

Összeállította: dr. Pethő Gábor

Ásványok elektromos vezetőképessége

A kőzetek elektromos vezetőképessége a benne lévő ásványok vezetőképességétől függ. A szilárd ásványok elektromos vezetése a leggyakrabban előforduló esetben folyadékkal töltött repedezett vagy összefüggő pórus rendszert képező kőzet esetén nem számottevő a folyadék vezetéséhez képest. A szilárd ásványok vezetési módja lehet elektronos és ionos, a folyadékoké csak ionos. A szilárd ásványok elektromos vezetőképessége sokkal kisebb az ionos vezetőképesség esetén. A természetben előforduló anyagok fajlagos ellenállása –épp a vezetési módok változatossága miatt – több mint 20 nagyságrendet fog át.

Az ásványok közül a legjobb elektromosan vezetők **elektronos vezetők**. Nagyon sok szabad –valencia- elektronnal rendelkezik pl. a természetes réz, grafit, de ide tartozik a higany és arany is. Az alkalmazott elektromos tér esetén a szabad elektronok a tér irányának megfelelően mozognak el, a fajlagos ellenállás attól függ, hogy mennyi idő telik el az elektronok kristályrácsban lévő atomokkal történő ütközései között. A fajlagos ellenállás 10^{-6} - 10^{-8} ohmm. A hőmérséklet hatására vezetőképességük csökken, mert a fémionok hőmozgása akadályozza a valencia elektronok mozgását. Ezen ásványokat szokás fémes vezetést mutató ásványoknak is nevezni, mert a tiszta fémekre jellemző vezetési mód figyelhető meg esetükben.

A szigetelőkhöz (dielektrikumok) képest lényegesen több, az elektronosan vezető ásványokhoz képest lényegesen kevesebb szabad elektront tartalmaznak a **félvezetők**. A vezetést tehát itt is az elektronok mozgása eredményezi. Ilyen ásványoknál ha a közölt energia nagyobb mint az elektron kötési energiája, akkor az elektron kiszabadul. Ezzel magyarázható, hogy a félvezetők elektromos vezetőképessége a hőmérséklet növekedésével nő. Ebbe a csoportba tartoznak a szulfidok, oxidok. A fajlagos ellenállás 10^{-8} - 10^2 ohmm. A sajátvezetés mellett jellemzi őket a szennyeződéses vezetés (Schottky- és Frenkel-hibák).

A legtöbb kőzetalkotó ásvány **szilárd elektrolitnak** tekinthető. Ide tartozik pl. a kvarc, földpát, muszkovit, anhidrit. Jellemző rájuk, hogy kristályrácsuk hibákat tartalmaz, másrészt a kristályrácsukban lévő ionok rezgésük miatt rácshianyba átugorhatnak. Elektromos tér hatására ez az átugrás statisztikusan a tér irányába történik. Fajlagos ellenállásuk 10^3 - 10^{14} ohmm.

A **dielektrikumok**nál –szigetelők- sem elektronos sem ionos vezetés nem jelentkezik. Ezen anyagok atomjai vagy ionjai polarizálódnak az elektromos tér hatására. Egészen nagy frekvencián módosítják csak az effektív vezetőképességet.

A másik ionos vezetés vizes oldatok szabad ionjait tételezi fel. Az elektromos tér hatására a pozitív és negatív ionok a tér irányának megfelelően mozdulnak el. Ez az **elektrolitos vezetés** –amennyiben nincs jelentősebb mértékű elektronos vezető a kőzetben- meghatározza a kőzet fajlagos ellenállását. A tengervíz fajlagos ellenállása 0.2-0.8ohmm, a csapvízé 20-50ohmm, az esővízé 300-1000ohmm.

Természetes potenciál módszer

A természetes potenciál módszer a geofizikai módszerek között az egyik legrégebbi, melyet egyszerű kivitelezhetősége is indokol. Először szulfidos érc-testek lehatárolására használták, majd ezen kezdeti alkalmazása mellett felhasználhatósága bővült. Utóbbi években környezeti, mérnöki, geotermikus feladatok megoldásában is egyre több alkalmazást nyert.

Többek között felszín alatti szivárgások és áramlások jellemzésére, folyadékot szállító csővezeték lyukadási helyének meghatározására, talaj csúszások és felszíni süllyedések vizsgálatára is eredményesen alkalmazható.

Filtrációs potenciál. A felszín közeli permeábilis kőzetek pórusaiban átszűrődő folyadékok filtrációja miatt jön létre, mely potenciál értéke az f_c filtrációs konstanstól és a folyadék átlagos szivárgási sebességétől lineárisan függ. Maga a jelenség a porózus kőzetben nyomáskülönbség miatt alakul ki. Egyetlen kapilláris esetén a filtrációs potenciál az alábbi módon adható meg Parasnis (1986) alapján:

$$E = \frac{\varepsilon \rho \zeta}{4\pi \eta} p$$

Az összefüggés megadja a kapilláris végei közötti elektromos tér nagyságát mely p nyomás gradiens hatására az ε dielektromos állandóval, ρ fajlagos ellenállással, η dinamikus viszkozitással jellemezhető folyadék filtrációja miatt alakul ki. A ζ paraméter az abszorpciós vagy zéta potenciál, amely a kapilláris fala és az elektrolit kémiai összetételétől függ. Nem hengeres geometria esetén a pórusszerkezetnek bonyolultabb függvénye. A kialakuló elektromos tér iránya megegyezik a nyomás gradiens irányával, és ellentétes az elektrolit mozgásának irányával. A filtráció ebben az esetben egyrészt a folyadékban lévő ionok

kapilláris falon történő abszorpciójával (elsősorban a negatív ionok kötődnek a falhoz, ennek következtében a kapilláris belsejében a pozitív ionok relatív gyakorisága megnő), másrészt a nem kötött rétegben lévő pozitív és negatív ionok eltérő sebességű elmozdulásával jellemezhető.

Megjegyezzük, hogy a nyomáskülönbség hatására bekövetkező áramlás a PS módszerrel jól mérhető anomália kialakulásának még nem elégséges feltétele. Pl. akkor kapunk nagyobb anomáliát, ha egymással kontaktusban lévő eltérő filtrációs állandójú környezetek egyikében az elválasztó határfelületekkel párhuzamos az áramlás. A filtrációs állandó a filtrációs potenciál és a nyomás gradiens hányadosa, így egyetlen kapilláris esetén a pórus folyadéktól és a zéta potenciáltól való függése a fenti egyenletről megadható. A filtrációs potenciál mérésével többek között folyadékkal töltött betonozott falú létesítmények (pl. víztározó) felszín alatti meghibásodása, vízkivételnek (szivattyúzás) vízszintre gyakorolt hatásának, felszín közeli áramlások vizsgálata oldható meg.

Elektrokémiai potenciál. Az elektrokémiai potenciál a diffúziós és a Nernst potenciál összege. A **diffúziós potenciál** a természetes **kontakt potenciálok** egyike, mely akkor alakul ki, ha a talajban vagy általában a felszín közelében lévő elektrolit koncentrációja a hely függvényében változik. Ilyenkor a rendszer koncentrációkiegyenlítődsre törekszik, amelynek legfontosabb jellemzője, hogy a nagyobb ionkoncentrációjú hely felől ionok diffúziója indul meg a kisebb ionkoncentrációjú hely felé. A kiegyenlítőds a különböző koncentrációjú tértartományok között az anionok és kationok eltérő ionmozgékonyasága mellett valósul meg. Egyetlen ásványi só féleséget eltérő ionkoncentrációban (C_1 és C_2) tartalmazó két folyadékcella közötti potenciálkülönbség az ionkoncentráció arány mellett az ionmozgékonyaságok közti különbség függvénye:

$$E_D = \frac{u - v}{u + v} \frac{RT}{nF} \ln \frac{C_1}{C_2}$$

ahol u és v a pozitív és a negatív ion sebessége, n az ionok vegyértéke, R az univerzális gáz állandó, T az abszolút hőmérséklet, F a Faraday-állandó. Az összefüggés szerint akkor mérhető nagyobb diffúziós potenciál, ha jelentős az ionok sebességkülönbsége. NaCl oldat esetén a Cl^- anionok nagyobb ionmozgékonyaságúak mint a Na^+ kationok, $v/u = 1.49$ 25 °C-on Telford (1993) alapján. Tekintettel a vegyérték ismert értékére, egy állandó hőmérsékleten adott egy komponensű oldatra a diffúziós potenciál a koncentrációarány konstans-szorosa. Hasonló eredményt kapunk a potenciál értékre, ha két azonos fém elektród közötti feszültséget vizsgálunk feltételezve, hogy a két elektród eltérő koncentrációjú oldatba merül. Az ekkor mérhető feszültség az ún. **Nernst potenciál**

$$E_N = -\frac{RT}{nF} \ln \frac{C_1}{C_2}$$

A két potenciálnak az összege az elektrokémiai potenciál:

$$E_C = E_D + E_N = \frac{-2v}{u+v} \frac{RT}{nF} \ln \frac{C_1}{C_2}$$

Melyből $T = 25^\circ\text{C}$ -os NaCl oldat esetén 5:1 koncentrációarányt feltételezve mV-ban

$$E_C = E_D + E_N = -70.7 \frac{(T + 273)}{273} \log\left(\frac{C_1}{C_2}\right)$$

alapján az elektrokémiai potenciálra 50 mV adódik. Megjegyezzük, hogy a diffúziós potenciál mellett más körülmények között kialakuló kontakt potenciál is megfigyelhető. Többek között ugyanazon szilárd fázisú anyag allotróp (eltérő kristályszerkezetű) módosulatainak érintkezésekor, vagy ugyanazon tértartomány eltérő fázisú megjelenéseinek találkozása mentén. Előbbire példa a mészkő márvány kontaktusa, utóbbira a vízzel telített és az átfagyott talaj közös határfelülete. Az eddig ismertetett esetek egyikében sem szokott kialakulni olyan nagyságú természetes potenciál mint a szulfidos érc-testek felett.

