

Földrengések piezomágneses modellezése¹

LIPOVICS TAMÁS²

Jelen munka rövid áttekintést nyújt a piezomágnesség közt fizikai jellemzőiről, illetve a lineáris piezomágneses effektusra épülő modellezési eljárásokról. A módszerek közül, amelyek a földrengésekkel egyidejű, a mechanikai feszültségtér átrendeződése miatt bekövetkező piezomágneses hatást számítják ki, egy analitikus eljárás részletes ismertetésére kerül sor. A továbbiakban egy homogén feltérben elhelyezkedő, vertikális, téglalap alakú, oldal-eltolódásos vető által keltett piezomágneses jel meghatározása történik meg az előbbi módszer segítségével.

A szükséges fészkeparaméterek becslése után ugyanezen eljárással modellezzük az 1985-ös berhidai földrengés által keltett lehetséges piezomágneses hatás nagyságát és eloszlását a felszínen. A szeizmológiai, szeizmotektonikai adatokból kiindulva a főrengést egy függőleges síkban elhelyezkedő, 6,2 km hosszú és 3,5 km széles, téglalap alakú vető 0,25 méteres elmozdulásával közelítjük. A vető teteje a felszíntől számított 2 km mélységben helyezkedik el. Egyéb paraméterek figyelembevétele mellett a mágneses totális komponensben így létrejövő piezomágneses anomália maximális nagysága 1,1 nT-nak adódik.

T. LIPOVICS: Piezomagnetic modelling of earthquakes

The present study gives a brief overview of the petrophysical characteristics of piezomagnetism and the modelling techniques based on the linear piezomagnetic effect. An analytic procedure is presented here in details from those methods which can calculate the coseismic piezomagnetic effect caused by the realignment of crustal stress field. With the help of this procedure a piezomagnetic signal is determined induced by a vertical, rectangular strike-slip fault in a homogeneous half-space.

Considering the required focal parameters the size and surface distribution of the possible piezomagnetic signal is calculated which is generated by the Berhida earthquake of 1985. Based on seismological and seismotectonic evidences the main shock is estimated by the 0.25 m uniform slip of a vertical, rectangular strike-slip fault with 6.2 km length and 3.5 km width. Top of the fault is in 2 km depth below the surface. By estimation of other parameters the amplitude of the expected maximum piezomagnetic anomaly is 1.1 nT in the total magnetic component.

Bevezetés

A piezomágneses jelenséget az 1950-es években fedezték fel [KALASNYIKOV, KAPICA 1952]. A piezomágnesség lényege, hogy a mechanikai feszültség alá helyezett anyag mágnesezettsége megváltozik. Terhelés hatására a rendezett mágneses anyagban a belső mágnesezettségi irányok elfordulnak, a doménszerkezet deformálódik, ami az anyag mágnesezettségének megváltozásával jár együtt. A kezdeti szilárdtestfizikai, főleg fémeken végzett vizsgálatok után az 1960-as évek közepétől került sor a kísérletek kiterjesztésére a kéregben előforduló mágneses ásványokat tartalmazó kőzetmintákra.

A mágneses mérés technika fejlődésének köszönhetően ekkor jelentek meg az első tanulmányok a piezomágneses effektus földrengésekhez köthető, a korábbi észleléseknél hitelesebb, pontosabb detektálásáról [BREINER 1964]. Az effektus jelentőségének felismerésével párhuzamosan világszerte kutatások kezdődtek, amelyek a földi mágneses tér változásai alapján a földrengés-előrejelzés problémájának megoldását tűzték ki célul. A vizsgálatoknak még nagyobb lendületet adott az 1970-es évektől a protonprecessziós és optikailag pumpált magnetométerek széleskörű elterjedése, ám a kutatóknak még így is több problémával kellett megküzdeniük. A rengést megelőző hatás kimutathatóságának bizonytalanságai, a keletkező mágneses jel kis amplitúdója és a háttérzajokra való rendkívüli érzékenység miatt a kutatók nagy része a geofizika egyik leghiábavalóbb és legsikertelenebb területének tartja a mágneses alapú földrengés-előrejelzési vizsgálatokat [CAMPBELL 2003]. A nehézségek ellenére állandó mérési

hálózatokat állítottak fel a világ csaknem minden, földrengések által sújtott térségében, melyek nagyrészt ma is működnek [RIKITAKE et al. 1980, ZHAN 1989, MUELLER et al. 1991, JOHNSTON 1997, MELONI et al. 1998, MUELLER, JOHNSTON 1998, LIU et al. 2006, GU et al. 2006]. A felállított hálózatok számos földrengéssel egyidejű mágneses jelet detektáltak [JOHNSTON et al. 2006], de rengést megelőző hatást csak igen keveset sikerült kimutatniuk [DAVIS et al. 1980, RIKITAKE 1987]. Ezen változásokat is többnyire utólagos vizsgálatok azonosították a mágneses adatsorokban.

A piezomágneses észlelések jóval sikeresebb területét jelentik a tűzhányó tevékenységhez kapcsolódó mágneses vizsgálatok [MUELLER, JOHNSTON 1989, YUKUTAKE 1990, ZLOTNICKI et al. 1993, TANAKA 1995, DEL NEGRO et al. 1997, ZLOTNICKI, BOF 1998, SASAI et al. 2001, UEDA et al. 2006]. Ez annak köszönhető, hogy a vulkánkitöréseket megelőző mechanikai feszültségtér átrendeződés okozta mágneses hatás együtt jár azzal a mágneses változással, amit a felfelé nyomuló magma termikus hatása generál. Ez egyben arra is rámutat, hogy a földrengések közül elsősorban a sekély mélységű, a Curie-izoterma feletti tartományban kipattanó rengések esetében várható piezomágneses eredetű jel kialakulása.

Az első, földrengésekhez kapcsolódó piezomágneses modellszámításokat STACEY [1964] végezte el. Függőleges síkban, homogén feltérben elhelyezkedő vető mentén, adott nagyságú vető menti elmozduláshoz kapcsolódó feszültségtérbeli változást feltételezett a modellben. A számítás során először a vizsgált rács minden egyes pontjában kiszámította a feszültség értékét, majd ugyanezen pontokban meghatározta a feszültségtér által generált mágneses változásokat. Végül a keletkező piezomágneses anomáliát mágneses dipólusokra vezette vissza, melyek dipólmomentuma a

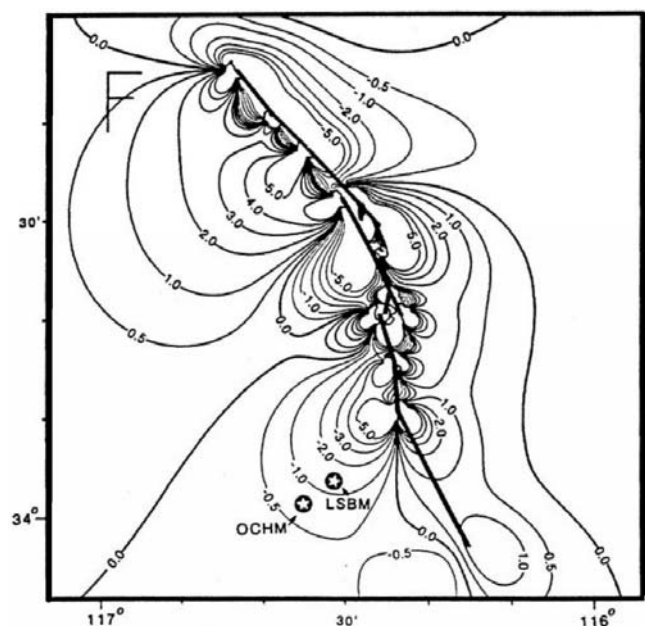
¹ Beérkezett: 2009. 04. 08-án

² ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék,
H-1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/c.

feszültséggel arányos. A dipólusok terét a vető feletti horizontális síkban numerikusan összegezte. STACEY [1964] vizsgálatainak legfontosabb eredménye az volt, hogy megmutatta, létezhetnek a földrengésekhez kötődő, műszeresen kimutatható amplitúdójú piezomágneses változások.

A modellszámítások fejlesztésében a következő lépés a realisztikusabb fizikai modellek irányába történt meg. YUKUTAKE, TACHINAKA [1967] egy homogén feltérben horizontálisan beágyazott, végtelen hosszú henger belső hidrosztatikus nyomása által létrehozott piezomágneses anomáliát számítottak ki. Ez volt az első olyan modell, melyben a felszínre vonatkozó feszültségmentességi határfeltételt figyelembe vették. A paraméterek részletes vizsgálata után azt kapták, hogy a 10^7 Pa hidrosztatikus nyomás is csupán néhány nT nagyságú mágneses anomáliát okozhat a felszínen.

