operatorname{Re} Z_{1-D}(\omega)} = -\operatorname{atan} \frac{\operatorname{Re} z^*(\omega)}{\operatorname{Im} z^*(\omega)}. \quad (4.14)$$

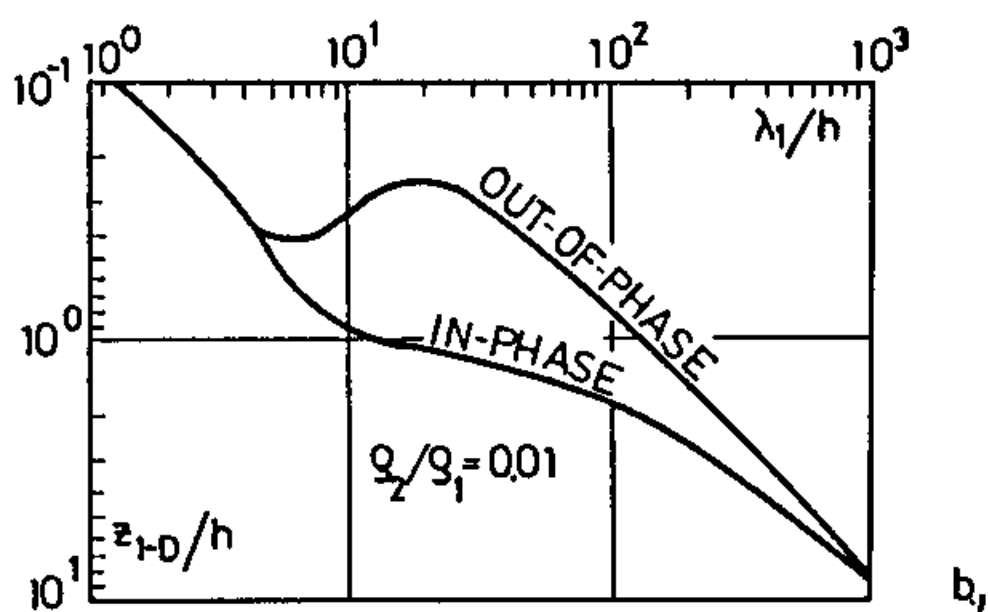
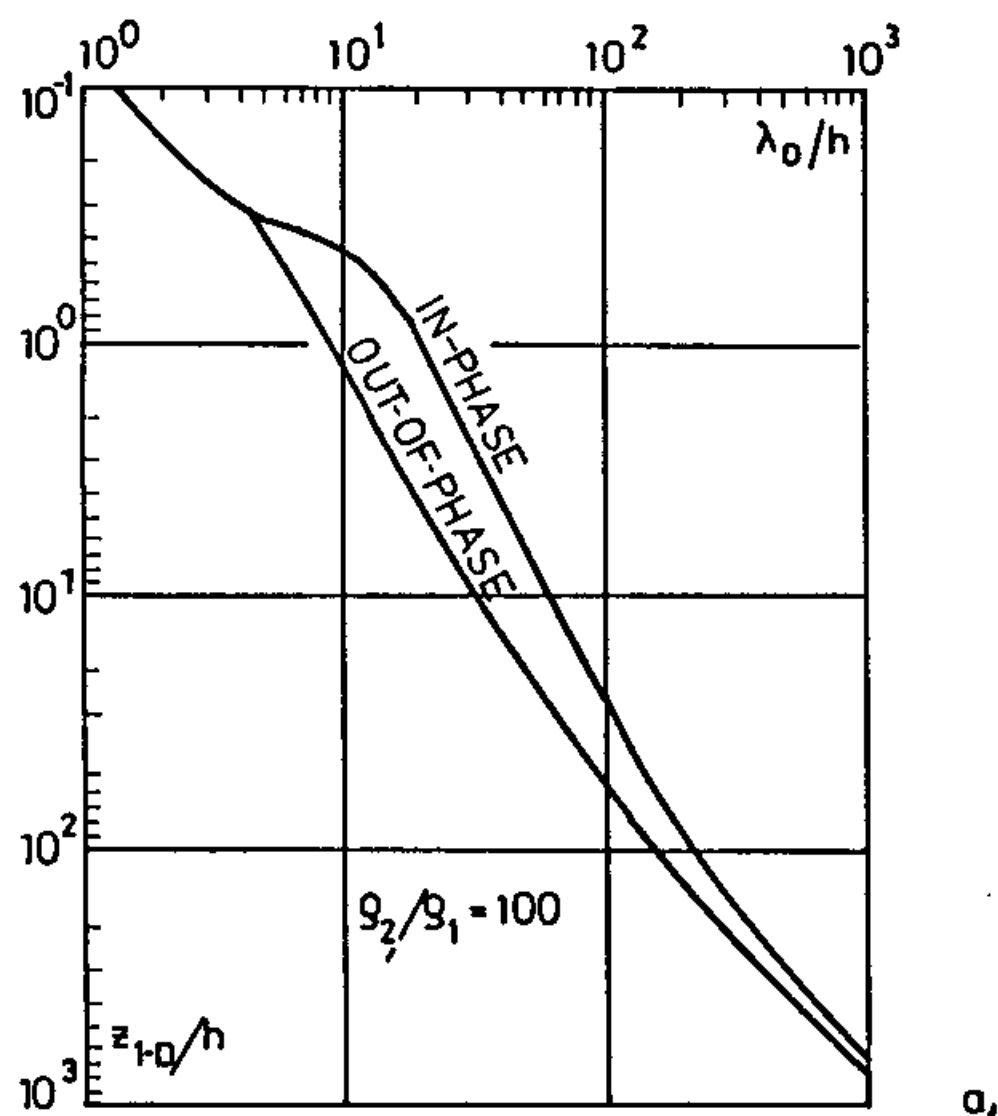
A fázis előjele sok vita tárgyát képezi. Energetikai megfontolások alapján (Berdichevsky és Dmitriev, 1991) kimutatható, hogy  $e^{-i\omega t}$  időfüggés esetén az  $E_x$  és  $H_y$  közötti fázis aszimptotikus értéke  $-\frac{\pi}{4}$ ,  $e^{i\omega t}$  esetén pedig  $+\frac{\pi}{4}$ . (Az  $E_y$  és  $H_x$  közötti fázis az  $E_x$  és  $H_y$  közötti értéktől mindenkor  $\pi$ -vel különbözik.) A sokféle élő megközelítés miatt a fázis előjeléről folytatott vitának nem látom értelmét, az aszimptotikus értéket megállapodás szerint vehetjük akár  $-\frac{\pi}{4}$ -nek, vagy  $+\frac{\pi}{4}$ -nek.

A (4.14) egyenlet szerint a fázisgörbe periódusfüggése információt ad az ‘inphase’ áramrendszer súlypontmélységének és az ‘out-of-phase’ áramrendszer átlagos mélységének hányadosáról. (A fázisgörbe  $\frac{\pi}{3}$  (60°-os) értéke pl. azt jelzi, hogy az ‘inphase’ áramrendszer súlypontja  $\sqrt{3}$ -szor mélyebben van, mint az ‘out-of-phase’ áramrendszeré.)

Az árammélységek periódusfüggését  $\rho_2/\rho_1 = 100$  és  $\rho_2/\rho_1 = 0.01$  kétréteges félterekre a 4.2a. és 4.2b. ábra mutatja. Amikor a periódus, illetőleg a  $\lambda_1/h$  (ahol  $\lambda_1$  a hullámhossz a felső rétegben, és  $\lambda_1 = \sqrt{10^7 \rho_1 T}$ ,  $h$  a réteg vastagsága) nagyon kicsiny, a kétfajta mélység megegyezik. A periódus növekedtével az áram egyre mélyebbre jut. A nagyellenállású ( $\rho_2/\rho_1 = 100$ ) aljzat közelében az ‘out-of-phase’ áramközpont (némi oszcillációt követően) mélyebbre kerül, mint az ‘inphase’ áramközpont, de  $\lambda_1/h \rightarrow \infty$  felé a kétfajta mélység lassan ismét azonossá válik.

Nagy vezetőképességű aljzat ( $\rho_2/\rho_1 = 0.01$ ) esetében a helyzet fordított: a 4.2b. ábra szerint egy kis kezdeti oszcillációtól eltekintve az ‘out-of-phase’ áram súlypontmélysége elmarad az ‘inphase’ áramrendszer súlypontmélységétől, de  $\lambda_1/h \rightarrow \infty$  felé a két mélység ismét azonos függvény felé konvergál.





4.2. ábra: Az 'inphase' és 'out-of-phase' áramrendszerek súlypontjainak mélységváltozása kétréteges féltérben a  $\lambda_1/h$  függvényében. a)  $\epsilon_2/\epsilon_1 = 100$ , b)  $\epsilon_2/\epsilon_1 = 0.01$

A frekvenciatartománybeli látszólagos ellenállásgörbén meglévő túllövés a 4.2a. és 4.2b. ábrákon látható oszcillációk közvetlen következménye. Oszcillációmentes látszólagos ellenállásgörbét a frekvenciatartományban lehetetlen definiálni.

Amint azt a látszólagos fajlagos ellenállással foglalkozó fejezet tárgyalja, a legmegbízhatóbb látszólagos ellenállás-definíció a felszíni impedancia valós

részét veszi alapul. Spies és Eggers (1986) észrevette, hogy  $\rho_2/\rho_1 = 0.01$  esetén a látszólagos ellenállásgörbe sokkal határozottabb lefutású, mint  $\rho_2/\rho_1 = 100$  esetben, amiből azt a következtetést vonták le, hogy a magnetotelurikus módszer a vezető aljzatok kimutatására jobban alkalmas, mint a nagyellenállású aljzatok kutatására. A 4.2a. és 4.2b. ábra szerint az 'out-of-phase' áramok súlypontmélysége igen kis  $\lambda_1/h$  intervallumon belül változik meg, míg nagy aljzatellenállású esetben a mélységbeállítás  $\lambda_1/h$ -intervalluma igen széles. Arról van szó, hogy nagy vezetőképességű aljzat esetén az áramközpont mélységnövekedése a jólvezető aljzat elérésekor szinte azonnal megszűnik, s ennek a következménye az, hogy a  $ReZ$ -ből számított ellenállásgörbe rövid periódustartományon belül képes  $\rho_1$ -ről  $\rho_2$ -re változni, s amíg az áram átlagmélysége újból ki nem mozdul,  $\rho_{ReZ}$  meglehetősen jól adja vissza a réteg valódi fajlagos ellenállását.

Másrészt jól ismert, hogy a  $\rho_2/\rho_1 = 100$  és  $\rho_2/\rho_1 = 0.01$  esetekre vonatkozó fázisgörbék szimmetrikusak. A felszíni fázis — ellentétben a  $ReZ$ -ből számított látszólagos ellenállásgörbével — ugyanannyit változik a nagyellenállású és a nagy vezetőképességű aljzat hatására. (E szempontból a fázisgörbe a Cagniard-féle ellenállásgörbékhez hasonlít.) Ez azt jelenti, hogy Spies és Eggers (1986) állítását helyesbítenni kell: a nagyellenállású és a nagy vezetőképességű szerkezetek kutatásában az eltérő felbontóképesség eredendően nem a magnetotelurikus módszer, hanem a felhasznált értelmezési paraméter tulajdonságainak következménye.

### **IV.3. Megjegyzések a kétdimenziós impedanciáról, látszólagos fajlagos ellenállásról és fázisról**

A 4.1. táblázat formulái alapján a kétdimenziós torzulásokat az alábbiak szerint lehet csoportosítani:

- $E$ -polarizációban a  $H_z$  és  $\partial H_z/\partial x$  megjelenése extra áramok következménye. (Az áramsűrűség-eloszlásban bekövetkező bármiféle változás nyomában megváltoztatja az áramsűrűség nyomatékát is.)

- *H*-polarizációban a felszíni mágneses tér dőlésirányban állandó, de az elektromos tér a  $\partial E_z/\partial x$  mélység szerinti integráljával módosul. Az  $E_z$  és a  $\partial E_z/\partial x$  az ellenállás-határfelületeken létrejövő töltések Coulomb-törvény szerinti következményei.

#### IV.3.1. A felszíni impedancia kétdimenziós esetben

Az egydimenziós esethez hasonlóan a felszíni impedancia *E*-polarizációban is megadja az árameloszlás komplex mélységét, de  $j_x$  helyett egy “ $j_E$ ” ún. “módosított” áramsűrűséget kell figyelembe venni. ( $j_E$  helyettesítő értéke a 4.1. táblázatban szerepel.) *H*-polarizációban az impedancia kifejezését a  $\partial E_z/\partial x$  jelenléte erősen befolyásolja, s az impedancia most két tag összegéből áll: az első tag pontosan megegyezik a közönséges egydimenziós esettel, a második pedig a felületi töltésektől származó  $\frac{\partial E_x}{\partial x}$  hatását fejezi ki, amire az áram- és a töltéseredetű tagok közötti  $i$  tényező ( $\frac{\pi}{2}$  fáziskülönbség) is utal.

#### IV.3.2. A látszólagos fajlagos ellenállásokról kétdimenziós esetben

A 4.1. táblázat jelzi az *E*- és *H*-polarizációs helyzetek eltérő feloldóképességét is: *E*-polarizációban bármely látszólagos fajlagos ellenállás lényegében a  $j_E$  áramsűrűség-eloszlás  $z_E^*$  komplex mélységét határozza meg; *H*-polarizációban a  $Re z_H^*$  és  $Im z_H^*$  mélységeknek a töltéshatásokkal való kombinációját lehet csak meghatározni. Figyelemre méltó különbség, hogy a *H*-polarizációs torzulás hozzáadódik egy 1-D jellegű téreloszláshoz. Lényegében ez a magyarázata annak, hogy jelentős tértorzítással rendelkező szerkezetek oldalfala közelében *H*-polarizációban torzítatlan 1-D jellegű görbék lehet mérni. (Egy ilyen esetre mutat példát Ádám et al., 1993.)

A Cagniard-féle látszólagos fajlagos ellenállás kétdimenziós jellegzetességei jól ismertek. Kapcsolata a mélybeli áramrendszerrel nem annyira egyszerű, mint a  $Re Z$ -ből számított ellenállásé, hiszen az  $Im z^*$  és  $Re z^*$  átlagát követi.

### IV.3.3. A magnetotellurikus fázis kétdimenziós esetben

E-polarizációban a magnetotellurikus fázis tangensét ugyanúgy lehet értelmezni mint egydimenziós esetben, mivel formailag teljesen egyformán fejezhetők ki, mindössze a  $z_{1-D}^*$  komplex mélység helyett a  $j_E$  áramsűrűség-eloszlás középpontját megadó  $z_E^*$  komplex mélységet kell figyelembe venni.

H-polarizációban az 'inphase' áramok  $z_H^*$ -val jelölt súlypontmélységéhez a  $\partial E_z/\partial y$  "out-of-phase" részéből származó tag adódik hozzá, míg az 'out-of-phase' áramok átlagmélységét a  $\partial E_z/\partial y$  "inphase" része befolyásolja, s ez bonyolult fázisanomáliát hoz létre. A 4.1. táblázat a  $\partial E_z/\partial y$  viselkedését vertikális határfelület esetére adja meg, ahol a töltéshatás a felületen átfolyó áramok segítségével van kifejezve.

A magnetotellurikus fázis fizikai értelmezésével először Fischer (1985) próbálkozott. Az E-polarizációra, valamint az egydimenziós esetre levezetett fázisszabálya a felszínközeli áramkoncentráción, illetőleg a felszínközeli áramhiányon alapszik, mégpedig olyan módon, hogy a felszínközeli áramkoncentráció fáziscsökkenést, az áramhiány (azaz a mélybeli áramkoncentráció) pedig fázisnövekedést eredményez. Az ohmikus árameloszlás ismeretében tehát megjósolható a fáziskép. A fázisszabály korlátja azonban, hogy a magnetotellurikus áramrendszer nem ohmikus. (Az E- és H-polarizációs fázisanomáliák közötti különbségre Ádám (1987), valamint Ádám és Szarka (1989) mutatott rá.)

G. Fischerrel közösen megállapítottuk (Fischer et al., 1992), hogy a Fischer-féle fázisszabály mégis működik. Sikeres alkalmazhatósága néhány szerencsés körülmény együttesének (Szarka és Fischer, 1989) köszönhető:

- az 'inphase' és 'out-of-phase' áramok eloszlása egy tetszőleges vezetőképesség-kontraszt környékén mindig ellentétes (pl. a 4.2a. és 4.2b. ábrákon az 'inphase' áramok mindig a jobban vezető közegbe, az 'out-of-phase' áramok pedig mindig a rosszabbul vezető közegbe húzódnak);
- hosszú periódusok esetén az ohmikus árameloszlás és az 'inphase' árameloszlás azonossá válik;

- E-polarizációban az extra áramokon túlmenően nincsenek töltés-eredetű hatások.

Kimutattuk továbbá (s ez Gaston Fischer saját eredménye volt), hogy a magnetotellurikus fázisszelvény mindkét polarizációban, bármilyen szerkezet fölött, még felszíni kibúvásos szerkezetek fölött is folytonos marad. Fischer et al. (1992) tanulmánya a korábban vitatott tétel bizonyítását is tartalmazza.

#### IV.4. Megjegyzések a háromdimenziós esetről

A (4.5–4.8) egyenletek egy- és kétdimenziós leegyszerűsítésével nyert 4.1. táblázat az értelmezési paraméterek fizikai jelentésének megalapozásában hasznosítható.

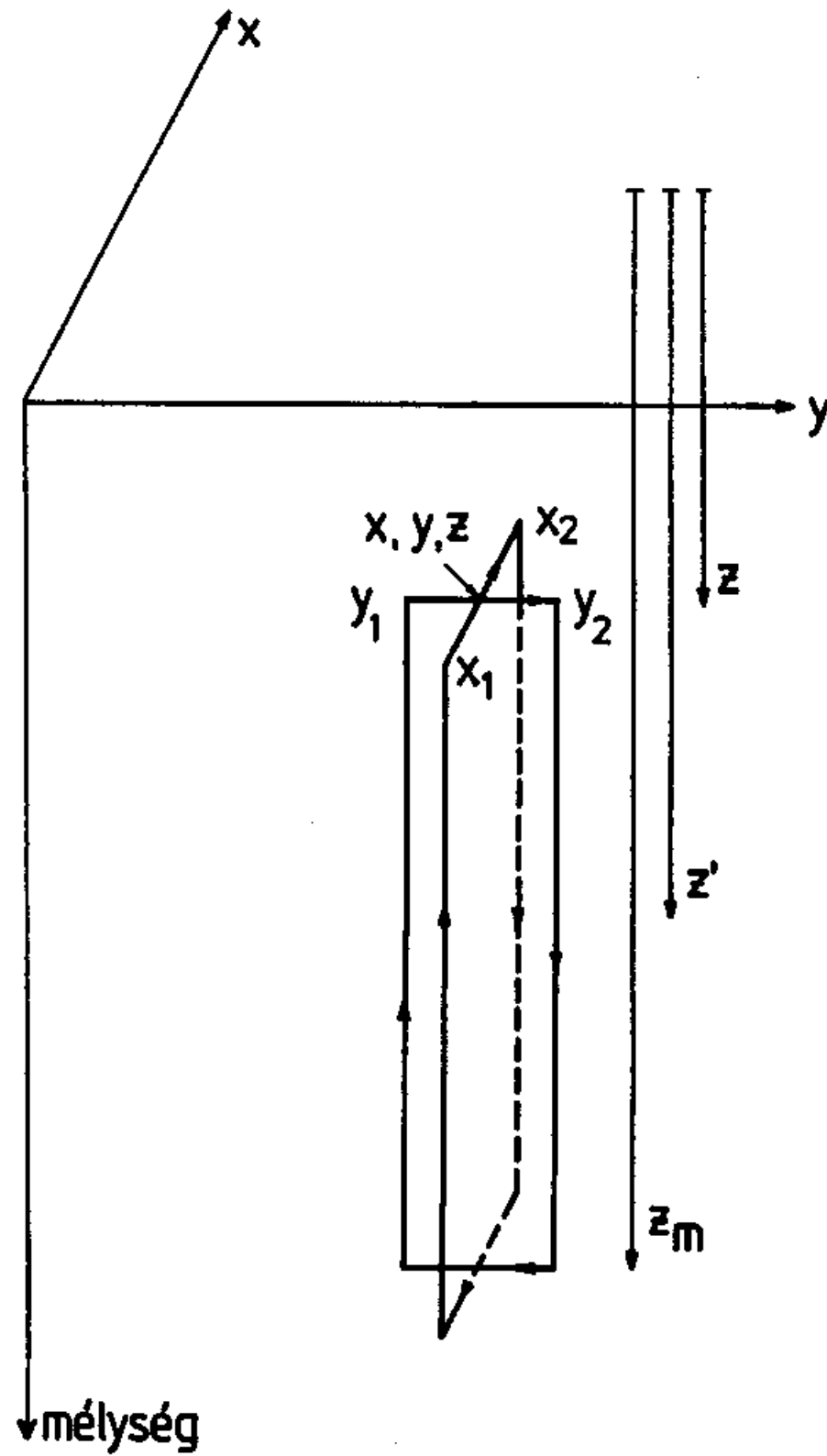
A (4.5–4.8) egyenletek rendkívül tömör formában háromdimenziós eseteket írnak le, s meg kell mondani, hogy az extra áramok és töltések együttes jelenléte miatt a formulákból közvetlen ‘háromdimenziós’ következtetés nem vonható le.

#### IV.5. A felszínalatti elektromágneses paraméterek kapcsolata a mélybeli árameloszlással

Amennyiben az integrálási tartományt a 4.3. ábrának megfelelő módon választjuk, és a mélység szerinti integrálást nem a felszín és a végtelen mélység közötti, hanem a  $z$  mélységben lévő észlelési pont és a végtelen mélység között végezzük, akkor a  $z'$  változó (ahol  $z \leq z' < \infty$ ) bevezetésével a (4.5–4.8) Maxwell-egyenletekből Szarka és Fischer (1991) alapján,  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_x$  és  $E_y$  tetszőleges  $z$  mélységben a következő módon adható meg:

$$H_x(x, y, z) = - \int_z^{\infty} \left[ j_y(y, x, z') + \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial x} \right] dz' \quad (4.15)$$

$$H_y(x, y, z) = \int_z^{\infty} \left[ j_x(x, y, z') - \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial y} \right] dz' \quad (4.16)$$



4.3. ábra: A  $z$  és  $z_m$  mélységek közötti integrálási tartományok

$$E_x(x, y, z) = i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z) \left[ j_x(x, y, z') - \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial y} \right] dz' - \int_z^\infty \frac{\partial E_x(x, y, z')}{\partial x} dz' \quad (4.17)$$

$$E_y(x, y, z) = i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z) \left[ j_y(x, y, z') + \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial x} \right] dz' - \int_z^\infty \frac{\partial E_x(x, y, z')}{\partial y} dz' \quad (4.18)$$

A formulák — ugyanúgy, mint a felszíni változatok — bármilyen térgerjesztés, bármilyen topográfia, illetőleg mélybeli ellenállásviszonyok esetén érvényesek. (Könnyen teljesülő kikötés, hogy végtelen mélységben mindegyik térerősségkomponensnek legalább  $1/z^2$  szerint kell eltűnnie; feltételeztük természetesen, hogy  $\mu$  és  $\varepsilon$  konstans, továbbá, hogy az eltolási áram elhanyagolható.)

*A magnetotellurika egydimenziós esetében, ha az áram  $x$  irányú*

$$E_x(z) = i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z)j_x(z')dz' \quad (4.19)$$

$$H_y(z) = \int_z^\infty j_x(z')dz' . \quad (4.20)$$

Ha az áram  $y$  irányú

$$E_y(z) = i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z)j_y(z')dz'$$

$$H_x(z) = - \int_z^\infty j_y(z')dz' .$$

Az egydimenziós  $Z_{1-D}(z) = Z_{xy}(z)$  impedancia alakja

$$Z_{1-D}(z) = Z_{xy}(z) = i\omega\mu \left[ \frac{\int_z^\infty z'j_x(z')dz'}{\int_z^\infty j_x(z')dz'} - z \right] = i\omega\mu(z_{1-D}^* - z) . \quad (4.21)$$

Látható, hogy a magnetotellurikus impedancia nemcsak a felszínen, hanem tetszőleges  $z$  mélységben is kifejezhető az észlelési pont alatt folyó áramrendszer súlypontjának mélysége segítségével.

*Magnetotellurikus 2-D esetben*

E-polarizációban

$$E_x(y, z) = i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z) \left[ j_x(y, z') - \frac{\partial H_z(y, z')}{\partial y} \right] dz' \quad (4.22)$$

$$H_y(y, z) = \int_z^\infty \left[ j_x(y, z') - \frac{\partial H_z(y, z')}{\partial y} \right] dz' \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} Z_{xy}(x, z) &= i\omega\mu \left\{ \frac{\int_z^\infty z' \left[ j_x(y, z') - \frac{\partial H_z(y, z')}{\partial y} \right] dz'}{\int_z^\infty \left[ j_x(y, z') - \frac{\partial H_z(y, z')}{\partial y} \right] dz'} - z \right\} = \\ &= i\omega\mu(z_E^* - z) \end{aligned} \quad (4.24)$$

H-polarizációban

$$E_y(y, z) = i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z) j_y(y, z') dz' - \int_z^\infty \frac{\partial E_z(y, z')}{\partial y} dz' \quad (4.25)$$

$$H_x(y, z) = - \int_z^\infty j_y(y, z') dz' \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} Z_{yx}(y, z) &= -i\omega\mu \left[ \frac{\int_z^\infty z' j_y(y, z') dz'}{\int_z^\infty j_y(y, z') dz'} - z \right] + \frac{\int_z^\infty \frac{\partial E_z(y, z')}{\partial y} dz'}{\int_z^\infty j_y(y, z') dz'} = \\ &= -i\omega\mu(z_H^* - z) + f(E_z). \end{aligned} \quad (4.27)$$

Végül az általános 3-D esetben a  $Z_{xy}(x, y, z)$  impedanciaelem az alábbiak szerint fogalmazható meg:

$$\begin{aligned} Z_{xy}(x, y, z) &= \frac{E_x}{H_y} = i\omega\mu \frac{\int_z^\infty z' \left[ j_x(x, y, z') - \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial y} \right] dz'}{\int_z^\infty \left[ j_x(x, y, z') - \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial y} \right] dz'} - \\ &\quad \frac{\int_z^\infty \frac{\partial E_x(x, y, z')}{\partial x} dz'}{\int_z^\infty \left[ j_x(x, y, z') - \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial y} \right] dz'} - i\omega\mu z = \\ &= i\omega\mu(z_{3-Dx}^* - z) + f_{3-Dx}(E_z) \end{aligned} \quad (4.28)$$

ahol

$$z_{3-Dx}^* = \frac{\int_z^\infty z' \left[ j_x(x, y, z') - \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial y} \right] dz'}{\int_z^\infty \left[ j_x(x, y, z') - \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial y} \right] dz'}$$



és

$$f_{3-Dx}(E_z) = \frac{- \int_z^{\infty} \frac{\partial E_x(x, y, z')}{\partial x} dz'}{\int_z^{\infty} \left[ j_x(x, y, z') - \frac{\partial H_z(x, y, z')}{\partial y} \right] dz'}$$

A többi impedanciaelem is hasonlóképpen fejezhető ki.

Az összefüggéseket közvetlenül nem alkalmaztuk egyetlen konkrét kutatási feladat megoldásában sem; azok hasznossága elsősorban a szemléletformálásban nyilvánul meg.

#### IV.6. Az új eredmények áttekintése

A felszínen, illetőleg a mélyben meghatározható elektromágneses térkomponenseket a mélybeli áramrendszer függvényeként fejeztem ki. A levezetett összefüggések segítségével (amelyekből néhányat az 4.1. táblázatban is összefoglaltam) a mélybeli áramrendszerhez kötődő fizikai jelentés adható a felszíni impedanciának, a látszólagos fajlagos ellenállásnak és a magnetotelurikus fázisnak.

A 4.1. táblázatban összegzett összefüggések szerint a felszínen a  $H_y$  és a  $H_x$  mágneses teret a felszín alatti áramsűrűség mélység szerinti integrálja határozza meg; az  $E_x$  és az  $E_y$  pedig szoros kapcsolatban van az áramsűrűség első nyomatékával. A felszíni impedancia (azaz az áramnyomaték és a teljes áram hányadosának  $i\omega\mu$ -szerese) egy olyan komplex mélységet ad meg, aminek valós része meghatározza a felszíni mágneses tér fázisával egyező fázisú ('inphase') áramrendszer súlypontmélységét, képzetes része pedig az ún. 'out-of-phase' áramrendszer súlypontmélységével van szoros kapcsolatban. Ez a definíció bizonyos mértékig különbözik Schmucker (1970) és Weidelt (1972) értelmezésétől, amely egyébként is csak egydimenziós esetekre korlátozódik. A felszíni impedancia mind egydimenziós, mind kétdimenziós esetben szoros kapcsolatban van az áramrendszer komplex mélységével:

– egydimenziós esetben

az impedancia valós része az 'out-of-phase' áramok, míg a képzetes része az 'inphase' áramok súlypontmélységét adja meg;

– E-polarizációban

a felszíni impedancia és a mélybeli áramrendszer komplex mélysége közötti arányosság megmarad, ha elvégezzük a  $j_E = j_x - \partial H_z / \partial y$  (vagy a  $j_E = j_y + \partial H_z / \partial x$ ) helyettesítést;

– H-polarizációban

az egydimenziós tag mellett megjelenik egy töltéseredetű, a vertikális elektromos tér dőlésmenti változását kifejező másik tag is.

A látszólagos ellenállásgörbék az ‘out-of-phase’ áramrendszer- és/vagy az ‘inphase’ áramrendszer súlypontmélységének függvényei. A fázisgörbe (a vízszintes elektromos és a mágneses térerősségkomponensek fázisainak különbsége) szoros kapcsolatban van a két súlypontmélység hányadosával.

Az érvényességi feltételek az alábbiak: (1) az eltolási áram elhanyagolhatósága, (2) az elektromágneses térkomponensek és azok első nyomatékai végtelen mélységben nullával legyenek egyenlők, (3) az elektromos permittivitás és a mágneses permeabilitás térben és a frekvencia függvényében állandó legyen.

Az összefüggések kiterjeszthetők a felszín alatti elektromágneses paraméterek és az észlelési szint alatti áramrendszerek kapcsolatára is.

Az A1. és A2. függelék a tértorzulási jelenségek további tárgyalását adja.

Az A1. függelék egy gyakorlati alkalmazást mutat be (a H-polarizációs fázisszelvény felhasználását vertikális határfelület két oldala közötti ellenállásarányának meghatározására); az A2. függelékben pedig összefoglaltam — Szarka (1991a) alapján — a potenciálok alakjait a magnetotellurika 1-D és 2-D alapeseteire és összegyűjtöttem néhány paraméterkombinációt azok lehetséges értelmezésével.

Az elektromágneses módszerek általánosan használt értelmezési paraméterei és a mélybeli árameloszlás közötti kapcsolat lehetővé teszi az alapvető fizikai jelenségek tisztázását, s ezáltal a magnetotellurikus és a többi frekvenciaszondázási módszer tényleges képességeinek reális áttekintését.

## V. A HÁROMDIMENZIÓS MAGNETOTELLURIKUS ANOMÁLIÁKRÓL

A komplex impedanciatenzor nyolc valós paramétert tartalmaz. Az elforgatási összefüggéseknek köszönhetően az egydimenziós eset egyetlen (komplex) impedanciaelemmel írható le, a kétdimenziós eset leírásakor pedig két komplex impedanciaelemre van szükség. Háromdimenziós esetben azonban még az elegendő paraméterek száma tekintetében sem alakult ki egyetértés a kutatók között. A háromdimenziós anomáliák leírásához az antidiagonális impedanciaelemeken kívül a forgatás közben soha nem nullázódó diagonális elemekre is szükség van. További kérdés, hogy két- és háromdimenziós esetben a diszperziós összefüggések (ld. 42. oldal) alkalmazhatók-e.

A háromdimenziós anomáliákat legtöbbször ellenállás- és fázisgörbék, illetőleg szelvények segítségével ábrázolják.

A numerikus modellezési eredmények megjelenése előtt csak néhány tanulmány kísérelte meg összefoglalni a háromdimenziós szerkezetek fölötti tértorzulások alapvető vonásait. Vozoff (1986, 1991) összefoglaló dolgozatai az összes ilyen jellegű tanulmányra hivatkoznak, de Berdichevsky és Dmitriev (1976) munkája — mint a szondázási görbék torzulásait összefoglaló legelső munka — külön is megemlítendő.

A háromdimenziós numerikus modellezés lehetővé válásával a legelső cikkek szerzőinek — érthetően — inkább saját elsőségük bizonyítása és módszerük helyességének igazolása volt céljuk, mintsem a 3-D tértorzulások legalapvetőbb jellegzetességeinek összefoglalása.

1992–1993-ban a Párizs melletti Orsay Egyetemen a Vasseur és Weidelt (1977) algoritmusán alapuló vékonyréteg-modellező programmal (Tarits, 1989) alkalmas volt vizsgálni az elektromágneses téranomáliákat különböző háromdimenziós elektromosan jólvezető modellek fölött.

A vékonyréteg-modellezés korlátozott vastagságú háromdimenziós modellek fölötti térszámításra alkalmas, egy behatárolt periódustartományban (ugyanis a skinmélységnek nagyobbak kell lennie, mint a jólvezető modell vastagságának).

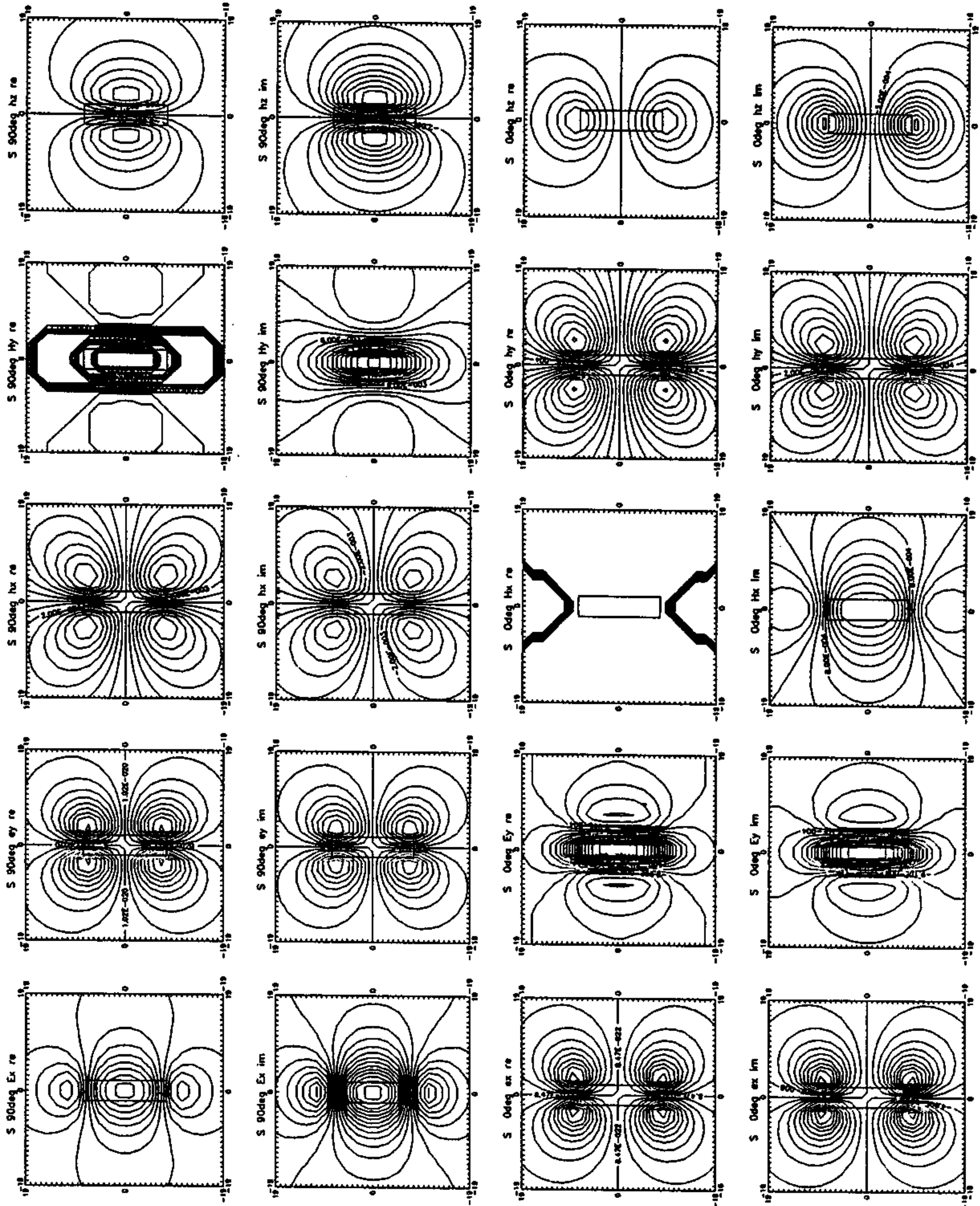
A megszorítások ellenére, azok tudomásul vételével a vékonyréteg-modellezés alkalmas eszköz a 3-D modellek széles családjának szisztematikus és gyors vizsgálatára. A technikai paraméterek mellőzésével (a teljes leírás Szarka et al. (1994a) tanulmányában található) ebben a fejezetben a vékonyréteg-modellezés segítségével elért legfontosabb eredményeket ismertetem, elsősorban Szarka et al. (1994a, b, c) alapján. A 3.5. ábrán összesített modellparaméterek alapján áttekintem a térkomponensek viselkedését és összefoglalom a különböző gerjesztési irányhoz tartozó sajátosságokat.