Ásványosodási potenciál. Korábban ezt a potenciált oxidációs-redukációs potenciálnak nevezték, ugyanis kialakulását a felszín közelében lévő szulfidos érc-testek oxigénben gazdag felszíni vizek oxidáló hatására vezették vissza. Ez a magyarázat feltételezi a talajvízszint feletti érc-test rész elhelyezkedését, ugyanakkor ha a teljes érc-test talajvízszint alatt van, akkor is kialakul. Másrészt az oxidáció következtében az érc-test (mineral) felső része pozitív töltésű kell, hogy legyen, ami a megfigyelésekkel ellentétes. Az ásványosodási potenciál kialakulása akkor figyelhető meg, ha elektronos vezető érintkezésben van ionos vezetővel. Így létre jöhet grafit, pirit, pirrotin, kalkopirit, magnetit felett is. Az elektronos és ionos vezetőképességű határfelületen elektrokémiai reakciók mennek végbe. Ahogy az elektrolitba merülő fémnél is, úgy itt is a fém(Me) és fémszulfid(MeS) a következő reakciók révén iont és elektronokat hoz létre: $\text{Me} \rightarrow \text{Me}^+ + \text{e}^-$, továbbá $\text{MeS} \rightarrow \text{Me}^{2+} + \text{S} + 2\text{e}^-$. Ennél összetettebb kémiai átalakulások révén OH^- és SO_4^{2-} negatív ionok keletkeznek. Általában az elektrolit pH-ja is változik a mélység függvényében. Ha az ionkoncentráció az érc-test környezetében fenn és lenn eltérő értékű, akkor az érc-testet körülvevő ionos oldatban az ionok áramlása indul meg. mintegy körbe folyva az érc-testet. Sato és Mooney szerint a fémtest oldatban lévő alsó része anódként, míg a felső része katódhoz hasonlóan viselkedik. Maga az elektronos vezetőképességű anyag az, amely biztosítja az elektronok érc-testen belüli felfelé áramlását, és ez lehet a magyarázata, hogy az érc-test felett az ásványosodási potenciál mindig negatív. Az elektromosan töltött részecskék áramlása az elektrokémiai egyensúly kialakulásáig tart. A kialakult egyensúlyi

állapot áramfolyást nem tételez fel. Megmagyarázza az elektronok érc testen belüli felső részbeni akkumulációjával a negatív ásványosodási PS értékeket, viszont az elmélet nem tudja megindokolni a valóságban mérhető nagy –akár 1V feszültséget is meghaladó – természetes potenciál értékeket. Kilty (1984) nem az elektrokémiai egyensúly kialakulását tételezte fel, hanem a jelenség zárt áramkörű leírását felhasználva következtetett az ásványosodási potenciál értékére. Kirhoff törvényét felírva a két felszíni figyelőelektroda közt mérhető feszültségkülönbség kifejezhető. Megközelítése azért realisabb, mert a két felszíni elektroda között mérhető feszültségességét kapcsolatba hozza azzal a kis mértékű áramfolyással ami az elektrolitos vezetöben is jelentkezik, melyet az érc test határfelülete mentén az elektrokémiai folyamatok eltérö volta miatt jön létre.

A természetes potenciál mérése nagy bemeneti ellenállású feszültségméröt és nem polarizálódó elektrodákat (fém saját sójának telített gyakorlatban inkább túltelített oldatába merül, a rendszer egy porózus falú kisebb kerámia edénybe kerül, és idöt igényel, míg a környezeti egyensúly kialakul) igényel. A méréseket elsösorban gradiens, másrészt potenciál elrendezéssel végzik, ritkábban a felszínen az ekvipotenciális helyeket keresik meg. A területi mérés eredménye az azonos feszültség értékkel jellemezhető helyeket összekötö ekvipotenciális vonalak, így az izovonalas térképekhez hasonlóan adható meg.

Egyenáramú geoelektromos mérések

Ezeket a méréseket olyan alacsony frekvenciás méröárammal végzik, melyek hatásukban még egyenáramúnak tekinthetök. A megoldandó feladatok köre széles: ekvipotenciális vonalak kimérésével jó vezetök térbeli elhelyezkedésére, rétegvizek sózásával az ekvipotenciális vonalak helyzetének időbeli változásából a rétegvíz áramlási irányára és sebességére lehet következtetni. Gyakran arra a kérdésre kell válaszolni, hogy egy bizonyos mélység szintben megjelenik-e egy éles fajlagos ellenállás változást mutató szerkezet. Ekkor a geoelektromos mérés geometriáját a kimutatandó szerkezet várható mélység helyzetének megfelelően kell tervezni, majd a szelvény szerinti vagy területi mérést kivitelezni. Ezt a mérés fajtat horizontális elektromos szelvényezésnek (HESZ) nevezzük. A legfontosabb felhasználási terület a fajlagos ellenállás mélység szerinti változásának megismerése, amely a mérési geometria változtatásával járó egyenáramú szondázással valósul meg. A felszínen elvégzett vertikális egyenáramú szondázás (VESZ) a mérési pont alatti fajlagos ellenállás eloszlást tükrözi horizontális rétegzödés esetén. Amikor a geológiai viszonyok megengedik

a homogén rétegzett féltér közelítést (pl. medence területek vízszintesen egymásra települő rétegei, folyók kavicsterasának változó rétegsora) akkor a szondázási görbék 1D-s kiértékeléséből megadhatók a rétegek fajlagos ellenállása és vastagsága . A bonyolultabb - azaz többdimenziós földtani- szerkezetek esetén is a megfelelő algoritmusok és programok állnak a kiértékelők rendelkezésére.

Pontszerű áramelektóda potenciálja

Az egyenáramú méréseknél jól elkülöníthető az adó- és a vevőáramkör. Az adóköri áramforrás két sarkát tápelektrodák (A, B) segítségével földeljük, így biztosítható a közettestbe vagy felszíni méréseknél a talajba a közvetlen árambevezetés. A bevezetett áram térbeli eloszlása annak függvényében módosul, hogy milyen fajlagos ellenállású térrészek vannak egymással kontaktusban a mérőárammal átvilágított tértartományban. A jó vezető tértartományban az áramvonalak sűrűsödése, a nagy fajlagos ellenállású képződményekben pedig az áramvonalak széttartása figyelhető meg. A homogén esethez képesti változatlanosság vagy éppen ahhoz képesti torzulás mértékére a mérőelektrodák (M,N) közötti potenciálkülönbség értékéből lehet következtetni. Leggyakrabban két táp és két mérő elektródát tartalmazó adó áram- és feszültségmérőkört tartalmazó négy elektródás rendszert használunk fajlagos ellenállás mérésre.

A legegyszerűbb eset a homogén, izotróp - azaz iránytól függetlenül állandó fajlagos ellenállású – tértartomány esete. Ilyenkor teljes térben az A pontbeli, I áram bevezetési elektród ekvipotenciális felületei gömbök, és az áramvonalak sugárirányban egyenletesen lépnek ki. Ha az árambevezető elektróda a felszínen van, akkor az áramfolyás a levegő szigetelő volta miatt csak a talajban jelentkezik. Az áram bevezetési ponttól r távolságra elhelyezkedő M felszíni pontban a potenciál a differenciális Ohm-törvény felhasználásával és abból a tényből adható meg, hogy valamennyi áramvonal áthalad a A középpontú, r sugarú talajban lévő félgömb felszínén. Ezen félgömb felületén a sugárirányú áramsűrűség értéke:

$$\vec{j} = \frac{I}{2\pi r^2} = \sigma \vec{E} = \sigma(-gradU) = \sigma\left(-\frac{\partial U}{\partial r}\right)$$

Ezen egyenletből a potenciál értékére integrálás után

$$U = \frac{\rho I}{2\pi r} + C$$

adódik, ahol figyelembe vettük, hogy az elektromos vezetőképesség és a fajlagos ellenállás egymásnak reciproka. Ha $r \rightarrow \infty$, akkor az U potenciál zérushoz tart, tehát felszíni mérésnél

$$U(r) = \frac{\rho I}{2\pi r}$$

A fentiekből következik, hogy felszín alatt a homogén izotróp térbe (teljes tér) történő áram bevezetésnél (pl. fúrólukba helyezett pontszerű tápelektroda esete, amikor eltekintünk a fúrás miatt kialakuló inhomogén tértartományoktól is) a potenciál az alábbi értékkel közelíthető

$$U(r) = \frac{\rho I}{4\pi r}$$

Ha homogén rétegzett féltér felett mérünk, akkor a tápelektroda potenciálját felszíni estre megadó összefüggés tükrözi a rétegződés hatását. Ha ρ_l a felszíni réteg fajlagos ellenállása akkor

$$U(r) = \frac{\rho_l I}{2\pi} \left\{ \frac{1}{r} + 2 \int_0^{\infty} K(m) I_0(mr) dm \right\}$$

A zárójelben lévő második tag adja meg a rétegződés járulékos hatását, ahol $K(m)$ a rétegződést jellemző (valamennyi réteg fajlagos ellenállásától és vastagságától függő) rekurziós úton számítható magfüggvény, $I_0(mr)$ a nullarendű Bessel-függvény. Ez a formula jelenti a kiindulást a homogén rétegzett féltér feletti elméleti látszólagos görbe számításához.

Töltött test módszere

Az eljárás lehetővé teszi környezetéhez képest jó vezető felszín alatti képződmény kiterjedésének jellemzését abban az esetben ha a képződményhez legalább egy ponton az áramforrás egyik pólusa egy tápelektroda révén közvetlenül csatlakoztatható. Így a módszer csak akkor alkalmazható, ha fúrással vagy vágással ez a kontaktus kivitelezhető. A másik tápelektroda elméletileg a végtelenbe kerül, gyakorlatban elegendő 10-15-ször nagyobb

távolságba elvinni a távoli elektródát, mint amilyen a kimutatandó jó vezető test méretei. A módszernek az a lényege, hogy a jó vezető felülete az árambevezetés miatt azonos potenciálúvá válik (innen származik a töltött test módszere elnevezés), és a jó vezető képződmény közvetlen az ekvipotenciális felületek követik a fémes test alakját. Ha a jó vezető fémes test méreteihez képest nem húzódik nagy mélységben, akkor a felszínen kimérhető ekvipotenciális vonalak követik a kimutatni kívánt képződmény felszíni vetületét. A töltött test módszerének áramlástan alkalmazása a rétegvíz áramlási irányának és sebességének közelítő meghatározása feltéve, ha a kérdéses réteget meglévő fúrás harántolja, és a réteget meg lehet sózni. Még sózás előtt meg kell határozni a kiindulási állapotot jellemző felszíni ekvipotenciális vonalak egyikét úgy, hogy az egyik tápelektroda az áramlást mutató réteg szintjében van (és a továbbiakban a mérések idején ott is marad), a másik pedig elegendően távol van leföldelve. A sózás előtti felszíni ekvipotenciális vonal megközelítőleg kör alakú, ami az ekvipotenciális felületek és a vízszintesnek tekinthető felszín metszéséből adódik. Az első mérésnél használt rögzített mérőelektrodát azonos helyen tartva sózás után többször (6-10 óránként) ki kell mérni az ekvipotenciális vonalakat. Az áramlás következtében az ekvipotenciális vonalak fokozatosan eltorzulnak mivel a só mozgása az áramlás irányában gyorsabb. Ennek megfelelően az ekvipotenciális vonalak a kiindulási kör alakhoz képest megnyúlnak és a megnyúltsági irány jelöli ki az áramlási irány felszíni vetületét. Ezen irányban az ekvipotenciális vonal időbeli „elmozdulásából” lehet következtetni az áramlási sebesség vízszintes komponensére.

Felszíni fajlagos ellenállásmérés négy elektródás elrendezéssel

A mérés adó- és a vevőkörből áll, az elrendezések közül a legismertebbek a Schlumberger, Wenner és a különböző dipól-dipól elrendezések. A mai egyenáramú műszerek általában GP-t is mérnek. Homogén, izotróp félteret feltételezve a fentiek ismeretében a +I áramot bevezető A elektróda potenciálja az M és az N pontban

$$U_M = \frac{\rho I}{2\pi AM} \quad U_N = \frac{\rho I}{2\pi AN}$$

míg a köztük lévő potenciálkülönbség

$$\Delta U_{MN} = \frac{\rho I}{2\pi AM} - \frac{\rho I}{2\pi AN}$$

A B pontban az I áram negatív előjelű és ezen áramelektroda miatt a mérő elektródák közötti potenciálkülönbség

$$\Delta U_{MN} = \frac{-\rho I}{2\pi BM} + \frac{\rho I}{2\pi BN}$$

A két áramelektroda miatt a teljes potenciálkülönbség:

$$\Delta U_{MN} = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{BM} - \frac{1}{AN} + \frac{1}{BN} \right)$$

Ebből az összefüggésből a homogén feltételre érvényes fajlagos ellenállás meghatározható:

$$\rho = \frac{2\pi}{\left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{BM} - \frac{1}{AN} + \frac{1}{BN} \right)} \frac{\Delta U_{MN}}{I} = k \frac{\Delta U_{MN}}{I}$$

A levezetett összefüggés alapján két következtetés tehető. Az egyik, hogy a fajlagos ellenállás az adóköri áram, a mérőköri feszültségkülönbség továbbá a mérési elrendezés (a k geometriai faktor) ismeretében meghatározható. A másik, hogy homogén feltétel felett a fajlagos ellenállás állandóságából a $k\Delta U_{MN} / I$ kifejezés állandósága következik.