Az 1970-es évektől a számítógépek fejlődése lehetővé tette, hogy egyre összetettebb modellszámításokat végezzenek el. TALWANI, KOVACH [1972] kétdimenziós számításukban egy oldaleltolódásos, végtelen hosszú, függőleges síkú vető közvetlen környezetében becsülték a kialakuló feszültség-felhalmozódás okozta mágneses változásokat. DAVIS [1976] háromdimenziós modellszámításokat végzett egy tűzhányó belsejében lévő pontszerű feszültségforrás által keltett piezomágneses anomália meghatározására, majd eredményeit a Kilauea tűzhányón végzett mérésekkel vetette össze. DAVIS [1976] számítása komoly áttörést jelentett a térbeli modellezések területén. A Szent András vető menti mozgások modellezésére JOHNSTON [1978] végzett számításokat. Modelljében egy homogén feltérben elhelyezkedő, vertikális, téglalap alakú, oldaleltolódásos vető által keltett piezomágneses anomáliát határozott meg numerikus úton. Az 1. ábra mutat példát egy adott földrengés, az 1992-es 7,3-es magnitúdójú Landers rengés (Kalifornia, USA) esetében készített, több vető elmozdulását figyelembevevő piezomágneses modellszámításra [MUELLER, JOHNSTON 1998]. Az ábra a mágneses tér totális komponensében jelentkező piezomágneses anomáliát mutatja nT egységekben. Az ábrán csillagok jelölik az OCHM és LSBM mágneses mérőállomások elhelyezkedését, melyek adataiban sikerült kimutatni a modellszámítás alapján várt 1,0–1,5 nT különbséget.



Az előzőekben említett modellezések kivétel nélkül a STACEY [1964] által kidolgozott eljárás alapján történtek. A STACEY [1964] által lefektetett módszer modelljeiben azonban a keletkező mágnesezettség igen bonyolult módon függött a különböző feszültség komponensektől, és a térbeli numerikus integrálás is igen számításigényesnek bizonyult. Ezért fordult a kutatók egy része a probléma analitikus megoldásai felé. SASAI [1980] bizonyította elsőként, hogy a háromdimenziós piezomágneses összefüggés leegyszerűsíthető és kifejezhető a feszültség komponensek lineáris kombinációjával. Ez a lineáris összefüggés teszi lehetővé a piezomágneses modellezés analitikus megközelítését. Szintén SASAI [1980] tett javaslatot egy, a vetők által keltett piezomágneses jelekre vonatkozó analitikus eljárásra. Megmutatta, hogy egy vertikális, téglalap alakú oldaleltolódásos vető piezomágneses potenciálja kifejezhető elemi függvények összegeként, illetve a piezomágneses potenciált a deformált közeg elmozdulási terével reprezentálta. Később SASAI [1991] előállított egy általános, felületi integrálokkal kifejezett összefüggést a homogén mágnesezettséggel rendelkező, izotróp, magneto-elasztikus test által keltett piezomágneses potenciál meghatározására. Ezt a kifejezést a deformált test körül lévő elmozdulási térrel és annak deriváltjaival írta le. A modellezések során SASAI [1991] nem csupán függőleges síkban elhelyezkedő oldaleltolódások, de normál vetők és feltolódások esetén is megvizsgálta a keletkező piezomágneses anomáliákat. Ezt a modellt fejlesztették tovább UTSUGI et al. [2000], akik munkájukban a függőleges helyzetű vetősíkok mellett a dőlt vetők esetét is vizsgálták. Eredményeik azt mutatták, hogy a legnagyobb piezomágneses jelet az oldaleltolódások és a tenziós felnyílások esetében a függőleges síkok mentén, sekély mélységben történő elmozdulások adják. A normál vetők és feltolódások esetében a vetősík 45°-os dölésekor maximális a mágneses amplitúdó.

Kétdimenziós numerikus számítások segítségével OSHIMAN [1990] vizsgálta meg a nem homogén mágnesezettségű feltérben bekövetkező piezomágneses hatás jellemzőit. Azt találta, hogy az eltérő mágnesezettségű összletek jelenléte felerősítheti a piezomágneses jel amplitúdóját. Később OKUBO, OSHIMAN [2004] egy kétréteges, horizontálisan rétegzett modellben vizsgálták a pontszerű mechanikai feszültségforrás keltette piezomágneses hatás nagyságát a rétegek változó vastagsága, nyírási modulusa és eltérő mágnesezettsége függvényében. Bizonyos paraméter elrendezések esetén a piezomágneses anomália amplitúdójának többszörösét kapták a homogén feltérben tapasztaltakhoz viszonyítva.

A következőkben a piezomágnesség közetfizikai jellemzőit, a lineáris piezomágneses effektusra épülő analitikus modellszámítások elméleti alapjait, majd SASAI [1991] módszerével egy függőleges, téglalap alakú, oldal-eltoló-

1. ábra. A számított piezomágneses modell totáltér anomáliái az 1992-es 7,3-es magnitúdójú Landers földrengés (Kalifornia, USA) esetében nT egységekben. Az ábrán csillagok jelölik az OCHM és LSBM mágneses mérőállomások elhelyezkedését. [MUELLER, JOHNSTON 1998]

Fig. 1. Calculated piezomagnetic field of the M7.3 Landers earthquake (California, USA) in the total component in nT units. The locations of OCHM and LSBM magnetic stations are indicated by stars. [MUELLER, JOHNSTON 1998]

dásos vető elmozdulására számított piezomágneses anomália jellemzőit tekintjük át. Magyarországon legutóbb 1985-ben Berhida térségében pattant ki jelentősebb földrengés. A berhidai földrengés fészekparamétereinek, illetve a rengés szeizmotektonikai környezetének vizsgálata után kísérletet teszünk a rengéssel egyidejű piezomágneses anomália modellezésére a SASAI [1991] által javasolt eljárással.

A piezomágnesség kőzetfizikai jellemzői

NAGATA [1970] foglalta össze először a laboratóriumi körülmények között a piezomágneses vizsgálatok terén elért eredményeket. Különböző típusú vulkanikus kőzetek, valamint tiszta magnetit és titanomagnetit mágneses tulajdonságainak változását vizsgálta mechanikai terhelés alatt. A mintákon egytengelyű kompressziót (P), illetve húzófeszültséget (T) alkalmazott, miközben mérte a minták mágneses jellemzőinek változását a feszültségi irányokra merőleges és azokkal párhuzamos irányban. Mérései kimutatták, hogy a mechanikai feszültségnek a minták mágnesezettségére gyakorolt hatása alapvetően két kategóriába sorolható:

1. a reverzibilis effektus esetén a hatás eltűnik, amint az alkalmazott mechanikai feszültség megszűnik;
2. az irreverzibilis effektus a későbbiekben is megmarad csökkenést okoz az anyag remanens mágnesezettségében.

A reverzibilis jelenség a mágneses szuszceptibilitás (κ) és a stabil remanens mágnesezettség (J_{SR}) — mint amilyen például a termoremanens (TRM) vagy a kémiai remanens (CRM) mágnesezettség lehet — értékének megváltozásában nyilvánul meg. A kőzet mágnesezettség irányával párhuzamos kompressziós terhelés esetén mind a szuszceptibilitás, mind a remanens mágnesezettség értéke lecsökken. A mágnesezettség irányra merőleges kompressziós terhelés hatására e paraméterek értékei nőnek, de a változás abszolút értékének nagysága körülbelül fele a párhuzamos esetének. A tenziós terhelés esete tökéletesen fordítottja a kompresszióknak. A mennyiségi összefüggéseket a kompresszióra vonatkozóan az (1), a tenzió esetében a (2) tapasztalati képletek tartalmazzák.

$$\begin{aligned}\kappa_{\parallel}(P_{\parallel}) &= \kappa_0(1 - \beta' P_{\parallel}) \\ \kappa_{\perp}(P_{\perp}) &= \kappa_0(1 + \frac{1}{2}\beta' P_{\perp})\end{aligned}\quad (1)$$

$$J_{SR}^{\parallel}(P_{\parallel}) = J_{SR}^0(1 - \beta'' P_{\parallel})$$

$$J_{SR}^{\perp}(P_{\perp}) = J_{SR}^0(1 + \frac{1}{2}\beta'' P_{\perp})$$

$$\kappa_{\parallel}(T_{\parallel}) = \kappa_0(1 + \beta' T_{\parallel})$$

$$\kappa_{\perp}(T_{\perp}) = \kappa_0(1 - \frac{1}{2}\beta' T_{\perp})\quad (2)$$

$$J_{SR}^{\parallel}(T_{\parallel}) = J_{SR}^0(1 + \beta'' T_{\parallel})$$

$$J_{SR}^{\perp}(T_{\perp}) = J_{SR}^0(1 - \frac{1}{2}\beta'' T_{\perp})$$

Az (1)–(2) kifejezésekben szereplő állandók, a piezomágneses együtthatók értéke: $\beta' = (0,5-5) \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$, $\beta'' = (0,3-1) \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$; κ_0 és J_{SR}^0 pedig a vizsgálat előtti mágneses szuszceptibilitás és stabil remanens mágnesezettség értékeket jelölik. A kísérletek során alkalmazott mechanikai feszültség nagysága egyik esetben sem haladta meg a 10 MPa értéket. A mágneses szuszceptibilitás mérés-

se esetén az alkalmazott külső tér maximálisan 1 mT nagyságú, míg a külső tér iránya minden esetben az alkalmazott terhelés tengelyével párhuzamos volt. A megadott paraméterek értékeiből kiolvasható, hogy a reverzibilis hatás néhány százalékkal változtathatja meg a kőzetminta mágnesezettségét. NAGATA [1970] megállapítása szerint a reverzibilis változások az egyedi domének mágnesezettségi irányainak mechanikai feszültség hatására történő elfordulásából adódnak.