### V.1. A térkomponensek viselkedése

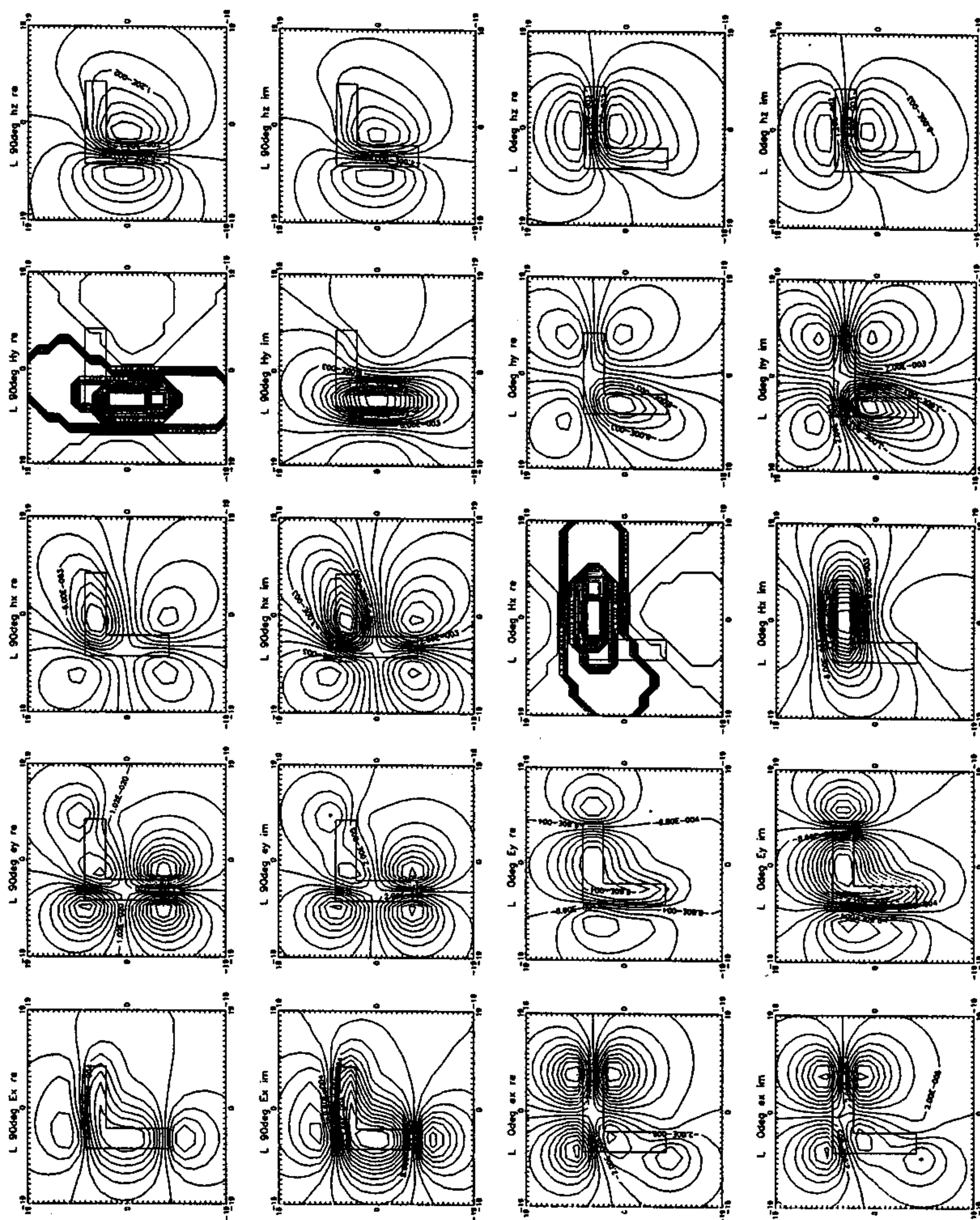
Az eddigi 3-D tanulmányokban kivétel nélkül a szondázási görbék torzulásait elemezték, ezért mindig is fontosnak tartottam az elektromos és a mágneses térösszetevők összefoglaló áttekintését.

Az 5.1. ábra 20 térkomponens-térképet (kétféle külső térirány esetén  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  és  $H_z$  valós és képzetes részeket) mutat egy jólvezető téglatest-modell fölött. A 5.2. és a 5.3. ábra L, illetve U-alakú modell esetére szemlélteti ugyanezeket a térösszetevő-térképeket. A morfológiai elemzés alapjául ezek a térképek szolgálnak. (A számításokat  $T = 225$  s-on végeztem, de a vékonyréteg-modellezés alsó periódushatárán,  $T = 14$  s-on is hasonló jellegű anomáliatérképeket kaptam.) A széles periódusintervallumban mutatkozó hasonló jelleg mellett a valós és képzetes összetevők hasonlósága is a galvanikus hatások uralkodását jelzi. (A 3-D egyenáramú tértorzulásról, amely a nagyperiódusú magnetotellurika határesetének látszik, Szarka (1984) mutatott be analóg modellezéssel nyert és a nagyperiódusú magnetotellurikus anomáliákra rendkívül hasonlító térképeket.)

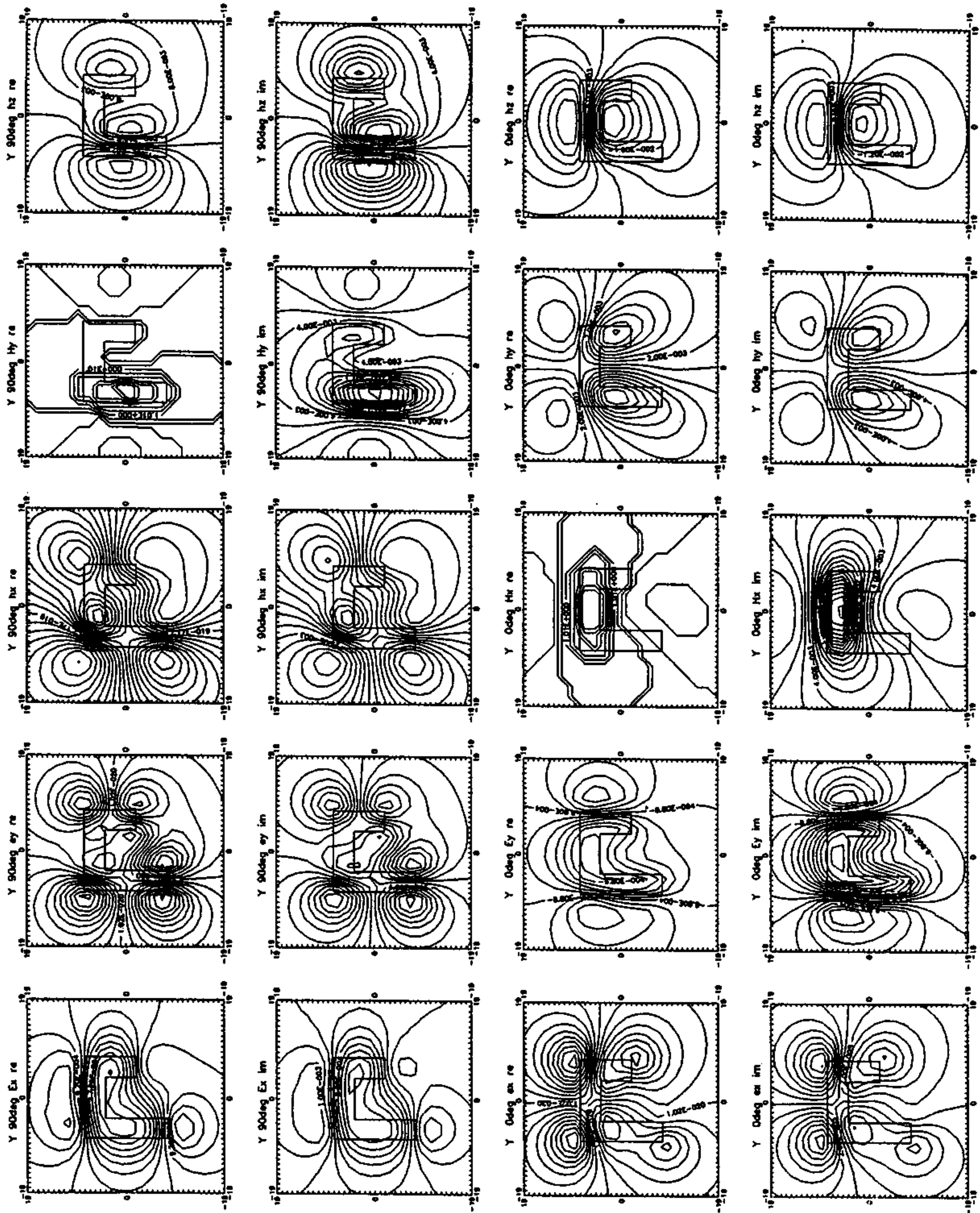
A kétféle térirányhoz tartozó (nagybetűs) fő- és (kisbetűs) mellékkomponenseket az 5.1. táblázat foglalja össze. (A kétfajta polarizáció a nagy és kisbetűs jelölés bevezetésével különböztethető meg a legegyszerűbben.) A táblázatban a gerjesztési iránynak megfelelő  $E_x$  és  $H_y$ , valamint  $E_y$  és  $H_x$  összetevőket  $E$  és  $H$  betűkkel, az ezekre merőleges összetevőket  $e$ -vel,



5.1. ábra: Valós ('re') és képzetes ('im') komponensek térképe a 3.5. ábrán szereplő "S" jelű téglatest-modell fölött  $T = 225$  s esetén. A  $+y$  tengely irányába (balról jobbra) mutató (90 deg jelű) mágneses gerjesztési irányhoz  $E_x$ ,  $e_y$ ,  $h_x$ ,  $H_y$  és  $h_z$ , a  $+x$  tengely irányába (alulról fölfelé) mutató (0 deg jelű) mágneses gerjesztési irányhoz  $e_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $h_y$  és  $h_z$  tartozik



5.2. ábra: Valós ('re') és képzetes ('im') komponensek térképe a 3.5. ábrán szereplő "L" alakú téglatest-modell fölött  $T = 225$  s esetén. A  $+y$  tengely irányába (balról jobbra) mutató (90 deg jelű) mágneses gerjesztési irányhoz  $E_x$ ,  $e_y$ ,  $h_x$ ,  $H_y$  és  $h_z$ , a  $+x$  tengely irányába (alulról fölfelé) mutató (0 deg jelű) mágneses gerjesztési irányhoz  $e_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $h_y$  és  $h_z$  tartozik



5.3. ábra: Valós ('re') és képzetes ('im') komponensek térképe a 3.5. ábrán szereplő "U" alakú téglatest-modell fölött  $T = 225$  s esetén. A +y tengely irányába (balról jobbra) mutató (90 deg jelű) mágneses gerjesztési irányhoz  $E_x$ ,  $e_y$ ,  $h_x$ ,  $H_y$  és  $h_z$ , a +x tengely irányába (alulról fölfelé) mutató (0 deg jelű) mágneses gerjesztési irányhoz  $e_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $h_y$  és  $h_z$  tartozik

illetőleg  $h$ -val jelölöm. A függőleges mágneses összetevő jele minden esetben  $h_z$ , mert függőleges mágneses tér a magnetotellurikában kizárólag laterális inhomogenitások hatására keletkezik.

5.1. táblázat: Az elektromos és mágneses térerősség fő- és mellékkomponensei a gerjesztő mágneses térirány függvényeként.  $x$  északra,  $y$  keletre mutat

A gerjesztő H-tér északi irányához képesti térirány az óramutató járása szerint	Térösszetevő				
	$E$	$e$	$H$	$h$	$h_z$
0° ('0 deg')	$E_y$	$e_x$	$H_x$	$h_y$	$z_0$
90° ('90 deg')	$E_x$	$e_y$	$H_y$	$h_x$	$z_{90}$

A téglatest-modell fölötti  $E$ ,  $H$  és  $h_z$  térképek alapvető sajátosságai ismertnek tekinthetők. ( $E$ : térerősség-csökkenés a középpont fölött, valamint "oldalmaximumok" az árambefolyási és kifolyási helyek fölött;  $H$ : térerősség-növekedés a középpont fölött, "oldalminimumok" az árambefolyási- és kifolyási helyek fölött;  $h_z$ : ellentétes előjelű anomáliák a szemközti oldalak környékén), s azok módosulása az L és U alakú modellek fölött nyomon követhető. (Az elnyúlt téglatest-modell fölött a '0 deg' jelű gerjesztési irány a kétdimenziós E-polarizációra, míg a '90 deg' jelű gerjesztési irány a H-polarizációra emlékeztet.)

Az  $e$  és  $h$  komponensek a téglatest-modellen kívül, a sarkoknál jelennek meg.  $e$  és  $h$  módosulása a modell L-, majd U-alakúra válásával sokkal jelentősebb, mint az  $E$  és  $H$  komponenseké: az  $e$ -térképeken minden új sarok fölött újabb térerősség-szélsőérték képződik, míg a  $h$ -térképeken a régi és új térerősség-szélsőértékek — a mágneses tér integrált jellegének megfelelően — összeolvadnak.

Az 5.2. táblázatban az impedancia-tenzor elemeinek definíciói mellett a számlálóban szereplő tagok (a gerjesztő mágneses tér intenzitásához viszonyított) jellemző számértékei szerepelnek. Megállapítható, hogy minden egyes impedancia-elem morfológiáját lényegében a számláló egyik (az 5.2. táblázat



vastag betűvel szedett) tagja határozza meg. A táblázatban szereplő formulák használhatóságáról az egzakt és a közelítő képletekkel meghatározott impedancia-térképek összehasonlításával győződhetünk meg.

Megjegyzem, hogy Schmucker (1994, személyes közlés) javaslatára az impedanciaelemek meghatározó és elhanyagolható elemei közötti viszonyt más háromdimenziós programokkal is meg fogjuk vizsgálni.

5.2. táblázat: Az L modellre vonatkozó impedancia-tenzor elemek számlálóban szereplő két tagjának numerikus értéke. Mindig a meghatározó tag a vastagbetűs

Az impedancia-tenzor elemeinek definíciója	A számláló tagjai és nagyságrendjük		Az impedancia-tenzor elemeinek célszerű közelítése
$Z_{xx} = \frac{e_x H_y - E_x h_y}{H_x H_y - h_x h_y}$	$ e_x H_y $ $10^{-5} \cdot 1$	$ E_x h_y $ $10^{-4} \cdot 10^{-3}$	$Z_{xx} \sim \frac{e_x}{H_x}$
$Z_{xy} = \frac{E_x H_x - e_x h_x}{H_x H_y - h_x h_y}$	$ e_x h_x $ $10^{-5} \cdot 10^{-3}$	$ E_x H_x $ $10^{-4} \cdot 1$	$Z_{xy} \sim \frac{E_x}{H_y}$
$Z_{yx} = \frac{E_y H_y - e_y h_y}{H_x H_y - h_x h_y}$	$ E_y H_y $ $10^{-4} \cdot 1$	$ e_y h_y $ $10^{-5} \cdot 10^{-3}$	$Z_{yx} \sim \frac{E_y}{H_x}$
$Z_{yy} = \frac{e_y H_x - E_y h_x}{H_x H_y - h_x h_y}$	$ E_y h_x $ $10^{-4} \cdot 10^{-3}$	$ e_y H_x $ $10^{-5} \cdot 1$	$Z_{yy} \sim \frac{e_y}{H_y}$

## V.2. A tenzor-invariánsok és a skew

A magnetotellurikus értelmezésben a  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  tenzor-invariánsok (Vozoff, 1991)

$$c_1 = Z_{xx} + Z_{yy} \quad (5.1)$$

$$c_2 = Z_{xy} - Z_{yx} \quad (5.2)$$

$$c_3 = Z_{xy} Z_{yx} - Z_{xx} Z_{yy} \quad (5.3)$$

és a belőlük leszarmaztatott mennyiségek, például az  $\alpha$  jelölésű “skew” (skew = ferdeség, aszimmetria)

$$\alpha = \frac{c_1}{c_2} = \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{Z_{xy} - Z_{yx}} \quad (5.4)$$

kulcsszerepet játszanak. (Fischer (1994) és Lilley (1976, 1993) másfajta invariánsokat is defináltak.)

A skew-t például az első numerikus modellezési eredmények (Jupp és Vozoff 1976, Reddy et al., 1977) alapján kifejezetten háromdimenziós indikátorként könyvelték el.

Az 5.2. táblázatban szereplő kifejezések alapján, az ott vastagbetűs tényezők meghagyásával

$$\alpha \sim \frac{e_x H_y + e_y H_x}{E_x H_x - E_y H_y} \quad (5.5)$$

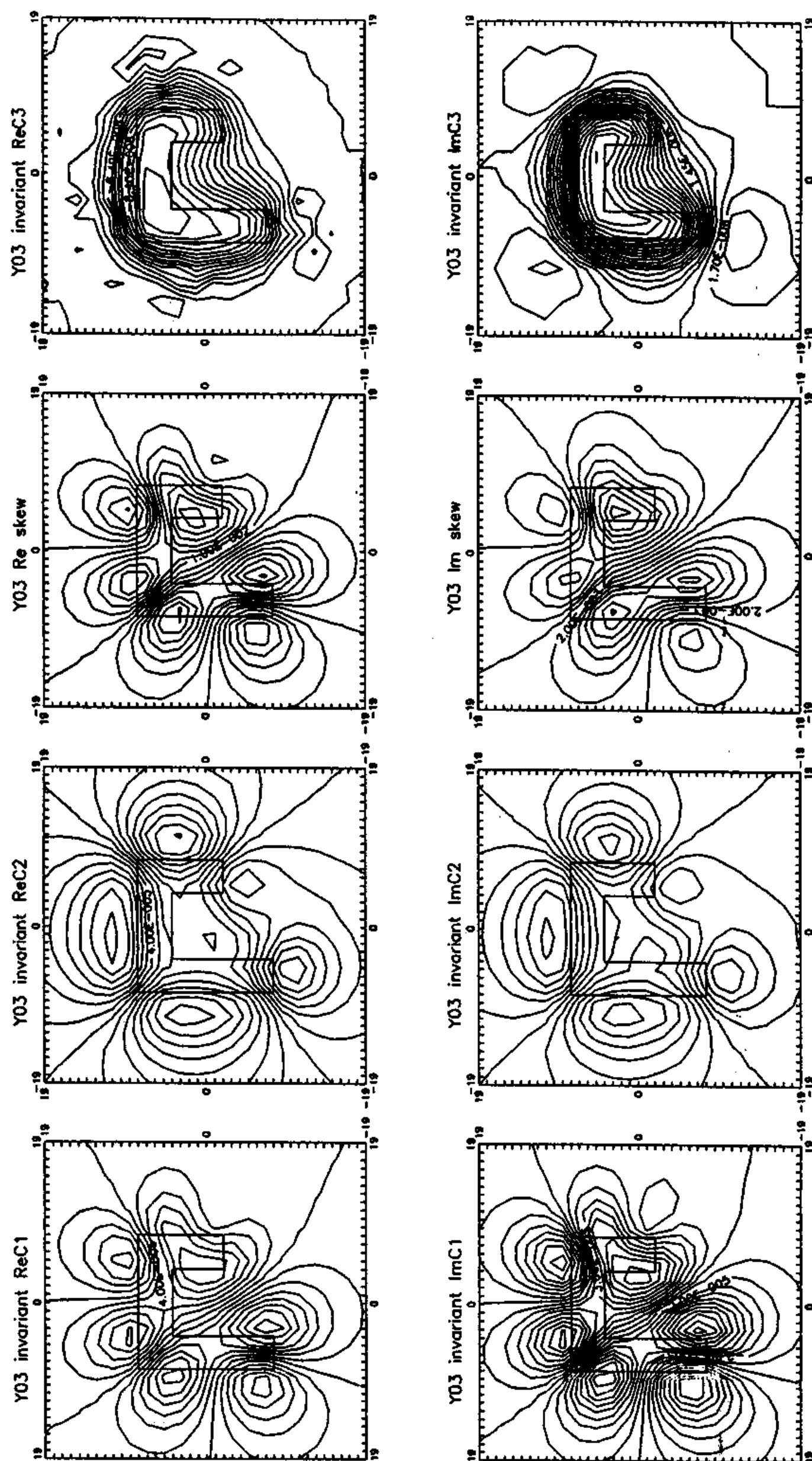
alakban írható. Miután azonban a  $H_x$  és  $H_y$  területi változása közötti különbség a nem szélsőségesen elnyúlt szerkezetek fölött meglehetősen kicsiny, a skew

$$\alpha \sim \frac{e_x + e_y}{E_x - E_y} \quad (5.6)$$

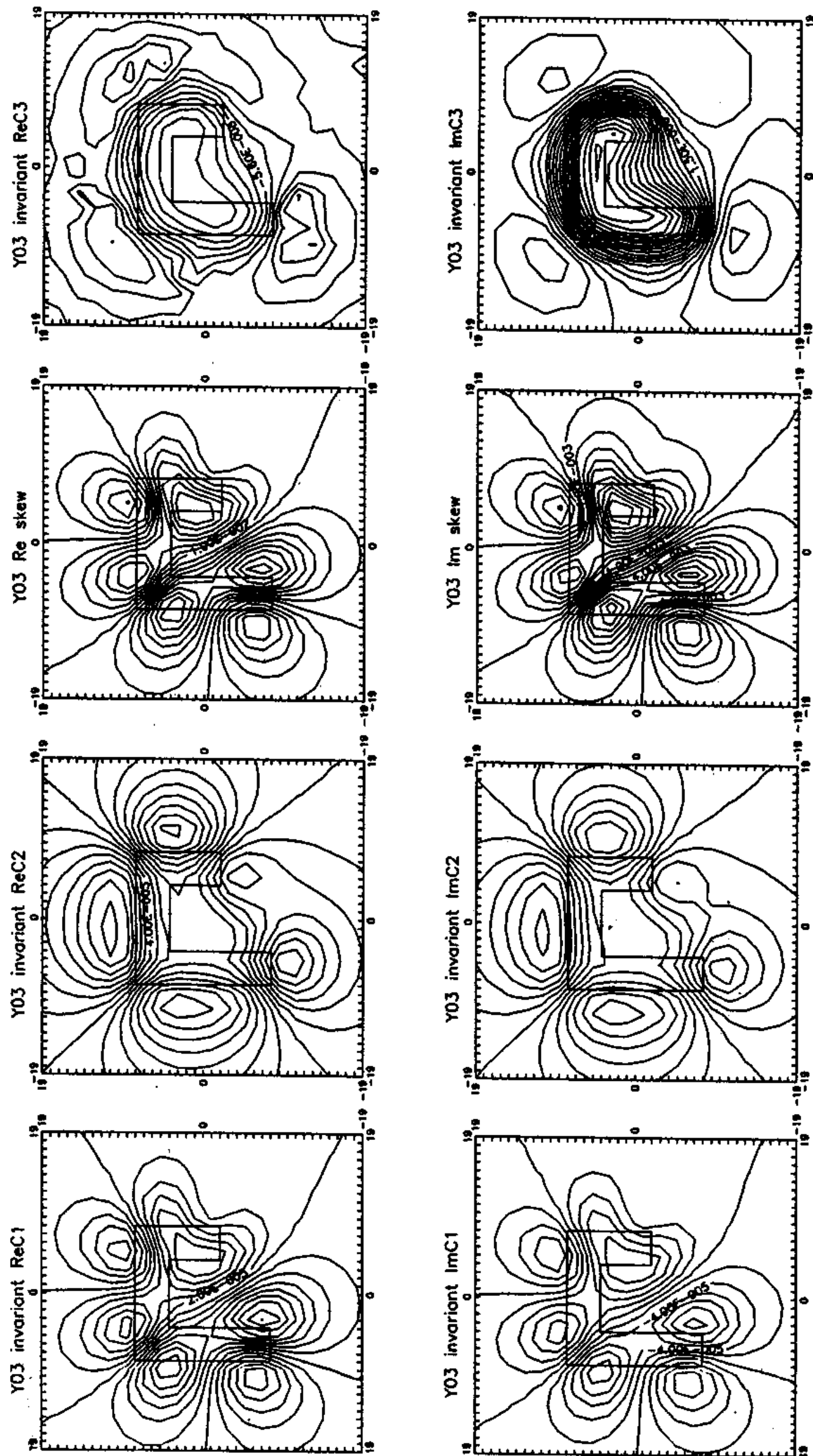
alakúra egyszerűsödik. (Az egyszerűsítés jogossága térképek összehasonlításával igazolható: az U alakú modell fölött az egzakt. és a közelítő formulával számított skew-térképek jó egyezése (5.4. és 5.5. ábrák) az állítást kielégítően alátámasztja.) Miután  $E_x$  és  $E_y$ , továbbá  $e_x$  és  $e_y$  ellentétes előjelű, a skew háromdimenziós modellek fölötti képét a kétféle gerjesztőirányhoz tartozó másodlagos elektromos térösszetevők különbsége fogja meghatározni.

Az 5.6. ábra a skew hatásmechanizmusát mutatja. Ha a külső elektromos tér egy téglatestmodell hosszabb vízszintes oldalával párhuzamos, akkor az áramcsatornázódás, s vele együtt a másodlagos komponens sokkal nagyobb, mint akkor, ha a külső elektromos tér a rövidebb vízszintes oldallal párhuzamos. (Ez a magyarázata annak a tapasztalatnak, hogy a skew-szélsőértékek nem pontosan a sarkok fölött, hanem a hosszabb vízszintes oldalak felé eltolódva jelennek meg.)

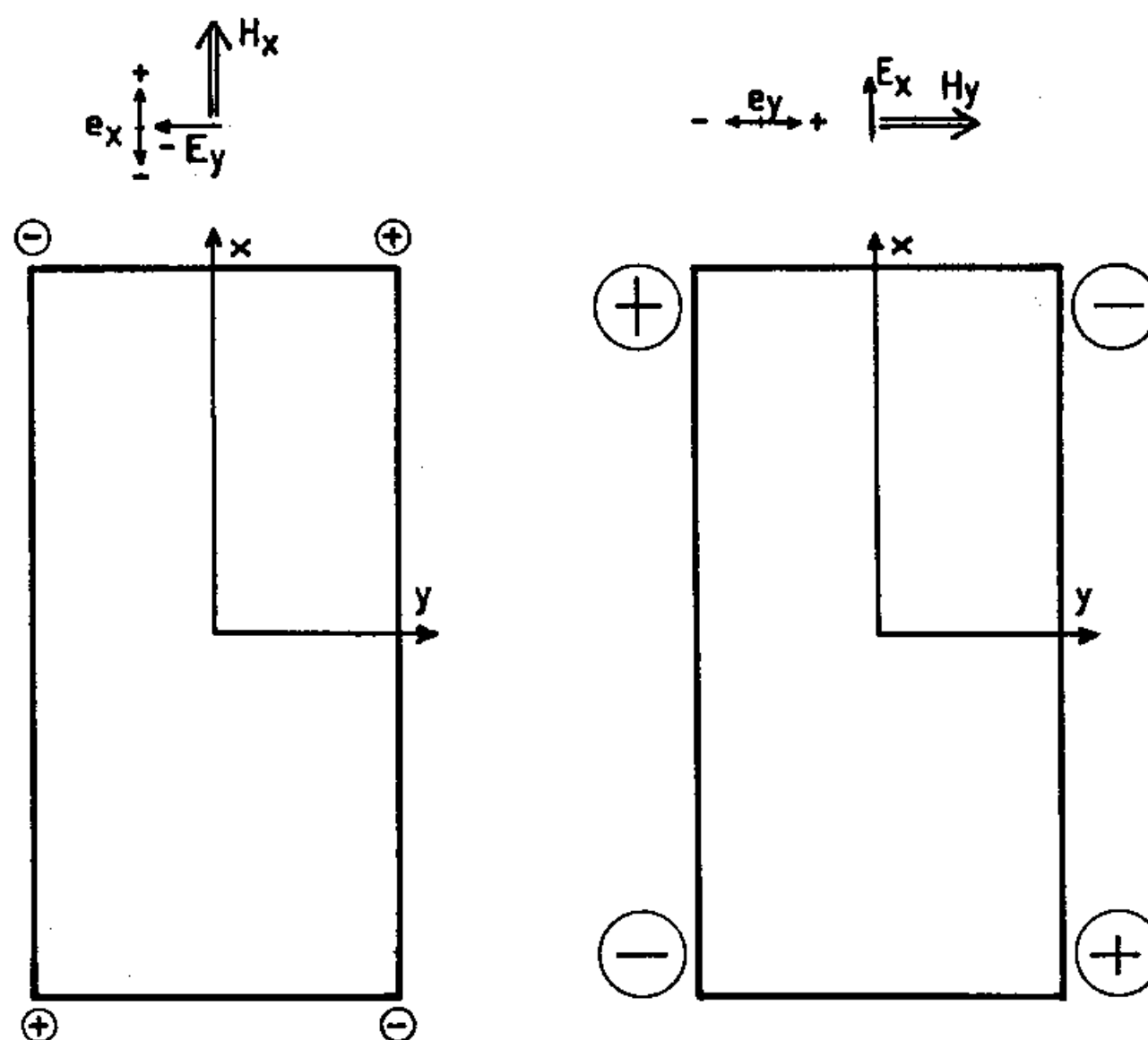
A skew ( $c_1$ ),  $c_2$  és  $c_3$  képzetes részét a három különböző modell fölött térképszerűen ábrázolva (5.7. ábra) és a térképeket összehasonlítva



5.4. ábra: A  $c_1$ ,  $c_2$  és  $c_3$  invariánsok, továbbá a skew térképe U alakú modell fölött egzakt impedancia- és skew formulák használatával ( $T = 225$  s)



5.5. ábra: A  $c_1$ ,  $c_2$  és  $c_3$  invariánsok, továbbá a skew térképe U alakú modell fölött közelítő impedancia- és skew formulák használatával ( $T = 225$  s)

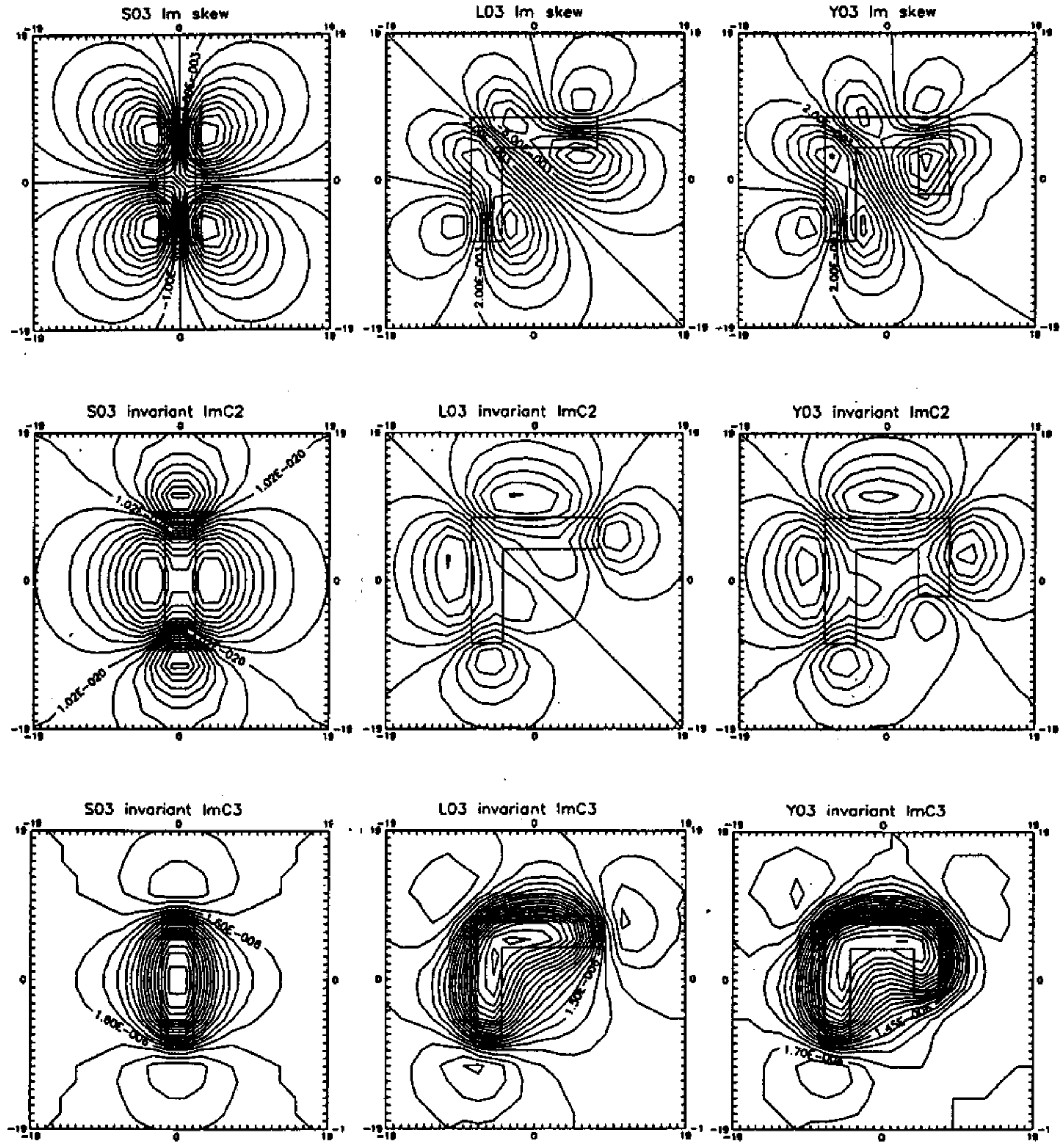


5.6. ábra: A másodlagos elektromos térkomponens (bal oldalon:  $e_x$  jobb oldalon:  $e_y$ ) pozitív és negatív előjelű megjelenései két különböző térgerjesztés (bal oldalon:  $H_x$  és  $E_y$ , jobb oldalon  $H_y$  és  $E_x$ ) esetén egy vékonyréteg-téglatest körül. A körök nagysága a másodlagos elektromos térkomponensek abszolút értékével arányos.  $|e_y| > |e_x|$ , mivel az áramcsatornázódás egy elnyúlt modell fölött sokkal nagyobb akkor, ha  $E$  a hosszabbik oldalal párhuzamos

az 5.3. táblázatban összefoglalt kvalitatív következtéseket tehetjük:

1. A modell felülnézeti rajzának bonyolódásával  $c_1$  és a skew kapcsolata a modellparaméterekkel határozottan romlik.
2. A téglatest-modell fölött nem igazán tökéletes "oldal"-jelző  $c_2$  egyre bonyolultabb modellek fölött is követi a modell oldalfalait.
3. A determinánsként (Berdichevsky-determinánsként) ismert  $c_3$  határozottan jobban követi az L és U alakú modellek felülnézetét, mint az egyszerű téglatestmodellét.

Megjegyzendő még, hogy Szarka et al. (1994a) ugyanezeket a modelleket



5.7. ábra: A skew, a  $c_2$  és  $c_3$  képzetes részének térképe elnyúlt téglatest, L-alakú és U-alakú jólvezető vékonyréteg-modellek fölött ( $T = 225$  s)

használva kimutatta, hogy a  $\vartheta$  gerjesztési irány-függő

$$\beta(\vartheta) = \frac{Z_{11}(\vartheta) - Z_{22}(\vartheta)}{Z_{12}(\vartheta) + Z_{21}(\vartheta)} \sim \frac{e_1(\vartheta) - e_2(\vartheta)}{E_1(\vartheta) + E_2(\vartheta)} \quad (5.7)$$

ellipticitás aszimmetrikus 3-D modell fölött minden kapcsolatot elveszít a modell-geometriával, így használatát értelmetlennek tartom.

5.3. táblázat: A tenzor-invariánsok és a skew megbízhatóságának kvalitatív értékelése különböző modell-alakok esetén

Paraméter	Modell		
	téglatest	L-alakú	U-alakú
$c_1$ és skew	“sarok” jelző	?	hasznavehetetlen
$c_2$	megbízható oldal-jelző	megbízható oldal-jelző	megbízható oldal-jelző
$c_3$	alak-jelző	jó alak-jelző	nagyon jó alak-jelző

$c_1$  és a skew még a gyakorlatban elképzelhetetlenül sok  $20 \times 20$  mérési pontot feltételezve is meglehetősen bizonytalan kapcsolatban van a modell felülnézetével. A gyakorlatban sokkal kevesebb mérési pontból kell következtetéseket levonni. Ráadásul a  $c_1$ - és a skew-térképeket (nem beszélve az ellipticitásról) kevesebb pontból megrajzolva rendkívül szeszélyesen változó anomáliát kapnánk, míg a  $c_2$ - és  $c_3$ -térképek állandóbbak maradnának. Mindez a  $c_2$  és  $c_3$  paraméterek robusztusságát jelzi.

A Berdichevsky-determinánsról Rangayanaki (1984) kimutatta, hogy a kétdimenziós pszeudoszervényen messze a legjobb ábrázolási formát jelenti. Ezen tanulmány a determinánst más szempontból, a 3-D alakleképezés szempontjából találta optimálisnak.

### V.3. Áramcsatornázás háromdimenziós modellekben

Általánosan elfogadott szokás a 3-D tértorzulások vizsgálatát két, egymásra merőleges térgerjesztés esetére korlátozni, de él az elforgatott szerkezetek fölött kialakuló anomáliák közvetlen tanulmányozásának igénye is. A kutatók

előzetes, eredendően optimista várakozása szerint a gerjesztő tér irányát for-  
gatva az anomáliaképnek kötődnie kell a szerkezet tényleges elhelyezkedéséhez,  
méreteihez.

Egy mesterséges frekvenciaszondázási analóg modellezési kísérlet (Szarka,  
1991) rámutatott arra, hogy a vízszintes elektromos és mágneses komponens  
ábrázoló térképeken a főanomália elnyúlási iránya és a szerkezet között sem-  
miféle látható kapcsolat nincs. (30, 60 és 90°-os elforgatás esetén egyedül a  $H_z$ -  
komponens  $H_z = H_z$  normál izovonalai mutatkoztak párhuzamosnak a szerkezet  
elnyúlási irányával.) Ugyanakkor az 5.8. ábra elektromos térképein az áram  
be- és kifolyási környezeteként értelmezhető "oldalanomáliák" határozottan  
az elnyúlt modell végeinél tűnnek fel.

Az eredmények szerint feltételezhető, hogy a téglatest alakú modellekben  
folyó áramirányra nézve az oldalanomáliák középpontjai által meghatározott  
irány elfogadható becslést jelent. Ebből az apró felismerésből kiindulva  
vékonyréteg-modellezéssel megkíséreltem meghatározni a külső gerjesztő tér  
irányának és a belső áramiránynak az összefüggését különböző oldalhosszúság-  
arányú téglatest-modellek esetén.