Vertikális elektromos szondázás

A módszer kivitelezhetősége olcsó, általában kis és közepes mélységű kutatásokban alkalmazzák, de gyakran több km mélységből is a dipol-dipol mérésekkel fajlagos ellenállás információ szerezhető. A mérőáram behatolási mélysége rögzített MN mellett a tápelektrodák mérőelektrodákhoz képesti távolságának növelésével fokozható. A vertikális fajlagos ellenállás szondázási görbéket épp ezért egy állomásra (egy mérési pontra vonatkoztatva) $AB/2$ (vagy az r adó-vevő dipólus távolság) függvényében adják meg. A mérés eredményeként a fajlagos ellenállást adják meg, meghatározása a homogén feltételre vonatkozó fajlagos ellenállás formula alkalmazásával történik. A mérés menete (AB -t mértani sor szerint választják meg) és a kiértékelés indokolja, hogy a mért fajlagos ellenállás $AB/2$ szerinti függését log-log léptékben adják meg. A szondázási görbe baloldali- kis $AB/2$ értékekhez tartozó- szakasza tehát a felszíni réteg, míg a nagy $AB/2$ értékekhez tartozó része a mélybeli rétegek fajlagos ellenállását tükrözi. A mért fajlagos ellenállás a mérési elrendezéstől függetlenül csak egyetlen esetben egyezik meg a réteg valódi fajlagos

ellenállásával akkor, ha csupán egyetlen homogén izotróp réteg van. Ugyanakkor elegendően vastag felső és végtelen kiterjedésűnek tekinthető alsó réteg esetén a szondázási görbe baloldali szakasza aszimptotikusan a felső, míg jobb oldali része aszimptotikusan az alsó réteg fajlagos ellenállásához tart. Megjegyezzük, hogy a nagy fajlagos ellenállású aljzatok úgy viselkednek, mintha ∞ nagy lenne a fajlagos ellenállásuk. Ezt a szondázási görbén 45° -os szögben emelkedő egyenes ág tükrözi. A fentiekből következik, hogy a szondázási görbe közvetlenül a rétegek valódi fajlagos ellenállását nem adja meg, általában a különböző árambehatolások során átvilágított tértartományra jellemző átlagolt értéket mérünk. A mért érték tehát nem valódi fajlagos ellenállás, hanem látszólagos. Az angol nyelvű szakirodalomból átvett *apparent* jelző rövidítése indokolja, hogy ezen fizikai mennyiség jelölése ρ_a . A látszólagos fajlagos ellenállás egy olyan homogén féltér fajlagos ellenállása, amely adott áramnál és mérési elrendezés mellett hatását illetően helyettesíti a rétegzett vagy inhomogén féltérrel. Akkor teljesül a rétegzett féltér feltétele, ha két egymásra merőleges terítést alkalmazva gyakorlatilag megegyező szondázási görbét kapunk. A szondázási görbe viselkedéséből általában megállapítható, hogy egy-, két-, vagy háromréteges-e a görbe, és az is ha ennél is több réteget tartalmaz. Ugyanakkor a mért szondázási görbék kiértékelése nem mindig egyértelmű. Minél mélyebben, minél kisebb vastagságban és környezetéhez képest minél kisebb fajlagos ellenállás kontraszttal jellemezhető egy réteg, annál nehezebben mutatható ki az elektromos szondázási görbén. Gyakori eset, amikor a kérdéses réteg azért nem jelentkezik a szondázási görbén, mert kis vastagságú és fajlagos ellenállása a közrefogó rétegek fajlagos ellenállás értékei közé esik. Ezt nevezik rétegelnyomás jelenségének. A szondázási görbe viselkedéséből általában megállapítható, hogy egy-, két-, háromréteges-e a görbe, esetleg ennél is több réteges. A mért fajlagos ellenállás a mérési elrendezéstől függetlenül csak egyetlen esetben egyezik meg a réteg valódi fajlagos ellenállásával akkor, ha csupán egyetlen homogén izotróp réteg van. A kétrétegesnél nagyobb rétegszámú esetekben ugyanazon mérési eredményhez a kiértékelés során több megoldás is tartozhat. Ez a többértelműség csak bizonyos modell tartományban jelentkezik. A nehézséget az okozza, hogy a rétegsorok valójában eltérést mutatnak, ugyanakkor a szondázási görbék azonos lefutásúak, így a kiértékelés során ezek a modellek nem különíthetők el. Eltérő (általában egymástól eltérő 1D-s) szerkezetek felett mért azonos (mérési hibahatáron belül megegyező) szondázási görbéket nevezünk ekvivalenseknek. A szóba jöhető megoldások közül a tényleges 1-D megoldás megkeresése jelenti az ekvivalencia feloldását, ami leggyakrabban más geofizikai méréssel (pl. tranziens szondázással), vagy fúrás(ok) révén szerzett (réteg vastagság és rétegekre jellemző fajlagos ellenállás) adatok megismerésével történhet.

A vízszintesen rétegzett közeg néhány paraméterrel jellemezhető, melyek a rétegzettséggel párhuzamos és arra merőleges áramfolyást feltételezve adhatók meg vízszintesen helyzetű rétegekből felépíthető egységnyi keresztmetszetű H magasságú négyzetalapú hasábra. A hasábon belül a rétegeket homogénnek tekintve h_i vastagságú, ρ_i fajlagos ellenállású rétegekből épül fel a hasáb. A hasáb alaplapjára és így a réteghatárookra is merőleges áramfolyást feltételezve az Ohm-törvényt ($R=\rho l/A$) alkalmazva írható, hogy a rétegzett közeg eredő harántirányú ellenállása (T):

$$T = \sum_{i=1}^n T_i = \sum_{i=1}^n \rho_i h_i = \rho_n H$$

melynek értéke a sorba kötött rétegek harántirányú ellenállásainak (T_i) az eredője, és kifejezhető az átlagos (vagy eredő) harántirányú fajlagos ellenállás (ρ_n) és a rétegsor összvastagsága (H) szorzataként is. Amikor az áram a rétegződéssel párhuzamosan halad, akkor a rétegek egymással párhuzamosan kapcsolt ellenállásokként jelentkeznek, és ilyenkor nem a rétegződésre jellemző eredő ellenállást, hanem az eredő hosszirányú vezetőképességet (S) szokták megadni. Ez az érték az egyes rétegek hosszirányú vezetőképességének ($\frac{h_i}{\rho_i}$)

összege, és fordítva arányos az eredő hosszirányú fajlagos ellenállással (ρ_t)

$$S = \sum_{i=1}^n S_i = \sum_{i=1}^n \frac{h_i}{\rho_i} = \frac{H}{\rho_t}$$

A fentiek ismeretében meghatározható a rétegsor anizotrópia tényezője, ami definíció szerint az eredő harántirányú és az eredő hosszirányú fajlagos ellenállás arányának négyzetgyöke. Ez az anizotrópia a pszeudóanizotrópia, ugyanis annak ellenére, hogy a rétegsor homogén, izotróp rétegekből épül fel, a rétegzett féltér anizotróp közegnek tekinthető:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\rho_n}{\rho_t}} = \frac{\sqrt{TS}}{H}$$

Ez az érték -mint általában az anizotrópia tényező- mindig nagyobb mint 1, jelen esetben azt fejezi ki, hogy milyen mértékben változik a rétegsor fajlagos ellenállása ha különböző irányban történik rajta keresztül az áramvezetés. VESZ görbén elkülönülten jelentkező pszeudoanizotrópiát létrehozó nagyobb vastagságú rétegek maguk is anizotrópok lehetnek. Ilyenkor egyetlen réteg esetén a rétegződésre merőlegesen és azzal párhuzamosan a réteg

eltérő fajlagos ellenállású. Az üledékes réteg keletkezésének természetes következménye az anizotrópia. A homokok, agyagok, agyagos homokok általában kis mértékű anizotrópiát ($1 \leq \lambda \leq 1.2$) mutatnak, a homokkövek, rétegzett homokkövek, palás agyagok anizotrópiája közepes értékű $1.2 \leq \lambda \leq 1.6$, míg az agyagpalák, barna és fekete szenek, palás szenek anizotrópiája jelentős intervallumban változva egészen nagy értéket is felvehet: $1.5 \leq \lambda \leq 3.0$. Az anizotrópia hatás általában azért van jelen, mert a VESZ görbén elkülönülten jelentkező, pszeudoanizotrópiát létrehozó nagyobb vastagságú rétegek maguk is anizotrópok. Vannak olyan rétegek, melyek a szondázási görbén önállóan nem jelentkeznek, ugyanakkor a fúrásban elvégzett elektromos szelvényen még elkülöníthetők egymástól, vastagságuk néhány méter szokott lenni. Ezek a rétegek makroanizotrópiát hoznak létre. A mikroanizotrópia pedig a makroanizotrópiák okozó rétegeket felépítő néhány cm (10cm) egymástól alig eltérő fajlagos ellenállású rétegek miatt jelentkezik, mely rétegek a régebbi (konvencionális) elektromos fúróluk szelvényeken nem is jelentkeztek. Az általános anizotrópián a makro- és mikroanizotrópia együttes hatását értik.

Az ekvivalencia jelenségének leírásakor közvetlenül nem veszik figyelembe az anizotrópia hatást (az ekvivalenciát eredményező rétegsorok rétegei leggyakrabban 1-hez elég közeli anizotrópia tényezővel jellemezhetők). Homogén izotróp vízszintesen rétegzett feltér esetén legalább 3 rétegnek kell lennie ahhoz, hogy az ekvivalencia hatás jelentkezessen. Háromnál több réteg esetén is előállhat, és kétféle ekvivalencia hatást lehet megkülönböztetni: az S és T típusút. Az első eset elsősorban akkor áll elő, ha viszonylag kis vastagságú jó vezető réteget fog közre a közbülső réteghez képest nagyobb fajlagos ellenállású két réteg. A jó vezető rétegben az áram a rétegződéssel közel párhuzamosan folyik, és a benne folyó áram mennyisége nem változik, ha ezen jó vezető réteg fajlagos ellenállását és vastagságát ugyanolyan mértékben növeljük (a közrefogó rétegek geoelektromos paramétereinek változatlansága mellett). Ezen H típusú $(\rho_1 \langle \rho_2 \rangle \rho_3)$ modellek, melyekre egy bizonyos

modell tartományban amennyiben $\frac{h_2}{\rho_2}$ állandó, az elméletileg kiszámítható látszólagos

fajlagos ellenállás szondázási görbék kimérhető mértékben nem térnek el egymástól, ezért S szerinti ekvivalenciára vezetnek. Megjegyezzük, hogy ilyen típusú ekvivalencia A típusú $(\rho_1 \langle \rho_2 \rangle \rho_3)$ modellek felett is kialakulhat, másrészt a szigorúbb ekvivalencia vizsgálatoknál az első réteg vastagságát is figyelembe veszik (valójában S_2/S_1 állandósága vezet ekvivalenciára). A közbülső jó vezető ekvivalens réteg tehát állandó hosszirányú vezetőképességgel (S) jellemezhető. A másik esetben az ekvivalencia jelensége a közrefogott

nagy fajlagos ellenállású képződmény harántirányú ellenállásának (T) állandóságára vezethető vissza: a T típusú ekvivalencia esetén a közrefogott nagy fajlagos ellenállású rétegben annak határfelületére merőlegesen folyik az áram, így ennek a rétegnek a hatását a $h_2\rho_2$ szorzat tükrözi. Egy bizonyos modell tartományban mindazon K típusú ($\rho_1\langle\rho_2\rangle\rho_3$) rétegsorok, melyek középső rétegére a harántirányú ellenállás állandó, ekvivalenciára vezetnek. Q típusú ($\rho_1\langle\rho_2\langle\rho_3$) réteződéseknel is jelentkezhethet ez a típusú ekvivalencia.