Az irreverzibilis hatás az instabil izotermikus remanens mágnesezettséggel (IRM) van kapcsolatban. A kőzetmintát külső mágneses tér jelenlétében egytengelyű kompresszió alá helyezve, majd a terhelést megszüntetve, a minta IRM-je a mágnesezettségi iránnyal párhuzamos és merőleges terhelés esetében is csökken. A merőleges esetben a csökkenés értéke körülbelül 10–25%-kal kisebb a párhuzamos eseténél. Ugyanez tapasztalható a tenziós terhelés alkalmazásakor. NAGATA [1970] a terhelés megszüntetése után visszamaradó, az IRM értékéhez negatív járulékot adó mágnesezettséget piezo-remanens mágnesezettségnek (PRM) nevezte el, melynek kialakulását az alkalmazott mechanikai terhelés irányával 90°-os szöget bezáró doménfalak (Bloch-falak) irreverzibilis elmozdulása a felelős.

A laboratóriumi tapasztalatok azt mutatták, hogy az irreverzibilis hatás nagysága mintegy két nagyságrenddel marad el a reverzibilis hatásától, tehát csak néhány század százaléknyi változást produkál a vizsgált kőzetminta mágnesezettségében. Ezért a kutatók figyelme az 1970-es évektől a kőzetek indukált mágnesezettségének vizsgálata felé fordult. HAMANO et al. [1989] vulkanikus kőzetek mechanikai feszültség hatására történő szuszceptibilitás anizotrópiáját vizsgálták. Egytengelyű mechanikai feszültség alá helyeztek különféle vulkanikus kőzetmintákat, miközben mérték a minták mágneses szuszceptibilitásának változását az alkalmazott terhelésre merőleges, illetve azzal párhuzamos irányban. Azt találták, hogy 10 MPa nyomás alatt a kőzetek mágneses szuszceptibilitása akár 10%-kal is megváltozhat, tehát a piezomágneses együttható értéke $\beta = (1-10) \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$ tartományban változhat, de a változás a különböző minták esetén igen eltérő lehet. Ez annak tudható be, hogy a piezomágneses hatás nagymértékben függ az adott kőzetminta porozitásától, a kőzet szemcseméret eloszlásától és mágneses tartalmától. Megállapították, hogy a hatás nagysága a porozitás növekedésével egyenesen arányos, a szemcsemérettel azonban fordított arányban áll. A kísérletekben a mágneses szuszceptibilitás változása reverzibilis volt, tehát a terhelés megszüntetése után a kőzet szuszceptibilitásának nagysága visszaállt a kezdeti értékre. Ugyanakkor a szuszceptibilitás értékének időbeli visszaállása igen eltérő jeleget mutatott a különféle minták esetén.

A lineáris piezomágneses effektus elméleti háttere

A kőzetfizikai vizsgálatok alapján a reverzibilis piezomágneses effektust leíró összefüggések rövidített alakja a (3)–(4) kifejezésekkel fejezhető ki:

$$\Delta J^{\parallel} = \beta \sigma J^{\parallel} \quad (3)$$

$$\Delta J^{\perp} = -\frac{1}{2}\beta \sigma J^{\perp}, \quad (4)$$

ahol a $\parallel$ és $\perp$ jelölések az átlagos mágnesezettségnek az alkalmazott mechanikai terheléssel párhuzamos, illetve

merőleges komponenseit jelölik. $J^{\parallel}$ és $J^{\perp}$ a kezdeti, míg $\Delta J^{\parallel}$ és $\Delta J^{\perp}$ a piezomágneses mágnesezettség párhuzamos, illetve merőleges irányú komponenseit jelölik. σ az alkalmazott feszültség, β az adott közetmintára jellemző piezomágneses együttható. A piezomágneses összefüggéseket háromdimenziós feszültségállapotra alkalmazva SASAI [1980] megadta egy adott térbeli pontban a mechanikai feszültség okozta mágnesezettség járulékot:

$$\Delta \mathbf{J} = \beta \mathbf{S} \cdot \mathbf{J} \quad (5)$$

$$\mathbf{S}_{kl} = \frac{3}{2} \sigma_{kl} - \frac{1}{2} \delta_{kl} \Theta \quad (6)$$

$$\Theta = \sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}, \quad (7)$$

ahol δ_{kl} a Kronecker-delta és σ_{kl} a feszültségtenzor komponensei. A Hooke-törvény felhasználásával a feszültségtenzor komponensei a következő alakba írhatók [MÁRTON 1995].

$$\sigma_{kl} = \lambda \delta_{kl} \text{div} \mathbf{u} + \mu \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (8)$$

ahol k és l a kiválasztott tengelyirányok, $\mathbf{u}$ az elmozdulás vektor, μ és λ a Lamé-féle állandók. Feltételezve, hogy a Lamé-féle állandók egyenlő nagyságúak és a (8) egyenletet behelyettesítjük (6)-ba, az (5) kifejezés által megadott, a mechanikai feszültség által keltett mágnesezettség a következő alakba írható.

$$\Delta J_{kl} = \beta \mu \left[\frac{3}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) - \delta_{kl} \text{div} \mathbf{u} \right] J_k \quad (9)$$

(9)-ben ΔJ_k a kezdeti mágnesezettség k -adik komponense (J_k) által keltett járulék, míg ΔJ_{kl} ΔJ_k l -edik komponense.

A következőkben tekintsük a W_k piezomágneses potenciált, ami a ΔJ_k mágnesezettség változásból eredeztethető. A mágneses indukcióvektor ($\mathbf{B}$), a mágneses térerősségvektor ($\mathbf{H}$) és a mágneses potenciál (W_k) közötti összefüggéseket az alábbi egyenletek írják le.

$$\mathbf{H} = -\text{grad} W_k \quad (10)$$

$$\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = \mathbf{H} + \Delta \mathbf{J}_k \quad (11)$$

A (11) kifejezésben elhanyagoljuk a piezomágneses mágnesezettség által keltett másodlagos mágnesezettségi járulékot. Használjuk fel a negyedik Maxwell-egyenletet, azaz a mágneses tér forrásmentességét.

$$\text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (12)$$

Esetünkben a mágneses tér egyedüli forrása a $\Delta \mathbf{J}_k$ mágnesezettség. Ekkor a (10), (11) és (12) egyenletek segítségével a piezomágneses potenciál a következő alakot ölti.

$$\nabla^2 W_k = -\text{div} \mathbf{H} = \text{div} \Delta \mathbf{J}_k \quad (13)$$

Másfelől izotróp, rugalmas testek egyensúlya esetén, F_k tömegerők jelenlétében alkalmazható a Cauchy-Navier egyenlet következő alakja.

$$(\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial x_k} \text{div} \mathbf{u} + \mu \nabla^2 u_k + F_k = 0 \quad (14)$$

A (9) és (14) felhasználásával (13) átírható a következő alakba

$$\nabla^2 W_k = C_k \nabla^2 u_k + D_k F_k \quad (15)$$

ahol

$$C_k = \frac{1}{2} \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \mu \beta J_k \quad \text{és} \quad D_k = \frac{1}{2} \frac{\mu}{\lambda + \mu} \beta J_k \quad (16)$$

Tekintsünk egy V térfogatú, S felülettel körülzárt, homogén módon mágnesezett, homogén, izotróp, rugalmas testet. Amennyiben ezt a testet akkora mechanikai terhelés alá helyezzük, ami $\Delta \mathbf{J}_k$ mágnesezettség változást eredményez, akkor a keletkező piezomágneses potenciál megadható a következő kifejezéssel a mágneses dipólusokra vonatkozó összefüggés alapján.

$$W_k(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \Delta \mathbf{J}_k \cdot \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) dV \quad (17)$$

(17)-ben ρ jelöli a távolságot a piezomágneses potenciált létrehozó elemi térfogat és az $\mathbf{r}$ vektor által kijelölt hely között. A STACEY [1964] által javasolt módszer a (17) egyenleten nyugszik, és ennek numerikus integrálására épül. Fontos megjegyezni, hogy $\Delta \mathbf{J}_k$ implicit módon tartalmazza (14)-et, azaz a rugalmas egyensúly egyenletét. A Laplace–Poisson típusú egyenletek alapvető megoldása a $(4\pi\rho)^{-1}$ függvény, ami kielégíti a

$$\nabla^2 \left[\frac{1}{4\pi\rho} \right] = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (18)$$

egyenletet, ahol $\rho = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$.