A gerjesztő tér irányát  $\vartheta = 15, 30, 45, \dots$  fokkal elforgatva, az elforgatott  
impedanciatenzor elemeire a

$$Z_{11} = Z_{xx} \cos \Theta \cos \Theta + Z_{xy} \sin \Theta \cos \Theta + Z_{yx} \sin \Theta \cos \Theta + Z_{yy} \sin \Theta \sin \Theta \quad (5.8)$$

$$Z_{12} = -Z_{xx} \sin \Theta \cos \Theta + Z_{xy} \cos \Theta \cos \Theta - Z_{yx} \sin \Theta \sin \Theta + Z_{yy} \sin \Theta \cos \Theta \quad (5.9)$$

$$Z_{21} = -Z_{xx} \sin \Theta \cos \Theta - Z_{xy} \sin \Theta \sin \Theta + Z_{yx} \cos \Theta \cos \Theta + Z_{yy} \sin \Theta \cos \Theta \quad (5.10)$$

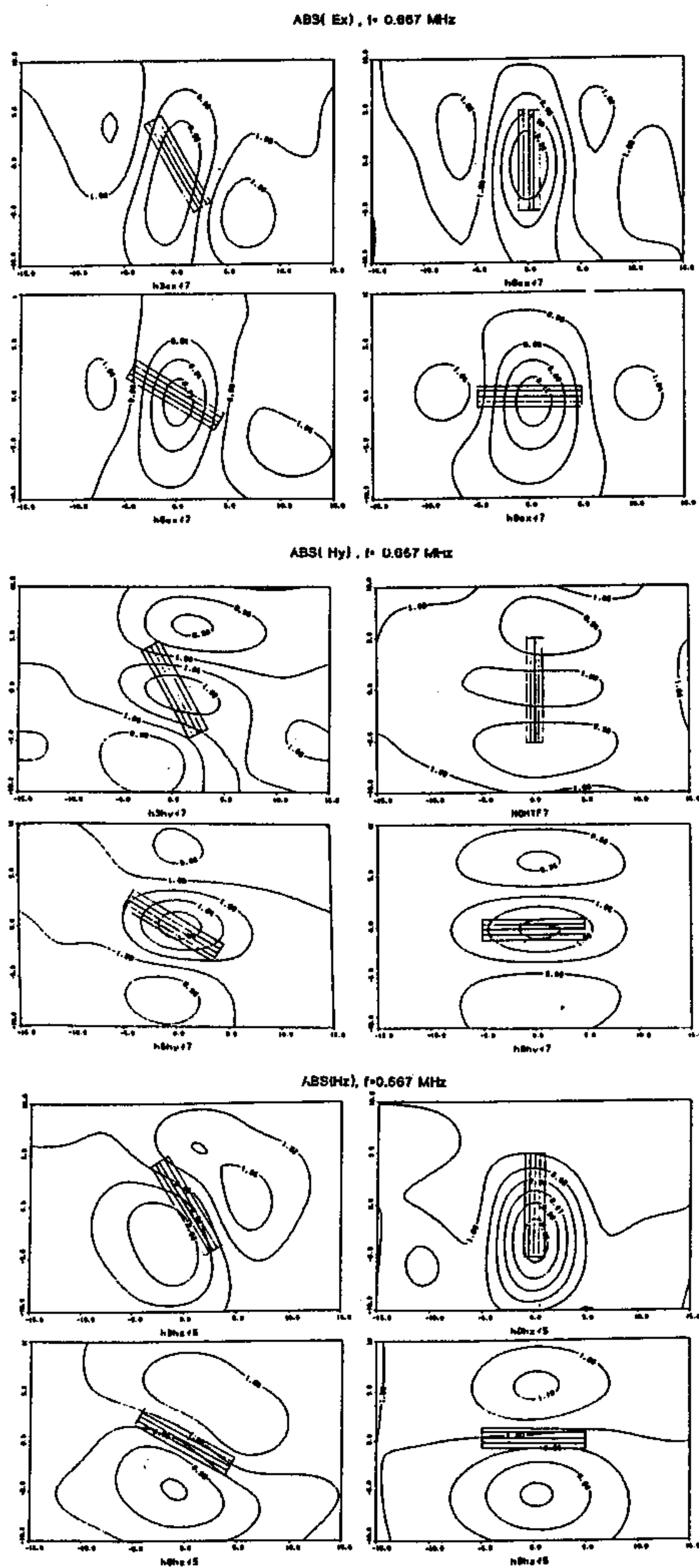
$$Z_{22} = Z_{xx} \sin \Theta \sin \Theta - Z_{xy} \sin \Theta \cos \Theta - Z_{yx} \sin \Theta \cos \Theta + Z_{yy} \cos \Theta \cos \Theta \quad (5.11)$$

a tipper-elemekre a

$$Z_1 = Z_x \cos \Theta + Z_y \sin \Theta \quad (5.12)$$

$$Z_2 = -Z_x \sin \Theta + Z_y \cos \Theta \quad (5.13)$$





5.8. ábra: Modell nélküli feltérre normált  $4-4 E_x$  (fent),  $H_y$  (középen) és  $H_z$  (lent) térkép távoli  $x$  irányú horizontális elektromos dipólus terében a modell  $x$  irányhoz képesti 0, 30, 60 és 90°-os elforgatásával

képleteket alkalmazva  $b/a = 1, 1/2$  és  $1/8$  oldalhosszúság-arányú vékonyréteg-téglatestek esetére ábrázoltam az eredményként adódó  $\varrho_{12}$ ,  $\varphi_{12}$  és  $Z_2$  térképeket (5.9. ábra). ( $Z_x$ ,  $Z_y$ ,  $Z_1$  és  $Z_2$  a mágneses átviteli függvény forgatás előtti-, illetve -utáni elemei.) Cagniard-féle ellenállást számítottam, mivel a különböző ellenállásdefinícióknak megfelelő térképeken az oldalanomáliák középpontjai egybeesőnek látszottak.

Az analóg modellezési eredmények, a leírt megfontolások alapján feltételeztem, hogy a  $\varrho_{12}$  térképeken az oldalmaximumok középpontjait összekötő irány megadja a testben folyó áram közelítő irányát, amit  $\vartheta_c$ -vel jelöltem.

A  $\vartheta_c = f(\vartheta)$  összefüggést a három különböző modellre az 5.10. ábra foglalja össze.

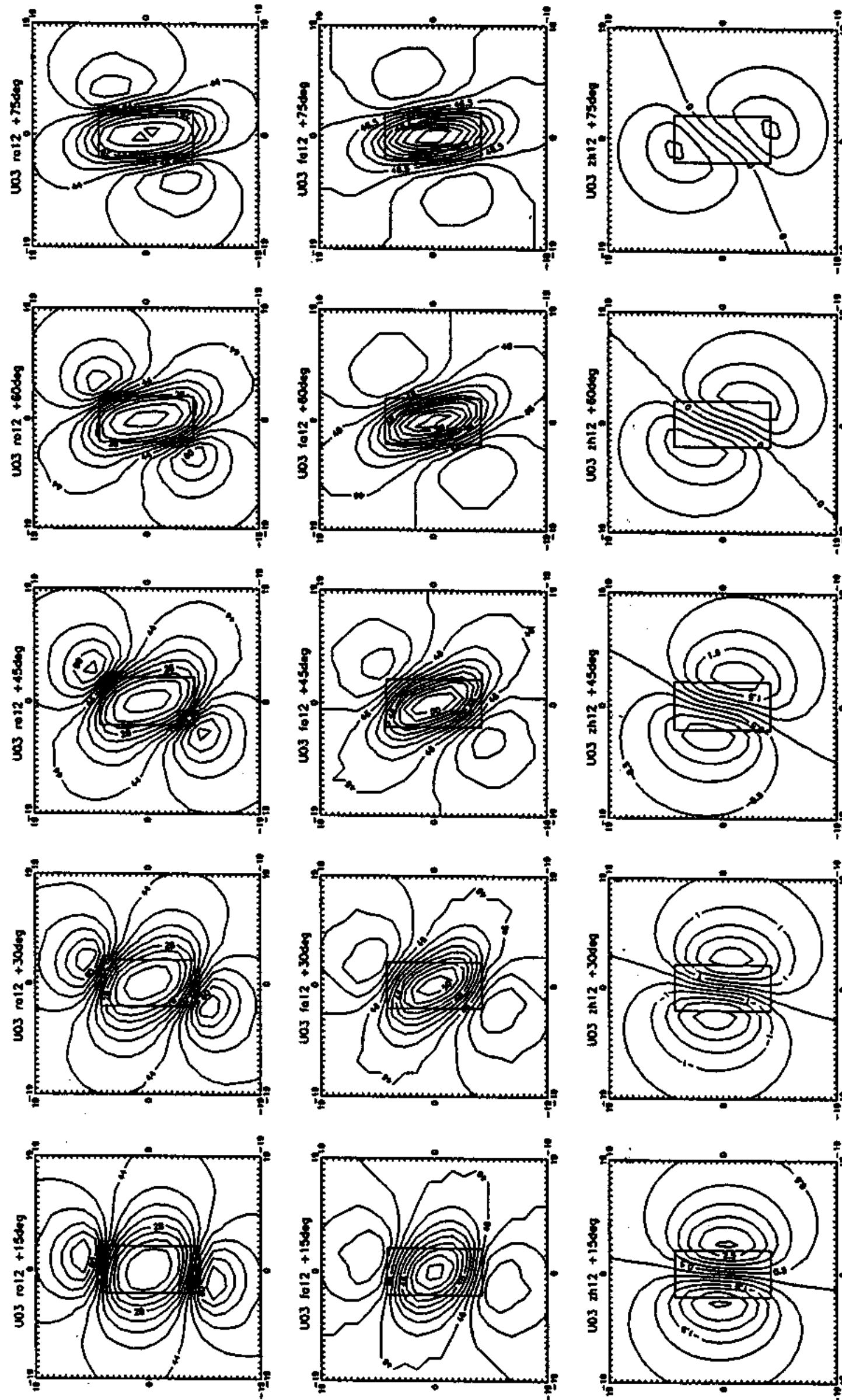
A leginkább elnyúlt ( $b/a = 1/8$ ) modell esetében  $\vartheta_c$  egy meglehetősen széles tartományban alig reagál a  $\vartheta$  megváltozására. Amennyiben a külső tér a hossz tengelyre merőleges iránytól egy kicsit tovább fordul, a modellbeli áramirány hirtelen átbillen az ellenkező irányba.

A négyzetes felülnézetű ( $b/a = 1$ ) modellnek megfelelő görbe a  $\vartheta_c = \vartheta$  egyenes  $(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4})$  pontjára nézve középpontosan szimmetrikus, jelezve, hogy kifejezetten az átlók iránya a legjellemzőbb áramirány.

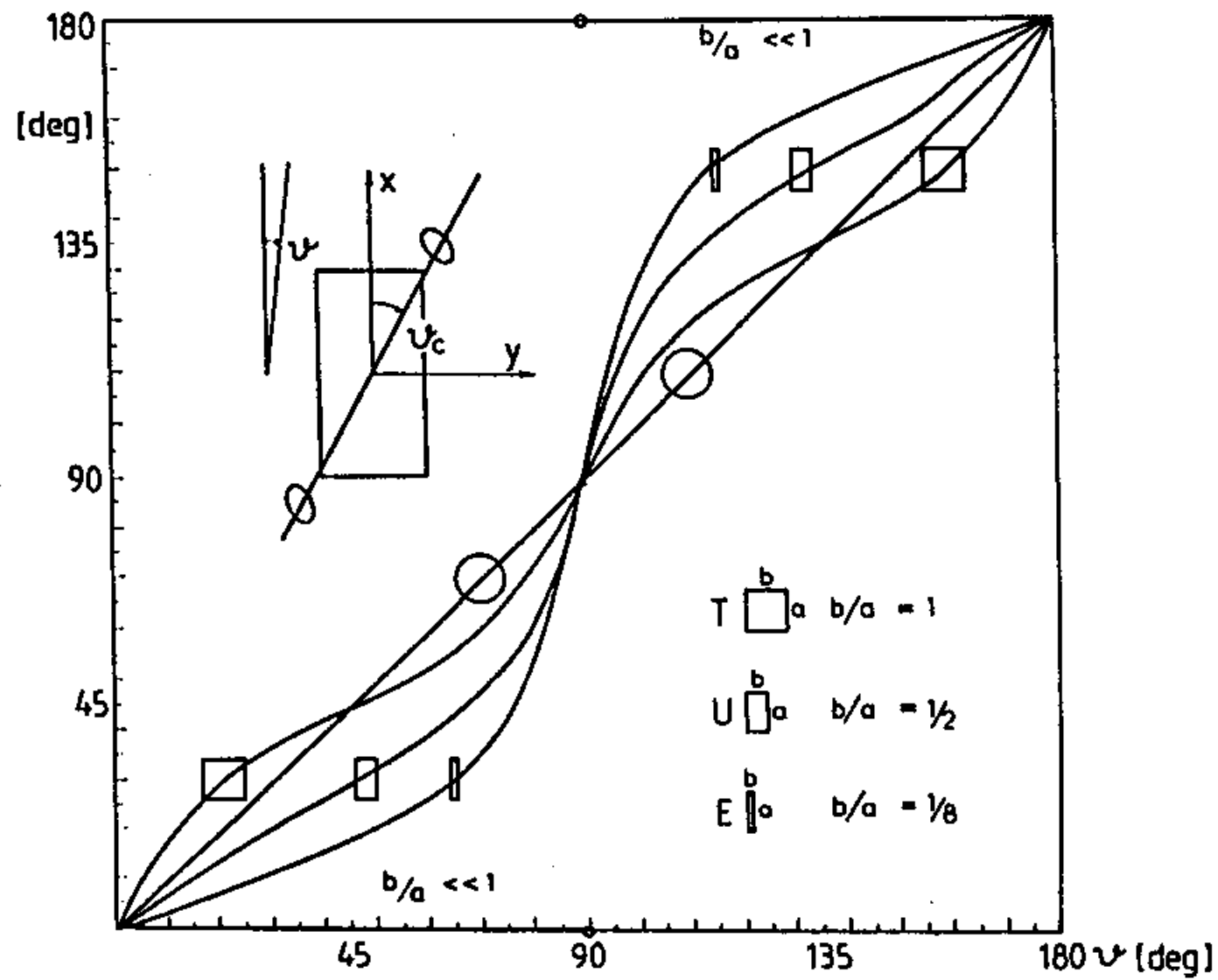
A  $b/a = 1/2$  modellnek megfelelő  $\vartheta_c = f(\vartheta)$  görbe esetén a leginkább preferált áramirány valahol a hossz tengely és az átló iránya közötti tartományban van.

A számítások alapján két szélsőséges, nem számított esetre is lehet következtetést levonni:

- (1) Tökéletesen hengersizmetrikus modell esetén a modellbeli áramirány mindig azonos lenne a gerjesztő tér irányával ( $\vartheta_c \equiv \vartheta$ ).
- (2) Rendkívül vékony  $b/a \ll 1$  határesetben az eredménygörbe  $0 \leq \vartheta < \frac{\pi}{2}$  esetén  $\vartheta_c = 0$  volna,  $\frac{\pi}{2} < \vartheta \leq \pi$  esetén  $\vartheta_c = \pi$ , s csak  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  esetén lenne  $\vartheta_c = \frac{\pi}{2}$ . Ez azt jelenti, hogy vékony, hosszan elnyúlt 3-D modellekben — hacsak a gerjesztő tér iránya nem pontosan merőleges a hosszabbik oldalra — az áram a modellben kizárólag vagy egyik, vagy másik hosszanti irányba folyik.



5.9. ábra:  $\Theta = 15, 30, 45, 60$  és  $75^\circ$ -kal elforgatott  $\varrho_{12}$ ,  $\varphi_{12}$  és  $ImZ_2$  térképek  $b/a = 1/2$  vékonyréteg-téglatest fölött



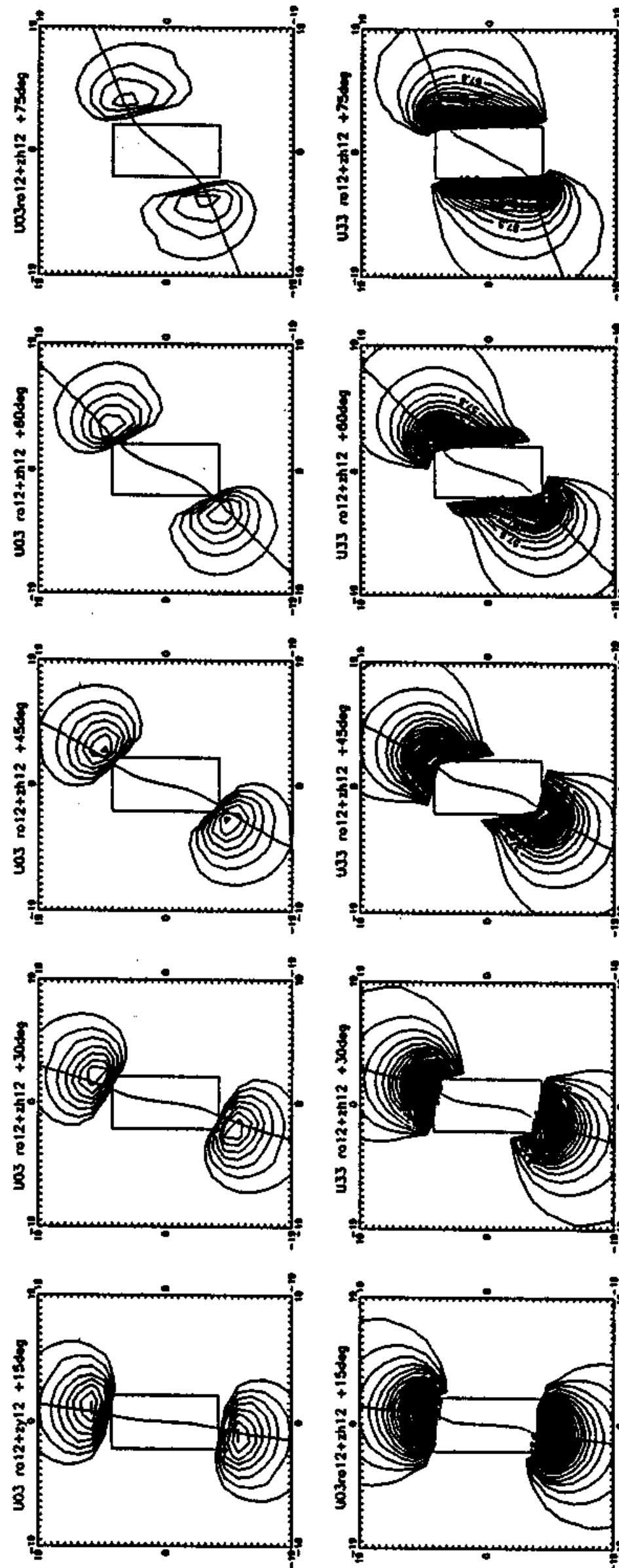
5.10. ábra: A gerjesztő tér  $\vartheta$  és az oldalanomáliák középpontjait összekötő egyenesek  $\vartheta_c$  iránya, azaz a belső áramirány közötti összefüggés  $b/a = 1, 1/2$  és  $1/8$  arányú vékonyréteg-téglatestekre

A  $\vartheta_c = f(\vartheta)$  függvényre a tipper-térképek alapján is hasonló összefüggést kaptam. Figyelemre méltó, hogy a  $H_z = 0$  vonalak nemcsak a felszínen, hanem a mélyben is nagyjából a  $\varrho_{12}$  oldalanomáliák maximumain haladnak át, amint erről a  $b/a = 1/2$  esetre vonatkozó  $\varrho_{12}$ -oldalanomáliákat és a  $H_z = 0$  vonalakat egyaránt feltüntető térképsorozat (5.11. ábra) tanúskodik.

Mivel tudjuk, hogy

- a) az oldalanomáliák maximumai a fő árambefolyási és kifolyási helyeken kialakuló felületi töltésfelhalmozódásokkal vannak kapcsolatban,
- b) egy egyenes áramvonal fölött  $H_z = 0$ ,

ezért a  $H_z = 0$  vonalak áthaladása az oldalanomália-maximumok középponti részein azt jelenti, hogy a  $H_z = 0$  vonal alapján a modellen belüli (térbeli) áramfolyás fő sodorvonaláról, az oldalanomália-maximumok alapján pedig az áram belépési és kilépési helyeiről kapunk információt.



5.11. ábra: A  $H_z = 0$  vonalak és a  $\rho_{12}$  térképek oldalanomáliának összerajzolása a  $b/a = 1/2$  oldalhosszúság-arányú vékonyréteg-modell fölött ( $T = 225$  s). Felső sor: felszíni kép, alsó sor: 2 km mélységű anomáliatérkép

A  $H_z = 0$  vonal és az ellenállás-oldalanomáliák maximumainak összefüggése bonyolultabb geometriájú modell esetén is érvényes marad, amint ezt az 5.12. ábra mutatja.

Emlékeztetni kell az olvasót arra, hogy kétdimenziós esetben a  $H_z$  a "töltésmentes" esetként elkönyvelt "E-polarizáció" jellemzője, s most a háromdimenziós vizsgálatok során a  $H_z = 0$  vonalnak a határfelületi töltésekkel való szoros kapcsolatára mutattam rá. A látszólagos ellentmondás feloldásának a kulcsa az, hogy a "töltésmentes" E-polarizációban a töltések végtelen távolban vannak.

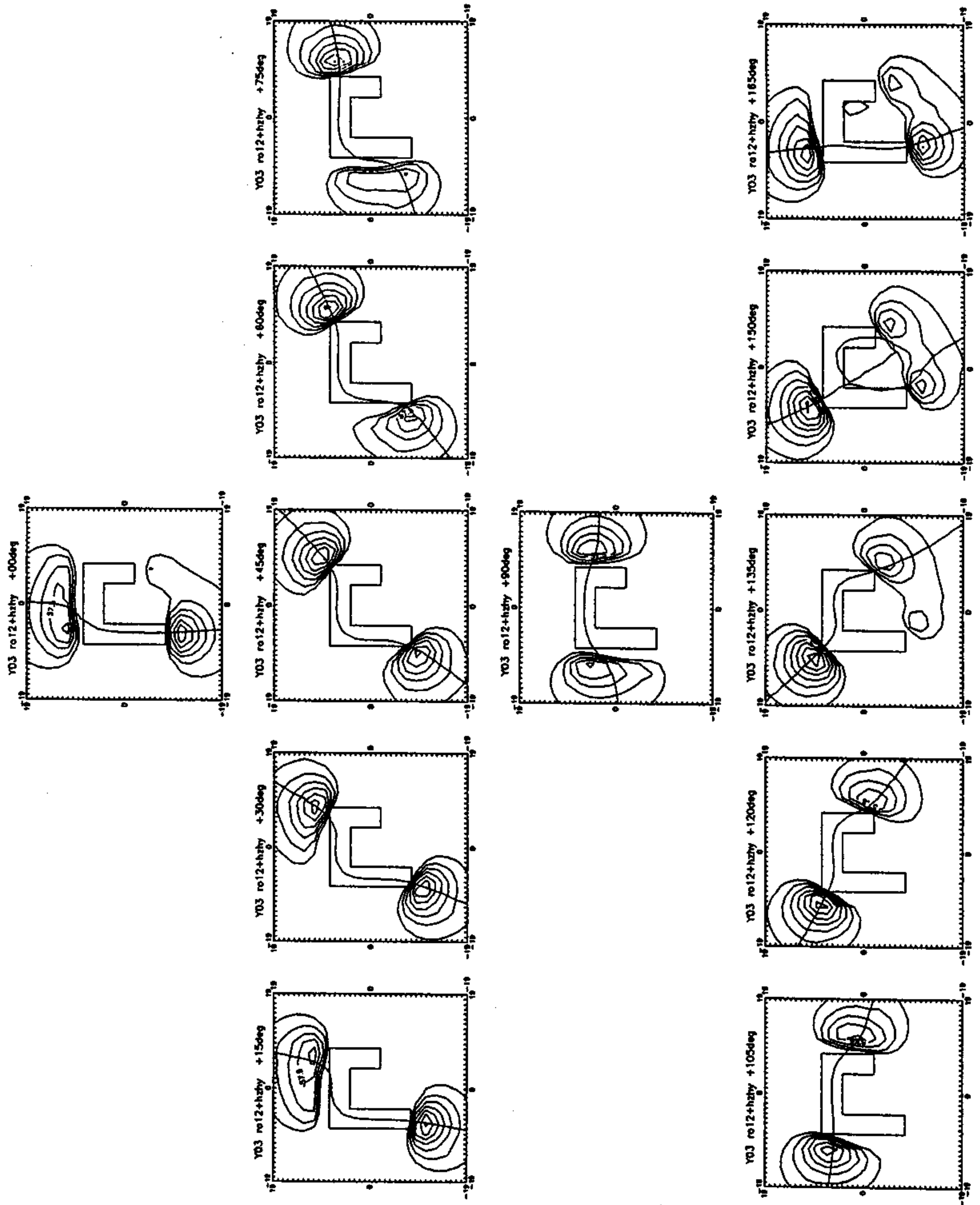
#### **V.4. A háromdimenziós magnetotellurikus kutatásról**

A fejezetben összefoglaltam néhány vékonyréteg-modellezéssel nyert, a nagyperiódusú magnetotellurikára általánosítható eredményt.

Összefoglalóan bemutattam a különböző térkomponensek sajátosságait bonyolult geometriájú modellek fölött, rámutattam egyes invariánsok eddig ismeretlen, illetőleg félreismert tulajdonságaira. Meghatároztam a gerjesztő tér iránya és a modellbeli áramirány közötti összefüggést. Végül a  $H_z = 0$  vonal és az oldalanomália-maximumok metszéséből fel lehetett oldani egy E-polarizációs paradoxont.

A háromdimenziós numerikus modellezés még nem tekinthető teljesen megoldottnak. Bizonyos — eltérő feltételek esetén érvényes — megoldások léteznek és — amint ez az IAGA legutóbbi elektromágneses indukciós konferenciájának vitájában (Brest, 1994. augusztus) megfogalmazódott — az eredmények egymás közötti összehasonlításának tulajdonképpen az eltérő érvényességi feltételek tisztázatlansága jelenti a lényegi akadályát. Nagytömegű, áttekintő vizsgálat eszközéül egyelőre csak a vékonyréteg-modellezés alkalmas.

A háromdimenziós szerkezeteket a magnetotellurikus gyakorlatban jobbra tértorzító hatásként vették mindeddig figyelembe: Az úgynevezett 'static shift' (= statikus eltolódás, azaz a fázisviszonyokat lényegében nem befolyásoló, a látszólagos ellenállásgörbék nagyperiódusú szakaszait fel-le irányba



5.12. ábra: A  $H_z = 0$  vonalak és a  $\rho_{12}$  térképek oldalanomáliáinak összerajzolása U alakú modell fölött, 15 fokoskénti elforgatással

torzító hatás) okát a felszínközeli 3-D szerkezetek gyakori jelenlétében találták meg. Másik példa, hogy Groom és Bailey (1989) szerkezeti irányokat kereső módszerének (ún. dekompozíciós eljárásának) célkitűzése a mélybeli, kétdimenziósnek feltételezett szerkezet azonosítása, felszínközeli 3-D inhomogenitás jelenlétében.

A dekompozíciós eljárásokról általánosságban elmondható, hogy ezek a módszerek a háromdimenziós mérési környezetben az alapvető geológiai irányok meghatározását ígérik, de az iránymeghatározást olyan matematikai feltételekre alapozva végzik, amely feltételek kiválasztásában a kezelhetőséget tekintik elsőrendű szempontnak. Nyitott kérdés, hogy a különféle szerzők által javasolt matematikai eljárások összhangban vannak-e a fizikai háttérrel. Választ a 3-D térsajátságok alapos ismerete nélkül lehetetlen adni. A fejezet ennek a munkának egyik állomása.

A 3-D elektromágneses anomáliák ismerete nyilvánvalóan a kifejezetten háromdimenziós kutatásokhoz is elengedhetetlen. Az ilyen kutatások technikai lehetőségei napjainkra megteremtődtek. Nem kétséges, hogy a következő (1996-ban megrendezendő) IAGA elektromágneses indukciós workshophoz csatlakozó adatfeldolgozási konferencia szervezőinek szándéka megvalósul és akkorára jónéhány háromdimenziós terepi adatrendszer is hozzáférhető és elemezhető lesz. Remélhető, hogy addigra a fizikai sajátságok rendszerezése is teljessé válik.



## VI. A MESTERSÉGES ÁRAMTERŰ FREKVENCIASZONDÁZÁSRÓL

A mesterséges frekvenciaszondázás elméletét rétegzett féltérre Vanyan (1965) tárgyalta először, s a magyar geofizika már a 70-es évek elejétől az élenjáró megvalósítók (Nagy et al., 1975) közé számított. A horizontális elektromos adódipólt alkalmazó frekvenciaszondázás Goldstein és Strangway (1975) cikkének megjelenéséig a nyugati világban lényegében ismeretlen volt. Az amerikai műszaki feltételek között azután a 'CSAMT'-nak elnevezett módszer hatalmas fejlődésnek indult (Kaufman és Keller, 1983). A Zonge és Hughes (1991) által írt összefoglalás — eléggé méltánytalanul — már csak mindössze két korábbi szovjet tanulmányra hivatkozik és nem vesz tudomást többek között a Magyarországon végzett ezirányú munkákról sem.

Ebben a fejezetben a horizontális elektromos dipólgerjesztésű frekvenciaszondázás módszerével végzett analóg modellezési eredményeimet tekintem át és elsősorban a háromdimenziós hatók anomáliáira fektetem a hangsúlyt.

Az MTA Geodéziai és Geofizikai Kutatóintézet modellező laboratóriumában (Ádám et al., 1981, Márcz et al., 1986) a vizsgálatok egyik irányát — a hazai elektromágneses köolajkutatás szolgálatában — kezdettől fogva a mesterséges áramterű frekvenciaszondázás jelentette. A széles frekvenciatartományú analóg modellkísérletek kezdetben az elektromos komponens abszolút értékének megismerésére korlátozódtak, majd kiegészültek a mágneses komponensek mérésével. A relatív fázismérések megvalósítása a 80-as évek második felére tehető. A 90-es évek első felét a mérésvezérlő személyi számítógépek térhódítása jellemezte.

A VI.1. fejezetben kitérek a véges távolságban lévő adódipól hatásának kiküszöbölése érdekében felvetett ún. közeltér-korrekción problémáira, majd analóg modellezési eredmények alapján bemutatom a CSAMT anomáliaképek 3-D jellegzetességeit. A VI.2. fejezetben a homogén környezetű adók esetén mérhető anomáliákat foglalom össze, a VI.3. fejezetben a vevő alatti, adó-vevő közötti és az adó alatti leképeződések különbségeire mutatok rá. A VI.4. fejezetben azt a gyakorlatban fontos esetet jellemzem, amikor a vevővonal alatti

kutatott szerkezet mellett valahol egyéb, ismeretlen szerkezetek is vannak.

A fejezet Szarka (1988a), Szarka et al. (1994d), továbbá publikálatlan intézeti jelentések alapján készült.

## **VI.1. A CSAMT- és MT látszólagos fajlagos ellenállások kapcsolata**

A vezető féltér felszínén elhelyezett horizontális elektromos dipólus felszíni elektromágneses terének legalapvetőbb sajátosságait: a közel-, közbülső- és távoli zóna összefüggéseit több összefoglalás (pl. Zonge és Hughes, 1991) tárgyalja. A homogén féltér fölötti összefüggéseket a legteljesebben Bannister (1966) rendszerezte.

A közelzónában lényegében az egyenáramú tér összefüggései érvényesülnek, míg a távoli zónában a vezető féltér felszínén és annak belsejében a tér — az adódipóltól mért távolsággal  $1/r^3$  szerinti csillapodástól eltekintve — sok hasonlóságot mutat a síkhullámú térrel. A távoli zónában az összetartozó vízintés elektromos és mágneses összetevők hányadosa példának okáért ugyanazzal a kifejezéssel írható le, mint síkhullámú térgerjesztés esetén, ezáltal a látszólagos fajlagos ellenállás a magnetotellurikában tapasztalttal azonos módon definiálható. (Innen származik a mesterséges frekvenciaszondázás "Controlled-Source Audio-MagnetoTellurics" = CSAMT elnevezése.)

A magnetotellurika, illetőleg az audio-magnetotellurika részleges helyettesítésére a mesterséges áramterű szondázást a gerjesztési irány szabályozhatósága és (különösen a nagyobb frekvenciákra vonatkozik ez) a jobb jel/zaj viszony biztosítása érdekében 'találták ki'. Nehézséget jelent azonban, hogy a távoli zóna feltételeinek maradéktalan teljesítéséhez az adódipólt túlságosan messze kellene elhelyezni, ráadásul a távoli zónában mind az elektromos-, mind a mágneses térerősség a forrástól mért távolság harmadik hatványával csillapodik. Amennyiben a vevőt jobb jel/zaj biztosítása érdekében az adódipólhoz túl közel helyezzük, óhatatlanul belekerülünk az átmeneti zónába, ahol az egyenáramú tér és a hullámzóna közötti — bonyolult és térben is meglehetősen gyorsan változó — viszonyok érvényesülnek.

Az átmeneti zónában való értelmezés nehézségeit kikerülendő, időről-időre felmerül az az óhaj, hogy a mért látszólagos fajlagos ellenállás-értékek egy egyszeri korrekcióval átszámíthatók lehessenek a távoli zónába.

A CSAMT amerikai irányzatához tartozó kutatók a 80-as évek végén véleményem szerint túlságosan leegyszerűsítő felfogást képviseltek, amint ezt egy vitában (Bartel és Jacobson, 1987; Szarka, 1988a; Bartel és Jacobson, 1988) kifejtettem.

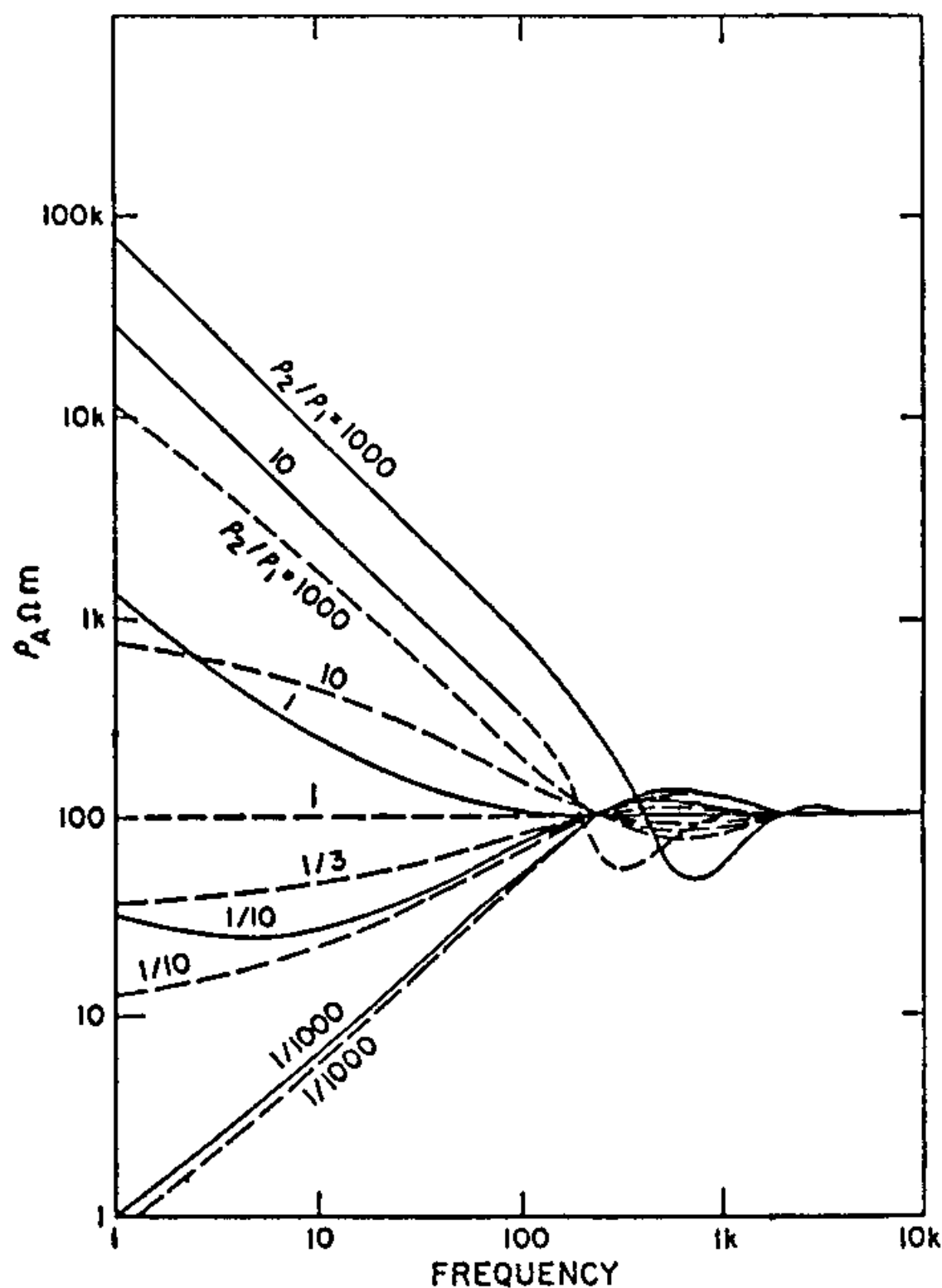
Bartel és Jacobson (1987) úgynevezett közeltér-korrekciójukat a közeli és a távoli zóna között egy ún. "demarkációs" vonal létezésére alapozták, ráadásul azt állították, hogy hasonló "demarkációs vonal" mindenfajta rétegzett féltér esetén létezik.

Ennek az útnak a járhatatlanságát 1983 óta ismertem. Akkor kezdtem el foglalkozni ugyanis azzal, hogy miként lehetne az eredetileg dipólgerjesztésű analóg modellező laboratóriumban síkhullám-szerű teret előállítani. (Érdekes, hogy amíg matematikai-numerikus módszerekkel a síkhullámú térgerjesztést lehet a legkönnyebben modellezni, addig a fizikai modellezésnél éppen a síkhullámú tér fizikai megvalósítása ütközik a legnagyobb nehézségbe.)

A megoldás kulcsát Goldstein és Strangway (1975) egyik ábrája adta. Az itt 6.1. sorszám alatt bemutatott ábrán különböző  $\rho_2/\rho_1$  arányú kétréteges féltérek felszínén meghatározott MT és CSAMT szondázási görbék együttesen szerepelnek. Az ábra alapján rövid (itt nem tárgyalt) analitikus levezetéssel az MT és a CSAMT közötti összefüggés szemléltetésére összefoglaló ábrát (6.2. ábra) szerkesztettem (Ádám et al., 1983). Az ábrán a homogén féltér és kétfajta ( $\rho_2/\rho_1 \gg 1$  és  $\rho_2/\rho_1 \ll 1$ ) kétréteges féltér esetére feltüntettem a  $\rho_{CSAMT}/\rho_{MT}$  hányadosokat.

A távoli zónában tapasztalható teljes azonosságon, a homogén féltér fölötti folyamatos  $\rho_{CSAMT}/\rho_{MT}$ -növekedésen kívül említésre méltó a nagyellenállású aljzatú féltérekre kapott  $\rho_{CSAMT}/\rho_{MT} = 4$  közelzónabeli aszimptóta. (Ez az összefüggés jelenti a potenciálgradiens módszer (PM) és a magnetométeres ellenállásmérés (MMR) együttes alkalmazhatóságának alapját (Szarka, 1987).)

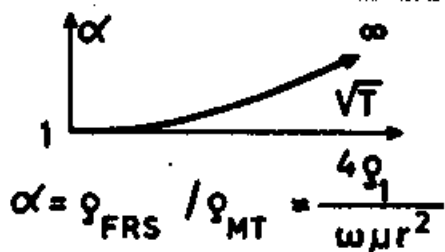
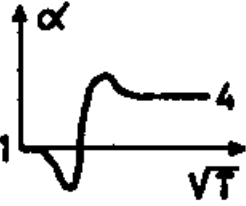
A  $\rho_2/\rho_1 \ll 1$  esethez tartozó  $\rho_{CSAMT}$  és  $\rho_{MT}$  görbék teljes frekvenciatartománybeli egyezésének köszönhető, hogy nagy vezetőképességű



6.1. ábra: Kétréteges féltér fölötti látszólagos fajlagos ellenállásgörbék CSAMT (folytonos vonal) és MT (szaggatott vonal) módszerekkel (Goldstein és Strangway, 1975 után. A részletes paraméter-ismertetést ld. ugyanott)

aljzattal rendelkező féltérek felszínén a modellkádban magnetotellurikus modellezést végezhattünk (Ádám et al., 1983, Ádám és Szarka, 1986). A kád fenekét grafitréteggel fedve (geológiai értelemben a grafitréteg a jólvezető asztenoszféraát modellezte) a CSAMT-látszólagos fajlagos ellenállások közvetlenül magnetotellurikus látszólagos fajlagos ellenállásként voltak elfogadhatók.