A mérési eredmények kiértékelése inverziós eljárással történik, ami az előremodellezési feladat optimálási kritérium melletti sokszori megoldására vezet. A kiindulási modell paraméterein olyan és annyi változtatást kell végrehajtani, hogy a módosítások utáni geoelektromos modellre számított elméleti görbe minél jobb egyezést mutasson a terepi szondázási görbével.

Indukált (gerjesztett) polarizáció

A kőzetek fajlagos ellenállásmérésekor bizonyos földtani körülmények között már az 1920-as években tapasztalták, hogy az adóköri áram kikapcsolását követően a mérő elektródák közötti feszültség nem csökken azonnal ($t=0$ idő alatt) zérus értékűre, hanem egy bizonyos időnek ehhez el kell telnie. Ez a jelenség hasonlítható az RC kör tranzienst folyamatára, azzal a különbséggel, hogy kikapcsolást követően a kondenzátor feszültsége a kikapcsoláskori jellemző értékből kiindulva folyamatosan egy exponenciális csökkenést mutat, addig a mért elektródák közötti feszültség egy hirtelen feszültség-ugrást követően kezdi meg exponenciálishoz hasonló csökkenését. Az időbeli lecsengés részletes elemzése (kapcsolatkeresés az elektronos vezető anyaga, az ionos oldat minősége, az ásványi szemcsék szemeloszlása, a texturális jellemzők, és a lecsengő folyamat között) jelenti a GP görbék időbeli analizisét. A jelenség nemcsak idő, hanem frekvencia tartományban is vizsgálható. Előző hasonlatnál maradván az indukált polarizációt mutató tértartományok fajlagos ellenállása –az RC-kör impedanciájához hasonlóan– frekvenciafüggő, és épp a frekvenciafüggés módja jellemzi az indukált polarizációt. A gyakorlatban a módszer legfontosabb alkalmazása a hintett ércesedések kimutatása és hidrogeológiai feladatokban az agyag jelenlétének a jellemzése. Az előbbi alkalmazás azért is fontos, mert ilyen jellegű földtani feladat megoldása

más geofizikai módszerrel jelenlegi ismereteink szerint nem lehetséges. Az indukált polarizáció két legfontosabb megnyilvánulási formája a membrán és az elektróda polarizáció. **A membrán polarizáció** olyan ionos vezetőképességű porózus képződményekben alakulhat ki, ahol a pórusokban negatív elektromos felületi töltésű ásvány szemcsék találhatók. Elektromos tér hatására leggyakrabban homok pórusaiban lévő rétegvíz ionjai és agyagszemcsék között jelentkező kölcsönhatásra vezethető vissza. Elektromos tér (tápáram bevezetése) nélküli esetben a felületükön negatív töltéssel rendelkező agyagszemcsék az oldat pozitív ionjait magukhoz vonzzák, és az agyagszemcse felületétől számítva mintegy 10^{-6} cm vastagságú rétegben a pozitív ionok koncentrációja megnő. Ha egy ilyen rendszerre egyenáramú elektromos tér hat, és ha a pórusméret összemérhető a nagyobb pozitív ionkoncentrációjú réteg vastagságával, akkor az elektromos tér hatására a szabad ionok az alkalmazott tér irányának megfelelően elmozdulnak eredeti helyzetükből és nagyobb pórusátmérőknél a szabad ionok rendezett mozgásának nem lenne akadálya. Ilyen geometriai viszonyok mellett azonban az anyagszemcsék áramforrás negatív sarkához közelebb eső környezetében ionkoncentrált, míg a szemcse másik oldalán ionhiányos zónák alakulnak ki. Az agyagszemcse (membrán) jelenléte meggátolja az ionok mozgását és ez különösen igaz az anionokra, ugyanis a kationok áthaladnak a kationfelhőn, ellentétben az anionokkal, melyek abban elakadnak. Így a pórus egyik végén (a felüli katód oldalon) anion többlet, másik végén anion hiány alakul ki. A polarizáció a gerjesztés megszűntetéséig tart. A gerjesztő tér megszűnte után a leírtakkal ellentétes irányú ion elmozdulási folyamat figyelhető meg, mely az elektrokémiai egyensúlyi helyzet kialakulásával fejeződik be. A kikapcsolást követően mért feszültség időbeli lefolyása ezt a visszarendeződési folyamatot tükrözi. A fentiekből érzékelhető, hogy a jelenség annál inkább karakterisztikus, minél nagyobb felületen jelentkeznek kötött ionok és nem marad túl nagy pórustér a szabad ionok áramlásának. Ha az agyagszemcsék a teljes porozitást, vagy a porozitás nagy részét kitöltik, akkor nem marad hely e fent leírt felületi jelenség kialakulására. A membrán polarizáció mértéke függvénye az agyagosság típusának, az agyagásványok összetételének, az ionkoncentrációnak. A megfigyelések szerint 10% körüli diszperz (véletlenszerűen szórt) agyagosság esetén a legnagyobb. A kaolinit nagyobb membránpolarizációt mutat mint a montmorillonit. A rétegekre jellemző ionkoncentrációk tartományában a hatás az ionkoncentráció növekedésével nő (Telford, 1993).

Az elektróda polarizáció az elektronos vezetőképességű ásványi szemcsék és a vele kontaktusban lévő ionos oldat külső elektromos tér be- vagy kikapcsolásakor jelentkező elektrokémiai kölcsönhatás. Az elektrokémiai folyamat az oldattal érintkező elektronos

vezetőképességű szemcse határfelületén jelentkezik. A reakció elektrolízishez hasonlítható amikor az ionos vezetőképességű oldatba merülő fém elektródán keresztül áramot vezetnek. A természetben szinte valamennyi szulfid (pirit, kalkopirit, galenit, markazit, molibdenit, pirrotin, stb, kivéve a szfalerit) csak néhány oxid (magnetit, ilmenit, piroluzit, kassziterit) és a grafit mutatja az elektróda polarizáció jelenségét feltéve, ha ionos oldattal kontaktusban van. A felsorolt ásványoknak tehát közös jellemzője az elektronos vezetés (a grafit fémes vezető tulajdonságú, a többiek elektronos félvezetők. A szemcsén belül az áramot tehát elektronok, az oldatban ionok szállítják. Az elektronok mozgékonyasága mintegy 5-6 nagyságrenddel nagyobb a szemcsékben az oldatban lévő ionok mozgékonyaságához képest. Külső elektromos tér nélkül az ásványszemcsét közel egyenletesen kationok veszik körül. Külső elektromos tér bekapcsolásakor a szemcse polarizálódik, a szemcsén belül az elektronok az áramforrás pozitív sarka irányába fognak elmozdulni. Így a szemcse azon oldalán, ahol elektron többlet van, az oldatban a kationok koncentrációja megnő, ellentétben a másik oldallal ahol az anionok halmozódnak fel nagyobb koncentrációban (az oldat azon részében, amely az áramforrás negatív sarkához közelebbi szemcserésszel van kontaktusban.). A határfelületen az áram Faraday- és nem Faraday-módon haladhat át. A Faraday-féle vezetés a kis frekvenciákon jellemző. Külső elektromos tér hatására ionok diffundálnak a határfelület felé, ahol oxidációjuk vagy redukciójuk következhet be. Pl. a határfelületnél lévő negatív ionok (anionok) oxidációja révén semleges atom keletkezik, ugyanakkor az oxidáció révén keletkezett elektront átveszi az ásványi szemcse, így az ionosból elektronosba történő áramvezetés biztosított. Másrészt a fordított átalakulás is jelentkezik, tehát atom alakul át ionná. A Faraday-féle vezetési ág tehát két soros ellenállással jellemezhető: az iondiffúzióknak megfelelő Warburg impedancia és a kémiai reakció ellenállása. A nem Faraday tartomány nagy frekvenciákon válik dominánssá: az áram vezetését a kettős réteg feltöltődése és kisülése biztosítja, ez az ág egy kapacitással helyettesíthető és párhuzamos a helyettesítő kapcsolásban a Faraday-féle vezetési ággal.

A gerjesztett polarizációt a fajlagos ellenállással együtt mérik, ennek megfelelően Schlumberger-, Wenner- (sok elektródás) dipól-dipól elrendezésben határozzák meg a lecsengő görbe időben megfelelő sűrűségű mintavételezésével. A vonatkoztatási szint a vertikális fajlagos ellenállás szondázás vonatkoztatási mélységével egyezik meg.

Ha a GP lecsengési folyamatot időtartományban elemzik, akkor a lecsengési görbe egy-egy pontjának a gerjesztés alatti feszültséghez képesti hányadosát, vagy a lecsengési görbe alatti teljes területet szokás megadni. Előbbi a látszólagos polarizálhatóság, utóbbi a tölthetőség mértékét adja meg. Magát a lecsengési folyamatot fel lehet fogni több időállóan

lecsengési folyamat szuperpozíciójaként. Az egyes exponenciális lecsengések amplitúdói azt fejezik ki, hogy a különböző időállandójú folyamatok milyen mértékben felelősek a teljes lecsengő jel kialakulásában. Ez a megközelítés azért is célravezető, mert ha több folyamat hozza létre a GP-t, akkor lehetőség van ezek szétválasztására feltéve, ha egyes folyamatok egymástól elkülöníthető időállandóval jellemezhetőek.

A frekvenciatartománybeli GP méréseknél a terepen rögzített geometriai elrendezést használnak, amely általában dipól-dipól, pólus-dipólus elrendezés, de gyakran mérik az elektromos dipólussal keltett mágneses teret is. A frekvenciatartománybeli GP jelenség abban nyilvánul meg, hogy a mért látszólagos fajlagos ellenállás függ a gerjesztő áram frekvenciájától. Fizikailag ez azt jelenti, hogy a mért fajlagos ellenállás fázisa eltér az adókörü áram fázisától, tehát a komplex fajlagos ellenállás megadható egy adókörü árammal megegyező és attól fázisban 90° -al eltérő komponens összegeként:

$$\rho(\omega) = \rho^I(\omega) + i \rho^{II}(\omega) \quad (1)$$

Ebben az összefüggésben $\rho^I(\omega)$ a valós, míg $\rho^{II}(\omega)$ a képzetes részét jelöli a $\rho(\omega)$ komplex fajlagos ellenállásnak. Így a két komponens ismeretében a fajlagos ellenállás amplitúdója és fázisa a szokásos módon definiálható:

$$|\rho(\omega)| = \sqrt{[\rho^I(\omega)]^2 + [\rho^{II}(\omega)]^2} \quad (2)$$

$$\phi(\omega) = \arctan(\rho^{II}(\omega)/\rho^I(\omega)) \quad (3)$$

A fajlagos ellenállás amplitúdó (2), ill. a fajlagos ellenállás fázis spektruma (3) adható meg. A frekvenciafüggés elsődleges oka az elektróda és membrán polarizáció, kisebb GP hatást eredményez az elektro- és termoozmózis, de mérhető hatást okozhatnak a szervesvegyület agyagásvány reakciók, ioncsere folyamatok, magas frekvenciákon a Maxwell-Wagner effektus, a töltött részecskék és az elektromos kettősréteg polarizációja.