A (17)-et átalakítva a Gauss- és a Green-tételek segítségével, majd a (15) jobboldala és (18) felhasználásával levezethetővé válik az alábbi kifejezés [SASAI 1991].

$$W_k(\mathbf{r}) = C_k u_k(\mathbf{r}) \Theta(\mathbf{r} \in V) + \frac{D_k}{4\pi} \iiint_V \frac{F_k}{\rho} + \frac{C_k}{4\pi} \iint_S \left[\left\{ -\frac{\partial u_k(\mathbf{r}')}{\partial n'} + \frac{2(\lambda + \mu)}{3\lambda + 2\mu} \Delta \mathbf{m}^{(k)} \cdot \mathbf{n}' \right\} \frac{1}{\rho} + \{ u_k(\mathbf{r}') \} \frac{\partial}{\partial n'} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] dS \quad (19)$$

ahol

$$\Delta m_l^{(k)} = \frac{3}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) - \delta_{kl} \text{div} \mathbf{u} \quad (20)$$

és

$$\Theta(\mathbf{r} \in V) = \begin{cases} 1 \mapsto \text{ha } (\mathbf{r} \in V) \\ 0 \mapsto \text{ha } (\mathbf{r} \notin V) \end{cases} \quad (21)$$

A (19) egyenlet reprezentálja egy homogén, izotróp elasztikus-mágneses test piezomágneses potenciálját. A potenciál kifejezéséből a határfeltételek figyelembevételével a mágneses tér tetszőleges pontban meghatározható. A (19) kifejezés első tagja csak akkor nem nulla, amikor az $\mathbf{r}$ vektorral jellemzett pont a testen belül található. A (19) egyenlet második tagja rendszerint zérus, mivel általában tömegerők létét nem feltételezzük a számítások során. Éppen ezért a piezomágneses potenciál a (19) egyenlet harmadik tagja jelenti, ami egy felületi integrál kifejezés az elasztikus-mágneses test körül. A STACEY [1964] által javasolt módszerrel szemben ebben a kifejezésben az integrálás három dimenzióról kettőre egyszerűsödik.

A (19) által megadott kifejezés megköveteli, hogy $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ és első deriváltja folytonos legyen mind a V térfogatban, mind az S felületen. A második deriváltak esetében elégséges a V térfogaton belüli szakaszonkénti folytonosság. Abban az esetben azonban, ha az elasztikus-mágneses test egy Σ szakadási felületet foglal magában, a (19) egyenlet érvényét veszti. Ekkor a V térfogatot fel kell bontani két részre, melyek közül az egyik, S' felületű rész magában foglalja a Σ szakadási felületet. A (19) kifejezést a két részre külön-külön alkalmazzuk, majd összeadjuk őket. A Σ szakadási felületen kívül S' mentén a mennyiségek

folytonosak lesznek, és az integrálokhöz adott kétoldali járulékok kiejtik egymást. Volterra-típusú diszlokációk esetében a feszültségkomponensek és ebből adódóan az elmozdulás deriváltjai is folytonosan változnak a Σ szakadási felületen keresztül. Így a (19) kifejezést a Σ szakadási felületre alkalmazva csupán egyetlen tag marad [SASAI 1994].

$$W_k^{(\Sigma)} = -\frac{C_k}{4\pi} \iint_{\Sigma} [u_k(\mathbf{r}') \pm \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{1}{\rho} \right) d\Sigma, \quad (22)$$

ahol ν a szakadási felületre merőlegesen kifelé mutató egységvektor. A (22)-ből megállapítható, hogy Σ szakadási felület úgy viselkedik, mint egy mágneses réteg, azaz mágneses erővonalak forrásait és nyelőit alkotja egy felület mentén. Az ezzel ekvivalens mágneses forrás mágneses momentum sűrűségét az

$$m = -\frac{3\lambda + 2\mu}{2(\lambda + \mu)} \beta \mu \mathbf{e}_j \Delta \mathbf{u}, \quad (23)$$

egyenlet adja meg, ahol $\mathbf{e}_j$ az átlagos mágnesezettség irányába mutató egységvektor és $\Delta \mathbf{u}$ az átlagos elmozdulás. m a szeizmomágneses hatás méretét jellemzi, így szeizmomágneses momentum sűrűségnek is nevezhető. Nyírási deformáció, például vetők elmozdulása esetén, m arányos a szeizmikus momentum nagyságával. Így a földrengések mágneses hatása visszavezethető a vető menti elmozduláskor a vető felületén egy mágneses réteg megjelenésére. Természetesen a szakadási felületen kívül az elasztikus-mágneses testet határoló felületeket is figyelembe kell venni a számításokban. Homogén módon mágnesezett, egyszerű földmodellnél így figyelembe kell venni a feszültségmentes felszín és a mélyben elhelyezkedő Curie-izoterma hatását is.

Vertikális, téglalap alakú, oldal-eltolódásos vetők által keltett piezomágneses tér jellemzői

Tekintsünk egy egyszerű földmodellt, egy homogén, izotróp, rugalmas féltér, amelynek felső rétege homogén módon mágnesezett a szabad felszíntől ($x_3=0$) számítva egy adott mélységig ($x_3=H$). Ez a H mélység megfelel a Curie-izoterma mélységének. A felső réteg konstans piezomágneses együtthatóval jellemzett. Az

$$u_n(\mathbf{x}) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(\xi) T_{kl}^n(\xi, \mathbf{x}) \nu_l(\xi) d\Sigma(\xi) \quad (24)$$

Volterra-formula egy Σ szakadási felület által keltett elmozdulási teret ad meg e rugalmas féltér $\mathbf{x}$ vektor által definiált pontjában [SASAI 1991], ahol $n=x,y,z$ és $k,l=1,2,3$ indexek az elemi diszlokációk típusát és irányát jelölik. A (24) kifejezésben ξ jelöli a diszlokációs felület egy pontjában mutató vektort, $\Delta u_k(\xi)$ jelöli a ξ pontban lévő elmozdulást, míg ν_l a szakadási felületre merőlegesen kifelé mutató egységvektor l -edik komponense. T_{kl}^n tenzor jelöli az elmozdulás n -edik komponensét $\mathbf{x}$ -ben, amit a ξ pontban lévő deformáció okoz. A $k=l$ esetek a szakadási felületre merőleges relatív mozgásokat reprezentálják, míg a $k \neq l$ esetek a Σ szakadási felület mentén történő relatív elmozdulások. Ezeket az elemi diszlokációkat a szeizmológiából, a szeizmikus fészkek modelljéből jól ismert erőpárokkal is jellemezhetjük [MÁRTON 1995].

Határozzuk meg a (24) egyenlettel leírt elmozdulási tér által létrehozott piezomágneses potenciált. Ehhez először (24)-et helyettesítsük be a (20)-ba. Így megkapjuk a mechanikai feszültség által keltett mágnesezettséget.

$$\Delta M_n^{(m)}(\mathbf{x}) = C_m \iint_{\Sigma} \Delta u_k(\xi) S_{kl}^{mn}(\xi, \mathbf{x}) \nu_l(\xi) d\Sigma(\xi), \quad (25)$$

ahol

$$C_m = \frac{1}{2} \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \mu \beta J_m \quad \text{és} \quad (26)$$

$$S_{kl}^{mn} = \frac{3}{2} \left(\frac{\partial T_{kl}^m}{\partial x_n} + \frac{\partial T_{kl}^n}{\partial x_m} \right) - \delta_{mn} \text{div} \mathbf{T}_{kl}. \quad (27)$$

A piezomágneses potenciál kifejezéséhez a (17) egyenlet átalakításával jutunk.

$$W^m(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \Delta \mathbf{M}^{(m)} \cdot \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) dx, \quad (28)$$

ahol $\rho=|\mathbf{r}-\mathbf{x}|$. (25) behelyettesítésével (28)-ba, majd az $\mathbf{x}$ és ξ szerinti integrálások sorrendjének felcserélésével kapjuk a

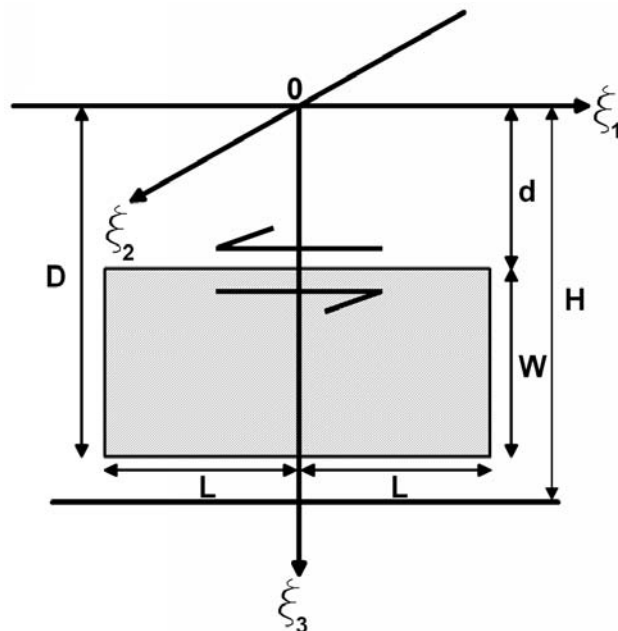
$$W^m(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \Delta u_k(\xi) \omega_{kl}^m(\xi, \mathbf{r}) \nu_l(\xi) d\Sigma(\xi) \quad (29)$$

kifejezést, ahol

$$\omega_{kl}^m(\xi, \mathbf{r}) = C_m \iiint_V S_{kl}^{(m)} \cdot \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) dx. \quad (30)$$