A 6.2. ábra szerint eltérő jellegű rétegzett féltérek felszínén a  $\rho_{CSAMT}$  és  $\rho_{MT}$  viszonya jelentősen különböző lehet, következésképpen ugyanaz a korrekció

	$ k_1 r  \gg 1$ /wave zone/	$ k_1 r  \approx 1$ /intermediate zone/	$ k_1 r  \ll 1$ /quasi-static zone/
Homogeneous half space	1		
Two-layered half space $\rho_2 \gg \rho_1$	1		4
Two-layered half space $\rho_2 \ll \rho_1$	1	1	1

6.2. ábra: A  $\rho_{CSAMT}/\rho_{MT}$  hányados kvalitatív viselkedése homogén feltér és két szélsőséges kétréteges feltér felszínén dipól-ekvatoriális helyzetű adó-vevő elrendezésre vonatkozó  $k_1 r$  függvényében nagy  $r/h_1$  esetén. ( $k_1$ : komplex hullámszám,  $r$ : az adó-vevő távolság,  $h_1$ : a felső réteg vastagsága)

egészen biztosan nem lehet sikeres. Az ábrának egy másik következménye, hogy a mesterséges eredetű zavarok a magnetotellurikus szondázási görbéken legtöbbször ellenállás-növekedést okoznak.

A mérésre alkalmas terület kiválasztásában Boerner et al. (1993) továbbléptek: ők a vízszintes elektromos és mágneses komponensek mérőlegességét tekintik a magnetotellurikus térösszefüggések alkalmazhatósági kritériumaként. Véleményem szerint ezek az újabb próbálkozások is csak azt a nézetet igazolják, hogy a CSAMT átmeneti zónájának bonyolult viszonyai nem kerülhetők ki, és le kell mondani arról, hogy az MT-től eltérő fizikai sajátosságú CSAMT-módszer összefüggéseit magnetotellurikus összefüggéseként lehessen kezelni.

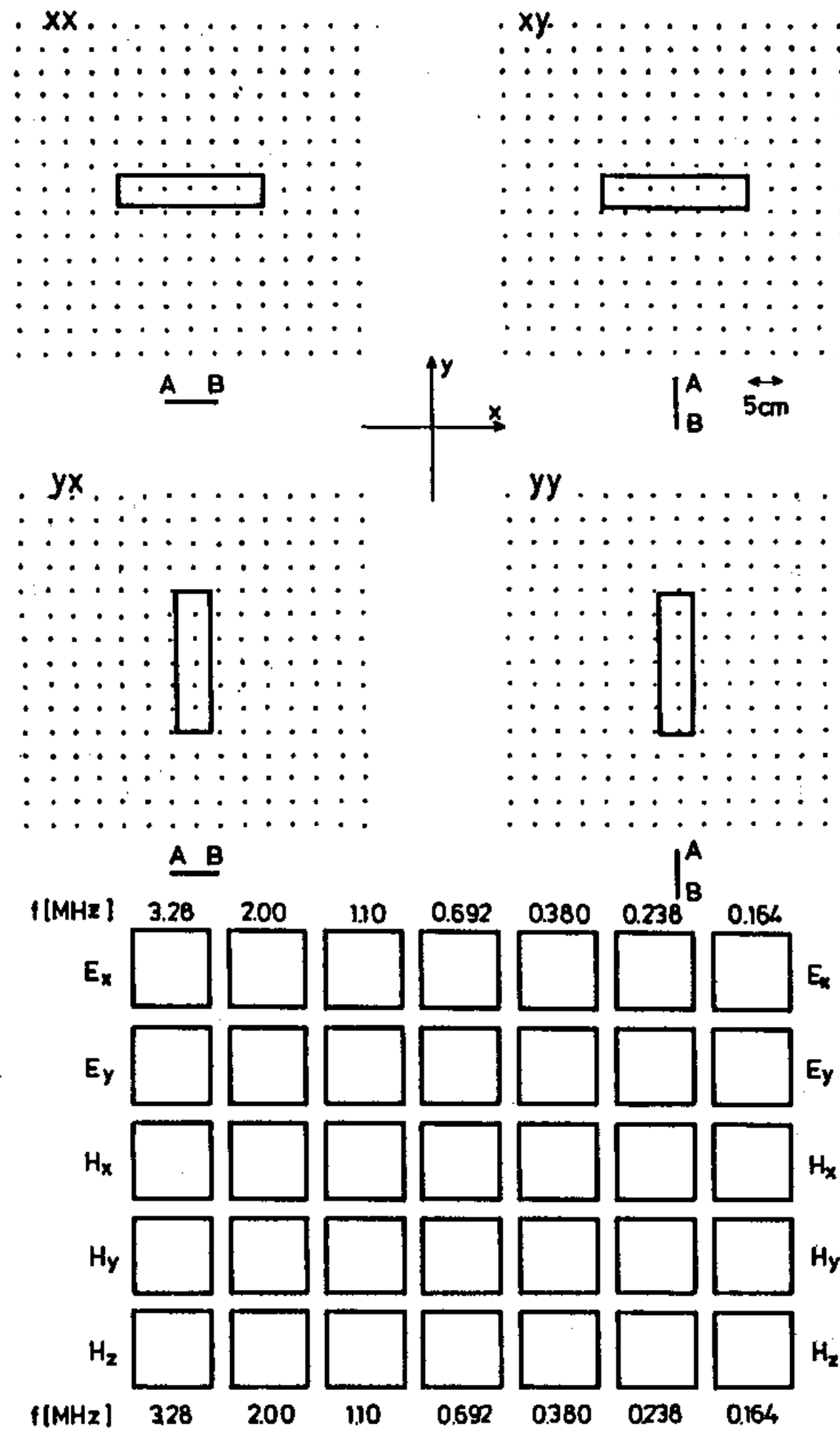
## VI.2. Vevőoldali 3-D CSAMT-jellegzetességek

A háromdimenziós CSAMT-anomáliák sokfélesége messze felülmúlja a magnetotellurikus anomáliák szintén nem kevés lehetőségeinek számát, hiszen valamely modell fölött a magnetotellurikában elegendő két független térirányt figyelembe venni, míg a CSAMT esetében az adó-vevő távolságok, a geometriai alaphelyzetek (dipól-ekvatorális és axiális), továbbá a kiválasztott adó-vevő rendszer és a modell kölcsönös elhelyezkedése végtelen variációs lehetőséget adnak, a 3-D CSAMT anomáliák rendszerét első látásra kiismerhetetlen dzsungellé téve.

Az elmúlt években az MTA GGKI a magyar kőolajipar (az OKGT, a GKV, majd a MOL Rt) részére számos analóg modellezési kísérletet végzett. A méréseknek köszönhetően (sok esetben a megrendelő által végzett utólagos értelmezés segítségével) kirajzolódtak a 3-D modellek fölötti CSAMT-anomáliák fő jellegzetességei, amelyek bemutatásához egy EAEG-poszterelőadás anyagát (Szarka et al., 1994d) használok fel.

1993-ban többek között elnyúlt jólvezető modelleket vizsgáltunk oly módon, hogy méréseket a hosszabb és a rövidebb modell-oldallal párhuzamos, illetve azokra merőleges irányítottaságú AB adódipólokkal is végeztünk. A mért összetevők:  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  és  $H_z$  amplitúdói és fázisai voltak. A négyféle mérési elrendezést, a  $15 \times 15$ -ös méretű térképezési területet és a mérési anyag rendszerezését szemléltető 6.3. ábrán feltüntettem a hét mérési frekvenciát is. A négyféle mérési elrendezés mindegyikéhez két-két, egyenként  $7 \times 5$  (modell jelenléte nélküli esethez viszonyított) szintvonalas térkép tartozik. (A jólvezető modell  $0.06 \Omega\text{m}$  fajlagos ellenállású, 15 cm vastagságú közegben — sós vizet oldatban — helyezkedett el, a felszíntől számított 7.5 cm mélységben, s alatta nagyellenállású műgyanta volt.)

Az adó-vevő távolságot állandó 60 cm-es értéken tartottuk és ügyeltünk arra, hogy az adó laterális-inhomogenitástól mentes térrészben mozogjon. (Végeztünk másfajta méréseket is:  $x$  irányú szelvényezést, szelvényenként rögzített adódipóllal és térképezést, térképenként rögzített adódipóllal is, de ezek bemutatására itt nincs lehetőség.) Az első, legegyszerűbb eset



6.3. ábra: Fent:  $xx$ ,  $yx$ ,  $xy$  és  $yy$ -nal jelölt mérési elrendezések elnyúlt jólvezető modell fölött, az összes mérési pont bejelölésével. Lent: A 6.4.–6.11. ábrák amplitúdó-, illetve fázistérképein a frekvenciák és a komponensek elrendezésének módja

— amelyet ebben a fejezetben tárgyalok — pusztán szemléltetéséhez is 5 komponens  $\times$  7 frekvencia  $\times$  2 amplitúdó, ill. fázis  $\times$  4 elrendezés = 280 térkép kell (a 6.4–6.11. ábrák összesen 63000 adatot tartalmaznak).

A 6.3. ábra alsó részén bemutatott felépítésű ábrsorozatba rendezett  $8 \cdot 35 = 280$  térképen (6.4.–6.11. ábrák) az eredmények mellett az analóg modellezésnek minden (szimmetriahibákban és a szintvonalak esetenkénti kuszaságában megnyilvánuló) 'gyarlósága' is megmutatkozik. A modell, továbbá az adó-vevő beállítások (a frekvenciatartományban többnyire eltérő mértékben megmutatkozó) geometriai hibáit az adatok tükrözésével lényegesen mérsékelni lehetne, sőt szemre teljesen el is lehetne tüntetni. Mégis a tükrözetlen adatokat mutatom be, mert ezek alapján reálisan megítélhetők a modellezési hibák, amelyek egyébként elegendően kicsinyek ahhoz, hogy az értelmezést ne befolyásolják.

A CSAMT-anomáliák MT-anomáliákkal való morfológiai összevetését annak ellenére érdemes megtenni, hogy az értekezésben a két módszerrel nem ugyanazokat a modelleket vizsgáltam. Technikai okokból a bemutatott paraméterek sem egyeznek (az V. fejezetben tárgyalt MT esetében az öt térkomponens valós és képzetes részét ábrázoltam, míg a CSAMT esetében azok abszolút értékét és fázisát mutatom be).

A CSAMT-elrendezéseket geometriai alaphelyzetek és magnetotellurikus alapesetek szerint is lehet csoportosítani. Geometriai értelemben az elrendezések definíció szerint dipól-ekvatoriális vagy axiális alaphelyzetűek lehetnek, függetlenül attól, hogy a két alaphelyzetben nem csupán a dipól-ekvatoriális, illetve axiális elektromos komponenst, hanem az összes lehetséges térösszetevőt mérjük. 2-D- és elnyúlt 3-D modellek fölött célszerű megkülönböztetni egymástól a magnetotellurikus ún. E-polarizációs jellegű és az ún. H-polarizációs jellegű elrendezéseket. (Az E-polarizációs jellegű elrendezések a hosszabb oldalak mentén a magnetotellurikus E-polarizációra emlékeztetnek, a rövidebb oldalak fölött H-polarizációs jegyekkel, míg a H-polarizációs jellegű elrendezések esetében minden éppen fordítva van. Az 5.1. ábrán a '0 deg' gerjesztési térirány E-polarizációs jellegű, a '90 deg' H-polarizációs jellegű esetre emlékeztet.)

A kettős csoportosítás hasznossága a 6.3. ábrán mutatkozik meg, ahol két fajta E-polarizációs jellegű elrendezés: xx (dipól-ekvatoriális alaphelyzetű) és yy (axiális alaphelyzetű), valamint két fajta H-polarizációs elrende-



zés:  $yx$  (dipól-ekvatoriális alaphelyzetű) és  $xy$  (axiális alaphelyzetű) látható. Összefüggésüket a 6.1. táblázat szemlélteti.

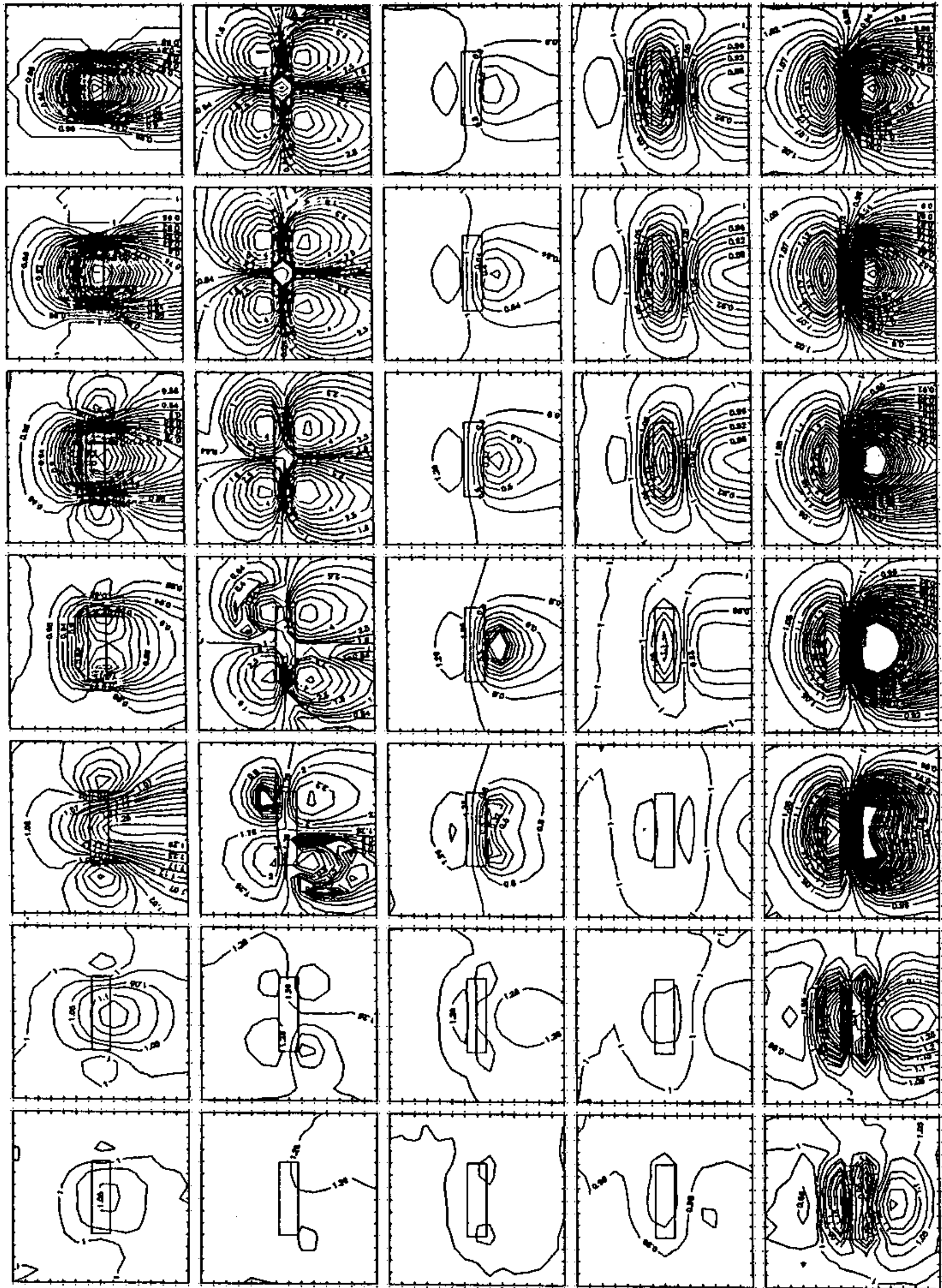
6.1. táblázat: CSAMT-elrendezések és az analóg modellezési ábrák csoportosítása magnetotellurikus alapesetek és geometriai alaphelyzetek szerint ('0 deg' és '90 deg' az 5.1. ábra jelölései)

magnetotellurikus alapesetek	geometriai alaphelyzetek	
	dipól-ekvatoriális	axiális
E-polarizációs jellegű $\approx$ '0 deg'	$xx$ (6.4.–6.5. ábra)	$yy$ (6.10.–6.11. ábra)
H-polarizációs jellegű $\approx$ '90 deg'	$yx$ (6.6.–6.7. ábra)	$xy$ (6.8.–6.9. ábra)

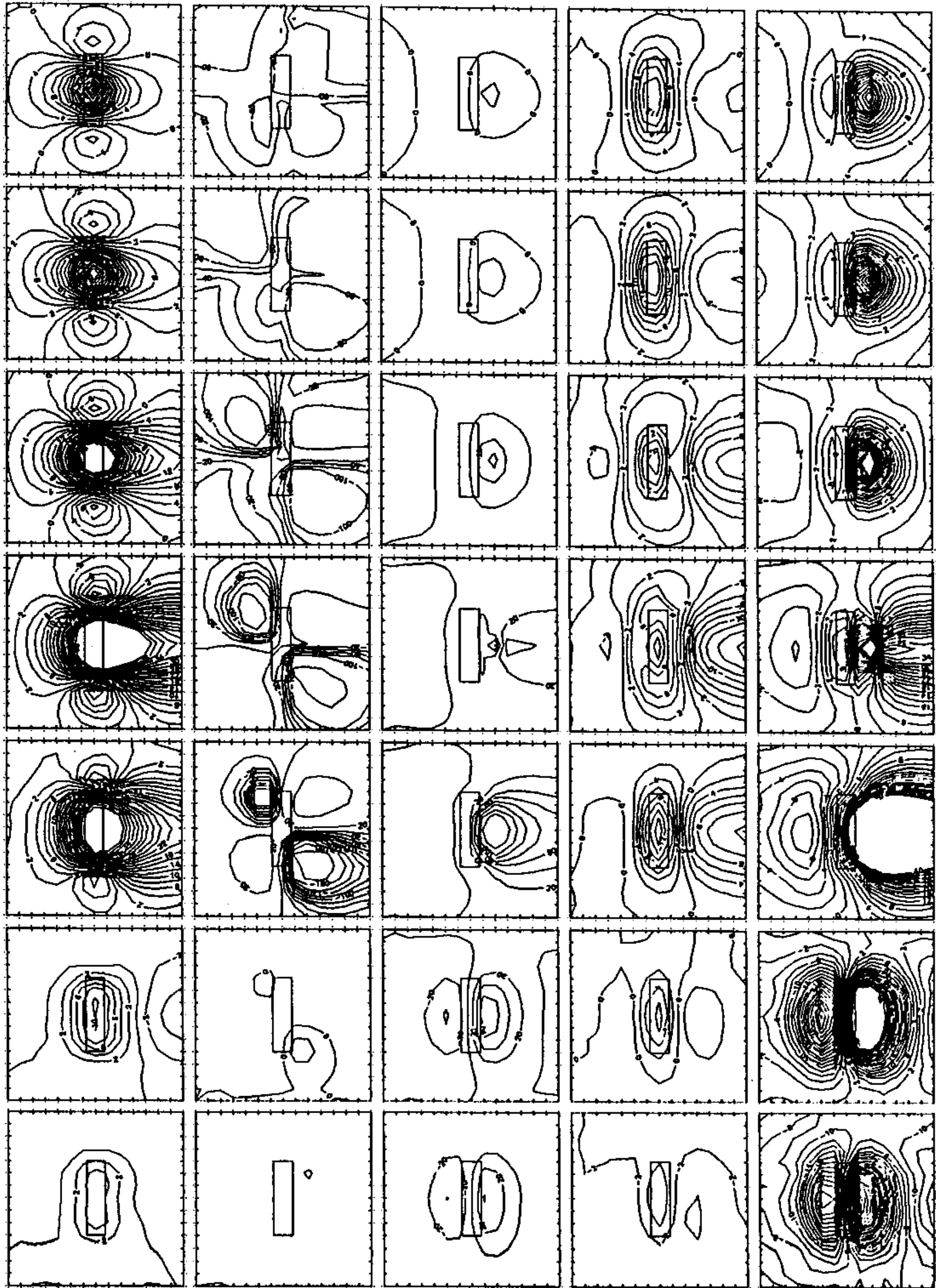
A magnetotellurikus vékonyréteg-anomáliákhoz hasonlóan itt is élhetünk az  $E$ ,  $e$ ,  $H$ ,  $h$  jelölésekkel, azzal a  $H_z$ -re vonatkozó eltéréssel, hogy ekvatoriális helyzetben  $H_z$ , axiális helyzetben pedig  $h_z$  jelölést kellene alkalmazni, hiszen a felszínen elhelyezett vízszintes elektromos dipól tengelyvonalában  $H_z = 0$ , ugyanakkor a felszín síkjában, a felező merőleges mentén a dipól — elsősorban kábeláramból származó — függőleges irányú mágneses tere nem hanyagolható el.

Az MT és a CSAMT-anomáliák között alapvető hasonlóság mutatkozik a frekvencia-változtatás során megfigyelhető anomália-kifejlődés és -alakulás (azaz a 'frekvencia-evolúció') tekintetében. A mérési frekvenciát az igen kis skinmélységhez tartozó nagy frekvenciák felől csökkentve először a fázisanomália épül ki és az amplitúdó-anomália álanomáliás ('túllövéses') jelleggel indul. A gyengülő fázisanomáliák már a hosszúperiódusú görbeszakasz jellemzői: ehhez a tartományhoz az egyenáramú határérték felé konvergáló amplitúdó-anomáliák tartoznak.

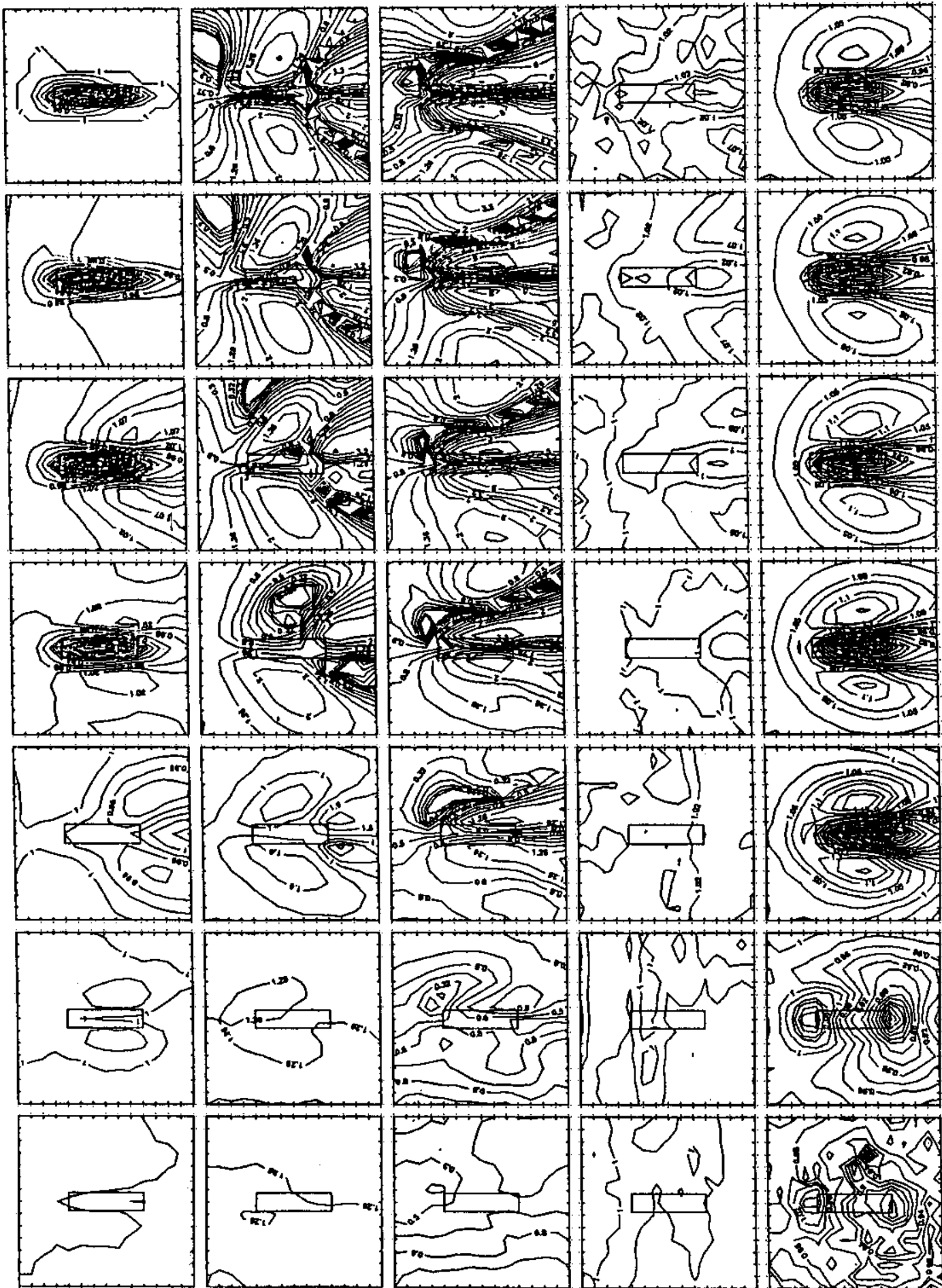
A háromdimenziós magnetotellurikus és CSAMT-anomáliák közötti legfeltűnőbb különbséget a modell két oldalán az adó felőli és az adóval



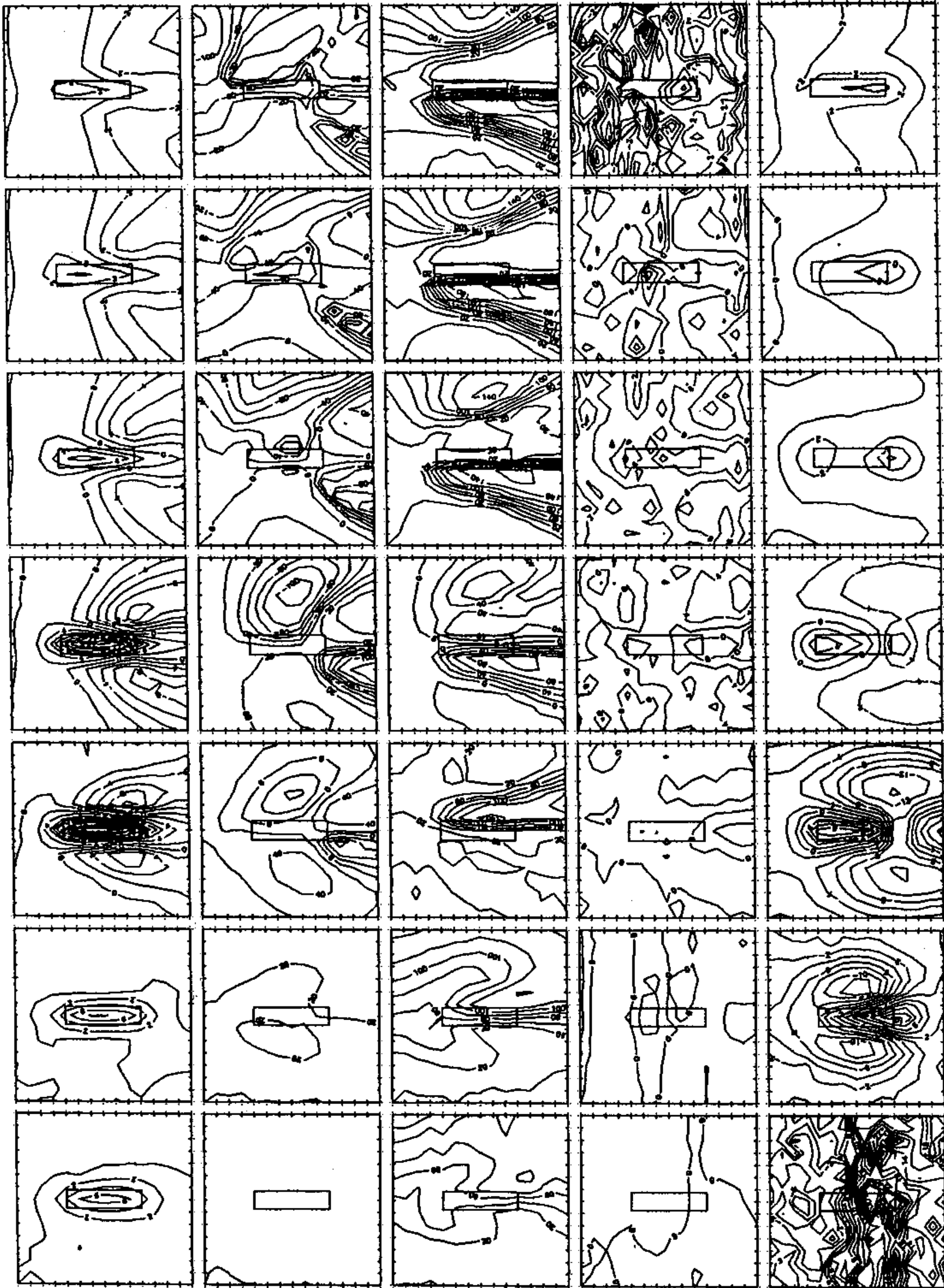
6.4. ábra: Normált amplitúdótérképek  $xx$  (dipól-ekvatoriális alaphelyzetű, E-polarizációs jellegű) elrendezésben. (A frekvenciák, a komponensek és az elrendezés geometriája a 6.3. ábrán szerepel.)



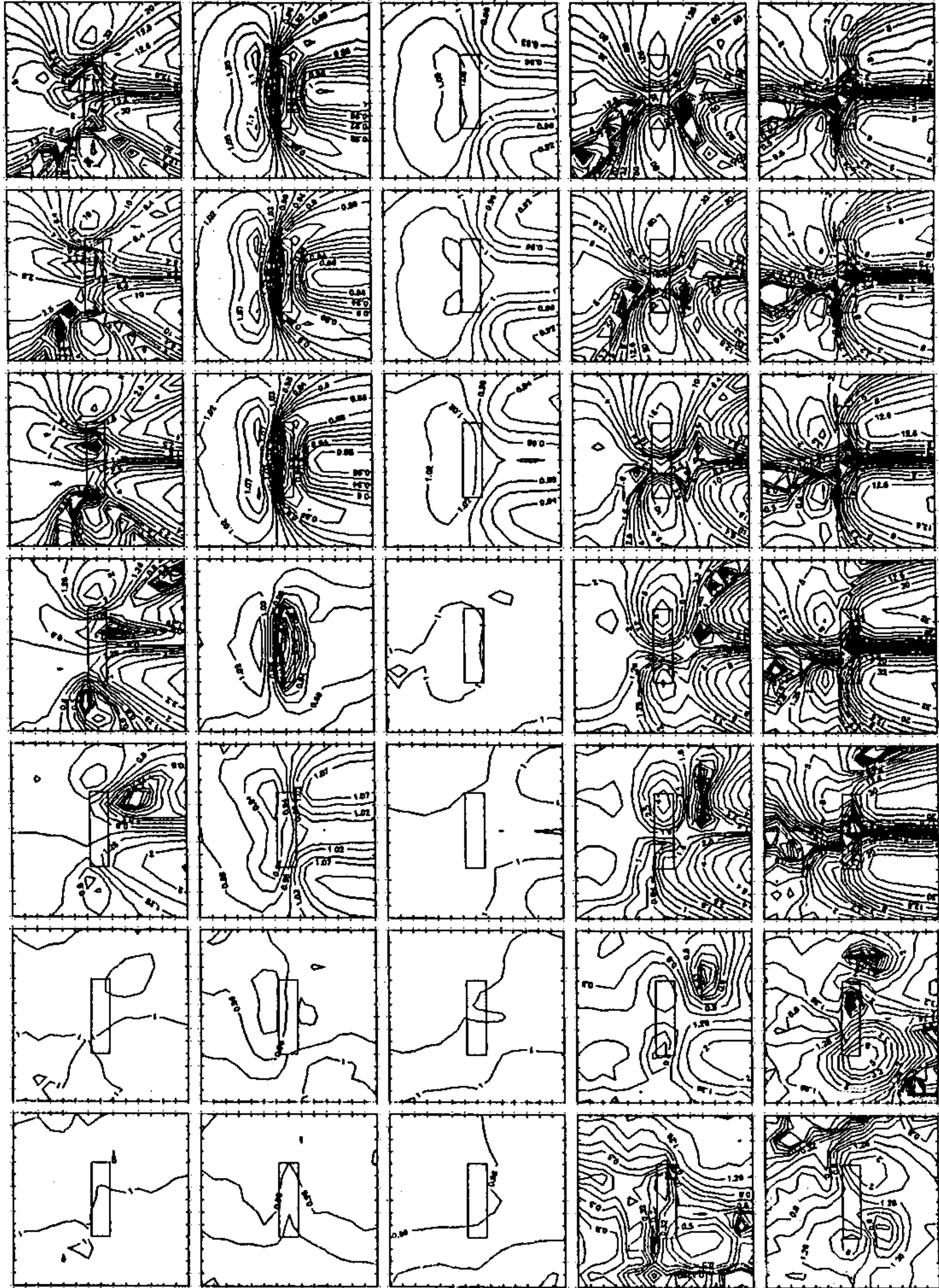
6.5. ábra: Normált fázistérképek  $xx$  (dipól-ekvatoriális alaphelyzetű, E-polarizációs jellegű) elrendezésben). (A frekvenciák, a komponensek és az elrendezés geometriája a 6.3. ábrán szerepel.)



6.6. ábra: Normált amplitúdótérképek  $y_x$  (dipól-ekvatoriális alaphelyzetű, H-polarizációs jellegű) elrendezésben. (A frekvenciák, a komponensek és az elrendezés geometriája a 6.3. ábrán szerepel.)

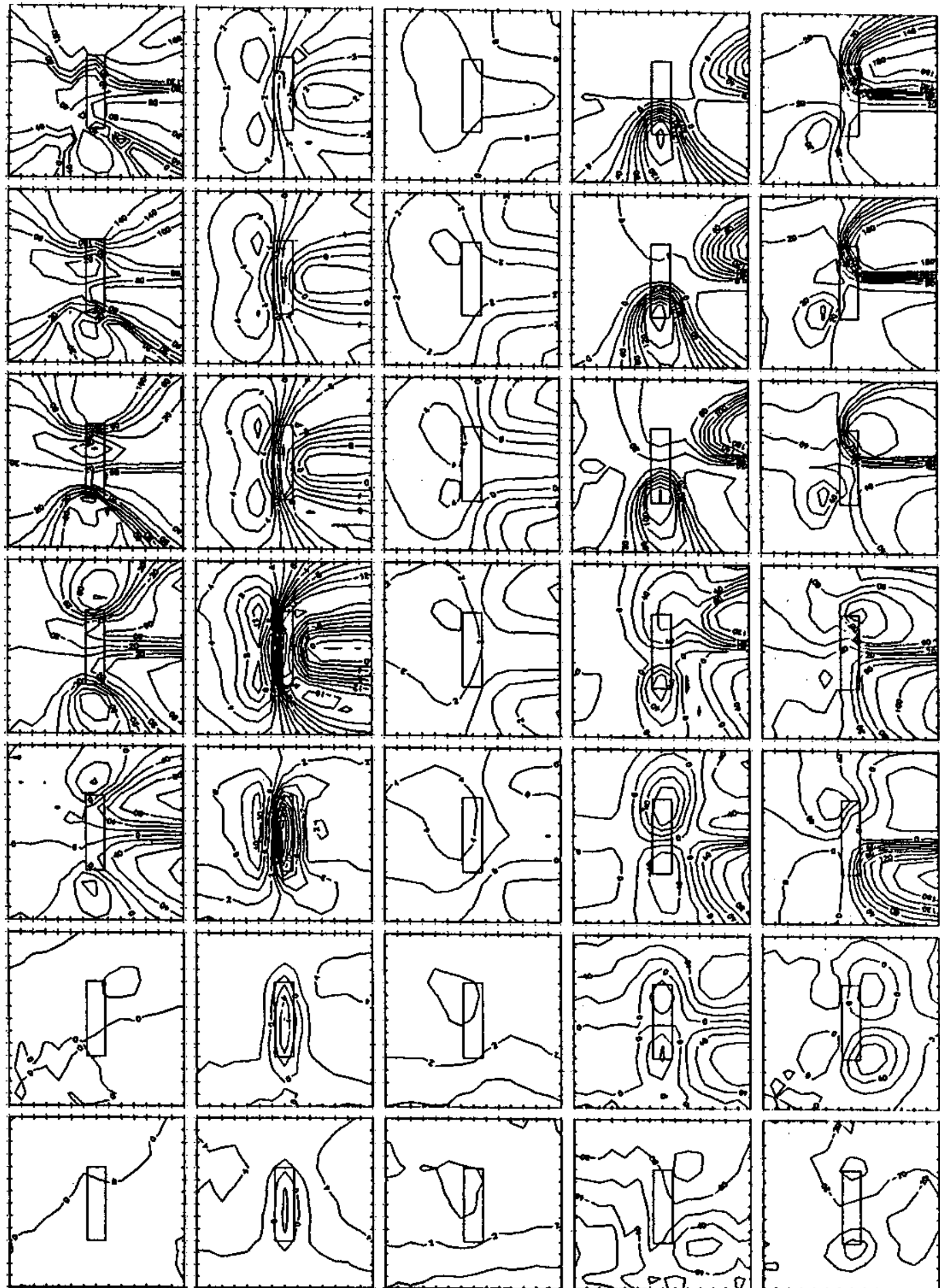


6.7. ábra: Normált fázistérképek  $yx$  (dipól-ekvatoriális alaphelyzetű, H-polarizációs jellegű) elrendezésben. (A frekvenciák, a komponensek és az elrendezés geometriája a 6.3. ábrán szerepel.)