A frekvenciatartománybeli GP mérések jellemzésére korábban kizárólag diszkrét frekvenciákon mért paramétereket (frekvenciahatás [FE], metal faktor [MF], relatív fázis tolás [RPS], normált mágneses tér) használtak. A frekvenciatartománybeli GP mérések kiértékelése szempontjából Pelton et al. (1978) munkája jelentős. A Cole & Cole diszperziós modellt vezették be a fajlagos

ellenállás frekvenciafüggésére. Bebizonyosodott, hogy ha kisebb közzettartomány helyettesíthető R_o [a szabad ionpályák tisztán ohmos ellenállása], R_1 [a fémes ásványszemcse vagy agyagmembrán által blokkolt ionpályák ellenállása], $(i \omega X)^c$ [komplex ellenállás, mely a feltételezések szerint szimulálja a fém-ionos oldat határfelület ellenállását az elektróda polarizáció jelenségekor, ill. az agyagmembránok környezetében előálló ion többlet vagy ion hiány ellenállását a membrán polarizáció során] ellenállásokból felépített áramkörből úgy, hogy R_1 és $(i \omega X)^c$ sorban kötött ellenállások R_o -lal párhuzamosan kapcsolódnak, akkor a kör eredő ellenállásának ($Z(\omega)$) analógiájára a közzettartomány fajlagos ellenállás frekvenciafüggése

$$\rho(\omega) = \rho_o \left[1 - m \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau)^c} \right) \right] \quad (4)$$

alakú. Itt ρ_o az egyenáramon mért fajlagos ellenállás, m a polarizációs hatás magnitúdója, τ az időállandó, c a frekvencia kitevő. Azaz egyszerűbb esetekben a teljes fajlagos ellenállás frekvenciafüggése parametrizálható. A gyakorlat bebizonyította, hogy ez a modell gyakran jól használható pl. tiszta fém és elektrolit esetén az elektróda polarizációra (Pelton et al. 1978). Membrán polarizációra már az aszimmetrikus fázis spektrum jobb közelítés (Madden és Marshall, 1959; Klein és Sill, 1982; Nelson et al. 1982). Összetettebb ércesedés esetén indokolt, hogy az eredő spektrum akár három spektrum szorzata legyen (Vanhala és Peltoniemi, 1992). A spektrum középső részét egy Kittilä-i (Finnország) mintánál a finomszemcsés (0,1-0,2 mm) hintett oxidos és szulfidos ércesedés, míg a kisméretű szakaszt hintett durva szemcsés pirit és aranyérc kombinációja alakította ki. Az egyes ércek elkülönítése tehát nem volt lehetséges. A szemcseméret szintén hatással van a spektrumra. Több vizsgálat alapján egyértelműen megállapították, hogy a szemcseméret 1 nagyságrendű növekedése 2 nagyságrend időállandó (τ) növekedést eredményez az elektróda polarizációnál és a tendencia hasonló a membrán polarizáció esetén is (Madden és Marshall, 1959; Mahan et al. 1986). A domináns szemcseméret növekedése tehát a fajlagos ellenállás frekvencia spektrumán a maximumhely kisméretűek felé eltolódását eredményezi.

Az utóbbi időben a frekvenciatartománybeli GP-méréseket több környezetszennyezési feladat megoldására felhasználták. Ezek értelmezésében nagymértékben segítettek Olhoeft (1985) vizsgálatai. Szerinte az oxidációs-redukciós folyamatok, a különböző szerves vegyületek és agyagásványok közötti folyamatok, az agyagokra jellemző kationcsere sajátságok a frekvenciatartományban különböző módon jelentkeznek. A laboratóriumi vizsgálatokat a 10^{-3}

Hz $< f > 10^6$ Hz tartományban végezte el. Az oxidációs-redukációs folyamatokat egy szulfidos ércesedést tartalmazó homokkő minta esetén vizsgálta és a fajlagos ellenállás fázis spektrumában a kisebb frekvencián jelentkező maximumot ($f \approx 0,003$ Hz) a kis mennyiségben előforduló agyag kationcseréje, az 1 Hz körüli elkent maximumot pedig a pórusvíz és a kisebb mint 2 %-ban előforduló hematit és pirit jelenléte miatt létrejövő diffúzió korláttal jellemzett oxidációs redukációs folyamat eredményezi. A grafit szintén diffúzió korláttal jellemezhető sajátságot mutat, a fázis spektrum maximuma eltolódik az egészen kis frekvenciák $f < 10^{-3}$ Hz alá. Ezeket a folyamatokat Olhoeft (1985) könnyebben kezelhetőknak tartja, mint az agyagokra jellemző kationcsere sajátságokat (sok agyag mérhető negatív GP hatást mutat, azaz az alacsonyfrekvenciás szakaszon a fázisszög előjelet vált, az oka még nem kiderített). Az agyagokhoz hasonlóan több természetes szerves anyag ioncsere kapacitással rendelkezik. Részletesen tárgyalja a Maxwell-Wagner effektust, melynek lényege, hogy a pórusvíz ionjai a gerjesztő tér hatására az inhomogenitás méretéhez képest nagyon vékony rétegben akumulálódnak a szilárd szemcsék határfelülete mentén és ennek eredményeként az impedancia frekvenciafüggő lesz. Az esettanulmányok közül kiemelhető, hogy egy Nevadában bekövetkező CH szennyeződés kisebb GP hatást mutatott, mint az eredeti, szennyezetlen környezet (Towle et al.). Észtországban egy korábbi katonai bázison bekövetkezett motorolaj és benzin szennyezés hatása szintén jól követhető volt spektrális GP-vel Vanhala (1997) szerint. A fentiekből ugyanakkor az is megállapítható, hogy a komplex hatások a Cole & Cole diszperziós modellel nem minden esetben elemezhetőek. Indokolt a jelenlegi frekvenciatartomány 10^{-2} Hz $< f > 10^3$ Hz) bővítése mind a két irányban, másrészt a mérések lényegesen sűrűbben megválasztott frekvenciákon történő elvégzése is. Ezt pedig a korábbiakhoz képest részletesebb frekvenciaanalízis követhetné.

IRODALOM

- KLEIN, J.D., SILL, W.R., 1982. Electrical properties of artificial clay-bearing sandstone. *Geophysics*, 47, 1593-1605.
- MADDEN, T.R., MARSHALL, D.J., 1959. Electrode and membrane polarization. AEC rep. RME-3157.
- MAHAN, M.K., REDMAN, J.D., STRANGWAY, D.W., 1986. Complex resistivity of synthetic sulphide bearing rocks. *Geophysical Prospecting*. 34, 743-768.
- NELSON, P.H., HANSEN, W.M., SWEENEY, M.J., 1982. Induced-polarization response of zeolitic conglomerate and carbonaceous siltstone. *Geophysics*, 47, 71-88.
- OLHOEFT, G.R., 1985. Low-frequency electrical properties. *Geophysics*, 50, 2492-2503.

PELTON, W.H., WARD, S.H., HALLOF, P.G., SILL, W.R., NELSON, P.H., 1978. Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP. *Geophysics*, 43, 588-609.

TELFORD, W.M., GELDART, L.P., SHERIFF, R.E.: *Applied Geophysics* Second Edition, Cambridge University Press, 1993

TOWLE, J.N., ANDERSON, R.G., PELTON, W.H., OLHOEFT, G.R., LA BRECQUE, D. Direct detecting of hydrocarbon contaminants using the induced polarization method. (Phoenix Geophysics Limited)

VANHALA, H., PELTONIEMI, M., 1992. Spectral IP studies of Finnish one prospects. *Geophysics*, 57, 1545-1555.

VANHALA, H., 1997. Mapping oil-contaminated sand and till with the spectral induced polarization (SIP) method. *Geophysical Prospecting*, 45, 303-326.

MT elméleti alapok

A telegráf egyenlet az EM tér $e^{+i\omega t}$ időszerinti változását feltételezve a következő alakú (lásd appendix), melyben jelen esetben csak az \vec{E} elektromos térerősség vektor szerepel (teljesen hasonló az egyenlet a mágneses térvektor vonatkozásában):

$$\Delta \vec{E} + (\mu \varepsilon \omega^2 - i \varpi \mu \sigma) \vec{E} = \Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = \vec{0} \quad (1)$$

Az eltolási áramok elhanyagolásával - ami a georadarnál használatosnál kisebb frekvenciákon a gyakorlatban előforduló közetek fajlagos ellenállásának esetében egy indokolt közelítés- (1) a következő alakú lesz:

$$\Delta \vec{E} + (-i \varpi \mu \sigma) \vec{E} = \Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = \vec{0} \quad (2)$$

A fenti egyenlet megoldása akkor ha csak E_x komponenst tételezünk fel és a hullám lefelé terjed a homogén izotróp feltérben:

$$E_x(z, t) = E_{x0} e^{-ikz} e^{i\omega t} = E_{x0} e^{-i\alpha z} e^{-\beta z} e^{i\omega t} \quad (3)$$

Itt azt fogalmazzuk meg, hogy $k = \alpha - i\beta$ alakú. Így a

$$k^2 = \alpha^2 - 2i\alpha\beta - \beta^2 = -i\varpi\mu\sigma \quad (4)$$

amiből $k = (-i\varpi\mu\sigma)^{\frac{1}{2}}$ (a négyzetgyökvonás miatt lehetne $k = -(-i\varpi\mu\sigma)^{\frac{1}{2}}$).

A k hullámszám valós és képzetes részét (4) egyenletből a valós és képzetes részek egyenlőségéből számítható.

$$\alpha^2 - \beta^2 = 0 ; \quad 2\alpha\beta = \varpi\mu\sigma \quad (5)$$

itt is a + előjelű megoldást választva α és β (5)-ből meghatározható:

$$\alpha = \beta = \left[\frac{\varpi\mu\sigma}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

Így a lefelé haladó síkhullámra írható az

$$E_x(z, t) = E_{x0} e^{-ikz} e^{i\varpi t} = E_{x0} e^{-\beta z} e^{-i\alpha z} e^{i\varpi t} = E_{x0} e^{-\left[\frac{\varpi\mu\sigma}{2}\right]^{\frac{1}{2}} z} e^{-\left[\frac{\varpi\mu\sigma}{2}\right]^{\frac{1}{2}} iz} e^{i\varpi t} \quad (7)$$

(7) jobb oldalán (3) jobb oldalához képest felcseréltük a felszíni amplitúdót követő két szorzótényező sorrendjét, ugyanis így a megoldásban az amplitúdó-mélység és a fázis-mélység függés ebben a sorrendben elkülönül.