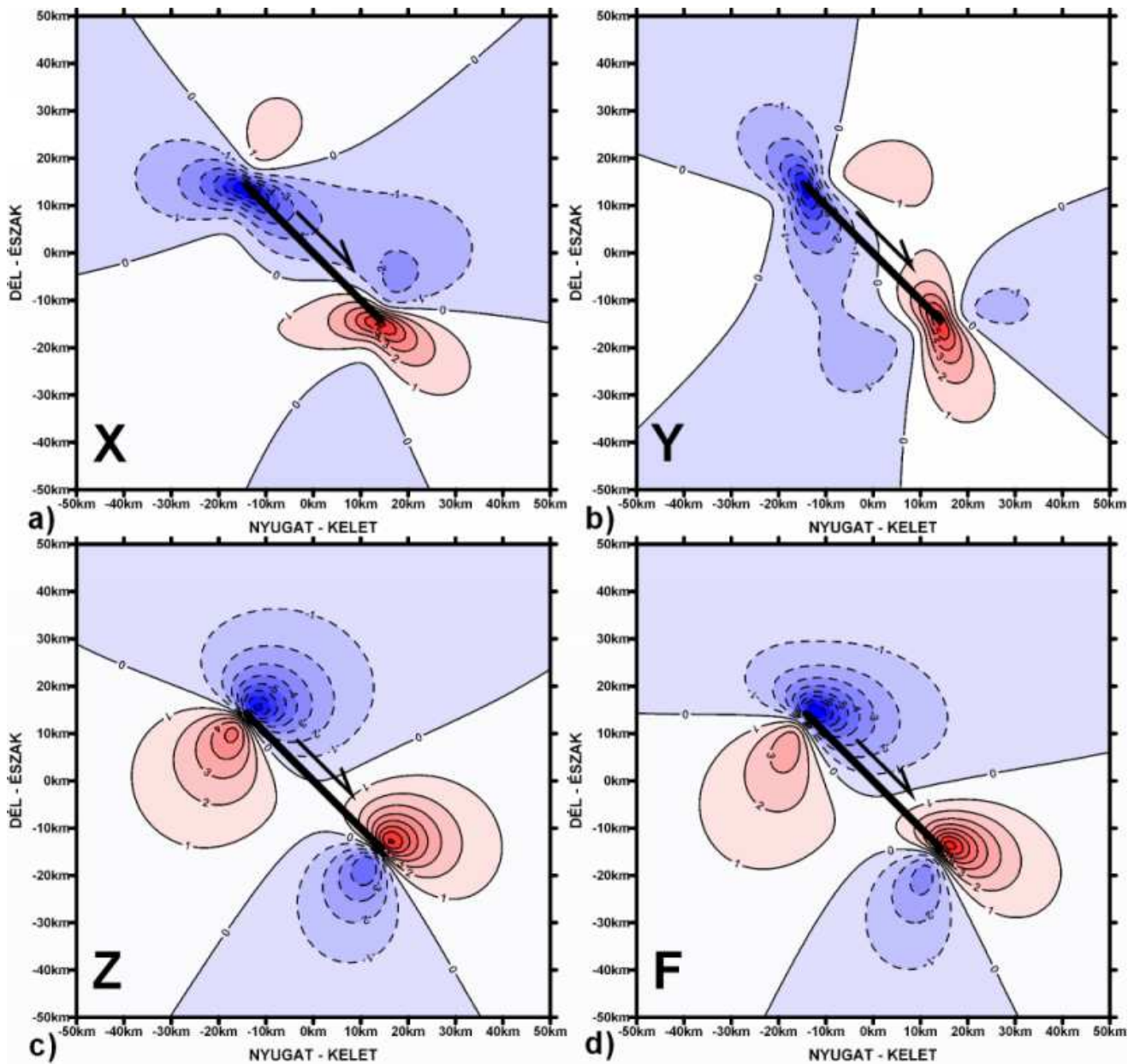
A (30) egyenletben $S_{kl}^{(m)}$ jelenti a mechanikai feszültség keltette mágnesezettség vektorát, amelynek n -edik komponensét (27) adja meg. A (29) kifejezés azt a piezomágneses potenciált jelenti, amit egy kl típusú elemi diszlokáció okoz, ezért nevezhetjük elemi piezomágneses potenciálnak.

A (29) és (30) kifejezések segítségével tetszőleges vetőmechanikájú földrengés által keltett piezomágneses potenciál megadható, így előállítható oldaleltolódások, tenziós felnyílások, normál vetők és feltolódások piezomágneses potenciálja is. A 2. ábra mutatja egy függőleges síkban lévő, téglalap alakú, balos elmozdulású oldaleltolódásos vető geometriáját. Az ábra jelöléseivel a vető hossza $2L$, szélessége W , tetejének felszínétől számított mélysége d , a vető aljának mélysége D , míg a Curie-izoterma mélységét H jelöli.



2. ábra. Vertikális, téglalap-alakú, balos elmozdulású oldal-eltolódásos vető geometriája. Az elmozdulás a függőleges síkban, horizontális irányban történik

Fig. 2. Geometry of a vertical, rectangular left-lateral strike-slip fault. Slip is along the vertical plane in horizontal direction



3. ábra. Az ÉNY–DK-i csapásirányú jobbos elmozdulás által keltett piezomágneses anomália a felszínen az a) X, b) Y, c) Z és d) az F mágneses komponensben. A szaggatott vonalak a negatív értékeket jelölik. A mágneses értékek nT egységben vannak

Fig. 3. Piezomagnetic field caused by right-lateral strike-slip faulting of a NW–SE oriented fault in the a) northward (X), b) eastward (Y), c) vertical (Z) and d) total (F) magnetic component. Dashed lines represent negative values. Magnetic values are in nT units

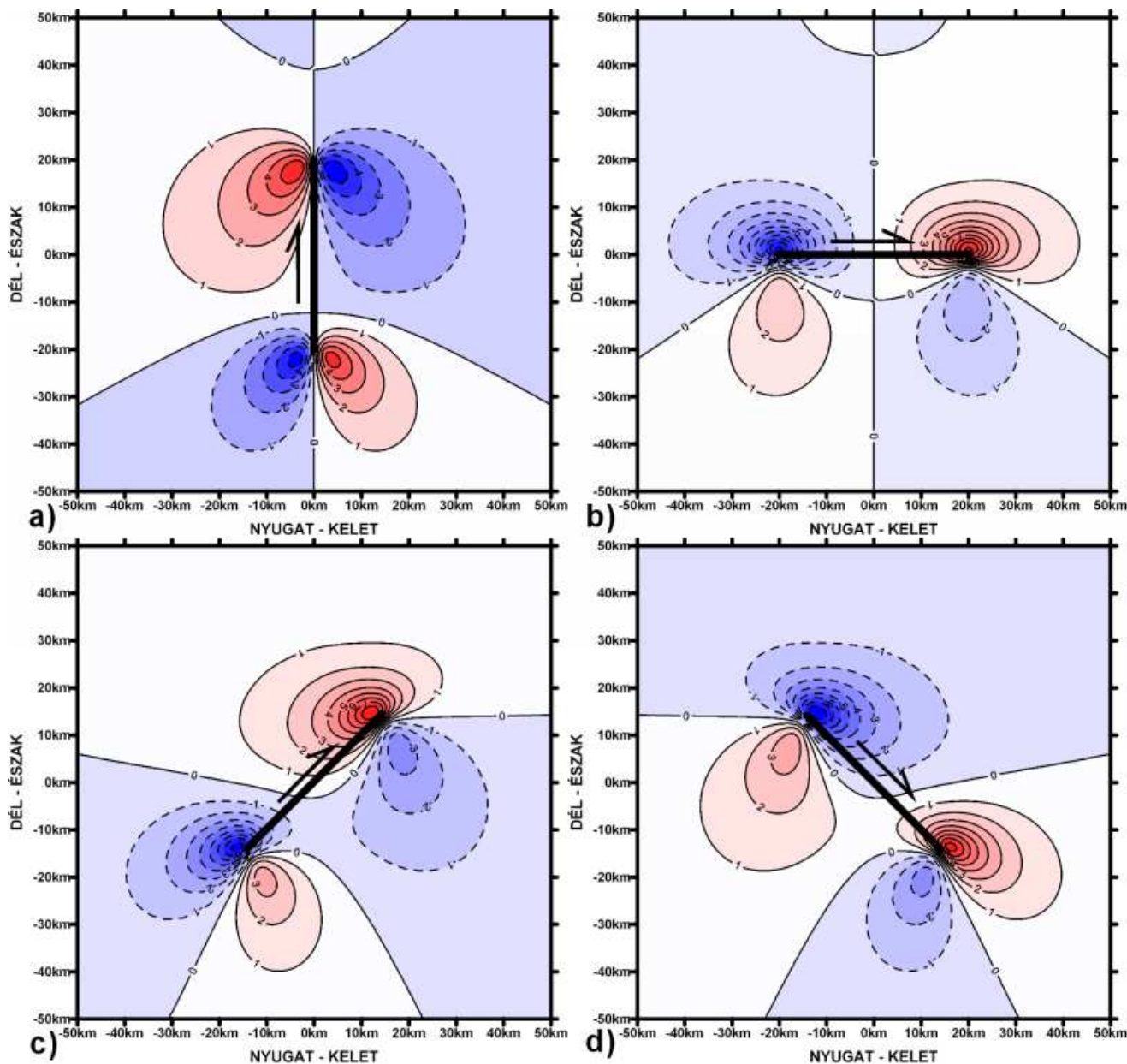
A (29) kifejezéssel és a 2. ábra jelöléseinek felhasználásával előállítható e vetőre vonatkozó piezomágneses potenciál kifejezése:

$$W_{(strike-slip)}^m(x, y, z) = \frac{\Delta U}{4\pi} \int_d^D d\xi_3 \int_{-L}^{+L} \omega_{12}^m(x - \xi_1, y, z, \xi_3) d\xi_1, \quad (31)$$

ahol ΔU a vető menti elmozdulás nagysága, ami balos elmozdulás esetén pozitív. Az integrálás végeredményét részletesen ismerteti SASAI [1991] dolgozatának függeléke. A piezomágneses potenciál kifejezéséből már kiszámítható adott külső térben a felszín tetszőleges pontjában a keletkező piezomágneses anomália nagysága.

Az oldal eltolódásos vető geometriai paraméterein kívül a számításban figyelembe kell venni a piezomágneses együtttható nagyságát, ami $\beta = (1-10) \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$ értéket vehet fel. Szükség van a kéreg átlagos mágnesezettségének értékére, amire

általában 1 A/m értéket szoktak megadni. Ettől természetesen el lehet térni, ha a helyi geológia, például a felszín közelében található vulkanikus összletek ezt indokolják. A számításban a Lamé-állandókat többnyire egyenlőnek tételezik fel, azonban mindenképpen szükséges a nyírási modulus megadása, amire a kéregben és a felső köpenyben átlagosan 30 GPa értéket tételezhetünk fel [TURCOTTE, SCHUBERT 2002]. A piezomágneses anomália különböző térbeli komponenseinek kiszámításához szükséges még a külső mágneses tér irányának, azaz a mágneses inklináció és deklináció értékének megadása, valamint a vetősík relatív irányítottasága a földrajzi irányokhoz képest. A vető csapásirányát a földrajzi északról az óramutató járásával ellentétes irányban kell megadni. A piezomágneses anomália tetszőleges magasságban meghatározható a szenzormagasság megadásának segítségével, akár a felszín alatt is.



4. ábra. Az a) É-D-i, b) K-NY-i, c) ÉK-DNY-i és d) ÉNY-DK-i csapásirányú jobbos elmozdulás által keltett piezomágneses anomália a felszínen a totális mágneses komponensben. A szaggatott vonalak a negatív értékeket jelölik. A mágneses értékek nT egységben vannak

Fig. 4. Piezomagnetic field caused by right-lateral strike-slip faulting of a) N-S, b) E-W, c) NE-SW and d) NW-SE oriented faults in the total magnetic component. Dashed lines represent negative values. Magnetic values are in nT units

Az 1. táblázat a vertikális, téglalap-alakú, jobbos elmozdulású oldaleltolódásos vető által keltett piezomágneses anomália meghatározásához szükséges paramétereket tartalmazza. A vető hossza 40 km, szélessége 18 km, a vető menti elmozdulás 1 m. A vető tetejének mélysége 3 km. E hipotetikus vető geometriai paraméterei közelítőleg megfelelnek az 1989-es 6,9-es magnitúdójú Loma Prieta földrengés (Kalifornia, USA) paramétereinek, ami szintén egy közelítőleg ÉNY-DK-i irányú jobbos oldaleltolódás volt. A modellezni kívánt hipotetikus vető vulkanikus környezetben helyezkedik el, ez indokolja a kéreg mágnesezettségére felvett 2 A/m értéket. A mágneses inklináció értéke 60°, a deklináció értéke 0°. A szenzor magassága a felszín felett 2,5 méter.

A 3. ábrán látható az ÉNY-DK-i csapásirányú jobbos vetőhöz kapcsolódó piezomágneses anomália eloszlása a különböző mágneses komponensekben. A 4. ábra mutatja a

vető elmozdulásakor keletkező piezomágneses anomália nagyságát a totális komponensben É-D-i, K-Ny-i, ÉK-DNY-i és ÉNY-DK-i csapásirányú vetők esetén. Az ábrákon az anomáliák negatív értékeit szaggatott vonalak jelölik, az anomáliákat nT egységekben, míg a távolságokat km egységekben ábrázoltuk. Jól látszik, hogy a mágneses anomáliák a vető csúcsaihoz közel koncentrálnak, aminek a feszültségtér koncentrációja az oka. A pozitív anomáliák mindig a relatív elmozdulás irányában, a kompresszió helyén jelentkeznek, míg a negatív anomáliák a tenziós helyeken jelennek meg. A 3. ábrán a piezomágneses anomália nagysága az X és Y komponensben -7 — +6 nT, a Z és F komponensben -9 — +9 nT. A 4. ábrán a piezomágneses anomália nagysága a totális komponensben az ÉK-DNY-i és ÉNY-DK-i csapásirányú vetők esetén -9 — +9 nT, az É-D-i csapásirányú vető esetén -6 — +6 nT, a K-Ny-i csapásirányú vető esetén -11 — +11 nT.

β	Piezomágneses együttható	10^{-8} 1/Pa
J	Átlagos mágnesezettség	2 A/m
μ	Nyírási modulus	$3 \cdot 10^{10}$ Pa
ΔU	A vető elmozdulása	-1m (jobbbs)
W	A vető felületének szélessége	18 km
d	A vető tetejének mélysége	3 km
D	A vető aljának mélysége	21 km
2L	A vető hossza	40 km
H	Curie-izoterma mélysége	20 km
I	Mágneses inklináció	60°
D	Mágneses deklináció	0°
Phi	A vető csapásiránya	É-D, K-NY, ÉNY-DK, ÉK-DNY
ZZ	Szenzor magasság	2,5 m

1. táblázat. Vertikális, téglalap alakú, oldal-eltolódásos vető által keltett piezomágneses anomália meghatározásához szükséges paraméterek összefoglalása

Table 1. Summary of parameters used for determination of a piezomagnetic anomaly induced by a vertical, rectangular strike-slip fault

A piezomágneses anomália nagysága a vető geometriai paraméterei közül nagymértékben függ a vető tetejének a felszíntől mért távolságától. Minél mélyebben van a vető teteje, annál kisebb a piezomágneses amplitúdó, és annál nagyobb területet érint a vető környezetében a mágneses változás. Ez megfordítva is igaz, azaz minél közelebb van a felszínhez a vető teteje, annál nagyobb a piezomágneses anomália nagysága, de annál kisebb területre koncentrálik a hatás. Így például a vizsgált hipotetikus vető esetén, amennyiben az a 3 km mélység helyett egészen a felszínig hatolna, a piezomágneses hatást csak közvetlenül a vető csúcsainál lehetne érzékelni, de az anomália nagysága elérné a több száz nT értéket is.

A realiztikus modellekben a számítások természetesen nem korlátozódnak egyetlen vető elmozdulására, hanem a tektonikai képek megfelelő vetőcsoport összetett elmozdulási tere alapján modellezik a kialakuló piezomágneses anomáliát.