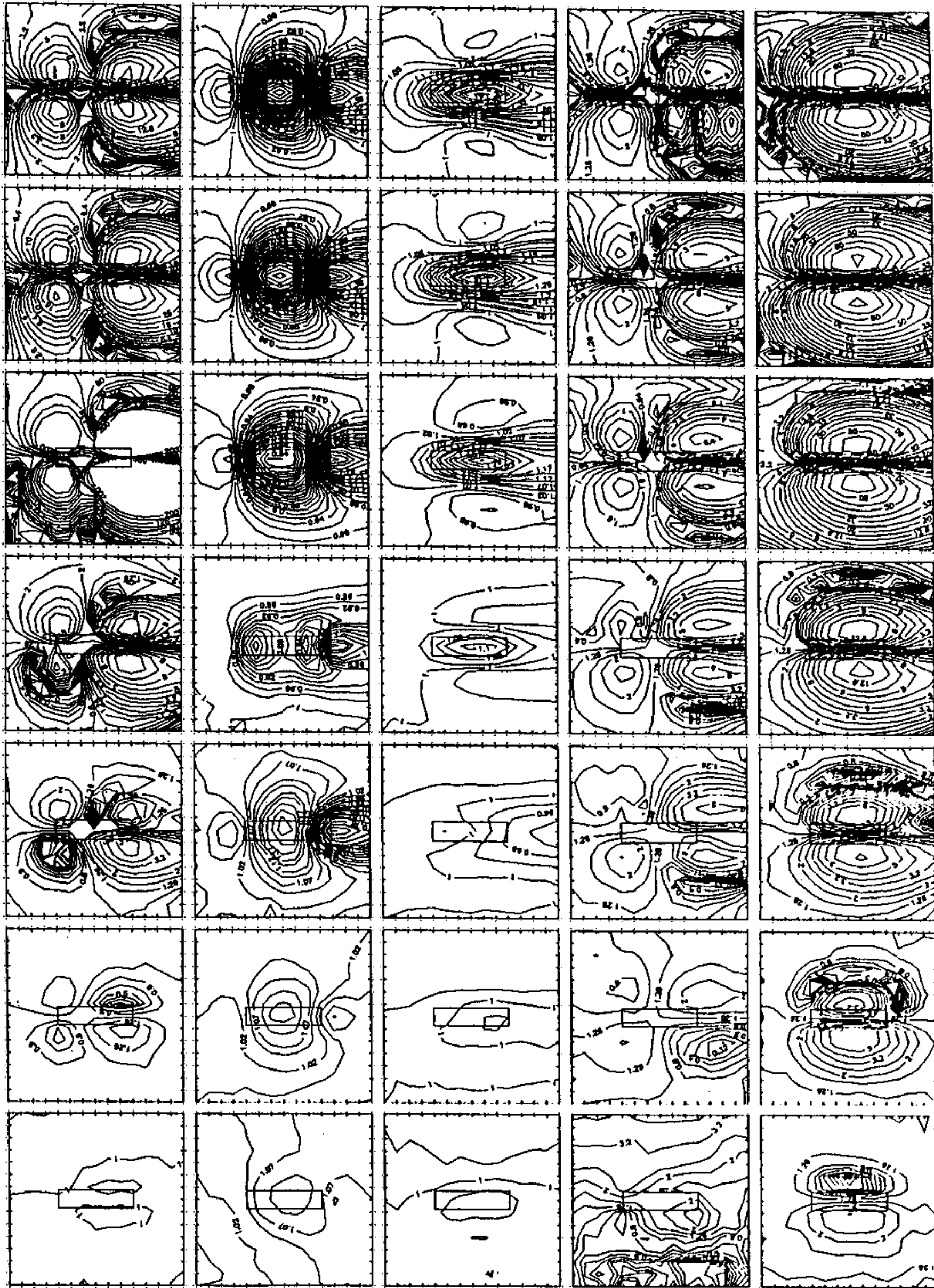


6.8. ábra: Normált amplitúdótérképek  $xy$  (axiális alaphelyzetű, H-polarizációs jellegű) elrendezésben. (A frekvenciák, a komponensek és az elrendezés geometriája a 6.3. ábrán szerepelt.)



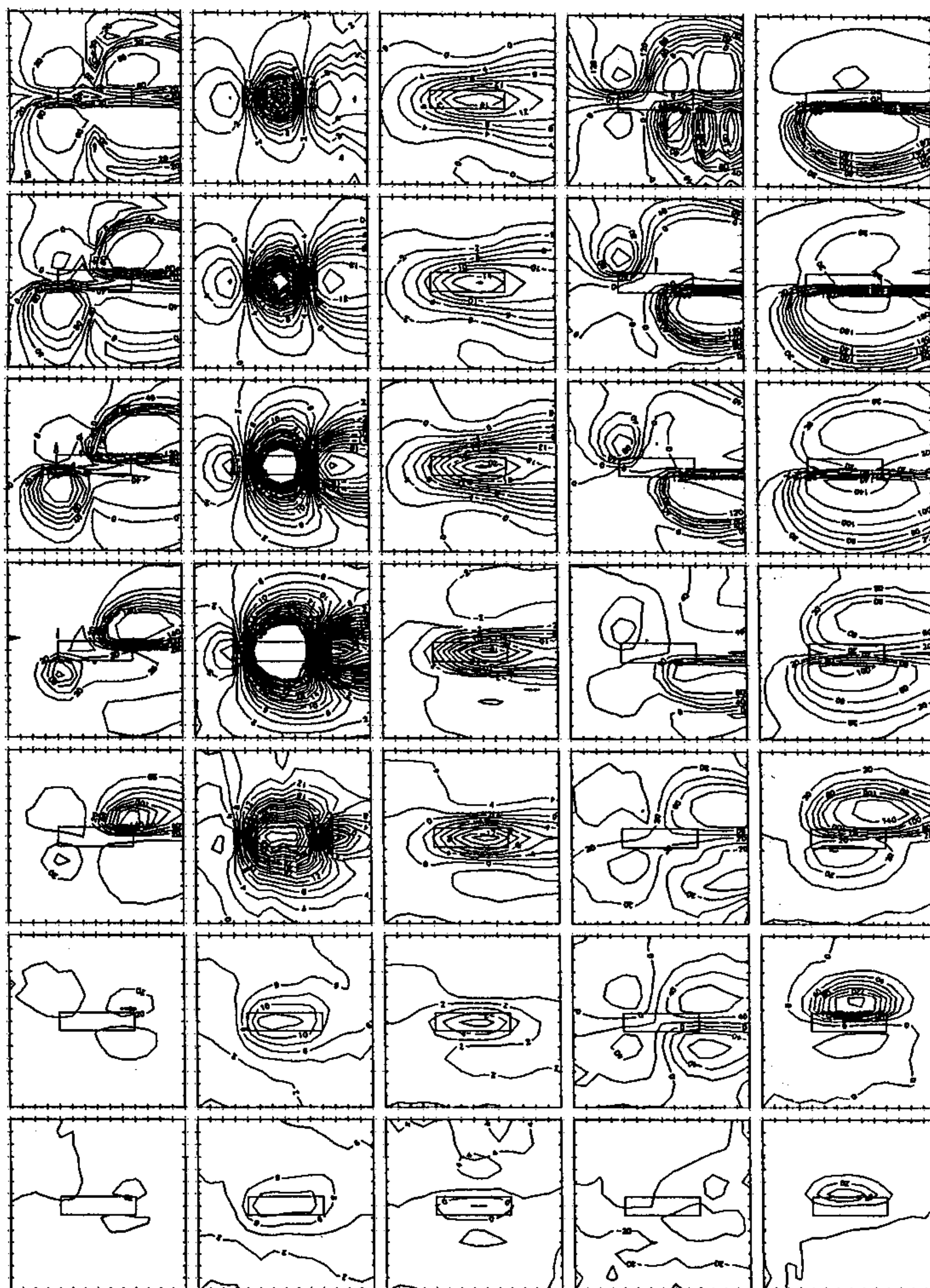


6.9. ábra: Normált fázistérképek  $xy$  (axiális alaphelyzetű, H-polarizációs jellegű) elrendezésben. (A frekvenciák, a komponensek és az elrendezés geometriája a 6.3. ábrán szerepel.)



6.10. ábra: Normált amplitúdótérképek  $yy$  (axiális alaphelyzetű, E-polarizációs jellegű) elrendezésben. (A frekvenciák, a komponensek és az elrendezés geometriája a 6.3. ábrán szerepel.)





6.11. ábra: Normált fázistérképek  $yy$  (axiális alaphelyzetű, E-polarizációs jellegű) elrendezésben. (A frekvenciák, a komponensek és az elrendezés geometriája a 6.3. ábrán szerepel.)

szemközti oldalak eltérő jellege jelenti. A különbség a H-polarizációs jellegű esetekben jelentősen nagyobb, mint az E-polarizációs jellegű esetekben.

Az E-polarizációs jellegű esetekben az  $E$ ,  $e$ ,  $H$ ,  $h$  és  $H_z$  ( $h_z$ ) komponensek magnetotellurikus megfelelőikkel való hasonlóságát a 6.2. táblázat, míg H-polarizációs esetekben ugyanezt az összehasonlítást a 6.3. táblázat foglalja össze.

6.2. táblázat: Jólvezető 3-D modellek fölötti CSAMT-anomáliák kvalitatív összehasonlítása a megfelelő MT-anomáliákkal E-polarizációs jellegű (az MT esetében '90 deg' jelűnek megfelelő) térgerjesztés esetén. +: kvalitatív egyezés, enyhe dipóltorzításokkal;

–: határozott morfológiai eltérés

komponensek	dipól-ekvatoriális elrendezés	axiális elrendezés
$E$	+	+
$e$	+	+
$H$	+	+
$h$	–(?)	+
$H_z$ és $h_z$	+( $H_z$ )	+( $h_z$ )

6.3. táblázat: Jólvezető 3-D modellek fölötti CSAMT-anomáliák kvalitatív összehasonlítása a megfelelő MT-anomáliákkal H-polarizációs jellegű (az MT esetében '0 deg' jelűnek megfelelő) térgerjesztés esetén. +: kvalitatív egyezés, enyhe dipóltorzításokkal;

–: határozott morfológiai eltérés

komponensek	dipól-ekvatoriális elrendezés	axiális elrendezés
$E$	+	–
$e$	–	–
$H$	+	–
$h$	–	–
$H_z$ és $h_z$	+(?)	–

A mérésekkel arra kívántunk válaszolni, hogy vajon a CSAMT-anomáliák függetleníthetők-e valamilyen módon az adóhelyzetek hatásától és visszavezethetők-e az egyszerűbb magnetotellurikus anomáliákra. Az itt ismertetett

részleges és bizonyos elrendezésekre korlátozódó morfológiai jellegű hasonlóság ellenére (egyelőre?) nem sikerült olyan algoritmust találnunk, ami a CSAMT-anomáliát MT-jellegűvé transzformálná.

Szisztematikus CSAMT-modellméréseket természetesen más jellegű 3-D modellek fölött is végeztünk. Sok különféle speciális esetre egyedi, modellfüggő következtetéseket vontunk le. Ezekre itt nem térek ki, mert céлом a 3-D CSAMT-anomáliák legalapvetőbb vonásainak összegző áttekintése.

A VI.2. fejezet a vevőoldali 3-D CSAMT-anomáliákkal foglalkozott. A VI.3. fejezet az adó-vevő térrész különböző helyein lévő hatók jelentkezését tekinti át, a VI.4. fejezet pedig azt foglalja össze, hogy a vevő környéki szerkezetek hatását hogyan befolyásolja az adó-vevő térrész különböző helyein lévő egyéb, ún. zavaró hatók jelenléte.

### **VI.3. Az adó-vevő térrész különböző helyein lévő 3-D hatók CSAMT-anomáliái**

Mivel terepi kutatás során nem ismerjük a hatók helyét, szükség van az anomáliák jellemzésére a tekintetben is, hogy a hatók az adó-vevő elrendezéshez képest hol találhatóak.

A jelenség komponens- és frekvenciafüggő. Ebben a fejezetben az  $E_x$  és az impedancia alapján számított értelmezési paraméterek összehasonlításával foglalkozom. Kezdetben ugyanis látszólagos fajlagos ellenállást kizárólag  $E_x$ -ből számítottak. Az impedancia-alapú értelmezést elsősorban az a szándék motiválta, hogy a mesterséges frekvenciaszondázás és a magnetellurika között szorosabb kapcsolatot lehessen teremteni. Az impedancia-alapú értelmezés analóg modellezéssel feltárt kedvezőbb 3-D sajátossága kétségtelenül hozzájárult a  $\rho_z$  mind gyakoribb, majd egyre kizárólagosabb használatához.

A fejezetben az adó-vevő térség különböző részeibe helyezett modellek anomáliáinak legalapvetőbb törvényszerűségeit mutatom be.

Rögzített adó-vevő elrendezéssel végrehajtott szelvényezés, illetőleg térképezés során a ható hatása két ízben mutatkozik meg: egyszer, amikor

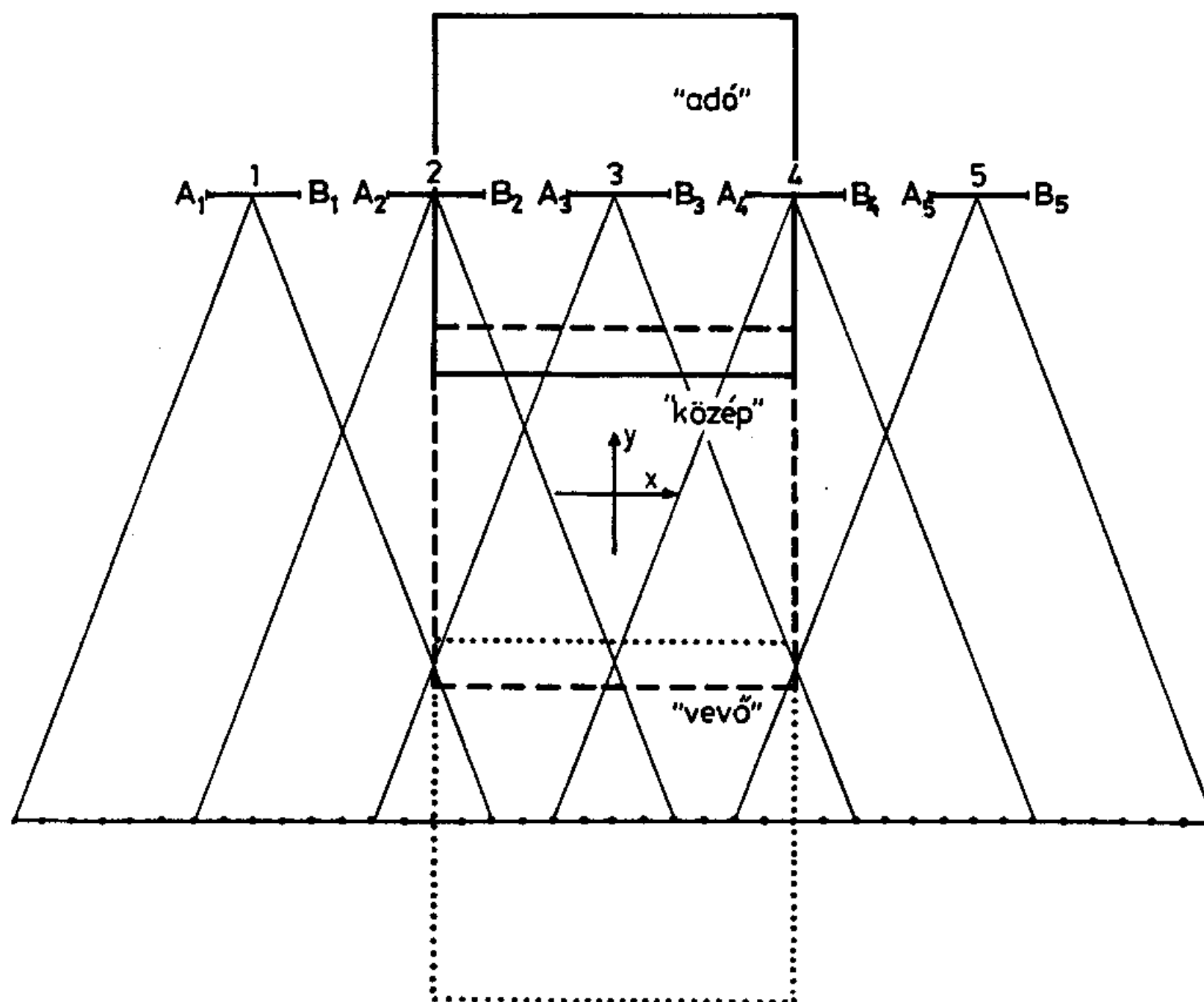
az adó halad el a ható fölött, s egyszer, amikor a vevő.

Az első esetben, az adó és a ható kölcsönhatásakor a távoli vevő helyén minden térkomponensben — bár különböző mértékű, de — azonos jellegű anomália jön létre. Ennek az a magyarázata, hogy a ható jelenléte felfogható úgy is, mintha látszólagosan az adódipól dipólmomentuma változna meg és a dipólmomentum megváltozására mindegyik térkomponens azonos jelleggel (vagy egyformán abszolútérték-növekedéssel, vagy egyformán -csökkenéssel és azonos mértékű fázistolással) reagál. Például egy adódipól alatti jólvezető szerkezet — 'áramelszívó' hatása következtében — csökkenteni fogja az adó látszólagos dipólmomentumát, s ez a vevő helyén az elektromos és mágneses tér gyengülésével jár.

A második esetben, ha a vevő található a ható közelében (és az adódipól homogén féltérre jellemző környezetben helyezkedik el), analóg modellezési eredmények szerint a horizontális elektromos és mágneses térkomponensekben ugyanazon ható hatására egymással ellentétes jellegű anomáliák alakulnak ki. (Ennek az az oka, hogy a felszíni  $E$  elektromos térkomponens arányos megváltozásában megnyilvánuló felszínközeli helyi áramsűrűség-csökkenés/növekedés a vevő alatti térségben a teljes árammennyiség (a felszíni  $H$  mágneses tér arányos változásában megmutatkozó) növekedésével (áramkoncentrációval)/csökkenésével (áramhiánnyal) jár együtt. Az első esetet jólvezető, a másodikat nagyellenállású mélybeli 3-D modellek hozzák létre. A tapasztalt törvényszerűségek általában a szondázási görbe teljes szakaszán érvényesek maradnak.)

Az adó és a vevő alatti hatók hatását összefoglalva kimondható, hogy az összetartozó vízszintes elektromos és mágneses térösszetevők *hányadosának*, az impedanciának a képzése az adó alatti hatók hatását csillapítja, ugyanakkor a vevő alattiakét pedig kiemeli.

A talált összefüggéseket egyetlen dipól-ekvatoriális alaphelyzetű, ún. legyező elrendezés példáján (Szarka, 1984), a 6.12. és 6.13. ábrák segítségével illusztrálom. (A legyezőmérés lényege a hosszú mérési szelvénynek részben átfedéssel szelvényszakaszokra történő bontása, s a különböző szelvényszakaszok különböző elcsúsztatott helyzetű adódipólok segítségével



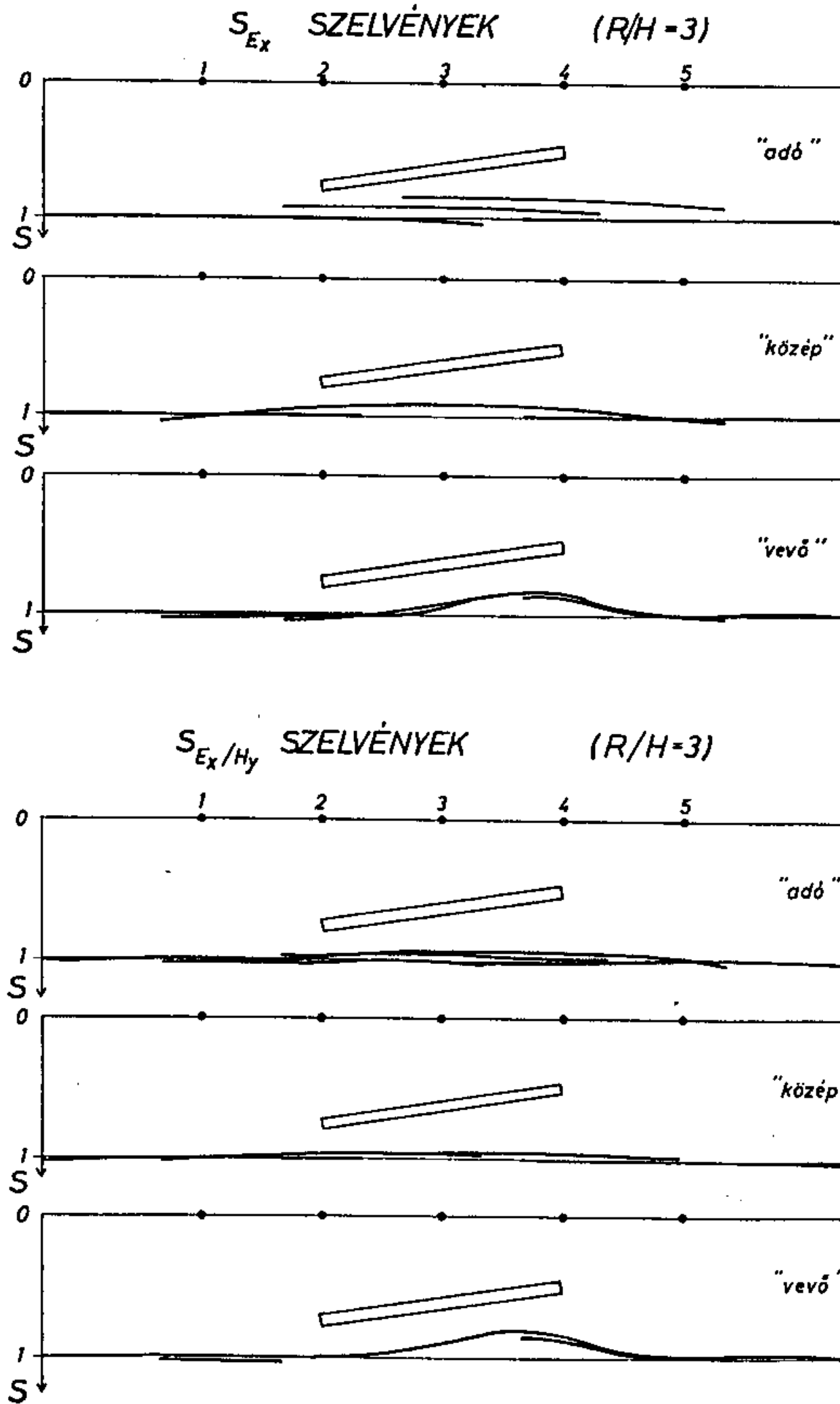
6.12. ábra: Dipól-ekvatoriális alaphelyzetű legyező-elrendezések öt (1–5) különböző adóhelyzethez tartozó szelvénytáblák és a ferde árnyékoló modell háromféle helyzetének (“adó”, “közép”, “vevő”) feltüntetésével

történő leírása; ld. a 6.12. ábrát).

A 6.13. ábra egy dőlt 3-D modell fölött mutatja a  $E_x$  elektromos térkomponensből, illetőleg az  $E_x/H_y$  impedanciából számított szelvények jellegzetességeit.

A GKV megrendelésére akkor öt-öt szelvénytáblából álló legyezőmérést végeztem. A modellt először az adó alatti térrészben (“adó”), majd az adó-vevő középvonala körül (“közép”), végül a vevő-vonal alatt (“vevő”) helyeztem el és a megrendelésnek megfelelően összegzett horizontális vezetőképesség-szelvényeket ábrázoltam.

Adóvonal alatti modell esetén az  $E_x$ -ből számított szelvénytáblák között jóval nagyobb vezetőképesség-eltolódások (‘ugrások’) figyelhetők meg, mint az



6.13. ábra: Összegzett horizontális vezetőképesség-szelvények ( $S$ ) dipól-ekvatoriális alap-helyzetű legyező-elrendezésben, öt különböző (1–5) adóhelyzethez tartozó szelvényszakasz feltüntetésével. Fent: az adóiránnyal párhuzamos  $E_x$ -ből számított  $S_{E_x}$  szelvények. Lent:  $E_x/H_y$  impedanciaelemből számított  $S_{E_x/H_y}$ -szelvények. "adó": a modell közepe a 3. adó közepe alatt helyezkedett el, "közép": a modell az adó-vevő középvonalában helyezkedett el, "vevő": a modell a vevővonal alatt (a 3. szelvényszakasz közepén) helyezkedett el. A további modellparamétereket Szarka (1984) tárgyalja

$E_x/H_y$ -ből számított szelvényszakaszok esetén. Az impedancia-képzés hatására nemcsak az adó körüli térség, hanem az adó és a vevő közötti térrész befolyása is csökken, míg a vevő körüli térség befolyása kis mértékben nő.

Impedanciaképzésen alapuló feldolgozás esetén célszerű tehát a vevővonalakat a kutatandó szerkezetek fölé helyezni. (A tíz évvel ezelőtti soproni megállapítás helyességét — abban korábbi szovjet analóg modellezési eredmények (például Kuznyecov (1972)) megerősítését, illetőleg kiegészítését látva — a GKV (jelenleg Mol Rt) elektromágneses csoportja gyakorlatban igazolta.)

#### VI.4. Zavaró ható befolyása a legyezőmérésekre

A kutatandó szerkezetek mellett legtöbbször más, rejtett inhomogenitások is megbújhatnak, amelyek — elektromágneses tértorzító hatásuk miatt — a kutatandó objektumra vonatkozó értelmezést befolyásolhatják, esetleg meg is hamisíthatják.

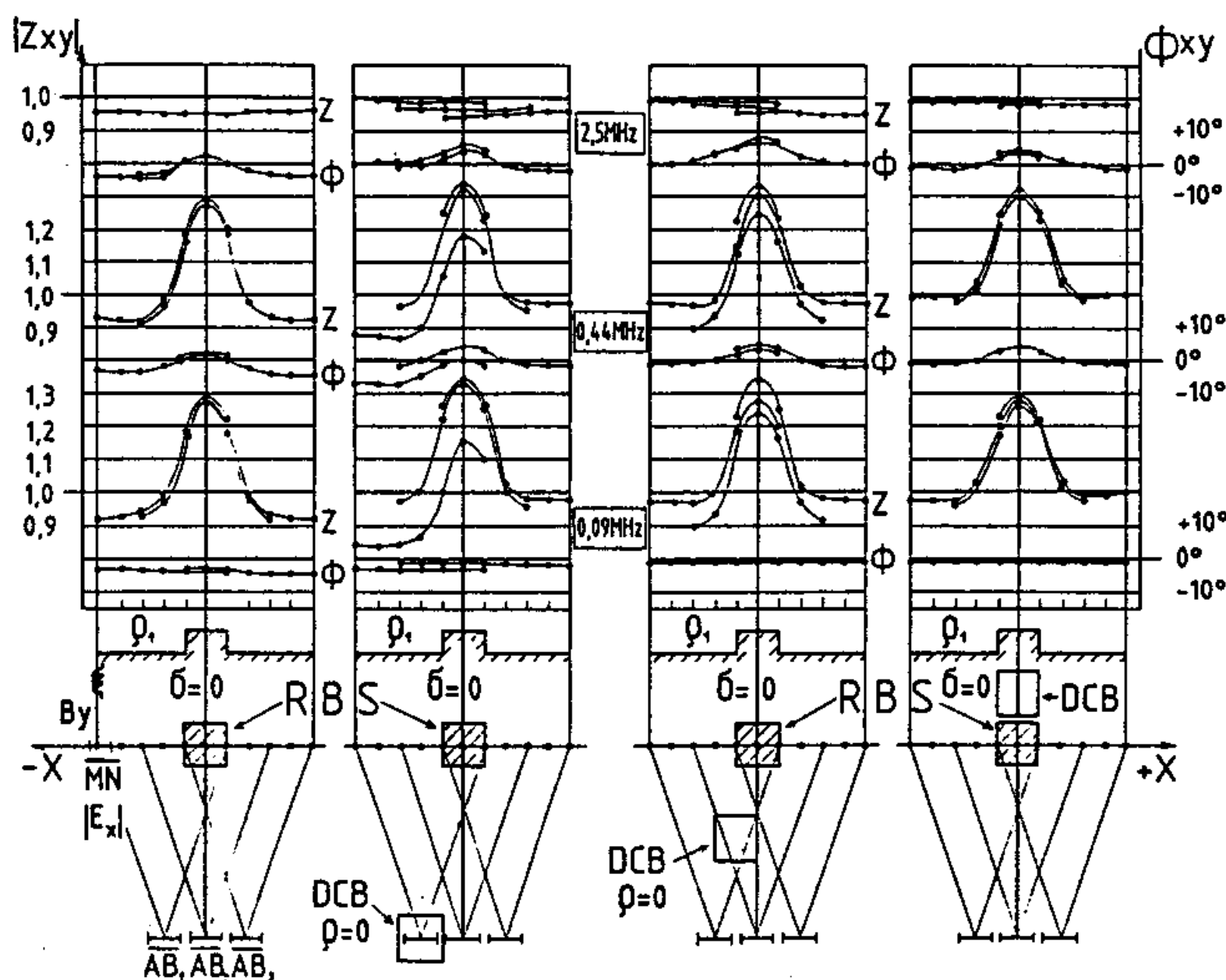
1988–89-ben efféle modellezést végeztünk dipól-ekvatoriális alaphelyzetű legyezőmérésben (Nagy és Szarka, 1989). A 6.14. ábra példája nagyellenállású aljzatkiemelkedés kutatását modellezi, “geológiai zajt” okozó, jólvezető 3-D modell, ún. zavaró ható jelenlétében.

A jólvezető modelleket (a “zavaró hatókat”) a 6.14. ábra négy oszlopában mutatottaknak megfelelően az alábbi helyek valamelyikére tettem:

- (1) sehová;
- (2) az egyik adó alá;
- (3) az adó és a vevő közötti térrészbe;
- (4) a vevő-vonal közelébe, az adóval átellenes oldalra.

A 6.14. ábra impedancia-amplitúdó- és fázisszelvényeket mutat három különböző (a szondázási görbe nagyfrekvenciás aszimptótájának, a közeli zónának és az átmeneti zónának megfelelő) frekvencián. A jólvezető test tértorzításának mértékét értelemszerűen az (1) esethez (baloldali oszlop) viszonyított eltérés mértéke szabja meg.

Az adó alá került zavaró ható kiugró eltérést okoz a zavart adó



6.14. ábra: Relatív  $|Z_{xy}|$  és fázisszelvények dipól-ekvatorális alaphelyzetű legyező-elrendezésben egy nagyellenállású aljzatkiemelkedés fölött, jólvezető 3-D modell, mint zavaró ható jelenlétében. Az oszlopok balról jobbra: (1) nincs zavaró ható, (2) zavaró ható a baloldali adó alatt, (3) zavaró ható az adó-vevő térrész közepe táján, (4) zavaró ható a vevő környékén, az adóval átellenes oldalon. A frekvenciák a “baloldali” görbe-aszimptóthoz közeli értéknek (2.5 MHz), a szondázási görbe közepének (0.44 MHz), illetőleg a kvázi-egyenáramú szakasznak (0.09 MHz) felelnek meg

terével mért szelvényszakasz és a szomszédos adók terével mért szomszédos szelvényszakaszok között (ld. a 6.14. ábrán balról a második oszlop ábrasorozatát). A jelenség a szondázási görbe közelzónás szakaszán tipikus statikus eltolódásként (“static shift” = amplitúdó-eltolódás, viszonylagos fázisállandóság mellett) jelentkezne, míg a hullámzónának megfelelő baloldali aszimptóta változatlan maradna. Az adó és a vevő által közrefogott térrészben lévő zavaró ható jelenléte (balról a harmadik oszlop) több szomszédos szelvényszakasz folyamatos eltolódásában nyilvánul meg. Az adó-vevő közötti térrészen kívüli objektumok (jobb oldali oszlop) a kutatandó szerkezetre vonatkozó értelmezést gyakorlatilag nem befolyásolják.



## VI.5. A CSAMT-anomáliák áttekintése

Annak ellenére, hogy a horizontális elektromos dipól-gerjesztésű mesterséges áramterű frekvenciaszondázás (újabb keletű rövidítéssel: CSAMT) rétegzett modellekre vonatkozó elméleti háttere megalapozottnak mondható, egészen a közelmúltig túlságosan leegyszerűsítő felfogások próbáltak meg érvényesülni. CSAMT- és MT látszólagos fajlagos ellenállásgörbék kétréteges féltér fölötti rendszerezésével rámutattam az egységes közeltér-korrekció lehetetlenségére.

A CSAMT-módszer az adó jelenléte (adó-vevő távolság, és -irány tetszőleges megválaszthatósága) következtében a magnetotellurikához képest sokkal nagyobb változatosságú anomáliaképeket képes produkálni, különösen többdimenziós közegben. Én — analóg modellezési tapasztalatok alapján — ebben a fejezetben a háromdimenziós CSAMT-anomáliák legalapvetőbb vonásainak áttekintésére vállalkoztam. (Kétdimenziós modellek fölött a vizsgált esetekben az analóg modellezés és a CSAMT numerikus modellezési eredmények között (Pethő, 1993) kielégítő kvalitatív hasonlóság mutatkozott.)

Amennyiben egyetlen háromdimenziós modellt képezünk le a vevővel olyan módon, hogy az adó homogén közegben mozog, a CSAMT-elrendezések egy részével 3-D MT-anomáliákra emlékeztető képet lehet nyerni, míg az elrendezések és a komponensek másik része a magnetotellurikára egyáltalán nem emlékeztető képet produkál.

A vevőtérség alatt, az adó-vevő közti és az adótérség alatti 3-D szerkezet horizontális elektromos és mágneses térkomponensekkel való leképezésének összehasonlításából az következik, hogy az impedanciaképzés (az  $E/H$  hányadosképzés) a 3-D anomália kialakításában az adó alatti térség hatását csillapítja, a vevőtérségét pedig kiemeli. Amennyiben a vevővonalak a kutatandó térség fölött vannak, akkor az ún. legyezőméréses elrendezésben a különböző helyzetű, de egyformán zavartalan környezetű adók terével ugyanabban a pontban közel ugyanazt az impedancia-értéket lehet meghatározni, míg ez külön-külön sem az  $E$ , sem a  $H$  komponensre nem mondható el.

Ideálisan kialakított elrendezéssel sem lehet elkerülni más közeli szerkezetek

befolyását. Amennyiben egy ilyen “zavaró ható” (más néven: “geológiai zajforrás”) az adótérség alá kerül, akkor a zavaró ható fölötti adó terével mért szelvénytörzsek és a szomszédos adók terével mért szelvénytörzsek között kiugró különbségek jönnek létre. Amennyiben a zavaró ható az adó-vevő között van, a különböző adók terével mért, egymást átfedő szelvénytörzsek között kisebb, fokozatosnak tűnő különbségek alakulnak ki.

A CSAMT-anomáliákat sokféle 3-D modell esetére lehet elemezni. Speciális modellek esetén az elmondottakon kívül nagyszámú speciális, csak bizonyos modellparaméterek körére korlátozódó következtetés vonható le. Ezek — csakugyan bonyolult — eredményeivel itt nem foglalkozom. A 3-D CSAMT anomáliák fenti áttekintését — mivel az eredmények kevésbé modellfüggők — viszont nagyon is szükségesnek éreztem.

A következő fejezetben a ‘szabálytalan’ viselkedésekben sejtett közös törvényszerűséget próbálom meg feltárni.

## VII. KÜLÖNLEGES PARAMÉTER-ÉRZÉKENYSÉGŰ ELEKTROMÁGNESES ELRENDEZÉSEK

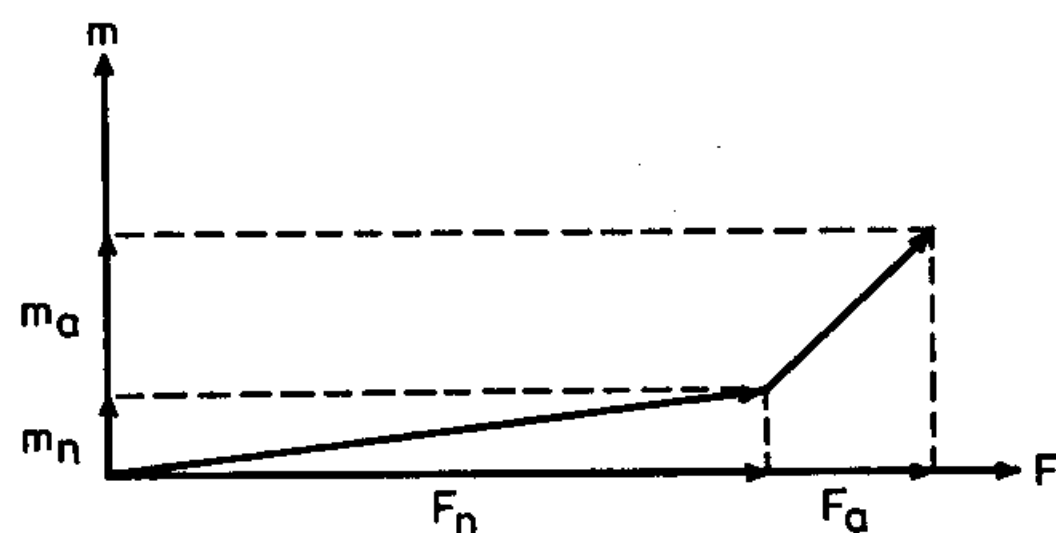
A VI. fejezetben áttekintettem a mesterséges elektromágneses frekvencia-szondázások magnetotellurikus jellegzetességekre épülő, de a magnetotellurikánál összetettebb háromdimenziós sajátosságait.

A frekvencia-szondázás adó-vevő elrendezéseinek, a mérési lehetőségeknek nagy változatossága olyan különlegesen nagy paraméter-érzékenységgű eseteket is magában foglal, amelyek fölött nemcsak a nagyvonalú áttekintésben siklunk el, hanem amelyekkel a szakirodalomban is csak elvétve találkozhatunk. Ebben a fejezetben ilyen eset(ek)re mutatok példát, de ez a bemutatás a konkrét módszerektől való elvonatkoztatást, s általánosabb megközelítést igényel.

Régi analóg modellezési tapasztalat, hogy laterális inhomogenitások általában élesebben jelentkeznek olyan komponensekben, amelyek laterális inhomogenitások nélküli értéke, az ún. normátere kicsi vagy nulla. (A 7.1. ábrán a szemléltetés érdekében feltételeztem, hogy egy laterális inhomogenitás hatására létrejövő anomális rész a nagy normáalterű ún. főkomponensben ( $F$ ) és a kis normáalterű ún. mellékkomponensben ( $m$ ) egyforma. Természetes, hogy ekkor  $m_a/m_n \gg F_a/F_n$ .)

Az  $m_a/m_n \gg F_a/F_n$  egyenlőtlenséggel leírható jellegzetességekkel az analóg modellezés során lépten-nyomon találkozni lehet, de arról, hogy a jelenséget valaki rendszerezte volna, nincs tudomásom. Szórványos megfigyelésekről tudok csak, amelyek rövid összefoglalását az alábbiakban adom meg:

1. Első példaként a geomágneses mélyszondázásban kiaknázott  $H_z$ -komponensnek a hagyományos magnetotellurikus paramétereknél jobb laterális felbontóképessége említendő meg. (A geomágneses mélyszondázás alapirodalmán túlmenően ld. pl. Takács (1976) tanulmányát, vagy a legújabb numerikus példák közül Turai (1993) disszertációját.)
2. A háromdimenziós modellezés kezdeteitől figyelmet fordítanak a



7.1. ábra: Hipotetikus, nagy normáalterű fő- ( $F$ ) és kis normáalterű mellékkomponensek ( $m$ ) inhomogenitás nélküli ('n' index) és anomális ('a' index) összetevői

kizárólag 3-D modellek fölött megjelenő ún. "mellékkomponensekre" is; ezek egyik — nem biztos, hogy szerencsés — felhasználási formája a skew számítása.

3. Érdekes és a magnetotellurika különleges paraméterérzékenységű esetei közé sorolható tapasztalat, hogy Honkura et al. (1994) az általuk létrehozott elektromágneses földrengés-előrejelző rendszerben a  $Z_{xx}$  magnetotellurikus mellékimpedancia időbeli változásának tulajdonítanak információt.
4. Bányabeli egyenáramú dipól-dipól eset ún. paraméter-érzékenységi vizsgálata (Gyulai, 1993) meggyőzően mutatják, hogy az olyan elrendezésekben, amikor a dipól normáaltere nullához közeli, a geoelektromos paraméterek megváltoztatása sokkal nagyobb mértékű változást okoz a mért elektromos összetevőben, mint a nagy normáalterű elrendezések esetében. (A jelenséget geoelektromos monitorozást modellező soproni analóg modellkísérletekben (Szalai, 1993) is megfigyeltük.)
5. A mesterséges frekvenciaszondázás területéről az irodalomból csak meglehetősen hiányos információt tartalmazó ismertetéseket tudok említeni: ide tartozik Dzwinel (1983) többféle térgerjesztést alkalmazó és minden

lehetséges térkomponenst mérő, tanító-tanuló algoritmuson alapuló ún. WEGA-módszere.