A szkin mélység az a mélység, melyben a felszíni térérték az e -ad részére csökken. A (7) egyenlet jobb oldalán az amplitúdó mélységgel való csökkenését $E_{x0} e^{-\beta z}$ írja le, így a szkin mélység $-z_s$ - számításához az alábbi egyenletet kell megoldani:

$$E_{x0} e^{-\beta z_s} = E_{x0} e^{-1} \quad \text{ebből} \quad z_s = \frac{1}{\beta} = \left[\frac{2}{\varpi\mu\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

Tehát a β csillapítási tényező és a szkin mélység egymással fordítottan arányos.

A hullámhossz az azonos fázisú pontok közötti távolság. A (7) egyenlet jobb oldalán a fázisviselkedést a második exponenciális szorzótényező írja le, így λ az

$$e^{-2\pi i} = e^{-\alpha \lambda i} \quad \text{feltételből adható meg, amiből}$$

$$\lambda = 2\pi / \alpha = 2\pi \left[\frac{2}{\varpi\mu\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

A hullámhossz ismeretében meghatározható a síkhullám sebessége

$$v = \lambda / T = 2\pi \left[\frac{f}{\pi\mu\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

Síkhullámú terekre érvényes impedancia összefüggés az $e^{+i\omega t}$ idő szerinti változását feltételezve felírt $\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = -i\omega\mu\vec{H}$ Maxwell-egyenletből származtatható le úgy, hogy homogén, izotróp feltérben lefelé haladó, E_x és H_y komponensekkel jellemezhető síkhullámot tételezünk fel. Az y irányú komponensre felírt Maxwell-egyenletből :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} \vec{j} = -i\omega\mu H_y \vec{j} \quad (11)$$

Az x irányú elektromos térkomponens z szerinti derivált értéke (3) alapján $\partial E_x / \partial z = -ikE_x$. Ezt (11)-be helyettesítve írható,

$$-ikE_x \vec{j} = -i\omega\mu H_y \vec{j}$$

majd az egyenletet az impedancia értékére rendezve kapjuk, hogy

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{\omega\mu}{k} \quad (12)$$

Mindkét oldalt négyzetre emelve, majd $k^2 = -i\omega\mu\sigma$ helyettesítést alkalmazva írható, hogy

$$\left(\frac{E_x}{H_y} \right)^2 = \frac{(\omega\mu)^2}{-i\omega\mu\sigma} = Z_{xy}^2 \quad (13)$$

Ebből átrendezés után az elektromos vezetőképesség reciprokára, azaz a fajlagos ellenállásra írható a homogén feltér felszínére ($z=0$) a bemeneti impedancia (Z_o) bevezetésével és annak felhasználásával, hogy $-i = e^{i\frac{3\pi}{2}} = \left(e^{i\frac{3\pi}{4}} \right)^2$:

$$\rho = -\frac{i}{\omega\mu} \left(\frac{E_{x0}}{H_{y0}} \right)^2 = \frac{1}{\omega\mu} \left(|Z_o| e^{i\Phi} \right)^2 = \frac{1}{\omega\mu} \left(\frac{|E_{x0}|}{|H_{y0}|} e^{i\frac{3\pi}{4}} \right)^2 \quad (14)$$

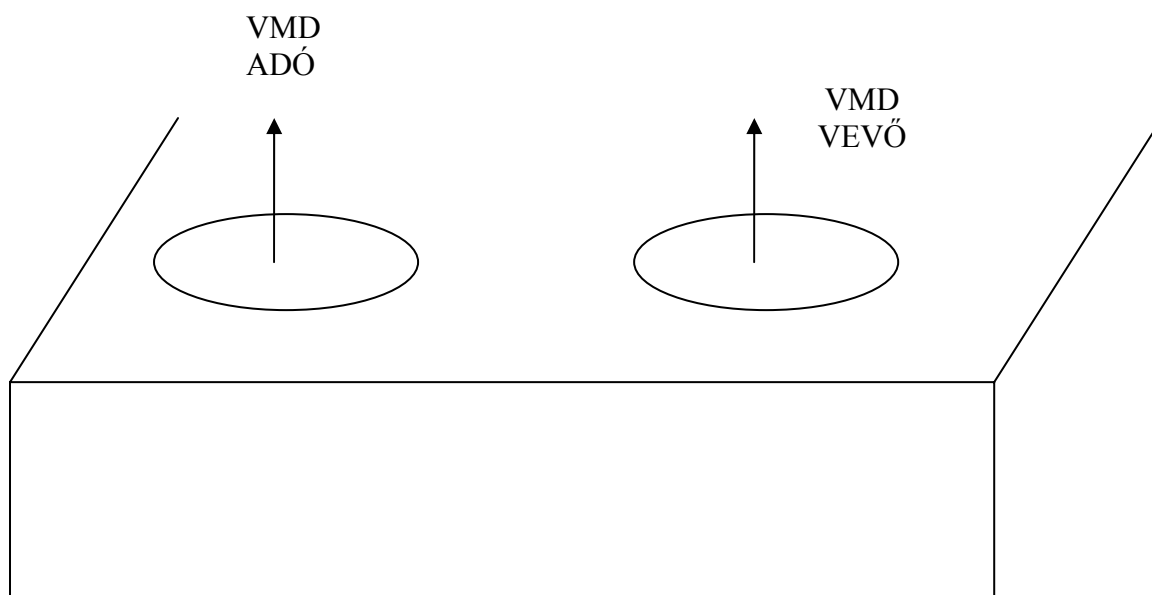
Homogén feltér felett tehát ugyanazon a frekvencián a felszínen egymásra merőleges elektromos és mágneses térerősség komponens abszolút értékének mérése szükséges a homogén feltér fajlagos ellenállásának meghatározásához. Ennek értéke homogén feltér felszínén a mérési frekvenciától a síkhullámú esetben független, így a két komponens közötti

Φ fázisszög érték is állandó, mégpedig 45° (Jelen esetben a két térkomponens közötti fázisszög matematikailag 135° , ami fizikailag megfelel a $\pi/4$ fáziskésésnek. Könnyen belátható, hogy (14)-ben $3\pi/4$ helyett $\pi/4$ szerepel akkor, ha az idő szerinti térváltozás nem $e^{+i\omega t}$, hanem $e^{-i\omega t}$ szerinti). Feltételezve, hogy nincsenek ferromágneses tulajdonságú anyagok a vizsgált tértartományban μ helyett írható μ_0 írható (14)-ben. A magnetotellurika alapösszefüggése ekkor a fajlagos ellenállás értékére

$$\rho = \frac{T}{2\pi\mu_0} \left(\frac{|E_{x0}|}{|H_{y0}|} \right)^2 \quad (15)$$

Alacsonyfrekvenciás indukciós módszerek

Ezen módszerek közös jellemzője, hogy az elektromágneses tér gerjesztése induktív módon, azaz tekercsbe vezetett váltakozó áram segítségével történik, másrészt csak mágneses térkomponenst mérnek, továbbá az adó-vevő távolságnak a szkin mélységhez viszonyított értéke (ezt a hányadost nevezzük indukciós számnak) lényegesen kisebb mint 1. A módszer tehát a frekvenciatartományban és azon belül is a közeli zónában dolgozik. A módszer onnan kapta a nevét, hogy az adó tekecs primer mágneses térváltozása a felszín alatti vezető képződményekben indukció útján áramokat hoz létre, és az indukált áramokhoz tartozó szekunder mágneses tér szuperponálódik a primér (csak levegőbeli) mágneses térre. A vevő oldalon tehát a primér és szekunder mágneses tér eredőjét mérjük, és az indukció útján keletkező áramtöbblet vagy relatív áramhiány mágneses tere használható fel földtani információ szerzésre. Ebből adódik, hogy csak a szekunder mágneses térnek van felszín alatti környezeti információ tartalma. Ott használható eredményesen, amikor az adó-vevő rendszerrel átvilágított térfogattartományok között vezetőképesség különbség jelentkezik. A módszerrel általában az adó tekercsel megegyező helyzetű vevőtekercs sarkain mérik az indukált feszültséget. Az ábrán is egy ilyen elrendezés látható, amikor az adó és vevő tekercs horizontálisan koplánáris helyzetűek (ugyanazon vízszintes síkban helyezkednek el). Mivel a vízszintes síkú köráram mágneses tere helyettesíthető egy vertikális mágneses dipólussal,



ezért ezt az elrendezést VMD gerjesztésűnek nevezzük. Legyen az adótekercsben folyó áram időszerinti változása $Ie^{+i\omega t}$ szerinti az adótekercs menetszámát jelölje n , menetfelületét S , ekkor a primér, azaz levegőbeli mágneses tér vertikális komponense az adótekercs síkjában:

$$H_z^{(0)} = \frac{ISne^{i\omega t}}{4\pi r^3} = \frac{M}{4\pi r^3} \quad (1)$$

M az adó tekercs mágneses momentumát jelöli. Ha a homogén vezetőképességű féltér felett ezt az elrendezést használjuk, akkor a vertikális mágneses térkomponens a véges vezetőképességű közeg jelenléte miatt matematikailag lényegesen összetettebbé válik, és általános esetben -tetszőleges $|kr|$ értéket feltételezve, ahol $k^2 = -i\omega\mu\sigma$ - ugyanezen helyzetben a vertikális mágneses térkomponens a következő alakú lesz, melyben a primér mágneses tér és a homogén féltér hatása jelenik meg (Zonge & Hughes, 1987) :

$$H_z = H_z^{(0)}h_z = H_z^{(0)} \frac{18}{k^2 r^2} \left[1 - \left(1 + ikr - \frac{4}{9}k^2 r^2 - \frac{1}{9}ik^3 r^3 \right) e^{-ikr} \right] \quad (2)$$

Az exponenciális függvény hatványsorát felhasználva írható, hogy

$$H_z = H_z^{(0)}h_z = H_z^{(0)} \left[-1 - 2 \sum_{n=4}^{\infty} \frac{(n-1)(n-3)}{n!} (-ikr)^{n-2} \right] \quad (3)$$

A szögletes zárójelben lévő kifejezés $|kr| \ll 1$ esetére közelíthető a teljes összeg helyett egyetlen taggal, amit $n=4$ -re kell megadni, a többi elhanyagolhatjuk.

$$H_z = H_z^{(0)}h_z = H_z^{(0)} \left[-1 - i\omega\mu\sigma r^2 / 4 \right] \quad (4)$$

Ezzel bizonyítva van, hogy a mért H_z komponens képzetes -azaz az adóköri áramhoz képest fázisban 90° -kal eltoltan jelentkező- része a fent megfogalmazott feltételek mellett a vezetőképességgel lineárisan arányos. A féltér felett mérhető H_z komponens képzetes részét normálva a primér térre kapjuk, hogy

$$\frac{\text{Im}(H_z)}{H_z^{(0)}} = \left(\frac{\text{Im}(H_S)}{H_P} \right)_V = -\varpi\mu\sigma^2 / 4 \quad (5)$$

A fenti formulában az S, P, V index rendre a szekunder, primer, vertikális (VMD) kifejezésekre utalnak. Ebből az egyenletből a vezetőképesség számértéke homogén féltér felett meghatározható. Tekintettel arra, hogy a valóságban látszólagos vezetőképességet tudunk meghatározni, az indukciós műszerekkel, ezért amit mérünk, az (5) alapján:

$$\sigma_a = \frac{4}{\varpi\mu^2} \left(\frac{H_S}{H_P} \right)_{KVADR.KOMP} \quad (6)$$

A látszólagos vezetőképesség arányos a vevőtekercs sarkain indukált feszültség kvadratúra komponensével. Megjegyezzük, hogy a horizontális mágneses dipólus (HMD) gerjesztés mellett – amikor az adó és vevő tekercs ugyanazon függőleges síkban van- teljesen hasonló formula adható meg. Ebből adódik, hogy több műszer, melyben az adó és vevő tekercs egybe van építve, egy 90° -os elfordítás lehetővé teszi , hogy ugyanazon tekercsekkel a másik induktív elrendezésben is megmérjük a látszólagos vezetőképességet. Ennek különösen ott van jelentősége, ha a vezetőképesség vertikális eloszlása a felszín közelében változik, ugyanis a két elrendezés mélységbehatolása ugyanazon a frekvencián eltér egymástól.