Az 1985-ös berhidai földrengés piezomágneses modellje

Magyarország a mérsékelt szeizmicitású országok közé tartozik. Hazánkban utoljára 1985-ben, Berhida térségében pattant ki jelentősebb, közepes erősségű földrengés. A rengés a Komáromtól a Balaton északkeleti széléig húzódó szeizmikus zóna aktivitásához kapcsolódik. A főrengés 1985. augusztus 15-én, helyi idő szerint 6 óra 29 perckor (04h 29min UTC) következett be. Összesen 3 előrengés előzte meg, mind 3-as magnitúdónál nagyobbak, majd ezeket további 29 darab, 3-as magnitúdónál nagyobb erejű utórengés követte. 1985. augusztus 15. és 1986. július 30.

között összesen 226 darab, különböző erősségű utórengést regisztráltak Berhida tágabb környezetében. A főrengés kompressziós térhullámokból meghatározott magnitúdója $m_b=4,7$, míg a lokális és a felületi hullámokból meghatározott magnitúdók $M_L=4,9$ és $M_S=5,0$ értékeknek adódtak [ZSÍROS 2000]. A rengés során létrejött, becsült maximális intenzitás 7–7,5 a MSK-64 skálán, amelynek csúcserőértékét Berhidától nyugatra, Peremarton-Gyártelep területén regisztrálták. A földrengés okozta megrázottságot nemcsak az egész Dunántúlon, de Szlovákia délnyugati részén, Horvátország északi területein, valamint Szerbiában is érezték. A főrengés fészekmélységére a Kövesligethy-formula alapján $h=12,4\pm 2,5$ km adódott [TÓTH et al. 1989]. BONDÁR [1994] a genetikus algoritmus módszer segítségével szintén becsülte a hipocentrum paramétereit, és a számítások során a fészekmélység értékére $h=5,48\pm 1,7$ km-t kapott. Ez jó egyezést mutat a Magyarország területén kipattant sekély rengések átlagmélységével [ZSÍROS 2000].

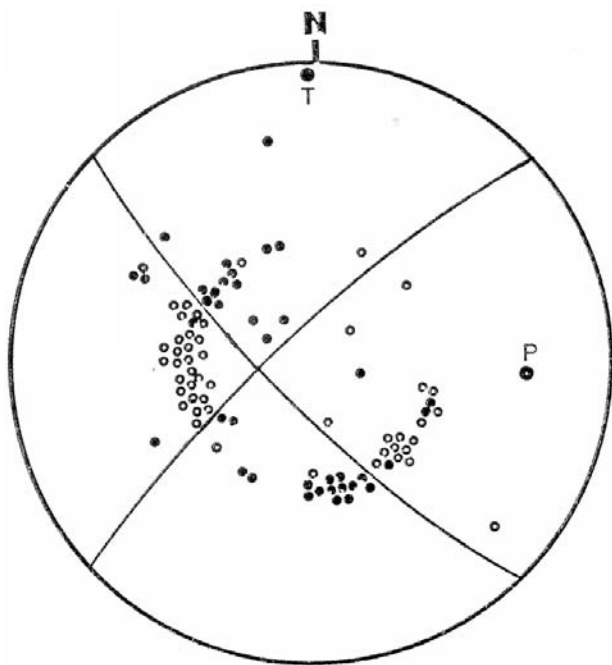
Jelen munkában nem cél az epicentrum koordinátáinak vizsgálata, ugyanakkor érdemes rávilágítani, hogy a jelenleg elfogadott értékek BONDÁR [1994] meghatározásából származnak (é.sz. 47,05°, k.h. 18,09°). BONDÁR [1994] a főrengés epicentrumának helyét Balatonkenese térségébe helyezte. Természetesen a koordináták meghatározása igen nagy hibával terhelt az összes, elérhető epicentrum meghatározás esetében. A meghatározás bizonytalansága alapján mind a Berhida környékén kipattant, mind akár a Balaton medre alatt bekövetkezett főrengés feltételezése elfogadhatónak tűnik. Ugyanakkor kétségtelen, hogy az utórengések többsége a Séd völgyében, Berhida térségében pattant ki [SZEIDOVITZ 1988].

A fészekmechanizmus megoldást TÓTH et al. [1989] adták meg a P-hullámok első beérkezései és mintegy 88 állomás adatai alapján (5. ábra). A rengéskor létrejött elmozdulás eltolódásos mozgásnak adódott, közel horizontális síkban lévő, kelet-nyugati irányú kompressziós feszültségtengellyel. A fészekgömb alsó félgömbjén a csomósíkok csapásiránya az északi iránytól az óramutató járásával megegyezően 227° és 136°, a dőlés szöge 77° illetve 76°. A 227°-os csapásirányú csomósík közel tiszta jobbbs eltolódásos vetőt mutat -166°-os csúszási szöggel. A másik csomósík 136°-os csapásirányával majdnem tiszta balos eltolódásos vetőt jelez -13°-os csúszási szöggel. A szerzők a rendelkezésükre álló geológiai információk alapján nem tudták eldönteni, hogy melyik volt a valós a lehetséges mozgások közül. Ez annál is inkább érthető, mivel a fészekmechanizmus megoldásból kapott kelet-nyugati kompresszió nem illeszkedik a regionális, észak-déli irányban várt kompressziós főirányhoz [GERNER 1992; BADA 1999].

A piezomágneses modellszámítás szempontjából lényeges, hogy egy oldal-eltolódásos vető jobbbs vagy balos jellegű-e, ezért érdemes ezt a kérdést közelebbről is megvizsgálni. A Balaton medre alatt elhelyezkedő és több szegmensből álló Balatonfői-vetőt nagyfelbontású és ultranagy felbontású vízi szeizmikus mérésekkel is sikerült azonosítani több helyen a tó keleti medencéjében [SACCHI 2001; VIDA et al. 2001]. A vízi szeizmikus szelvények a kvarter során is aktív KÉK-DDNy-i irányú balos jellegű eltolódásokat mutattak közvetlenül a tó medre alatt, amelyek folytatását a parton nem lehetett megtalálni [LOPES

CARDOZO et al. 2002]. A balos eltolódási jeleget támogatják a regionális feszültségtér modellezéséből kapott eredmények is [BADA 1999]. Ugyanakkor a balos jellegnek ellentmondani látszik az a tény, hogy a főrengés fészekmechanizmusának megoldásából kapott KÉK-DDNy-i irányú eltolódásos mozgás jobbos jellegűnek adódott. További adalék a térség tektonikai képéhez, hogy KÓKAY [1996] szerint a miocén során a Balatonfő-blokk *jobbos* csúszása következtében jött létre egy „előárok” jellegű süllyedék több száz méter vastag üledéksorral a Várpalotai-medencében, és a mozgó balatonfői tömeg forgásával alakult ki a Berhidai- és Polgárdi-medence is. A fentiekben leírt ellentmondás feloldására tettek kísérletet WINDHOFFER et al. [2001], de a dolgozatukban felhasznált kisszámú, nem a Balatonfő közvetlen környezetéből származó közetfeszültség mérési adat nem tette lehetővé a problémára adott megnyugtató válasz megfogalmazását.

A piezomágneses modellezés elvégzéséhez szükség van a főrengés által érintett vető hosszára ($2L$), szélességére (W) és a vető átlagos elmozdulásának (ΔU) nagyságára. Korábbi vizsgálatok során a berhidai főrengésre vonatkozó ilyen paraméterek meghatározása nem történt meg, ezért a rengés egyéb jellemző paramétereiből kell őket becsülni empirikus skálázási törvények segítségével. Számos ilyen tapasztalati összefüggés létezik a különböző fészekparaméterek, valamint ezek egymáshoz viszonyított értékeinek becslésére, ugyanakkor fontos kiemelni, hogy a skálázási törvények csak igen pontatlan, közelítő becslésre alkalmasak. Mindezekelőtt a rengés szeizmikus momentumát (M_0) kell meghatározni. A szeizmikus momentum alakja $M_0 = \mu \cdot \Delta U \cdot A$, ahol μ a nyírási modulus, ΔU a vető átlagos elmozdulása és $A = 2L \cdot W$ a vető felülete.



5. ábra. Az 1985-ös berhidai földrengés P-hullámainak első beérkezései 88 különböző állomás adatai alapján a fészekgömb alsó félgömbi sztereografikus projekcióján ábrázolva. A sötét körök jelölik a kompressziót, az üres körök a dilatációt. [TÓTH et al. 1989]

Fig. 5. P-wave first motions at 88 different stations for the Berhida earthquake of 1985 on the lower hemisphere stereographic projection of the focal sphere. Solid circles indicate compression and open circles dilatation. [TÓTH et al. 1989]

EKSTRÖM, DZIEWONSKI [1988] próbálták egyenletbe foglalni a rengések felületi hullám magnitúdójának és szeizmikus momentumának kapcsolatát.

$$M_s = \log M_0 - 12,24 \quad (32)$$

A (32) összefüggés akkor áll fenn, ha $M_0 < 3,2 \cdot 10^{17}$ Nm. A berhidai rengés esetében $M_s = 5,0$ értékkel számolva a szeizmikus momentum nagyságára $M_0(M_s = 5,0) = 1,74 \cdot 10^{17}$ Nm-t kapunk. Ugyanilyen összefüggést állítottak elő CHEN, CHEN [1989] $M_s < 6,4$ nagyságú felületi hullám magnitúdó esetére.

$$\log M_0 = 1,0 M_s + 12,2 \quad (33)$$

A (33) egyenlet alapján kapott szeizmikus momentum értéke $M_0(M_s = 5,0) = 1,58 \cdot 10^{17}$ Nm. Az előbbi két szeizmikus momentum becslésből számított átlagos értékre $M_0(\text{átlag}) = 1,66 \pm 0,08 \cdot 10^{17}$ Nm-t kapunk.