Tekintettel arra, hogy légüres térben egy vertikális mágneses dipól síkjában  $H_r = 0$ , esetleg idesorolható a  $H_z/H_r$  hányadost mérő, ún. Maxiprobe-módszer is (Mundry, 1987).

A felsorolt példákon a nulla normáalterű térkomponensek valamelyikének tulajdonított nagyobb paraméter-érzékenység hasznosítása a közös gondolat.

A példák sorát két nem-konvencionális analóg modellezési eset-tanulmánnyal (Szarka és Nagy, 1992; Szarka, 1991b) toldom meg. A tapasztalt meglepően nagy felbontóképesség egyik esetben a nulla normáalternek volt köszönhető. A másik példa talán még érdekesebb, hiszen a különleges paraméter-érzékenység a mérési frekvencia egyedi megválasztásának tudható be. Számunkra most elsősorban a kísérleti eredmények lényegesek, de ezek véleményem szerint nem nélkülözhetik a modellezési feladatok tömör leírását, a VII.1. és VII.2. fejezeteket. Mindazonáltal az analóg modellezés részletei iránt nem különösebben érdeklődő olvasó nyomban a VII.3. fejezethez, a tapasztalatok összegzéséhez lapozhat.

A két példa rámutat a mesterséges frekvenciaszondázás egyik lehetséges reményteli fejlődési irányára, másrészt a példák sorát együtt szemlélve egyre tisztábban kirajzolódik a különleges paraméter-érzékenységű geoelektromos-elektromágneses elrendezések és eljárások még igazából kialakulatlan, sajátos módszercsaládja, amelynek a részletező mérésekben és az időbeli változások kimutatásában a jövőben esetleg tényleges szerepe lehet.

## **VII.1. Kőolajtelep-modell alakleképezési vizsgálata nulla normáalterű térkomponenssel**

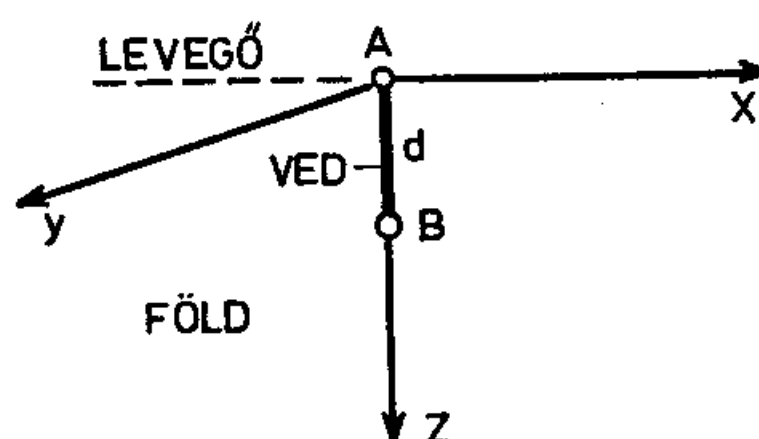
### **VII.1.1. Analóg modellezés fűrólyuk-elektrodás térgerjesztéssel**

A felszíni elektromágneses módszerek számára vonzó kihívás adatokat szolgáltatni a — környezetéhez képest nagyobb ellenállásúnak feltételezett —

kőolajtelepek pontos kiterjedéséről. A kőolajtelepek alakja ugyanis legtöbbször még akkor is kérdéses marad, ha a telepet már fúrásokkal harántolták.

Ismerve e tekintetben a felszíni horizontális elektromos dipólusos térgerjesztés korlátait, az adót célszerű a kutatandó objektum közelébe, a felszín alá vinni. Süllyesztett vertikális elektromos dipólgerjesztés (VED) megvalósítása célszerű, ehhez ugyanis egyetlen fúróluk elegendő. Az egyik tápelektroda például a fúróluk szájánál a felszínen, a másik pedig a fúrólukban a mélybeli, környezeténél nagyobb ellenállású olajtelepmodell fölött, illetve alatt helyezkedhet el.

1990-ben egy, a GKV megrendelésére végzett megbízási munka során éppen ilyen VED térgerjesztésű modellezéssel foglalkoztam. (Az AB tápelektrodák elhelyezkedését a 7.2. ábra mutatja.)



7.2. ábra:  $d$  hosszúságú, AB végpontú vertikális elektromos dipólus az elektromosan vezető alsó féltérben

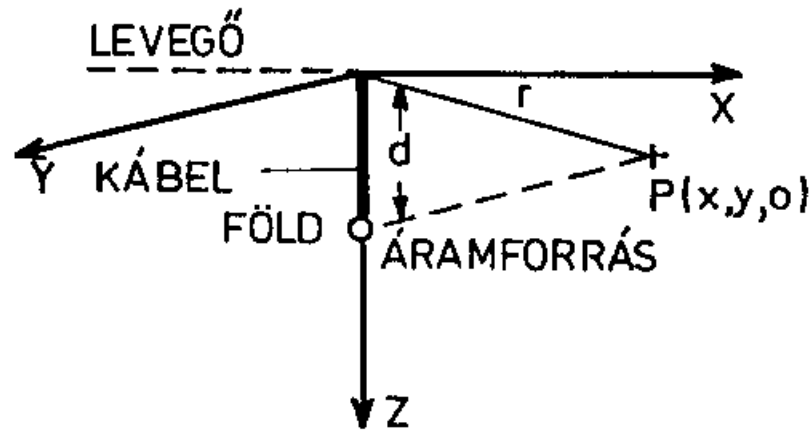
A modellkísérletekről a megrendelő részére két kutatási-fejlesztési jelentés (Szarka, 1990b), továbbá egy publikáció (Szarka és Nagy, 1992) készült.

### VII.1.2. A süllyesztett VED terének felszíni komponensei

A VED-térgerjesztésű frekvenciaszondázás legteljesebb és idehaza legismer-  
tebb összefoglalásának Kaufman és Keller (1983) mellett Takács (1990) dok-  
tori értekezése, illetőleg egyenáramú szempontból Gyulai (1993) kandidátusi  
disszertációja tekinthető. Itt csupán az analóg modellezési eredmények jobb  
megértését szolgáló összefüggések lényegét emelem ki.

A homogén feltérben lévő vertikális elektromos dipólus (itt nem infinitezimálisan kicsiny, hanem véges hosszúságú forrásokról van szó) különleges abban az értelemben, hogy egyenáramú határesetben a felszínen csak radiális irányú elektromos összetevő mérhető, miközben  $E_\varphi$ ,  $E_z$ , továbbá mindhárom mágneses térkomponens nulla.

Különösen az érintőirányú mágneses összetevő eltűnése tűnhet meglepőnek, ezért az 1.14 egyenlet alapján elvégeztem a 7.3. ábrán lerajzolt, a felszín alá  $d$  mélységre leengedett kábeldarab végén lévő pontelektróda mágneses terének szétbontását kábéláram- és földi áram eredetű összetevőkre. A 7.1. táblázatból látható, hogy a felszínen az érintőirányú  $H_\varphi$  egyáltalán nem függ a függőleges kábelszakasz  $d$  hosszától, következésképpen a VED-elektrodapár másik tagjának odahelyezésével a felszíni  $H_\varphi$  nullává válik. A táblázatban az összes többi komponens felszíni kifejezését is feltüntettem.



7.3. ábra: A felszíntől számított  $d$  mélységben lévő tápelektroda egyenáramú mágneses terét a  $d$  hosszúságú kábelszakaszból és az elektródából kiinduló, földbeli áramokból származó részekre lehet bontani

Az egyenáramú mágneses összetevőkre elmondottak nemcsak homogén feltérben, hanem vízszintesen rétegzett közegben, sőt hengersizimetriát megőrző félterek esetében (pl. egy tökéletesen körszimmetrikus kőolajtelep geometriai középpontját harántoló, tökéletesen függőleges fúrásban elhelyezett elektrodapár terében) is igazak maradnak. Váltakozóáramú térben  $E_r$  mellett  $H_\varphi$  is fellép, de a másik négy komponens ez esetben is nulla. A süllyesztett váltóáramú vertikális elektromos dipól tehát egy kifejezetten “nagy normáalterű” ( $E_r$ ), egy kisebb normáalterű ( $H_\varphi$ ) és négy “nulla normáalterű” felszíni térkomponenssel rendelkezik.

A modellmérések szempontjából megemlítendő, hogy egyenáramú és alacsony frekvenciás esetben felszíni mágneses tér csakis a hengerszimmetriát megbontó laterális inhomogenitások esetén lép fel.

7.1. táblázat: A  $d$  mélységbe leengedett kábel végén lévő pontelektróda egyenáramú térkomponensei a felszínen

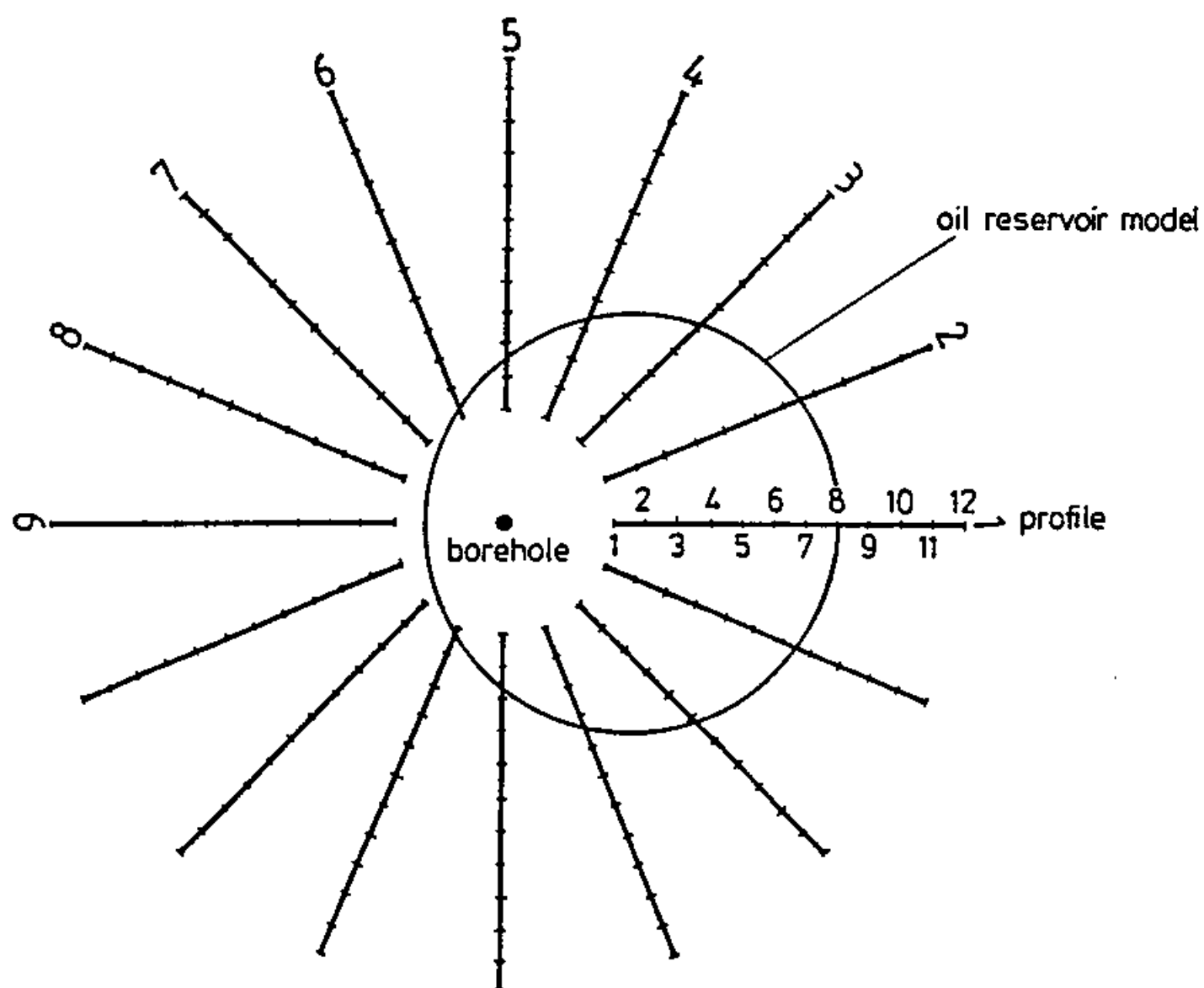
összetevő	kábeláram eredetű rész	földbeli áram eredetű rész	eredő
$H_\varphi$	$\frac{I}{4\pi r} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2+r^2}}\right)$	$\frac{I}{4\pi r} \frac{d}{\sqrt{d^2+r^2}}$	$\frac{I}{4\pi r}$
$H_r$	0	0	0
$H_z$	0	0	0
$E_\varphi$	0		
$E_r$	$\frac{r}{4\pi\sigma_1\sqrt{(r^2+d^2)^3}}$		
$E_z$	0		

### VII.1.3. A modellkísérlet leírása

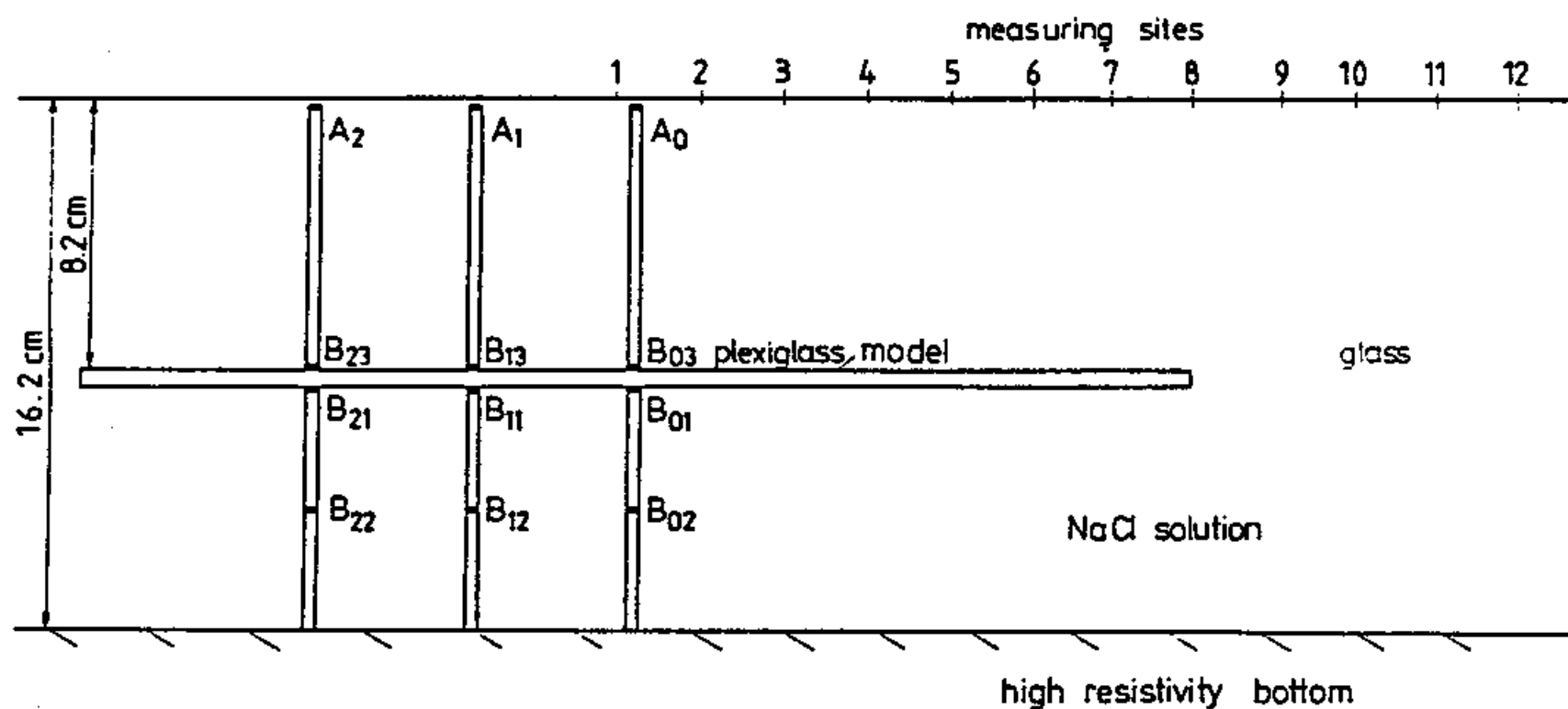
A modellkísérletben köralakú, nagyellenállású modellek szegélyének kimutathatóságát vizsgáltam. A kőolajtelep-modellekhez képest excentrikus elhelyezkedésű VED körül sugárirányban (22.5 fokonként) kiinduló szelvények mentén végeztem  $E_r$ ,  $E_\varphi$ ,  $E_z$ ,  $H_r$ ,  $H_\varphi$  és  $H_z$ -méréseket a 7.4. és 7.5. ábrák szerinti elrendezésben több különböző frekvencián. A süllyesztett B elektróda helyzetei közül a modell alatti elektródahelyzetek bizonyultak eredményesnek. Mivel geometriai koefficiens számítása a felszínen csak  $E_r$  esetében lett volna lehetséges (a többi komponens normáltere ugyanis nulla, vagy nagyon kicsi érték volt), olyan értelmezési paramétert gondoltam ki, amely előállításához a mérési adatokon kívül más információt nem kellett figyelembe venni.

A sugárirányú szelvények mentén még az ideális esetben elméletileg nullával egyenlő mágneses komponensek is mutattak változást az  $r$  függvényében.





7.4. ábra: A VED analóg modellezés felülnézeti rajza: a kör alakú olajtelepmodelt excentrikusan harántoló fúróllyuktól 17 sugárirányú mérési szelvény indul ki



7.5. ábra: A VED analóg modellezés oldalnézeti rajza

Látszott, hogy a modellre vonatkozó információ az eltérő (s a sugárirányú távolsággal meglehetősen gyorsan csökkenő amplitúdójú) térerősségmenetekben

lehet elrejtve. Ezért mindegyik komponensre meghatároztam a 17 sugárirányú szelvény mentén mért térerősségmenet átlagát, majd a 17 mérési szelvény mentén mért értékeket elosztottam az átlagszelvény mentén mért adatokkal.

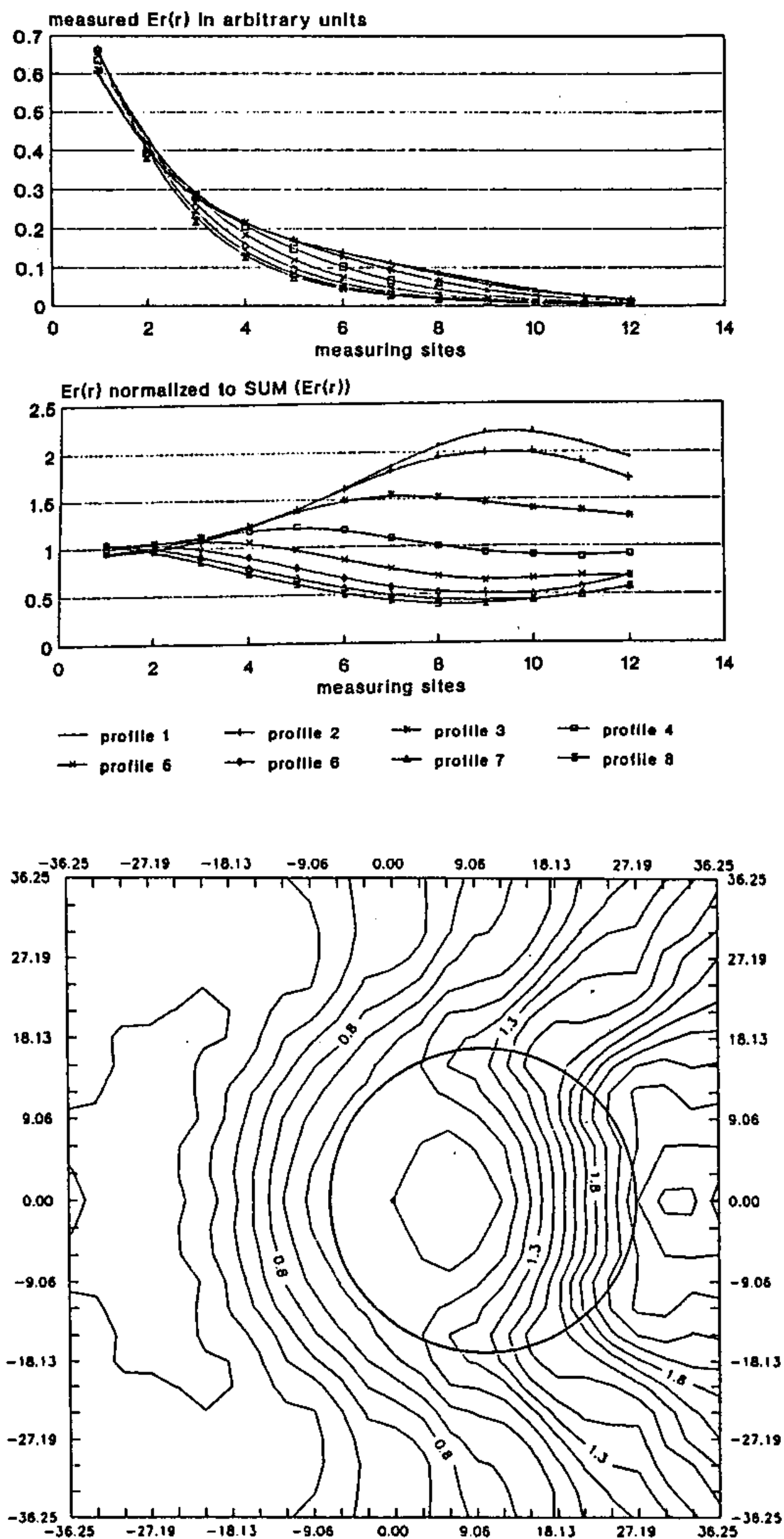
A 7.6. ábra a radiális elektromos komponenssel nyert eredményeket mutatja. Felül nyers mérési szelvények vannak (a 17-ből összesen 8 szelvényt ábrázoltam), középen pedig az átlagszelvényhez viszonyított mérési szelvények szerepelnek. Az ábra alsó része nem más, mint a relatív adatok térképszerű ábrázolása. Az  $E_r$  komponenssel tehát az olajtelephatárnak csak a fúrólyuktól viszonylag távolabbi részeiről nyerhető információ.

Az elméletileg nulla, vagy igen kis normáalterű komponensek megmérése mérés technikailag sokkal nehezebb volt, mint a nagy normáalterű térkomponenseké.

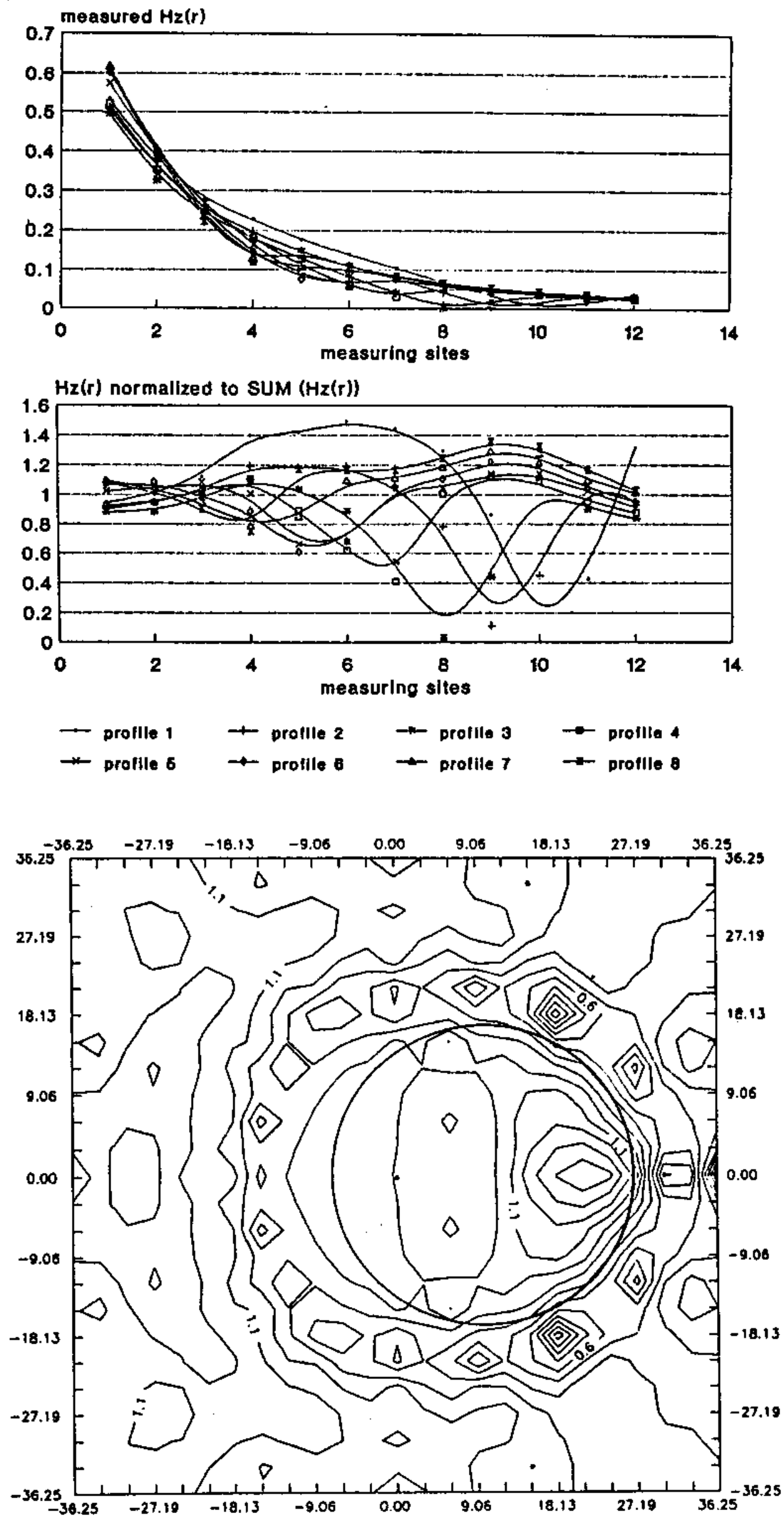
Az igazán rendkívüli nehézségek (pl. a fúrólyukmodell apró elmozdulásai miatti újrakezdések) közepette elvégzett mágneses mérések közül a legjobb minőségűnek bizonyult  $H_z$ -eredményeket mutatom be (7.7. ábra). A nyers mérési adatokból (felső rész) még semmiféle következtetés nem vonható le (az adatok véletlenszerű lefutásának látszanak), de az átlagszelvénnel való normálás után (középső rész) a perem mentén határozott minimumok alakulnak ki. Az ábra alsó részének szintvonalas térképe a rendkívül jó lehatárolást — a modellt körkörösén körülvevő éles minimumzóna képében — egyértelműen mutatja.

A tangenciális és vertikális elektromos komponens mérése könnyebb volt, de az eredmények elmaradnak a  $H_z$  komponenssel elért felbontóképesség mögött.

A modellkísérlet egy fontos gyakorlati jelentőségű eset laboratóriumi modelljére megmutatta, hogy bizonyos esetekben a nulla normáalterű térkomponensekkel jelentősen jobb laterális felbontóképesség érhető el, mint a nagy normáalterű térkomponensek mérésével. A mérési hibák (szisztematikusnak számító geometriai beállítási hibák és az egyéb véletlen jellegű hibák) viszont ezeket a különlegesen nagyérzékenységű elrendezéseket sokkal jobban terhelik, mint a konvencionális elrendezéseket. Azt a kérdést, miszerint a hibák miatt a javulás nem csupán látszólagos-e, további vizsgálatok hivatottak eldönteni.



7.6. ábra: VED gerjesztésű modellmérések eredményei  $E_r$ -komponenssel. Fent: nyolc nyers mérési szelvény; közepen: nyolc normált mérési szelvény; lent: a normált adatok szintvonalas ábrázolása a modell felülnézeti rajzának feltüntetésével



7.7. ábra: VED gerjesztésű modellmérések eredményei  $H_z$  komponenssel. Fent: nyolc nyers mérési szelvény; közepen: nyolc normált mérési szelvény; lent: a normált adatok szintvonalas ábrázolása a modell felülnézeti rajzának feltüntetésével

## VII.2. Jólvezető modellek alakleképezési vizsgálata különböző frekvenciákon

### VII.2.1. Az analóg modellezési feladat és háttere

A Geofizikai Kutató Vállalat ún. "Enhanced Oil Recovery", röviden EOR-projektje számára végzett analóg modellméréseink célja azonos alapterületű, de különböző alakú jólvezető szerkezetek alakleképezési lehetőségének vizsgálata volt az elektromos térerősség abszolút értékének és fázisának vizsgálata alapján, CSAMT módszerrel (ld. a 7.8. és 7.9. ábrákat).

Az abszolút értékekből és a fázisokból relatív értékeket számítottam, s az adatokból elkészítettem a megrendelő kívánsága szerinti szelvényeket és térképeket.

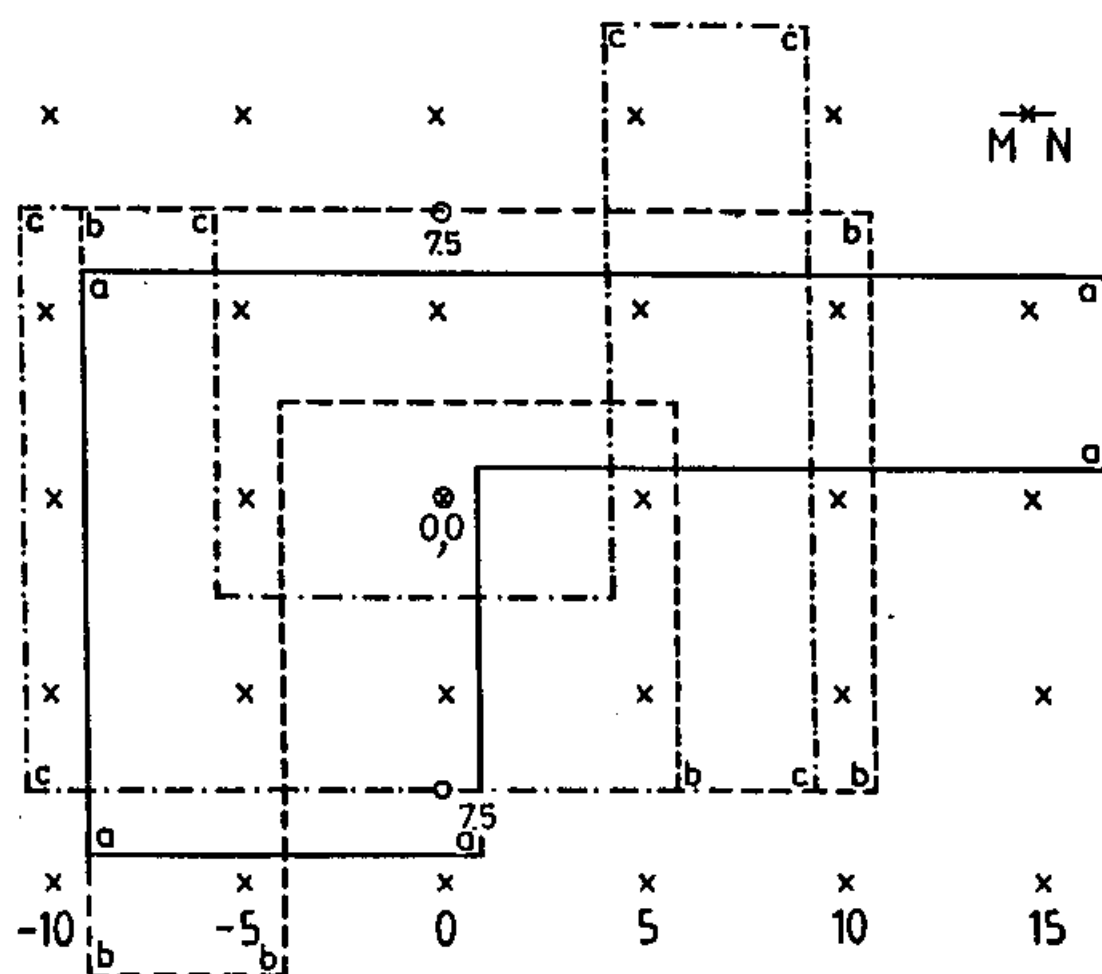
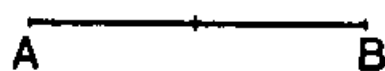
A modellezés keretében kimutattam például, hogy

- (1) a mágneses komponensek anomáliái az elektromos anomáliákhoz képest mintegy 60–70 százalékkal kisebbek;
- (2) azonos geometriájú, de különböző nagyságú hatók fölött az elektromos amplitúdóanomália százalékos maximuma a jólvezető területével egyenesen arányos;
- (3) a horizontális elektromos adódipóllal párhuzamosan elnyúlt szerkezeteknek mind az amplitúdó-, mind a fázisanomáliája nagyobb, mint az adódipól irányára merőlegesen elnyúlt szerkezeteké.

Mindezekkel a kérdésekkel itt nem foglalkozom. Ehelyett — Szarka (1991b) alapján — a különböző frekvenciákon mért területi térképeknek a modellalakokkal való különös kapcsolatát szeretném megvilágítani.

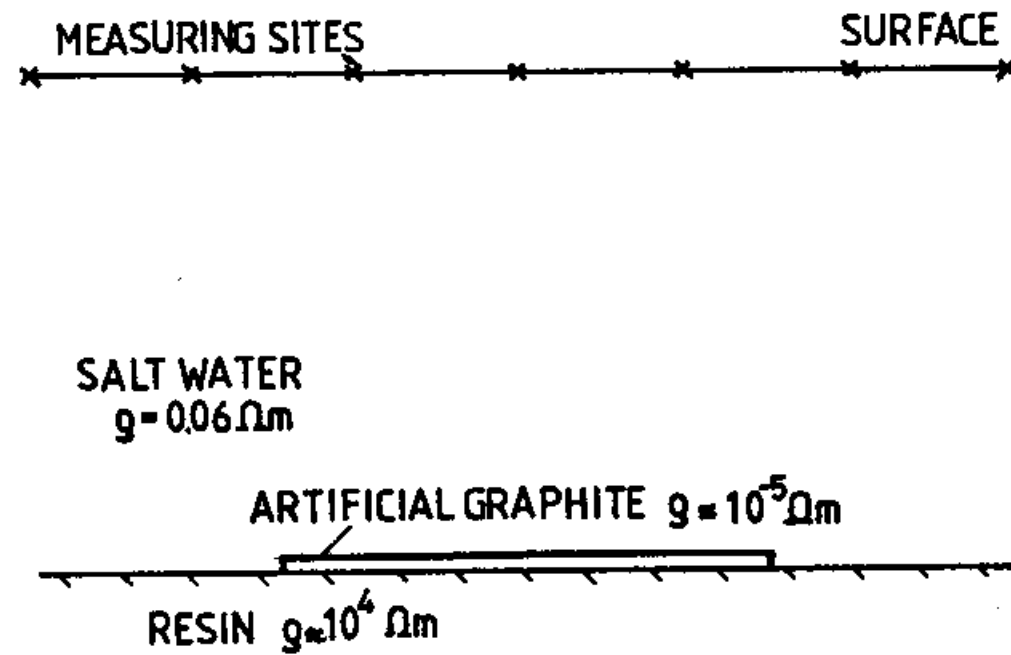
### VII.2.2. A frekvenciaszondázási görbék "túllövéses" jelenségéről

Jól ismert a frekvenciatartománybeli váltóáramú szondázási görbén megjelenő ún. "túllövéses" jelenség. Ez azt jelenti, hogy például egy mélybeli jólvezető réteg az alkalmazott elektromágneses tér frekvenciájának



7.8. ábra: Az EOR CSAMT-modellezés felülnézeti rajza. AB: az adódipól elektródái; MN: mozgó  $E_x$ -mérődipól. 'a' modell: pisztoly-szerű alak (folytonos vonal), 'b' modell: fordított, nem egyenlő szárú U betű alak (szaggatott vonal), 'c' modell: nem egyenlőszárú U betű alak (pontvonal). A modellek azonos alapterületűek és közös tömegközéppontjuk a mérési terület középpontjában (a 0,0 pontban) helyezkedik el. (A számértékek cm-t jelölnek)

csökkentésével a látszólagos fajlagos ellenállásban először növekedést okoz, s a jólvezetőnek megfelelő látszólagos fajlagos ellenállás-csökkenés csak a "túllövéses zóna" után, alacsonyabb frekvenciákon jelentkezik. A jólvezető



7.9. ábra: Az EOR CSAMT-modellezés oldalnézeti rajza

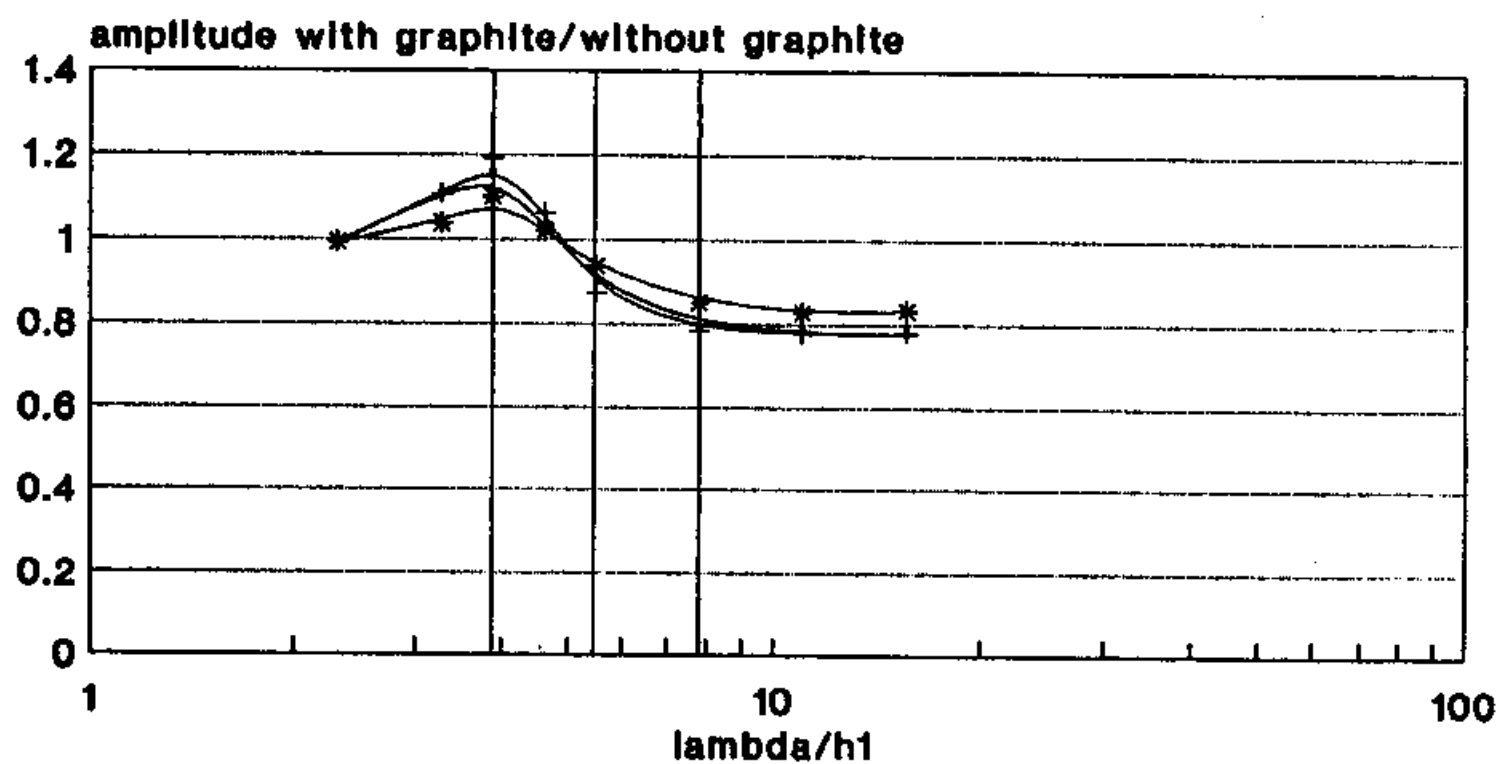
réteg a felszínen elhelyezett műszerek számára tehát nemcsak a túlságosan kicsi skinmélységnek megfelelő nagy frekvenciákon észrevehetetlen, hanem a túllövéses zóna végét jelentő frekvencián is. Ez a — továbbiakban ‘kritikus’ — frekvencia az adó-vevő távolság és -elrendezés, valamint a rétegparaméterek függvényében mindegyik térkomponens esetére egyértelműen meghatározható.