GEORADAR MÓDSZERHEZ ELMÉLETI ALAPOK

A telegráf egyenlet az EM tér $e^{+i\omega t}$ időszerinti változását feltételezve a következő alakú (A1), melyben jelen esetben csak az \vec{E} elektromos térerősség vektor szerepel (teljesen hasonló az egyenlet a mágneses térerősség vektor vonatkozásában):

$$\Delta \vec{E} + (\mu\epsilon\omega^2 - i\omega\mu\sigma)\vec{E} = \Delta \vec{E} + k^2\vec{E} = \vec{0} \quad (1)$$

A fenti egyenlet megoldása akkor ha csak E_x komponenst tételezünk fel és a hullám lefelé terjed a homogén izotrop féltérben:

$$E_x(z, t) = E_{x0} e^{-ikz} e^{i\omega t} = E_{x0} e^{-i\alpha z} e^{-\beta z} e^{i\omega t} \quad (2)$$

Itt azt fogalmazzuk meg, hogy $k = \alpha - i\beta$ alakú. Így a

$$k^2 = \alpha^2 - 2i\alpha\beta - \beta^2 = \mu\epsilon\omega^2 - i\omega\mu\sigma \quad (3)$$

egyenletből a valós és képzetes részek egyenlőségéből α és β meghatározható. A gyökvonásoknál csak a pozitív értékeket figyelembe véve írható, hogy

$$\alpha = \omega \left\{ \frac{\mu\epsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\epsilon^2\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{és} \quad \beta = \omega \left\{ \frac{\mu\epsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\epsilon^2\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

A szkin mélység az a mélység, melyben a felszíni térérték az e -ad részére csökken. A (2) egyenlet jobb oldalán az amplitúdó mélységgel való csökkenését $E_{x0} e^{-\beta z}$ írja le, így a szkin mélység - z_s - számításához az alábbi egyenletet kell megoldani:

$$E_{x0} e^{-\beta z_s} = E_{x0} e^{-1} \quad \text{ebből} \quad z_s = 1/\beta = 1/\omega \left\{ \frac{\mu\epsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\epsilon^2\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

Tehát a β csillapítási tényező és a szkin mélység egymással fordítottan arányos.

A hullámhossz az azonos fázisú pontok közötti távolság. A (2) egyenlet jobb oldalán a fázisviselkedést a második tényező írja le, így λ az

$$e^{-2\pi i} = e^{-\alpha\lambda i} \quad \text{feltételből határozható meg, amiből}$$

$$\lambda = 2\pi / \alpha = 2\pi / \varpi \left\{ \frac{\mu\varepsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \varpi^2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

A reflexiós szeizmika és a reflexiós georadar módszerek hasonlósága alapján állítható, hogy a georadar módszer vertikális felbontóképessége (az a rétegvastagság mely mellett a vizsgált réteg felső és alsó határfelületéről kapott reflexió egymástól megkülönböztethetően elválik, így a réteg "kimutatható" a reflexiós időszelvényen) $\lambda/4$, azaz a hullámhossz függvényében legalább ilyen vastagnak kell lenni a rétegnek (Rayleigh-kritérium). A laterális felbontóképesség mértékét az adó-vevő távolság (csökkentése a laterális felbontóképesség növelését segíti elő) és a Fresnel zóna nagysága határozza meg, amely a domináns hullámhossz és a vizsgált objektum reflektáló felülete mélysége szorzatának négyzetgyökével arányos akkor, ha a reflektáló felület mélység szintje sokkal nagyobb, mint a hullámhossz. A Fresnel zónára vonatkozó összefüggésből meghatározható az a laterálisan jelentkező méret, amely még kimutatható. Tehát mind a vertikális, mind a horizontális felbontás mértéke függ a hullámhossztól.

A lefelé terjedő síkhullám terjedési sebessége $v = \lambda / T = \lambda f$, így

$$v = 1 / \left\{ \frac{\mu\varepsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \varpi^2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

Az összefüggések az eltolási áramok elhanyagolásával élő esethez képest tehát bonyolultabbak, emlékeztetőül ott

$$\alpha = \beta = \left[\frac{\varpi\mu\sigma}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{miatt} \quad z_s = \left[\frac{2}{\varpi\mu\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \lambda = 2\pi \left[\frac{2}{\varpi\mu\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

voltak, és ebben az esetben az EM hullám homogén vezetőképességű feltérbeli terjedési sebessége:

$$v = \lambda / T = 2\pi \left[\frac{f}{\pi\mu\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Másik határesetet akkor kapjuk meg, ha azt feltételezzük, hogy az eltolási áramok mértéke sokszorosa a vezetési áramokéhoz képest. Ez az eset alacsony vezetőképesség mellett, egészen nagy frekvenciájú EM tereknél jelentkezik. Ekkor (1) egyenlet a következő alakú:

$$\Delta \vec{E} + \mu \varepsilon \varpi^2 \vec{E} = \vec{0} \quad (10)$$

(3) szerinti felbontást figyelembe véve

$$\alpha = \sqrt{\mu \varepsilon \varpi^2} \text{ és } \beta = 0 \quad (11)$$

azaz ez EM térnek csillapodása nincs, a hullámhossz pedig (6) előtti feltételből

$$\lambda = 2\pi / \alpha = 2\pi / \sqrt{\mu \varepsilon \varpi^2} = \frac{1}{f \sqrt{\mu \varepsilon}} = \frac{v}{f} \quad (12)$$

amiből a terjedési sebesség

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (13)$$

ahol c a fény terjedési sebessége levegőben. (12) és (13) felhasználásával a hullámhossz ekkor közelíthető

$$\lambda = \frac{c}{f \sqrt{\varepsilon_r}} \quad (14)$$

értékkel. Ebből a formulából az következik, hogy a **frekvencia növelésével a hullámhossz csökken, így a felbontóképesség nő**, illetve az is látszik, hogy a **relatív dielektromos állandó növekedése szintén a jobb felbontást eredményező tényezők egyike**. A **felbontóképességet döntően befolyásoló ezen két tényező mellett megállapítható a hullámhossz csökkenése a vezetőképesség növekedése mellett a kis frekvenciás, ill. az általános esetben is (8) és (6) szerint.**

Az EM tér csillapodását a különböző esetekre (8)-, (4)- és (11)-ben szereplő β csillapítási tényező írja le. A felszín alatti tértartományban mindig fellép az EM tér gyengülése és a georadarnál alkalmazott frekvenciák mellett (4) jobb oldali összefüggése lehet a kiindulás.

Ha $\sigma^2 / \varepsilon^2 \varpi^2 \ll 1$, akkor $(1 + \sigma^2 / \varepsilon^2 \varpi^2)^{1/2} \approx 1 + \sigma^2 / 2\varepsilon^2 \varpi^2$ alapján írható (4) helyett

$$\beta = \varpi \left\{ \frac{\mu \varepsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \varpi^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \right\}^{1/2} \approx \varpi \left\{ \frac{\mu \varepsilon}{2} \left[1 + \frac{\sigma^2}{2\varepsilon^2 \varpi^2} - 1 \right] \right\}^{1/2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \sigma \quad (15)$$

Tehát a csillapítási tényező az elektromos vezetőképességgel lineárisan, míg a relatív dielektromos állandóval fordítottan arányos abban az esetben amikor mind a vezetési, mind az eltolási áramok hatását figyelembe vesszük, azonban az eltolási áramok hatása lényegesen nagyobb. A fenti feltételezés mellett a csillapítási tényező frekvencia szerinti függése nem jelentkezik, tehát ebben a frekvencia tartományban nem a frekvenciális függés a

meghatározó mindaddig , míg $\sigma^2 / \varepsilon^2 \varpi^2 \ll 1$, azonban ez a hányados még nem tart a zérushoz.

Ugyanakkor a **csillapítási tényező a frekvencia növelésével** rögzített σ és ε_r esetén (4) jobb oldali egyenlete szerint **nő**, kis frekvenciák mellett (8) használható.

A georadar méréseknél a kimutatandó objektum mérete és a hullámhossz kapcsolata miatt fontos tehát az, hogy a kimutatandó objektum mélység szintjében még megfelelően nagy legyen az EM jel energiája. Ugyanakkor az is fontos, hogy a megfelelően nagy beérkező jel visszaverődjön. Ennek feltétele, hogy az egymással érintkezésben lévő anyagok elektromágneses paraméterei között kimutathatóságot lehetővé tevő eltérés legyen.

Vízszintesen 2 réteges feltér esetére rétegződésre merőleges síkhullámú EM hullámterjedést feltételezve a reflexiós tényező (R) értéke

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (16)$$

ahol Z a síkhullámú EM tér impedanciája, az 1-es a felső, a 2-es index az alsó rétegre vonatkozó jelölés. Síkhullámú terekre érvényes impedancia összefüggés az $e^{+i\varpi t}$ időszerinti változását feltételezve felírt $\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = -i\varpi\mu\vec{H}$ Maxwell-egyenletből származtatható le úgy, hogy homogén, izotróp feltérben lefelé haladó, E_x és H_y komponensekkel jellemezhető síkhullámot tételezünk fel. Az y irányú komponensre felírt Maxwell-egyenletből :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} \vec{j} = -i\varpi\mu H_y \vec{j} \quad (17)$$

Az x irányú elektromos térkomponens z szerinti derivált értéke (2) alapján $\partial E_x / \partial z = -ikE_x$. Ezt (17)-be helyettesítve, majd az egyenletet az impedancia értékére rendezve kapjuk, hogy

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{\varpi\mu}{k} \quad (18)$$

Könnyen belátható $\mu_1 = \mu_2 = \mu_o\mu_r = \mu_o$, ill. $k_i^2 \approx \mu_o\varepsilon_i\varpi^2$ feltételezésekkel élve, hogy (16) helyett

$$R = \frac{\frac{\varpi\mu_2}{k_2} - \frac{\varpi\mu_1}{k_1}}{\frac{\varpi\mu_2}{k_2} + \frac{\varpi\mu_1}{k_1}} \approx \frac{\sqrt{\varepsilon_{r1}} - \sqrt{\varepsilon_{r2}}}{\sqrt{\varepsilon_{r1}} + \sqrt{\varepsilon_{r2}}} \quad (19)$$

írható. Összefoglalva a nagyobb frekvenciákon **a reflektált jel amplitúdója elsősorban az érintkező rétegekre jellemző relatív dielektromos állandók négyzetgyöke közötti különbségtől függ, azzal lineárisan arányos.**

APPENDIX1: A telegráf egyenlet

A kiindulás a Maxwell egyenletek differenciális alakja:

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

Az első Maxwell egyenlet szerint mind a vezetési mind az eltolási áram mágneses örvényteret hoz létre. A második alapján az elektromos tér örvényerőssége arányos a mágneses indukció időegységre eső változásával. A fenti összefüggésekhez tartozó kiegészítő egyenletek a következők:

$$\operatorname{div}\vec{D} = \rho_v \quad (3)$$

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0 \quad (4)$$

Azaz az elektromos eltolódás forrásbősége arányos a (térfogati) töltéssűrűséggel (3) alapján, ill. a mágneses tér forrásmentes, mert nincsenek szétválasztható mágneses töltések (4) szerint. Az egyenletekben szereplő vektor mennyiségek nem függetlenek egymástól. Köztük a lineáris összefüggés a legegyszerűbb feltételezés, amely homogén, izotróp estre vonatkozó közelítés. Ezen idealizált estre megfogalmazott anyagi egyenletek az alábbiak:

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} \quad \vec{D} = \varepsilon\vec{E} \quad \vec{B} = \mu\vec{H} \quad (5-7)$$

A vezetési áraműrűséget az elektromos térerősség határozza meg (differenciális Ohm-törvény) ahol az arányossági tényező a fajlagos vezetőképesség; az elektromos eltolódás és az elektromos térerősség közötti lineáris összefüggésben az arányossági tényező a közeg dielektromos állandója; míg az utolsó egyenlet szerint a mágneses indukciót a mágneses térerősség határozza meg a közeg mágneses permeabilitásától függően.