Mindeddig jólvezető *rétegről* volt szó. Az adódipóllal párhuzamos  $E_x$  összetevő abszolút értékére és fázisára korlátozódó analóg modellmérések során nem végtelen kiterjedésű rétegeket, hanem *véges méretű lapokat* helyeztem a mérési terület alá. Ennek következtében a lapok különböző pontjai fölött némileg eltérő szondázási görbék adódtak. A 7.10. ábrán látható három különböző pontban mért szondázási görbéhez kismértékben különböző ún. “kritikus” frekvenciák tartoznak. (Amennyiben valamely kiválasztott ponthoz tartozó kritikus frekvencián végeznénk térképezést, az  $E_x$ -amplitúdó területi változása nem haladná meg a néhány százalékot.)

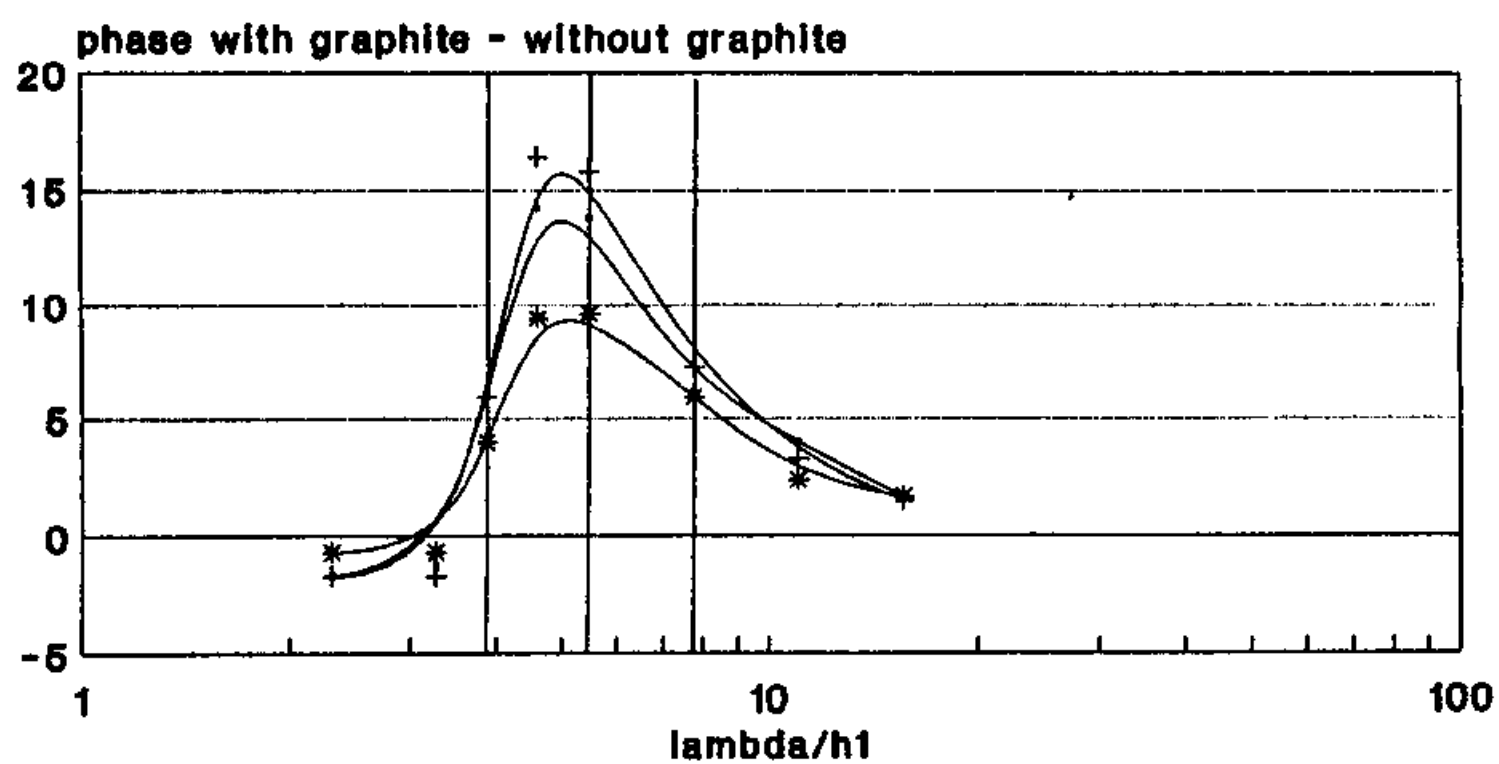
### VII.2.3. A modellkísérlet eredményei

A mérések célja az alakmeghatározás lehetőségeinek vizsgálata volt különböző frekvenciákon. Három különféle alakú modellt vettem alapul,

**Ex-amplitude anomalies  
due to a square model**



**Phase difference  
due to a square model**



measuring sites:

—+— centre,  $d=R$     —+— inner side,  $d<R$     —\*— over the centre,  $d>R$

7.10. ábra: Relatív  $E_x$  amplitúdó- és fázisgörbék  $\lambda_1/h_1$  függvényében egy a), b), c) modellel azonos alapterületű négyzet 7.2. ábrán jelölt három különböző pontja fölött. A következő ábrákon bemutatott térképezés frekvenciáinak megfelelő  $\lambda_1/h_1 = 4.6, 5.5$  és  $7.8$  értékeket függőleges vonalak jelzik



s természetes, hogy legelőször az alacsony frekvenciákhoz tartozó nagy amplitúdó-anomáliákat hasonlítottam össze.

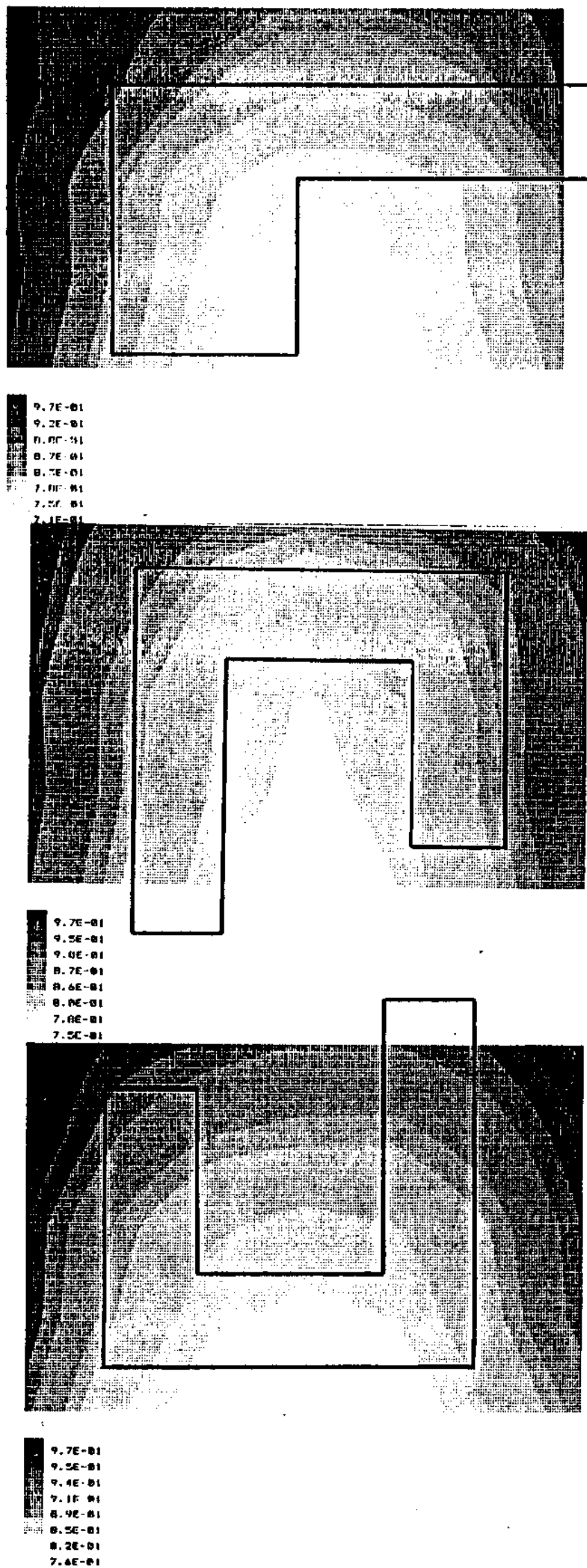
Mindhárom modell fölött jelentős, de egymásra túlságosan hasonlító, ezért az alakmeghatározás szempontjából értéktelen anomáliákat kaptam (7.11. ábra). Hasonló tapasztalatokat (7.12. ábra) nyertem a "túllövéses" zónában végzett nagyfrekvenciás amplitúdó-térképezés során is. A 7.13. ábrán bemutatott fázisanomáliák (amelyek éppen a kritikus frekvencia közelében a legnagyobbak) sem követik a modell alakját.

Teljesen véletlenül előállítottam a kritikus frekvenciához közeli frekvencián mért ( $\lambda_1/h_1 = 5.5$  első rétegbeni relatív hullámhosszhoz tartozó) amplitúdótérképeket is. Ezen a frekvencián a területi változás egyik térképen sem haladta meg a hat-hét százalékot. A 7.14. ábra mindhárom térképe önmagáért beszél: az egy százalékonként változó árnyalatú sávok az összes többi esettel ellentétben határozottan követik a modellek alakját.

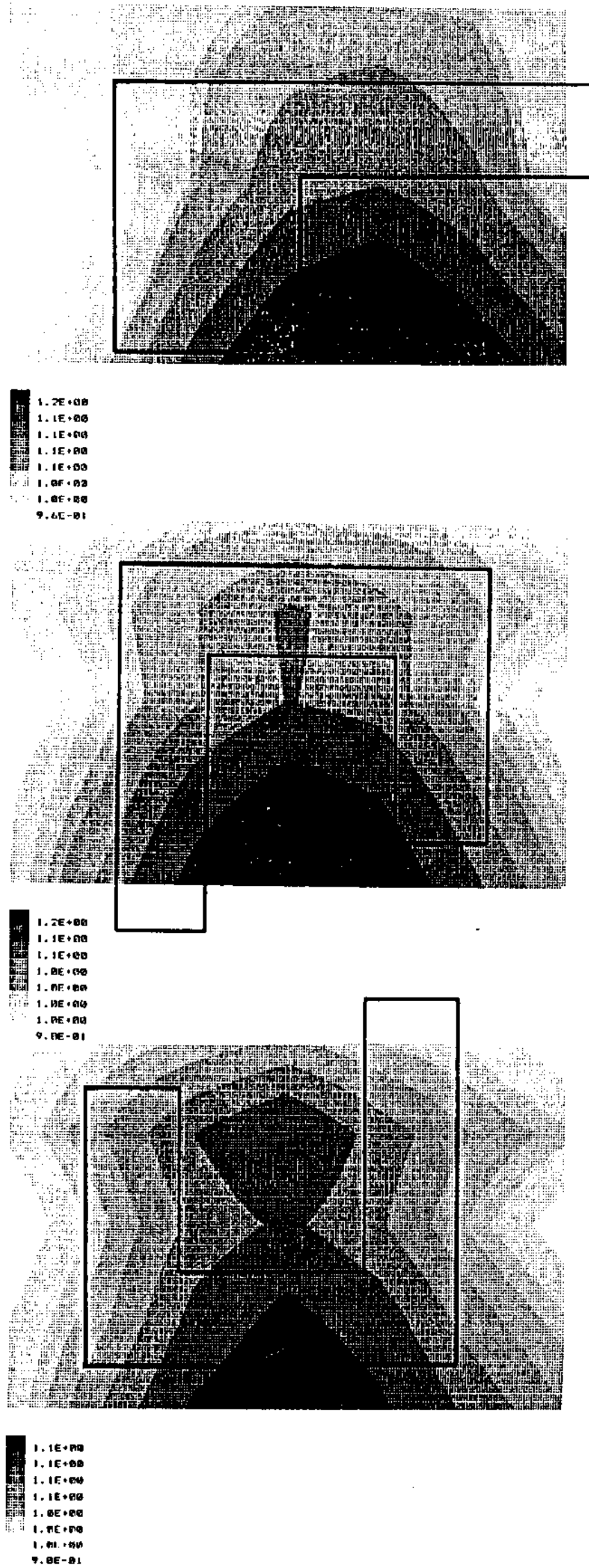
Említésre méltó, hogy azokon a frekvenciákon, amelyeken határozott, jól mérhető amplitúdóanomáliák alakulnak ki, csak a jólvezető test jellegét és nagyságát lehet becsülni, az alak finomabb meghatározása — az elektromágneses tértorzulások szabályainak ismerete ellenére — többnyire lehetetlen.

Ugyanakkor az ún. 'túllövéses' zóna végén (az álanomáliás és a közelzónás frekvenciatartomány között), amikor az elektromos tér a teljes térképezési területen mindössze néhány százalékot változik, a ható alakja sokkal élesebben mutatkozik meg. Ez a frekvencia a gyakorlatban a maximális fázisanomáliáról ismerhető fel a legkönnyebben.

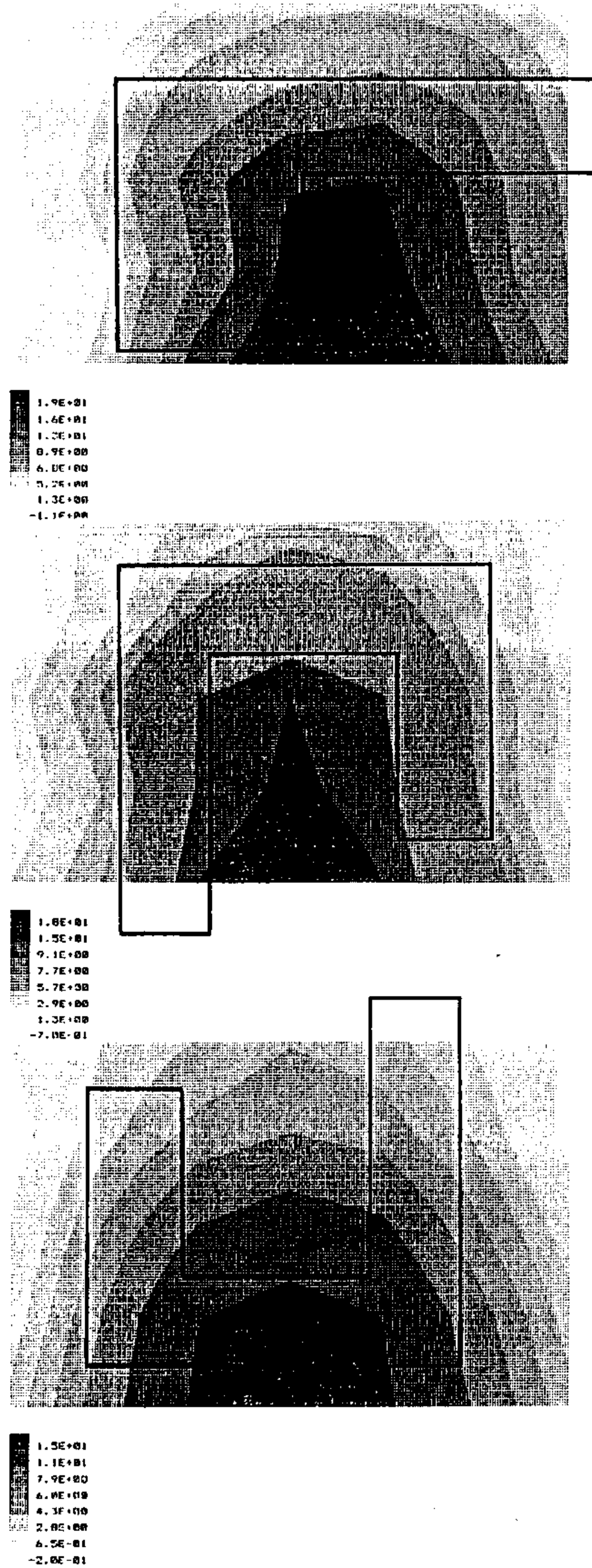
Elvileg tehát felszíni elektromágneses módszerrel a mélybeli szerkezetek valódi alakját meg lehet határozni a maximális fázisanomáliához tartozó frekvencián végzett részletes elektromos amplitúdó-térképezéssel. A gyakorlati megvalósítás komoly akadálya azonban a hasznos jelek eredendően kis területi változása.



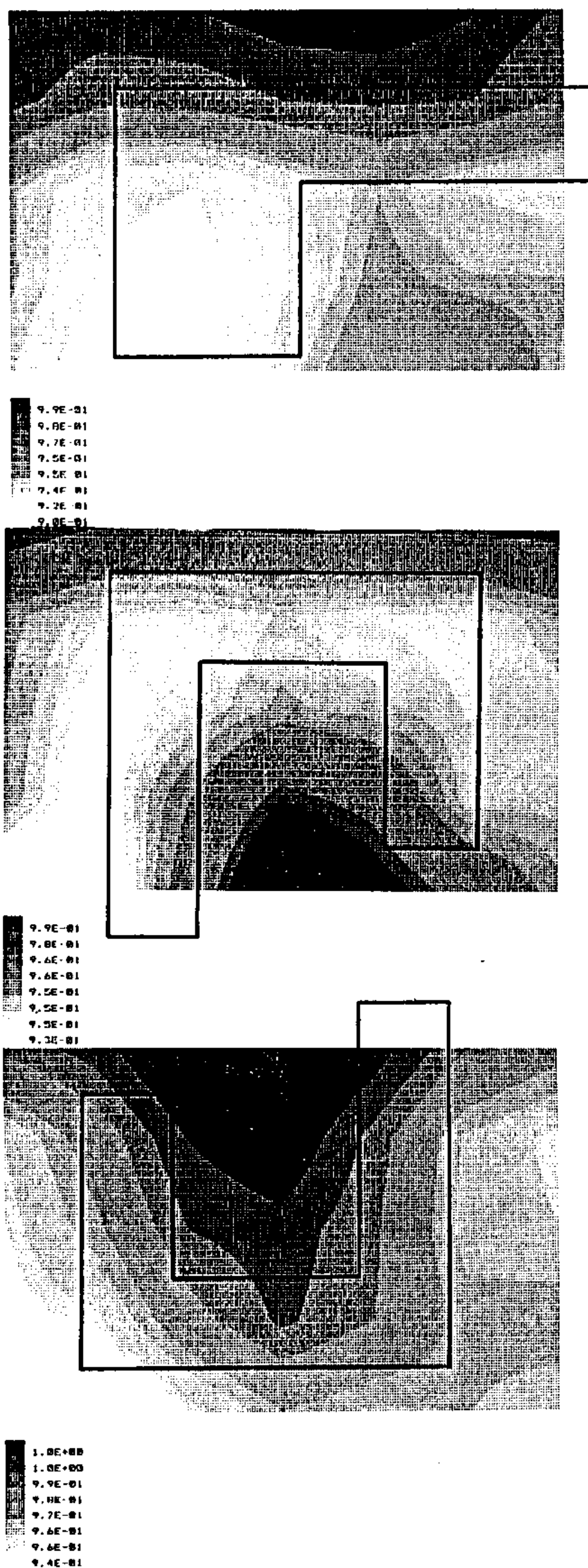
7.11. ábra:  $E_x$  relatív amplitúdótérképek a "valódi" anomália alacsony frekvenciás intervallumában ( $\lambda_1/h_1 = 7.8$ ). Az eltérő árnyalatú szintek a legelső esetben 0.76 és 1.00 közötti relatív értékeknek felelnek meg



7.12. ábra:  $E_x$  relatív amplitúdótérképek a "tűllövéses" intervallumban ( $\lambda_1/h_1 = 4.6$ ). Az eltérő árnyalatú szintek a legelső esetben 0.98 és 1.20 közötti relatív értékeknek felelnek meg



7.13. ábra:  $E_x$  relatív fázistérképek a "kritikus" frekvencia közelében ( $\lambda_1/h_1 = 5.5$ ). Az eltérő árnyalatú szintek az alsó esetben gyakorlatilag 0 és 15 fok közötti értékeknek felelnek meg



7.14. ábra:  $E_x$  relatív amplitúdótérképek a “kritikus” frekvencia közelében ( $\lambda_1/h_1 = 5.5$ ). Az eltérő árnyalatú szintek a legalsó esetben 0.94 és 1.00 közötti relatív értékeknek felelnek meg

### VII.3. A tapasztalatok összegzése

A fejezet két analóg modellezési példája a mesterséges áramterű elektromágneses módszerek eddig ismeretlen oldalát világítják meg és a módszer újabb lehetőségeire mutatnak rá.

A példák közös tanulsága az, hogy a legjobb laterális felbontóképességet, illetőleg leképezést nem a legnagyobb anomáliájú és a legjobb jel/zaj viszonyal rendelkező elrendezések szolgáltatják.

A vertikális dipólgerjesztéses modellezési kísérletben a kőolajtelep-modellt a nulla normáalterű mágneses komponens határozta a legjobban körül; a 'hagyományos' CSAMT-elrendezésben az ún. kritikus frekvencián végzett térképezés adott kivételesen jó leképezést.

Úgy tűnik, hogy a megnövekedett paraméter-érzékenység mindkét esetben — bizonyos, tágabb értelemben vett — egyensúlyi helyzetnek (a VII.1. fejezetben amplitúdó-nullhelyzetnek, a VII.2. fejezetben a  $\lambda_1$  hullámhosszal kapcsolatos interferenciának) volt köszönhető. Megjegyzem, van példa (Vukovics, 1992) nagy normáalterű komponens árambetáplálással történő ki-nullázásának kísérletére is.

A két analóg modellezési példát a bevezetőben említett szórványos tapasztalatok sorába beillesztve egy új ('ekvilibrista' jellegű) elektromágneses módszercsalád, illetőleg mérési filozófia körvonalai látszanak kirajzolódni.

Különleges paraméter-érzékenység elérhető egy úgynevezett "nulla" normáalterű térkomponens, ill. térkomponens-kombináció kiválasztása (esetleg egy nagy normáalterű térkomponensből történő előállítás) révén, de akár egy ún. 'kritikus' frekvencia kiválasztásával is.

Teljesen feltáratlanok azok az esetleges lehetőségek, amelyeket az elektromágneses szondázási görbék bizonyos morfológiai jegyei kínálhatnak. (E tekintetben például a II. fejezetben tárgyalt  $\rho_{ReZ} = \rho_1$  tengelymetszések ellenálláskontraszttól függő periódusa is figyelmet érdemel.)

Analóg modellmérési tapasztalatok birtokában ugyanakkor azt is ki kell mondani, hogy

1. nem minden nulla normáalterű térkomponens és térkomponens-

kombináció, illetőleg nem minden kritikus frekvenciás mérés rendelkezik különleges paraméter-érzékenységgel;

2. a különleges paraméter-érzékenységet rendszerint a rendkívüli mértékben megnövekedő hibaérzékenységgel kell megfizetni.

A különleges paraméter-érzékenységű módszerek elvileg nagyon alkalmasak lennének időbeli folyamatok nyomonkövetésére. A kérdés azonban az, hogy a megnövekedett hibaérzékenység miatt a mért változások egyértelműen mentesíthetők-e a mérési körülményekben bekövetkező, nem geológiai eredetű hatásoktól.

## QUO VADIMUS?

A több mint száz éves történetre (sőt XVIII. századi tanulmányokra) visszavezethető, századunk második felétől rohamosan fejlődő, de közben időnként meg-megtorpanó geoelektromos-elektromágneses geofizikai kutatómódszerek a földbelső különböző léptékű megismeréséhez nélkülözhetetlen, mással nem pótolható ismeretekkel járultak hozzá.

A geoelektromos-elektromágneses módszerek mindenkor az alap- és társtudományi ismeretek, a műszaki feltételek és nem utolsósorban a gazdasági érdekek által megszabott keretek között fejlődtek. A gazdasági prosperitás éveiben rendszerint számos új eljárás, szenzációt keltő esettanulmány keletkezik, a földtudományi pangás évei pedig inkább a rendszerezés, tisztázás, átrendeződés és megújulás periódusai. Ma — idehaza és a világban is — ilyen időszakot élünk.

Át kell tehát tekinteni az elektromágneses geofizika helyzetét.

A jelen értékelésében mindenekelőtt le kell szögezni, hogy *növekedett az elérhető adatok mennyisége, minősége:*

- a földfelszín és a felszín alatti térségek (fúróluk, bánya) mellett már minden lehetséges mérési közeget (víz, légtér, űr) bevontak a kutatásba,
- a mérés technikai feltételek az elmúlt évtizedekben rendkívüli mértékben megjavultak (a számítógép-vezérelt mérés pl. az MTA GGKI-ben a tavi geoelektromos szondázások termelékenységét 20-szorosára növelte (Ádám et al., 1964, Kohlbeck et al., 1993)).

Ugyanakkor egy ezzel ellentétes folyamatnak, *a környezeti feltételek rosszabbodásának* is tanúi vagyunk:

- a civilizáció az elérhető földi geofizikai mérési területeket folyamatosan szűkíti,
- az emberi létesítmények a geofizikai tereket eltorzítják,
- egyes műtárgyak egyre intenzívebb és többféle aktív elektromágneses zajt termelnek (Szarka, 1988).



Az "elektromágneses környezetszennyezés" mértékére jellemző, hogy esetenként bizony nehézségbe ütközik a mesterséges- és a természetes eredetű jelek elkülönítése. (Ad absurdum a mesterséges eredetű zajok sokszor kielégíthetik a síkhullámú feltételezést, amit elsősorban az AMT-módszer egyes ki is használ (Ádám et al., 1992), ugyanakkor előfordulhat, hogy éppen az ionosféra- és atmoszférikus források nincsenek elég távol ahhoz, hogy síkhullámúnak lehessen őket feltételezni (Viljanen és Szarka, 1994).)

A mesterséges eredetű elektromágneses zajok közül az alacsony energiájú, de gyakran visszatérők különösen alattomosak lehetnek, s az ilyen típusú zajok sajnos évről-évre növekvő jelentőségűek (Junge, 1994). További aggasztó jelenség, hogy a magnetotellurikus módszerben az egy évtizede még ígéretesnek tűnő néhány kilométeres referencia-állomástávolság ma szánalmasan kicsinek számít, hiszen egyre többen tapasztaltak 100 km-t meghaladó zajkorrelációs távolságot is.

*A periódusosság és ellentmondásosság az általam tanulmányozott mind-egyik módszer fejlődésére külön-külön is jellemző, ezekre a fejezetek bevezetőiben utaltam. Úgy látom, hogy a valamikori 'divatmódszerek' előbb-utóbb jogos helyükre kerülnek. Ugyanakkor megfigyelhető a korábban többé-kevésbé mellőzött klasszikus módszerek újjászületése, immár a korszerű mérés technika szintjén.*

Jellemző a specializált, *csak bizonyos földtani környezetben működő módszerek és eljárások* elterjedése, továbbá az elektromágneses módszerek *integrált* (más geofizikai módszerekkel történő együttes) *alkalmazása* (Nagy, 1992) is.

Az elektromágneses geofizikai módszerek további közös sajátossága, hogy *küszöbön áll a reális, minden irányban véges kiterjedésű háromdimenziós probléma numerikus és értelmezési vonatkozásainak megoldása.* Ennek hiánya talán a magnetotellurikában a legfeltűnőbb, amennyiben az MT-módszerben nem jártas kollégák körében határozottan bizalmatlanságot szül, hogy minduntalan "torzításokról" és a "tértorzító hatások" viszonylagos kiküszöbölhetőségéről beszélünk. A háromdimenziós elektromágneses megoldás folyamatban van, de szinte biztos, hogy belátható időn belül nem 'univerzális',

mindenre használható megoldás, hanem egymást részben átfedő feltételek körében érvényes részmegoldások formájában. Sok-sok egymással vitatkozó rendszerező munka eredményeképpen tisztázódhat csak az igazi megoldások köre. Minden jel arra mutat (disszertációm eredményei is ezt vetítik előre), hogy valódi 3-D környezetben a szigorúan numerikus szempontú, minden paraméterre kiterjedő kvantitatív értelmezés helyett a fő paraméterek kvalitatív meghatározása lesz lehetséges.

Értekezésem témáját — az elektromágneses geofizikai módszerekkel történő földtani leképezés mai és jövőbeni lehetőségeinek megvizsgálását — a felvázolt környezetben és oknyomozó célkitűzéssel fogalmaztam meg. A dolgozatban e tárgyú, nagyrészt már publikált eredményeimet igyekeztem összefűzni.

Vizsgálataimban visszanyúltam a stacionárius elektromágneses és a legegyszerűbbnek tartott kétréteges magnetotellurikus térösszefüggések köréhez (I. és II. fejezetek).

A III. fejezetben a legáltalánosabb értelmezési paramétert, a látszólagos fajlagos ellenállást tanulmányoztam, egyrészt a meglévő ismeretek összefoglalásával és kritikájával, másrészt a különböző definíciók másféle környezetben történő tesztelésével.

A IV. fejezetben az elektromágneses térösszefüggések (módszertől független) tömör, a geofizikai értelmezés számára célszerű áttekintését igyekeztem megadni.

Az V. fejezet a magnetotellurika, a VI. az elektromágneses dipólgerjesztésű mesterséges frekvenciaszondázás háromdimenziós anomáliáit foglalja össze.

A VII. fejezetben megkíséreltem összeszedni és saját analóg modellezési tapasztalaimmal kiegészíteni azokat a nem tipikus elrendezéseket, amelyek esetleg egy új módszercsalád, illetőleg mérési filozófia lehetőségét körvonalazzák. E módszerekben közös, hogy valamilyen tekintetben másodlagosnak tekinthető jelenségek kiemelkedően érzékeny megnyilvánulásait

figyelik meg, ugyanakkor a jelenségek kezelése és értelmezése részben kezdetlegesnek, részben megoldatlannak mondható.

Tisztában vagyok azzal, hogy a fejezetek lezáratlanok és az értekezésből sok fontos probléma vizsgálata kimaradt. Elméleti oldalról leginkább talán (néhány utalástól eltekintve) a kétdimenziós megközelítés hiányolható. A gyakorlati kutatás sok szempontját sem volt lehetőségem figyelembe venni: nem foglalkoztam például a szondázási görbék két- és háromdimenziós közegben való értelmezési kérdéseivel. Az értekezésben és az itt hivatkozott munkáimban szondázási görbék helyett — az összefüggések jobb láttatása érdekében — inkább területi térképeket és pseudo-mélységszelvényeket használtam.

Szinte mindegyik fejezetről elmondható, hogy több kérdést vetnek fel, mint amennyire a disszertáció keretein belül megoldás születik. A Bevezető végén említett dilemmának sincs egyelőre megoldása.

A megoldatlan és tovább vizsgálendő problémák ellenére áttekintő jellegű értekezésemmel a klasszikus elektromágneses módszerek lehetőségeinek pontos körülhatárolásához és néhány felbukkanó új lehetőség bemutatásához kívántam hozzájárulni. Az elméleti következtetések a jövőben remélhetőleg egyre több konkrét kutatási eredményben öltenek testet.

## IRODALOMJEGYZÉK

- Ádám,A., Pongrácz,J., Szarka,L., Kardeván,P., Szabadváry,L., Nagy,Z., Zimányi,I., Kormos,I., Régeni,P. (1981): Analogue model for studying geoelectric methods in the Geodetic and Geophysical Research Institute of the Hungarian Academy of Sciences. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 16, 359–380.
- Ádám,A. (1987): Tectonic effects in the magnetotelluric field and their numerical modelling. *Gerlands Beiträge zur Geophysik*, 17–31.
- Ádám,A., Duma,G., Berger,J., Horváth,J. (1992): Tectonic and geoelectric features of the Periadriatic lineament (S-Austria) with a generalization. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 27, 47–64.
- Ádám,A., Holló,L., Verő,J. (1964): Az 1962–63. évi fertői geoelektromos mérések és értelmezésük. *Soproni Műszaki Évkönyv*. 57–70.
- Ádám,A., Szarka,L. (1986): Physical modeling of the adjustment distance. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 21, 173–201.
- Ádám,A., Szarka,L. (1989): MT phase anomalies due to deep conducting dykes. Abstract and Papers of the Technical Program of the 34th International Geophysical Symposium. Association of Hungarian Geophysicists, Budapest, 33–43.
- Ádám,A., Szarka,L., Steiner,T. (1993): Magnetotelluric Approximations for the Asthenospheric Depth Beneath the Békés Graben, Hungary. *J. Geomag. Geoelect.*, 45, 761–773.
- Ádám,A., Szarka,L., Varga,M. (1983): Physical and mathematical modeling of crustal conductivity anomalies in the Pannonian Basin. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 18, 467–488.
- Alfano,L. (1959): Introduction to the interpretation of resistivity measurements for complicated structural conditions. *Geophysical Prospecting*, 7, 311–368.
- Alfano,L. (1960): The influence of surface formations on the apparent resistivity values in the electrical prospecting. Part 1. *Geophysical Prospecting*, 8, 576–606.
- Alfano,L. (1961): The influence of surface formations on the apparent resistivity values in the electrical prospecting. Part 2. *Geophysical Prospecting*, 9, 213–241.
- Alpin,L.M. (1947): Source of the field in the theory of electroprospecting by direct current. *Applied Geophysics*, 3, 57–100.

- Bannister, P.R. (1966): Quasi-static fields of dipole antennas at the Earth's surface. *Radio Science*, 11, 1321–1330.
- Bartel, L.C., Jacobson, R.D. (1987): Results of a controlled-source audiomagnetotelluric survey at the Puhimau thermal area, Kilauea Volcano, Hawaii, *Geophysics*, 52, 665–677.
- Bartel, L.C., Jacobson, R.D. (1988): Reply to L. Szarka. *Geophysics*, 53, 727–729.
- Basokur (1994a): Definitions of apparent resistivity for the presentation of magnetotelluric sounding data. *Geophysical Prospecting*, 42, 141–149.
- Basokur (1994b): Reply to Comment on 'Definitions of apparent resistivity for the presentation of magnetotelluric sounding data' by L. Szarka. *Geophysical Prospecting*, 42, 000–000
- Berdichevsky, M.N., Dmitriev, V.I. (1976): Basic principles of interpretation of magnetotelluric curves. *Geoelectric and Geothermal Studies*, KAPG Geophysical Monograph, (Szerk.: Ádám A.), Akadémiai Kiadó, Budapest, 165–221.
- Berdichevsky, M.N., Dmitriev, V.I. (1991): Magnetotellurikus szondázás vízszintesen rétegzett egydimenziós környezetben (orosz nyelven). *Nyedra*, Moszkva
- Boerner, D.E., Kurtz, R.D., Jones, A.G. (1993): Orthogonality in CSAMT and MT measurements. *Geophysics*, 58, 924–934.
- Cagniard, L. (1953): Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, 18, 605–635. Dzwiniel, J. (1983): Fundamental concept and practical aspects of cybernetic system for direct exploration of mineral deposits. *Acta Geophysica Polonica*, 31, 297–315.
- Edwards, R.N. (1991): The magnetotelluric Resistivity Method. In: *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics* (Szerk: Nabighian, M.N). Vol. 2, Part A, 47–104.
- Fischer, G. (1985): Some remarks on the behaviour of the magnetotelluric phase. *Geophysical Prospecting*, 33, 716–722.
- Fischer, G. (1994): Rotational invariants of the magnetotelluric impedance tensor. (Az IAGA 12. elektromágneses indukciós konferencia P 7b. 19. számú előadásának összefoglalása.) In: *Induction Electromagnetic dans la Terre*. Université de Bretagne Occidentale, p. 94.
- Fischer, G., Szarka, L., Ádám, A. and Weaver, J.T. (1992): The magnetotelluric phase over 2-D structures. *Geophysical Journal International*, 108, 778–786.
- Goldstein, M.A., Strangway, D.W. (1975): Audio frequency magnetotellurics with a grounded electric dipole source, *Geophysics*, 40, 669–683.

- Groom, R.W., Bailey, R.C. (1989): Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of three-dimensional galvanic distortion. *J. Geophys. Res.*, 94B, 1913–1926.
- Gyulai, Á. (1993): Földalatti geoelektromos mérések és kiértékelésük. Kandidátusi értekezés, Miskolc
- Haak, V. (1978): Interpretations-Verfahren für die Magnetotellurik unter besonderer Berücksichtigung lateral variierender elektrischer Leitfähigkeit im Erdinnern und eines räumlich inhomogenen induzierenden Magnetfelds. Bayerische Akademie der Wissenschaften, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse. Abhandlungen: Neue Folge, Heft 158.
- Hobbs, B.A. (1992): Terminology and symbols for use in studies of electromagnetic induction in the earth. *Surveys in Geophysics*, 13, 489–515.
- Honkura, Y., Oshiman, N., Matsushima, M. (1994): Monitoring of changes in the electric and magnetic fields in a seismically active area in the Izu Peninsula, Japan. (Az IAGA 12. elektromágneses indukciós konferencia O.04–03. számú előadásának összefoglalása.) In: *Induction Electromagnetic dans la Terre*. Université de Bretagne Occidentale, p. 63.
- Hvozdara, M. (1982): Potential field of a stationary electric current in a stratified medium with a three-dimensional perturbing body. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 26, 160–172.
- Junge, A. (1994): Characterization and correction for cultural noise. IAGA EM indukciós konferencia, Review előadás, Brest
- Jupp, D.L.B., Vozoff, K. (1976): Discussion on the magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins. *Geophysics*, 41, 325–328.
- Kaufman, A., Keller, G.B. (1983): *Frequency and Transient Soundings*. Elsevier
- Kaufman, A., Keller, G.B. (1985): *Inductive Mining Prospecting. Part I. Theory*. Elsevier
- Kohlbeck, F., Szarka, L., Steiner, T., Holló, L., Müller, I. (1993): Lake-bottom geoelectric and water-born VLF measurements on the Lake Fertő (Neusiedlersee). Extended Abstracts of the EAEG Paper 051, Stavanger
- Kunetz, G. (1972): Processing and interpretation of magnetotelluric soundings. *Geophysics*, 37, 1005–1021.
- Kuznyecov, A.N. (1972): Frekvenciaszondázás antiklinális modell fölött (orosz nyelven). *Prikladnaja Geofizika*, 66, 87–102.

- Lee, H., (1975): On the computational aspects of the magnetotelluric resistivity method and its application to the mapping of a sink. M.S. Thesis, University of Toronto
- Levy, S., Oldenburg, D. and Wang, J. (1988): Subsurface imaging using magnetotelluric data. *Geophysics*, 53, 104–117.
- Li, Y., Oldenburg, D.W. (1991): Aspects of charge accumulation in d.c. resistivity experiments. *Geophysical Prospecting*, 39, 803–826.
- 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, 1498–1506.
- Márcz, Gy., Szarka, L., Pongrácz, J. (1986): Electromagnetic scale modelling instrument for geophysical prospecting. *Scientific Instrumentations*, 1, 119–133.
- Mundry, E., Blohm, E.K. (1987): Frequency electromagnetic sounding using a vertical magnetic dipole. *Geophysical Prospecting*, 35, 110–123.
- Nagy, Z., Szarka, L. (1989): 3-D CSAMT analogue modelling results. EAEG előadás rövid kivonata, Nyuga-Berlin
- Nagy, Z. (1992): Advances in the integrated interpretation of seismics with magnetotellurics, illustrated by practical examples from the Pannonian Basin in Hungary. In: Extended abstracts of the 54th EAEG Meeting, Paris, Paper G011.
- Nagy, Z., Vida, Zs., Zimányi, I. (1975): Az OKGT GKÜ nagyteljesítményű, frekvenciaszelektív elektromágneses mérőrendszere és alkalmazási területei a szénhidrogénkutatásban. Geofizikai Szimpózium előadása, Budapest-Szentendre, Összefoglaló füzet, 23–24.
- Pethő, G. (1993): Horizontális elektromos dipólus forrás elektromágneses terének frekvenciatartománybeli numerikus modellezése kétdimenziós szerkezetekre. Kandidátusi értekezés, Miskolc
- Pippard, A.B. (1954): Metallic conduction at high frequencies and low temperatures. *Adv. in electronics and Electron Phys.*, Vol. VI, 1–45.
- Price, A.T. (1973): The theory of geomagnetic induction. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 7, 227–233.
- Pride, S., Haartsen, M. (1994): Electro seismic wave phenomena. (Az IAGA 12. elektromágneses indukciós konferencia O.04–02. számú előadásának összefoglalása.) In: *Induction electromagnetic dans la Terre*. Université de Bretagne Occidentale, p. 62.

- Rangayanaki,R.P. (1984): An interpretive analysis of magnetotelluric data. *Geophysics*, 49, 1730–1748.
- Reddy,I.K., Rankin,D., Phillips,R.J. (1977): Three-dimensional modeling in magnetotelluric and magnetovariational sounding. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 51, 313–315.
- Schmucker,U. (1970): Anomalies of geomagnetic variations in the Southwestern United States. *Bulletin of the Scripps Institution of Oceanography. University of California, San Diego*, Vol. 13, p. 69.
- Simonyi,K. (1986): *Elméleti villamosságtan*. Tankönyvkiadó, Budapest
- Spies,B.R. and Eggers,D.E. (1986): The use and misuse of apparent resistivity in electromagnetic methods. *Geophysics*, 51, 1462–1471.
- Stratton,J.A. (1941): *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill Book Co.
- Szalai,S. (1993): *Sokelektrodás egyenáramú mérések szivárgások megfigyelésére*. Diplomamunka, Sopron (ELTE, Budapest)
- Szarka,L. (1983): Exploration of high resistivity basement using electrical and magnetic fields of quasi-static point sources. *Geophysical Prospecting*, 31, 829–839.
- Szarka,L. (1984): *Jelentés a GKV részére az 1984-ben végzett analóg modellmérésekről*. MTA GGKI, Sopron
- Szarka,L. (1986): *Geofizikai térképezés stacionárius elektromos és mágneses térkomponensekkel*. Kandidátusi értekezés, MTA GGKI, Sopron
- Szarka,L. (1987): A combination of potential gradient mapping (PM) and magnetotelluric resistivity (MMR) methods. *Geophysical Prospecting*, 35, 434–444.
- Szarka,L. (1988a): Discussion on “Results of a controlled-source audiofrequency magnetotelluric survey at the Puhimau thermal area, Kilauea Volcano, Hawaii” by Bartel,L.C., and Jacobson,R.D. *Geophysics*, 53, 726–727.
- Szarka,L. (1988b): *A magnetotellurikus térösszefüggések fizikai jelentéséről*. *Magyar Geofizika*, 29, 201–224.
- Szarka,L. (1990a): *A Coulomb-törvény: a geoelektromos anomáliák alapja*. *Magyar Geofizika*, 31, 1–10.
- Szarka,L. (1990b): *Jelentés a VED-elrendezéssel végzett EM frekvenciaszondázás modellkísérletéről*. *Kutatási-fejlesztési jelentés a GKV számára*. I–II. rész. MTA GGKI, Sopron
- Szarka,L. (1991a): Electromagnetic distortions in terms of potential in two-dimensional magnetotellurics. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 26, 407–422.



- Szarka,L. (1991b): Detectability of high-conductivity plates by the CSAMT method on basis of analogue modelling results. — An interesting analogue modelling experience. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 26, 273–285.
- Szarka,L. (1992): Comment on Aspects of charge-accumulation in d.c. resistivity experiments. *Geophysical Prospecting*, 40, 823–828.
- Szarka,L. (1994): Comment on “Definitions of apparent resistivity for the presentation of magnetotelluric sounding data” by A.T. Basokur. *Geophysical Prospecting* 42, 000–000.
- Szarka,L., Fischer,G. (1989): Electromagnetic parameters in terms of the subsurface current distribution. *Geophysical Transactions*, 35, 157–172.
- Szarka,L., Fischer,G. (1991): Subsurface electromagnetic parameters in terms of the distribution of current. *Geophysical Transaction*, 37, 25–38.
- Szarka,L., Menvielle,M., Ádám,A., Tarits,P. (1994a): A thin-sheet numerical study of the electromagnetic field over geometrically complex high conductivity structures I. The field components and their relation with some 3-D MT interpretation parameters. *Acta Geod. Geoph. Hung.*, 29, 000–000.
- Szarka,L., Menvielle,M., Ádám,A., Tarits,P. (1994b): A thin-sheet numerical study of the electromagnetic field over geometrically complex high conductivity structures II. Depth and lateral characteristics of different resistivity definitions. *Acta Geod. Geoph. Hung.*, 29, 000–000.
- Szarka,L., Menvielle,M., Ádám,A., Tarits,P. (1994c): A thin-sheet numerical study of the electromagnetic field over geometrically complex high conductivity structures III. About the current channelling in high-conductivity 3-D models. *Acta Geod. Geoph. Hung.*, 29, 000–000.
- Szarka,L., Nagy,Z. (1992): A possibility of an electromagnetic technique to locate oil reservoir boundaries on basis of analogue modeling experiments. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, 27, 131–138.
- Szarka,L., Nagy,Z., Szalai,S. (1994d): 3D CSAMT analogue modelling studies. A P-121 előadás bővített összefoglalója az EAEG 56. meeting kiadványában
- Takács,E. (1976): The role of vertical pulsations of the magnetic field in magnetotelluric measurements. *Geoelectric and Geothermal Studies. KAPG Geophysical Monograph* (Szerk.: Ádám,A.), Akadémiai Kiadó, Budapest, 264–273.
- Takács,E. (1990): A földalatti, váltóáramú, elektromos dipólus térerőssége sajátosságainak bányageofizika célú vizsgálata. Akadémiai doktori értekezés,

Miskolc

- Tarits,P. (1989): Contribution des sondages électromagnétiques profonds dans l'étude du manteau supérieur terrestre. These d'Etat, Paris, VII, 333 pp.
- Turai,E. (1993): Az értelmezést és a mérés-adatgyűjtést segítő szoftver- és hardverfejlesztések az elektromágneses geofizikai kutatómódszerek területén. Kandidátusi értekezés, Miskolci Egyetem
- Vanyan,L.L. (1965): Az elektromágneses szondázás alapjai (orosz nyelven). Nyedra, Moszkva
- Vasseur,G., Weidelt,P. (1977): Bimodal electromagnetic induction in nonuniform thin sheets with application to the northern Pyrenean induction anomaly. Geophys. J. Royal Astr. Soc., 51, 669–690.
- Viljanen,A., Szarka,L. (1995): Analogue model studies of induction effects at auroral latitudes. Annales Geophysicae (megjelenőben)
- Vozoff,K. (1986): Magnetotelluric methods. Geophys. Reprint Ser. No. 5, Society of Exploration Geophysicists
- Vozoff,K. (1991): The magnetotelluric method. In: Electromagnetic methods in applied geophysics (Ed. by Nabighian,M.N.), Vol. 2, Part B, Society of Exploration Geophysicists, 641–711.
- Vukovic,D. (1992): Equilibris-current flow balance method for apparent resistivity determination. Extended abstracts, EAEG 55th Meeting, Stavanger
- Wannamaker,P.F, Stodt,J.A., Rijo,L. (1987): A stable finite element solution for two-dimensional magnetotelluric modeling. Geophys. J. R. Astr. Soc. 88, 277–296.
- Weidelt,P. (1972): The Inverse Problem of Geomagnetic Induction. Zeitschrift für Geophysik, 38, 257–289.
- Zonge,K.L., Hughes,L.J. (1991): Controlled source audio-frequency magnetotellurics. In: Electromagnetic Methods in Applied Geophysics (Szerk. Nabighian,M.N.), Vol. 2, Part B, Society of Exploration Geophysicists, 713–810.

## A1. Függelék

### H-polarizációs magnetotellurikus fázisszelvény vertikális határfelület fölött

A IV. fejezet levezetései egyik közvetlen eredményeként sikerült közelítő összefüggéseket adni a függőleges réteghatár fölötti kétdimenziós H-polarizációs fázisanómália viselkedésének törvényszerűségeire.

A IV.1.3. fejezetben levezetettek szerint az A1.1. ábrán (Price, 1973) bemutatott vertikális határfelületen kialakuló töltések elektromos terének vízszintes  $E_{\pm}$  komponense az alábbi módon számítható:

$$E_{\pm}(y, z = 0) = \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\pi} y \int_0^{+\infty} \frac{j_y(y=0, z)}{(y^2 + z^2)} dz . \quad (\text{A.1})$$

A  $z = 0$  felszínen létrejövő anomális elektromos tér az  $y = 0$  síkon átfolyó áram sűrűségfüggvényének súlyozott integrálfüggvénye.  $E_{\pm}$  pontos meghatározásához ismerni kell  $j_y$ -t.

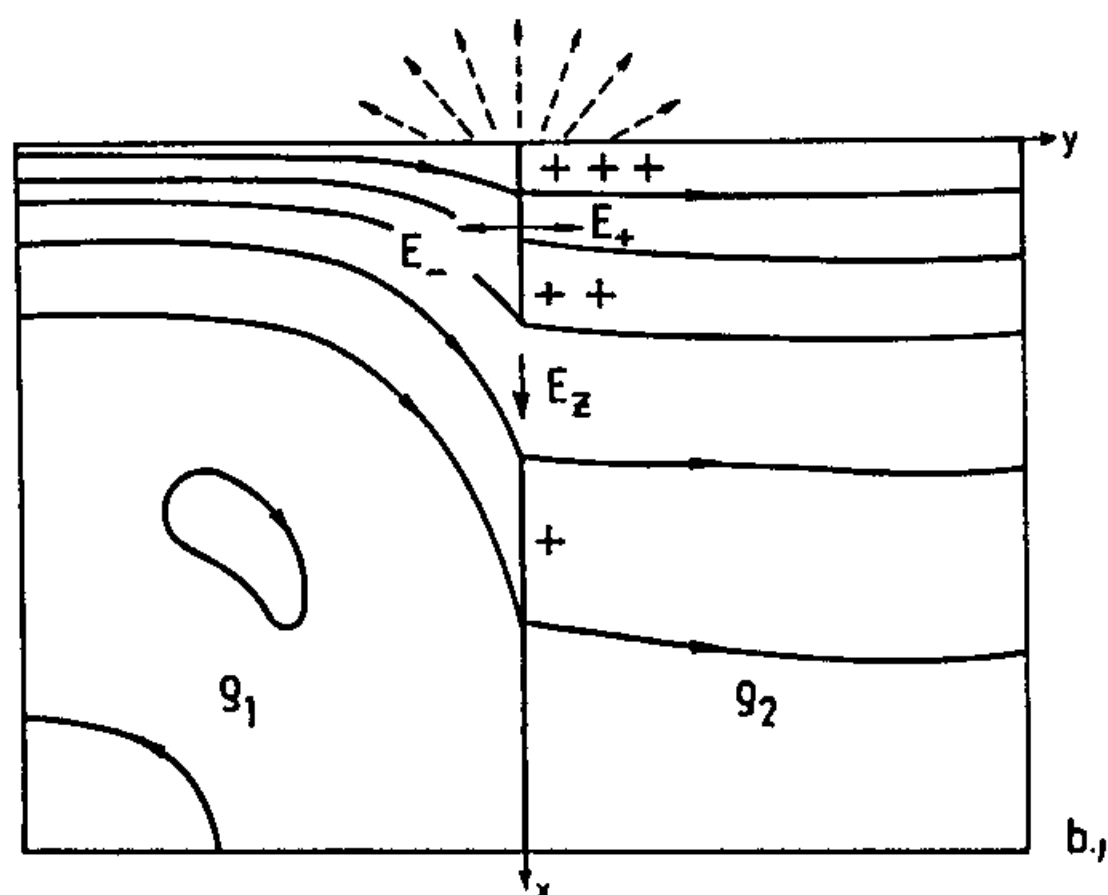
(A.1) ismeretében a H-polarizációs impedancia képlete egy vertikális határfelület közelében:

$$Z_{yx} = -i\omega\mu \frac{\int_0^{\infty} z j_y(y, z) dz}{\int_0^{\infty} j_y(y, z) dz} + \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\pi} \frac{y \int_0^{\infty} \frac{j_y(y=0, z)}{y^2 + z^2} dz}{\int_0^{\infty} j_y(y, z) dz} . \quad (\text{A.2})$$

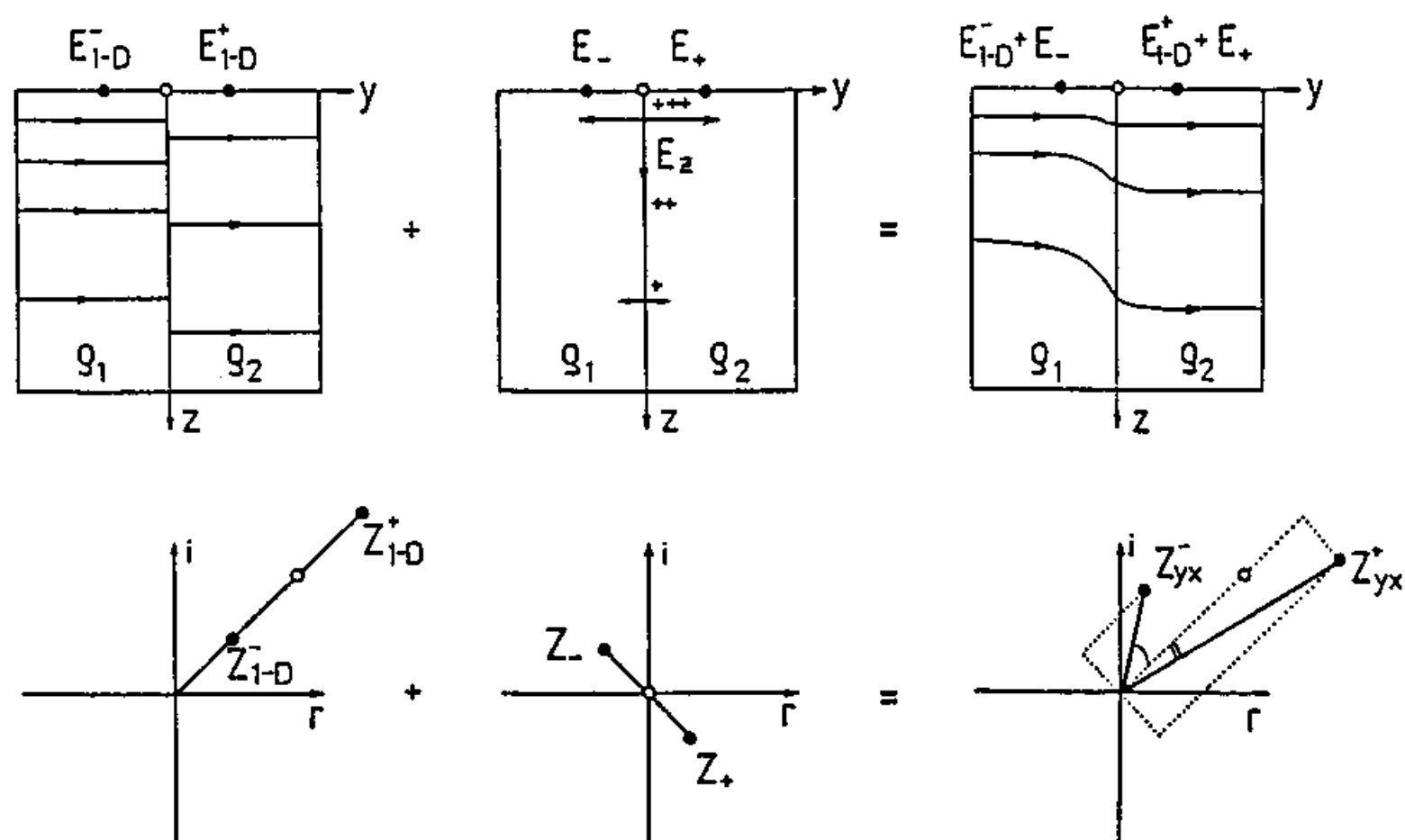
$Z_{yx}$  az  $y = z = 0$  egyenes mentén szakadásos. A kifejezés első tagja a horizontális féltérbeli árameloszlást írja le, míg a második tag a határfelületi töltések hatását tartalmazza. A nevező — ami nem más, mint az  $y$  tengely mentén állandó, és az általánosság megszorítása nélkül valószínűleg feltételezhető  $H_x(\omega)$  mágneses tér — mindkét tagban ugyanaz.

Az A1.2. ábra az (A.2) egyenletet grafikus formában szemlélteti.

A  $\rho_1$  és  $\rho_2$  fajlagos ellenállású homogén féltereknek megfelelő árameloszlásra jellemző felszíni térerősségek a határfelület két oldalán  $E_{1-D}^+$  és  $E_{1-D}^-$ . A megfelelő impedancia-értékeket  $Z_{1-D}^+$  és  $Z_{1-D}^-$  jelöli. A  $Z_{1-D}^+$  és  $Z_{1-D}^-$  komplex számsíkon való viselkedését az A1.2. ábra bal oldalának alsó része mutatja.



A1.1. ábra: H-polarizációs áramvonalak egy végtelen mélységű vertikális határfelület környezetében. A baloldali közeg a jobb áramvezető. A vertikális határfelületen (és esetleg a felszínen is) felületi töltések jelennek meg. A  $z$  tengely lefelé, az  $y$  tengely jobbra mutat (Price, 1973 után)



A1.2. ábra: H-polarizációs áramvonalak és impedancia-diagramok előállítása szuperpozícióval egy végtelen mélységű vertikális határfelület környékén.  $E_{1-D}^+$  és  $Z_{1-D}^+$  nem más, mint az (A.2) egyenlet első tagjában szereplő egydimenziós elektromos tér és impedancia a határfelület két oldalán.  $E_{\pm}$  és  $Z_{\pm}$  — az (A.2) egyenlet második tagjával összhangban — a töltések hatását fejezi ki. A pseudo-keresztmetszet három pontjának megfelelő impedanciaértékek a két tömör pont és a köztük lévő üres közepű pont segítségével azonosíthatók

Látható, hogy amíg az impedancia abszolút értékének az  $y = z = 0$  egyenes mentén szakadása van, a fázis mindenütt azonos, mégpedig a homogén féltér törvényszerűségeinek megfelelően  $\frac{\pi}{4}$ .

A határfelületi töltésektől származó elektromos térkomponensek  $E_+$  és  $E_-$ , ahol  $E_- = -E_+$ . A megfelelő impedancia-értékeket (az (A1.2) egyenlet jobb oldalán)  $Z_+$  és  $Z_-$  jelöli.  $Z_{\pm}$  viselkedését a vertikális határfelület közelében az A1.2. ábra középső részének impedancia-diagramja mutatja. Megjegyzendő a  $Z_{1-D}^{\pm}$ -hez képesti  $\frac{\pi}{2}$  nagyságú fáziseltolás, továbbá az, hogy  $\lim_{y \rightarrow \pm 0} Z_{\pm} \rightarrow \infty$ , de  $y = 0$  esetben a vertikális határfelület a vízszintes elektromos komponensre, következésképpen az impedanciára semmiféle hatást sem gyakorol, tehát  $Z_{\pm}(y = 0) = 0$ .

A  $Z_{1-D}^{\pm}$  és a  $Z_{\pm}$  szuperpozíciója azt eredményezi, hogy a határfelületen az (A1.2) egyenlet "egydimenziós" része érvényesül, tehát az impedancia amplitúdójának szakadása van, a fázis értéke pedig éppen  $\frac{\pi}{4}$ . Az A1.3. ábra ezt az elméleti eredményt egy numerikus modellezési eredmény bemutatásával illusztrálja.

Az ábra eredetileg a Fischer et al. (1992) tanulmányhoz készült az E- és H-polarizációs fázisszabályok illusztrálása céljából. Itt az összefüggéseknek egy még mindeddig nem tárgyalt következményével foglalkozom.

Az A1.3. ábrán a fázis a H-polarizációs  $\frac{\pi}{4}$  értékű ( $45^\circ$ -os) középpont két oldalán egyáltalán nem egyforma nagyságú. A kitérés a jobban vezető közeg fölött ellentétes előjelű és nagyobb, mint a másik oldalon. A  $Z_{yx}$  impedancia

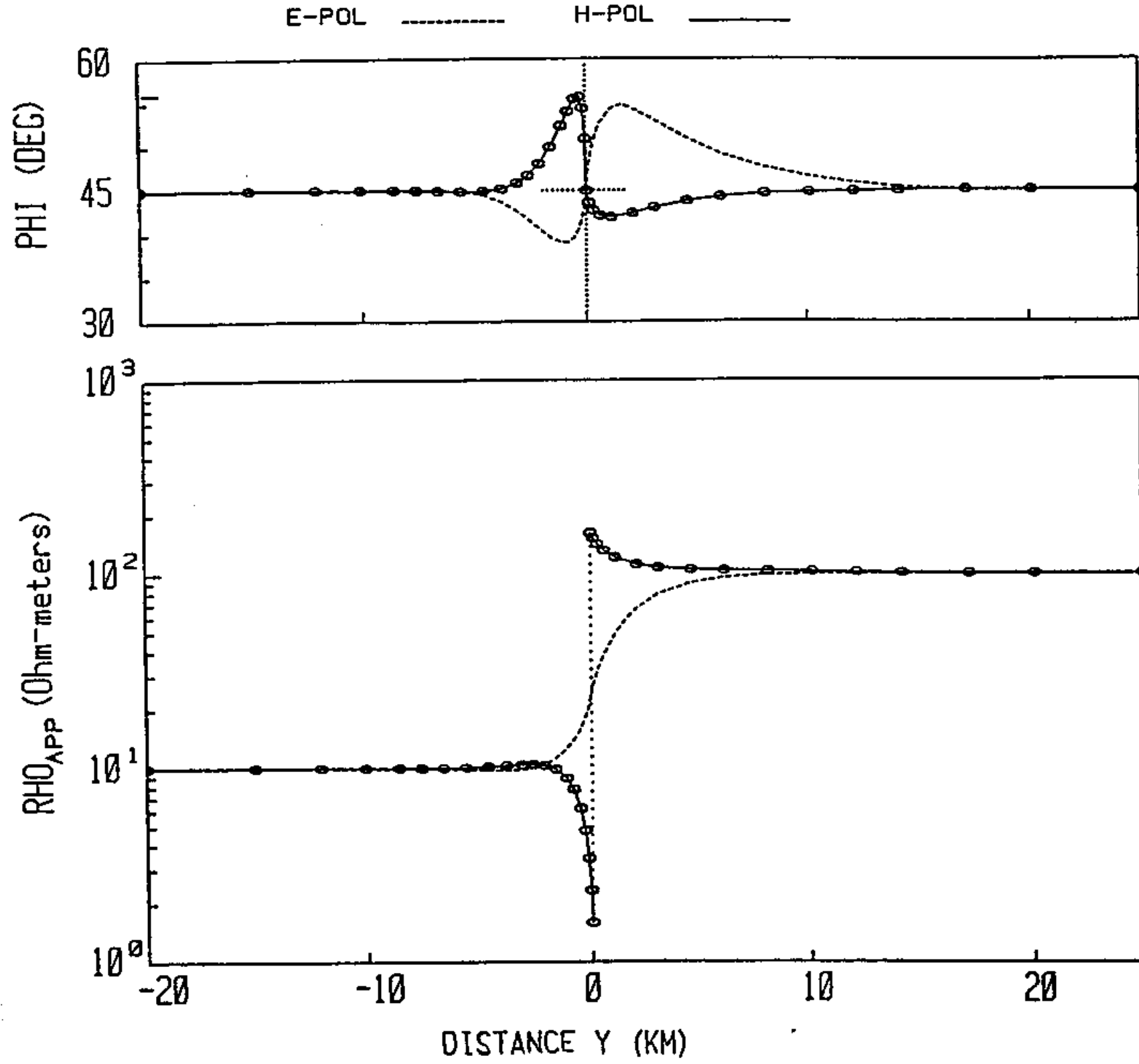
$$Z_{yx} = Z_{1-D}^{\pm} + Z_{\pm}$$

alakban való felírásából és az A1.3. ábrából látható, hogy a  $\pi/4$ -től mért fáziskitérést  $Z_{\pm}$  okozza. A két oldalon a pozitív és a negatív előjelű fáziskitérés a következőképpen írható fel:

$$\tan \Delta\Phi_+ = \frac{|Z_-|}{|Z_{1-D}^-|} \quad \text{és} \quad \tan \Delta\Phi_- = \frac{|Z_+|}{|Z_{1-D}^+|}.$$

Miután  $Z_+ = -Z_-$ , ezért

$$\frac{\tan |\Delta\Phi_+|}{\tan |\Delta\Phi_-|} = \frac{|Z_{1-D}^-|}{|Z_{1-D}^+|} = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}, \quad (\text{A.3})$$



A1.3. ábra: E- és H-polarizációs látszólagos fajlagos ellenállás és fázis a az A1.1. ábra ellenállás-határfelülete fölött ( $\rho_1 = 10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2 = 100 \Omega\text{m}$ ,  $T = 1 \text{ s}$ ). A H-polarizációs fázis gyorsan változik, de folytonos marad, s a nagyobb ellenállású oldalon tapasztalt negatív kitérés sokkal kisebb, mint a kisebb ellenállású oldalon meglévő pozitív előjelű fázisanómia. E-polarizációban az amplitúdó és a fázis egyaránt folytonos. (A számításokhoz Wannamaker programját (Wannamaker et al., 1987) használtuk fel.)

vagy a vezetőképesség-hányadosokkal kifejezve:

$$\frac{\tan |\Delta\Phi_+|}{\tan |\Delta\Phi_-|} = \sqrt{\frac{\sigma_2}{\sigma_1}}. \quad (\text{A.4})$$

A fáziskitérés tangenseinek hányadosa tehát egyenesen arányos az érintkező térszögvezetőképesség-hányadosának négyzetgyökével.

Az (A.4) összefüggés közelítő jellegű annyiban, amennyiben  $Z_{1-D}^\pm$  és  $Z_\pm$  egymáshoz viszonyított fázistolásának abszolút értéke nem pontosan  $\pi/2$ .

## A2. Függelék

### Kétdimenziós magnetotellurikus tértorzulások kifejezése potenciálok segítségével

A (4.15)–(4.18) egyenletekben összefoglalt kifejezések, továbbá az elektromos térkomponensek potenciál-definíciói megteremtik annak a lehetőségét, hogy a  $\mathbf{A}$  vektorpotenciált és a  $\Phi$  skalárpotenciált a magnetotellurika 1-D és 2-D alapeseteiben közvetlenül kifejezzük az áramrendszer és a töltésrendszer függvényeként. A levezetést részletesen Szarka (1991a) tartalmazza, itt csupán a táblázatos összefoglalást tekintem át három lépésben és két további táblázat segítségével.

1. lépés: Az A2.1. táblázat a (4.15)–(4.18) egyenleteket foglalja ismét össze és nem más, mint az elektromágneses térkomponensek kifejezése a mélybeli áramrendszer segítségével.
2. lépés: Az A2.2. táblázat a térkomponensek potenciál-definícióit adja meg közvetlenül a vizsgált esetekben.
3. lépés: Az A2.3. táblázat az  $\mathbf{A}$  vektorpotenciál komponenseit és a  $\Phi$  skalárpotenciált fejezi ki a mélybeli áramrendszer segítségével. A táblázat az A2.1. és A2.2. táblázatok bal oldalainak azonosságát kihasználva készült.

Az A2.4. táblázatban néhány E-polarizációs paraméter lehetséges fizikai értelmezését foglaltam össze; az A2.5. táblázat az összefoglalást H-polarizációra adja meg.

A levezetés célja néhány szóbajöhető értelmezési paraméter fizikai jelentésének meghatározása. Alkalmazásról még nem tudok beszámolni.

A2.1. táblázat: Az elektromos és mágneses térerősségkomponensek kifejezése a mélybeli áramrendszer függvényében a magnetotellurika három alapesetében

1-D ( $E_x, H_y$ vagy $E_y, H_x$ )	E-POL ( $E_x, H_y, H_z$ )	H-POL ( $H_x, E_y, E_z$ )
$E_{x1-D}(z) = i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z) j_{x1-D}(z') dz'$	$E_{xE}(y, z) = E_{x1-D}(z) + i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z) \cdot \left( j_{xE}(y, z') - \frac{\partial H_z(y, z')}{\partial y} \right) dz'$	$E_{yH}(y, z) = E_{y1-D}(z) + i\omega\mu \int_z^\infty (z' - z) j_{yE}(y, z') dz' - \frac{\partial}{\partial y} \int_z^\infty E_z(y, z') dz'$
$H_{y1-D}(z) = \int_z^\infty j_{y1-D}(z') dz'$	$H_{yE}(y, z) = H_{y1-D}(z) + \int_z^\infty (z' - z) \cdot \left( j_{yE}(y, z') - \frac{\partial H_x(y, z')}{\partial y} \right) dz'$	$H_{xH}(y, z) = H_{x1-D}(z) - \int_z^\infty j_{yE}(y, z') dz'$



A2.2. táblázat: Az elektromos és mágneses térerősségkomponensek kifejezése a vektor- és skalárpotenciál függvényében a magnetotellurika három alapesetében

1-D ( $E_x, H_y$ vagy $E_y, H_x$ )	E-POL ( $E_x, H_y, H_z$ )	H-POL ( $H_x, E_y, E_z$ )
$E_{x_{1-D}}(z) = -i\omega A_{x_{1-D}}(z)$ $H_{y_{1-D}}(z) = \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_{x_{1-D}}(z)}{\partial z}$	$E_{x_E}(y, z) = E_{x_{1-D}}(z) - i\omega A_{x_a}(y, z)$ $H_{y_E}(y, z) = H_{y_{1-D}}(z) + \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_{x_a}(y, z)}{\partial z}$ $H_{z_E}(y, z) = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_{x_a}(y, z)}{\partial y}$	$E_{y_H}(y, z) = E_{y_{1-D}}(z) - i\omega A_{y_a}(y, z) - \frac{\partial \Phi(y, z)}{\partial y}$ $E_{z_H}(y, z) = -i\omega A_{z_H}(y, z) - \frac{\partial \Phi(y, z)}{\partial z}$ $H_{x_H}(y, z) = H_{x_{1-D}}(z) + \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_{z_a}(y, z)}{\partial y} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_{y_a}(y, z)}{\partial z}$

A2.3. táblázat: A vektorpotenciál komponenseinek és a skalárpotenciálnak a kifejezése a mélybeli áramrendszer függvényében a magnetotellurika három alapesetében

1-D ( $E_x, H_y$ vagy $E_y, H_x$ )	E-POL ( $E_x, H_y, H_z$ )	H-POL ( $H_x, E_y, E_z$ )
$A_{x1-D}(z) = -\mu \int_z^\infty (z' - z) j_{x1-D}(z') dz'$ $\left( \frac{\partial A_{x1-D}(z)}{\partial z} = \mu \int_z^\infty j_{x1-D}(z') dz' \right)$ $A_{y1-D}(z) = -\mu \int_z^\infty (z' - z) j_{y1-D}(z') dz'$ $\left( \frac{\partial A_{y1-D}(z)}{\partial z} = \mu \int_z^\infty j_{y1-D}(z') dz' \right)$	$A_{xE}(y, z) = A_{x1-D}(z) - \mu \int_z^\infty (z' - z) \cdot$ $\cdot \left[ j_{xE}(y, z') - \frac{\partial H_x(y, z')}{\partial y} \right] dz'$ $\left( \frac{\partial A_{xE}(y, z)}{\partial z} = \mu \int_z^\infty \left[ j_{xE}(y, z') - \frac{\partial H_x(y, z')}{\partial y} \right] dz' \right)$	$A_{yH}(y, z) = A_{y1-D}(z) - \mu \int_z^\infty (z' - z) j_{yH}(y, z') dz'$ $\left( \frac{\partial A_{yH}(y, z)}{\partial y} - \frac{\partial A_{yH}(y, z)}{\partial z} = \mu \int_z^\infty j_{yH}(y, z') dz' \right)$ $\Phi_H(y, z) = \int_z^\infty E_z(y, z') dz'$

A2.4. táblázat: E-polarizációs összefüggések a felszínen

Név	Definíció	Fizikai jelentés
vektor-potenciál	$A_x(y) = -\mu \int_0^\infty z \left[ j_x(y, z) - \frac{\partial H_z(y, z)}{\partial y} \right] dz$ $A_y(y) = A_z(y) = 0$	a felszín alatti E-polarizációs áramok momentumának $-\mu$ -szerese
skalár-potenciál	$\Phi(y) = 0$	
elektromos tér	$E_x(y) = i\omega\mu \int_0^\infty z \left[ j_x(y, z) - \frac{\partial H_z(y, z)}{\partial y} \right] dz$ $E_y(y) = E_z(y) = 0$ $H_x(y) = 0$	a felszín alatti E-polarizációs áramok momentumának $i\omega\mu$ -szerese
mágneses tér	$H_y(y) = \int_0^\infty \left[ j_x(y, z) - \frac{\partial H_z(y, z)}{\partial y} \right] dz$ $H_z(y) = \frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty z \left[ j_x(y, z) - \frac{\partial H_z(y, z)}{\partial y} \right] dz$	a felszín alatti E-polarizációs áramok mélységi integrálja a felszín alatti E-polarizációs áramok momentumának laterális változása
hasznos kombinációk	$E_x(y)/H_y(y)$ $i\omega\mu H_z(y)/E_x(y)$ $E_x(y)/i\omega\mu \text{ vagy } \int H_z(y)dy$	a felszín alatti E-polarizációs áramok komplex súlypontmélysége a felszín alatti E-polarizációs áramok momentumában beálló laterális változás relatív értéke a vektorpotenciál (H-polarizációs hatások nem befolyásolják)

A2.5. táblázat: H-polarizációs összefüggések a felszínen

Név	Definíció	Fizikai jelentés
vektor – potenciál	$A_x(\mathbf{y}) = A_z(\mathbf{y}) = 0$ $A_y(\mathbf{y}) = -\mu \int_0^\infty z j_x(\mathbf{y}, z) dz$	a felszín alatti áramok momentumának $-\mu$ -szerese
skalár – potenciál	$\Phi(\mathbf{y}) = \int_0^\infty E_z(\mathbf{y}, z) dz$	az egységnyi töltés végtelen mélységéből a felszínre történő szállításához szükséges munka
elektromos tér	$E_x(\mathbf{y}) = 0$ $E_y(\mathbf{y}) = i\omega\mu \int_0^\infty z j_y(\mathbf{y}, z) dz - \frac{\partial\Phi(\mathbf{y})}{\partial y}$ $E_z(\mathbf{y}) = 0 \quad (E_z(\mathbf{y}, z) = -\frac{\partial\Phi}{\partial z})$	a felszín alatti áramok momentuma mínusz a határfelületi töltések Coulomb-erejének vízszintes összetevője (a határfelületi töltések Coulomb-erejének függőleges összetevője)
mágneses tér	$H_x(\mathbf{y}) = -\int_0^\infty j_y(\mathbf{y}, z) dz$ $H_y(\mathbf{y}) = H_z(\mathbf{y}) = 0$	a felszín alatti áram
hasznos kombinációk	$-E_y(\mathbf{y})/H_x(\mathbf{y})$ $E_z(\mathbf{y}, z)$	a felszín alatti áramok komplex súlypontmélvsége a határfelületi töltések Coulomb-erejének függőleges összetevője (E-polarizációs hatások nem befolyásolják)

## KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Az értekezésben az elmúlt néhány évben elért eredményeimet foglaltam össze, de a disszertáció bizonyára nem születhetett volna meg az 1977 óta eltelt 17 évben több tucatnyi magyar és külföldi kollégával való hosszabb-rövidebb ideig tartó együttműködés nélkül, mint ahogyan annak idején az ELGI és az akkori OKGT támogatása hiányában a soproni analóg modellező laboratórium sem valósulhatott volna meg.

Munkámat a nagy hagyományokkal rendelkező elektromágneses indukciós kutatócsoport tagjaként végezhettem.

Külön köszönettel tartozom Dr. Ádám Antal akadémikusnak, tud. igazgatóhelyettesnek, Dr. Verő József tud. osztályvezetőnek és Wesztergom Viktor tudományos munkatársnak a gyümölcsöző szakmai vitákért, valamint nekik és több más soproni, budapesti és miskolci kollégának a disszertáció anyagával kapcsolatban a kapott hasznos tanácsokért.

A dolgozat szép kivitelezése Fleischhacker Imréné gondos munkáját dicséri.

Az értekezés jónéhány eredményéhez anyagi háttérrel az 1173 számú OTKA projekt biztosított.