Tételezzük fel az elektromágneses térerősségek $e^{i\omega t}$ szerinti harmonikus időfüggését, továbbá azt, hogy nincsenek szabad elektromos töltések a σ fajlagos vezetőképességű tértartományban. Így a térerősség vektorok idő szerinti deriváltjai helyett a térerősség vektorok $(i\omega)$ -szorosra vehető, másrészt a (6) anyagi egyenlet szerint nemcsak az elektromos eltolódás vektorának (3), hanem az elektromos térerősség vektorának divergenciája is zérus lesz. Az eddigiek figyelembevételével (1), ill. (2) helyett írható:

$$\text{rot}\vec{H} = \sigma\vec{E} + i\omega\epsilon\vec{E} \quad (8)$$

$$\text{rot}\vec{E} = -i\omega\mu\vec{H} \quad (9)$$

Képezzük a (9) alakú, második Maxwell egyenlet rotációját:

$$\text{rotrot}\vec{E} = -i\omega\mu\text{rot}\vec{H} \quad (10)$$

A (10) bal oldalán lévő mennyiség meghatározható az alábbi vektorazonosság alapján is:

$$\text{rotrot}\vec{E} = \text{graddiv}\vec{E} - \Delta\vec{E} \quad (11)$$

Így (10) és (11) jobb oldalai is egyenlők egymással. Annak érdekében, hogy csak az elektromos térerősség szerepeljen, a (10) jobb oldalán (8) szerinti helyettesítést végezzük el, míg (11) jobb oldalán vegyük figyelembe, hogy az elektromos térerősség divergenciája zérus:

$$-i\omega\mu\text{rot}\vec{H} = -i\omega\mu(\sigma\vec{E} + i\omega\epsilon\vec{E}) = \text{graddiv}\vec{E} - \Delta\vec{E} = -\Delta\vec{E} \quad (12)$$

Ezen egyenlet így a következő alakú lesz:

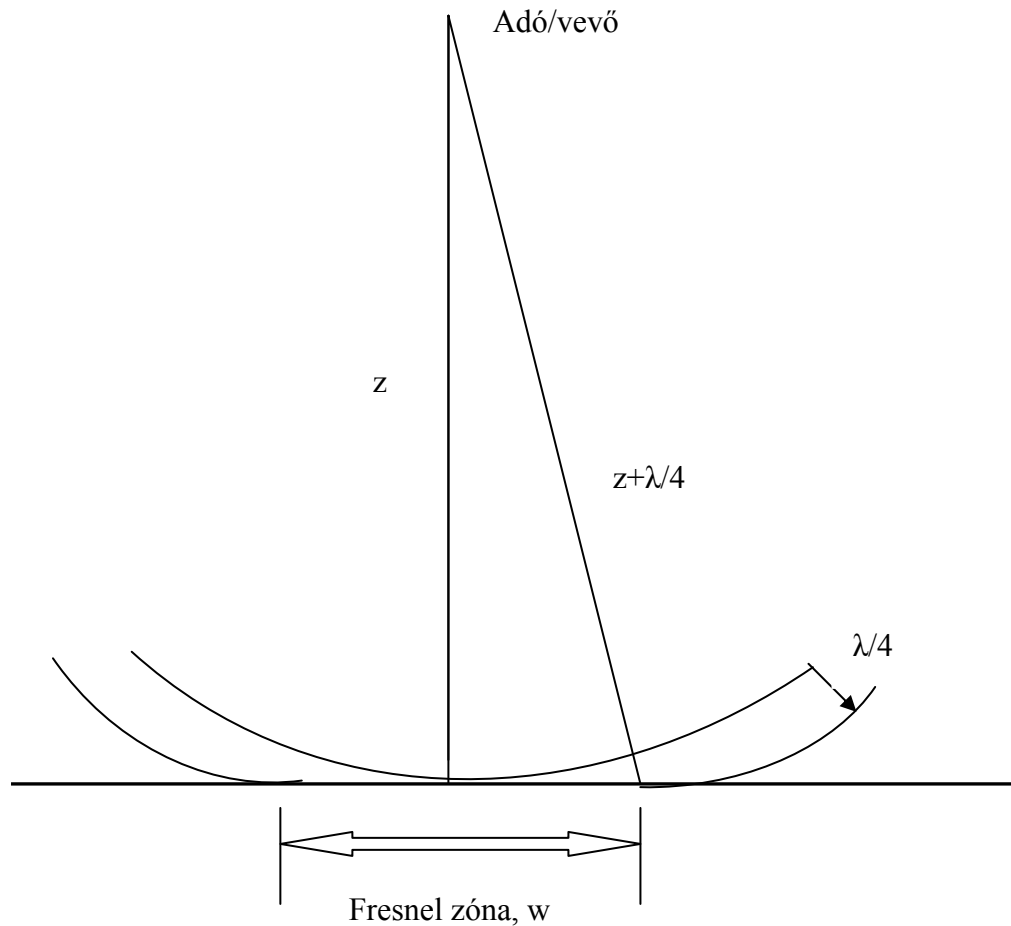
$$\Delta\vec{E} + (\mu\epsilon\omega^2 - i\omega\mu\sigma)\vec{E} = \Delta\vec{E} + k^2\vec{E} = \vec{0} \quad (13)$$

Formailag teljesen hasonló alakú egyenlet vonatkozik a mágneses térerősség vektorra.

Ez a (8) egyenlet rotációjának képzésével, majd (9) (8)-nak jobb oldali helyettesítésével érhető el a mágneses térerősségre vonatkozó (11) vektor azonosság feltételezése mellett.

$$\text{A végeredményt felírva: } \Delta\vec{H} + (\mu\epsilon\omega^2 - i\omega\mu\sigma)\vec{H} = \Delta\vec{H} + k^2\vec{H} = \vec{0} \quad (14)$$

APPENDIX2: Fresnel-zóna



Az a reflektált energia, amely fél hullámhossznál kisebb fáziskéséssel érkezik be, mint az első beérkezésű reflektált jel, az a reflexiót erősíti, ezt nevezzük konstruktív interferenciának. Ezt a felületet Fresnel zónának nevezzük. A w -nél kisebb horizontális felületről kapott reflexiókat nem lehet elkülöníteni. Az ábrán látható derékszögű háromszögre írható, hogy

$$z^2 + (w/2)^2 = (z + \lambda/4)^2$$

Négyzetre emelést követően $(\lambda^2/16)$ -ot a bal oldalon elhanyagolva kapjuk, hogy:

$$w = \sqrt{2\lambda z}$$

Adott mélységben tehát annál kisebb a Fresnel-zóna, minél nagyobb a frekvencia, azaz a horizontális felbontás mértéke a frekvencia növelésével fokozható. Ugyanakkor a

kimutatathatóság a vizsgált objektum mélységétől is függ, rögzített frekvencia mellett a mélység növelésével a kimutatathatóság csökken.

Tranziens módszer

A tranziens mérések csak a legutóbbi évtizedben terjedtek el. A módszer sekélykutatásban történő alkalmazását a GEONICS cég vezette be a PROTEM mérőrendszer kifejlesztésével. A módszer alapelve némileg hasonló a GP-hez, azonban míg ott a polarizációs jelenségek miatt alakul ki a kikapcsolást követően a lecsengő feszültség, itt a kikapcsolás miatt keletkező indukált áram mágneses terét mérik. A talajra fektetett négyzet alakú adó hurokba egyenáramot vezetnek, majd azt igen rövid idő alatt kikapcsolják. A kikapcsolás miatt a mágneses fluxus időbeli változása a talajban feszültséget indukál, melynek eredményeként a gerjesztő tekercs alakjához hasonló alakú áramgyűrű jön létre. A talajban indukált áramgyűrű a vezető közegben lefelé és kifelé terjed. Ezen áramgyűrű által keltett mágneses teret mérik, gyakran a gerjesztő- (adó) tekercssel. A nagyon gyorsan lecsengő szekunder mágneses teret a vevő egység több időpontban mintavételezi és digitálisan tárolja. A kikapcsolás kb. 1 microsecundum alatt megtörténik. Ezt követően a mintavételezés sűrűbben történik mint később, ugyanis kezdetben a lecsengés mértéke nagyobb. A mérés számítógép vezérelt. Egyetlen ponton több ezer lecsengési görbe átlagából adódik a végeredmény.

A mintavételezés a PROTEM esetében 6.3 microsecundumnál kezdődik és 630 microsecundumnál fejeződik be. A talajban indukált gyűrű alakú áramtér az idő múlásával egyre mélyebbre hatol. Az áramgyűrű terjedési sebessége az idő múlásával homogén feltér esetén lelassul, ugyanakkor a terjedési sebességét a vezetőképesség is befolyásolja: a jó vezetőben az indukált áramgyűrű mozgása szintén lelassul. Lefelé és kifelé terjedve az áramgyűrű végül is a füstkarikához hasonlóan eloszlik. A kikapcsolást követően a korábbi időkhöz tartozó értékek tehát a felszínhez közelebb, a későbbiek pedig a mélyebb rétegekről adnak információt. A behatolási mélység tartomány az ellenállás viszonyoktól függően 5-8 m-től 60-80 m-ig terjed. A PROTEM kisfrekvenciás üzemmódban kb. 600-800 m-es behatolással jellemezhető. A tranziens módszer nagyon érzékeny a jó vezető rétegek jelenlétére. A nagy ellenállású rétegeket viszont alig veszi észre, nem is lehet vele olyan felbontással meghatározni mint a VESZ módszerrel. Ezért is a két módszer jól kiegészíti egymást. A tranziens módszer összességében jó horizontális és vertikális

felbontóképességgel bír. A mérések kvantitatív értelmezése homogén rétegzett feltér esetén a VESZ-hez hasonló módon, inverziós eljárással történik. A kiértékelést nehezítheti az alacsony jel-zaj viszony, ami könnyen előáll távvezetékek, csővezetékek környezetében. A feladatok között az édes és sós vizet tartalmazó rétegek elkülönítése, fajlagos ellenállás alapján rétegsor jellemzése, szennyezett területek lehatárolása egyaránt szerepel.