Szintén CHEN, CHEN [1989] a felületi hullám magnitúdó (M_s), valamint a vetőhossz és az elmozdulás között állítottak elő összefüggéseket. Ha $M_s < 6,4$, akkor a következő egyenletek érvényesek:

$$\log 2L(\text{km}) = M_s / 3 - 0,873 \quad (34)$$

$$\log \Delta U(\text{m}) = M_s / 3 - 2,271$$

A berhidai rengés esetében $M_s = 5,0$ értékkel számolva a megadott egyenletekben a vetőhosszra és az átlagos elmozdulásra a következőket kapjuk.

$$2L(M_s = 5,0) = 6,23 \text{ km} \quad (35)$$

$$\Delta U(M_s = 5,0) = 0,25 \text{ m.}$$

A lemezhatáron, illetve a lemezen belül kipattanó rengések paramétereinek különbségeit vizsgálták SCHOLZ et al. (1986). Többek között azt találták, hogy a vető menti átlagos elmozdulás és a vető hosszának hányadosa jól meghatározott értékek között változik mind a lemezhatárokon, mind a lemezen belül bekövetkező földrengések esetében. A hányadost α -val jelölve:

$$\alpha = \frac{\Delta U}{2L} = (1-6) \cdot 10^{-5} \quad (36)$$

A korábban a berhidai rengés esetében kapott paramétereket behelyettesítve a (36) összefüggésbe $\alpha = 4 \cdot 10^{-5}$ értéket kapunk, ami az értékek elfogadhatóságát tükrözi. A vető szélességének becsléséhez felhasználható a már korábban becsült szeizmikus momentum értéke. Feltételezve, hogy a nyírási modulus értéke a kéregben és a felső köpenyben átlagosan 30 GPa [TURCOTTE, SCHUBERT 2002], a vető szélességére mintegy $W = 3,55$ km érték adódik.

A modellszámítás elvégzéséhez szükséges egyéb paraméterek esetében a piezomágneses együttható értékére tételezzük fel a maximális 10^{-8} 1/Pa értéket. Az üledékes környezet átlagos szuszceptibilitásának és a külső tér nagyságának figyelembevételével a felső kéreg átlagos mágnesezettségére vonatkozóan megfelelő becslésnek tűnik a piezomágneses számításokban széleskörűen használt 1 A/m érték. Magyarország területén a Curie-izoterma átlagos mélységére Kis et al. [1999] 18 kilométert becsültek. A főrengés eddig meghatározott paramétereiből kitűnik, hogy a rengés igen sekély mélységben, jóval a Curie-izoterma felett következett be, tehát e paraméternek nincs jelentősége a számítás szempontjából. A főrengés időpontjában az epicentrális területen fennálló mágneses tér paramétereit MAUS et al. [2005] modellje alapján határoztuk meg, így az inklináció értékére $63,2^\circ$, a deklináció értékére $1,7^\circ$ adódott. Minden egyéb paramétert a korábban részletezett megfontolások alapján sikerült becsülni. A paramétereket a 2. táblázat foglalja össze a két lehetséges fészekmegoldás esetére.

β	Piezomágneses együttható	10^{-8} 1/Pa
J	Átlagos mágnesezettség	1 A/m
μ	Nyírási modulus	$3 \cdot 10^{10}$ Pa
ΔU	A vető elmozdulása	-0,25m(jobbos) /0,25m(balos)
W	A vető felületének szélessége	3,5 km
d	A vető tetejének mélysége	2 km
D	A vető aljának mélysége	5,5 km
2L	A vető hossza	6,2 km
H	Curie-izoterma mélysége	18 km
I	Mágneses inklináció	63,2°
D	Mágneses deklináció	1,7°
Phi	A vető csapásiránya	136°(jobbos) /227°(balos)
ZZ	Szenzor magasság	2,5 m

2. táblázat. Az 1985-ös berhidai földrengés piezomágneses modell-számításához használt paraméterek összefoglalása

Table 2. Summary of parameters used for calculations of the piezo-magnetic field of the 1985 Berhida earthquake

A 6. ábra mutatja a berhidai földrengés során keletkezett, becsült piezomágneses anomália nagyságát és eloszlását a totális komponensben. A modellezést mindkét lehetséges fészkezmegoldásra elvégeztük, így a 6.a ábra mutatja az óramutató járásával ellentétesen elhelyezkedő, 136° csapásirányú jobbos, míg a 6.b ábra a 227° csapás-

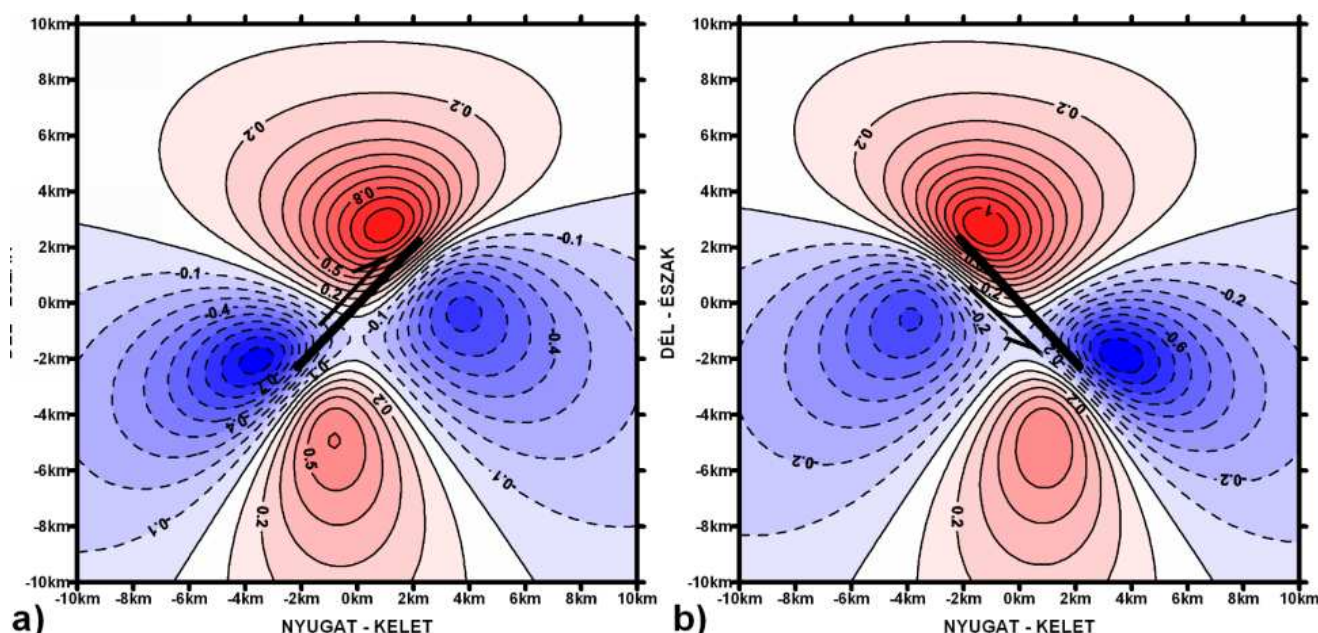
irányú balos elmozdulást. Az ábrákon az anomáliák negatív értékeit szaggatott vonalak jelölik, a mágneses intenzitást nT egységekben, míg a távolságokat km egységben ábrázoltuk.

Jól látható, hogy a piezomágneses anomália amplitúdójának maximális és minimális értékei a vetők csúcsainak közelében, néhány kilométeres távolságon belül találhatók. A maximális piezomágneses jel nagysága valamivel meghaladja az 1 nT-t, és a maximum mindkét fészkezmegoldás esetén a vető vonalától északra helyezkedik el. A minimális jel nagysága nem éri el a -1 nT-t, és a minimum a vetők déli csúcsainak közelében látható.

Összefoglalás

Jelen dolgozatban a piezomágnesség jellemzőit és a lineáris piezomágneses effektusra épülő analitikus modell-számítások elméleti alapjait foglaltuk össze röviden. A modellszámítások megmutatták, hogy szeizmológiai és mágneses adatok együttes értékelése igen hasznosnak bizonyulhat a neotektonikai vizsgálatokban.

Az 1985-ös berhidai földrengés piezomágneses hatására vonatkozó, fenti modellszámítások konzervatívnak tekinthetők, mivel a felhasznált paraméterértékek minden esetben a lehetséges maximális amplitúdójú anomália meghatározására irányultak. A földrengés során kialakult piezomágneses tér nagyságára kapott eredmény azt mutatja, hogy még szeizmikus elrendezésben telepített magnetométer hálózattal sem lehetett volna kimutatni az epicentrális területen a rengéssel egyidejű piezomágneses anomáliát, hiszen annak amplitúdója az 1985-ben rendelkezésre álló magnetométerek mérési hibájának a tartományába esik.



6. ábra. Az 1985-ös berhidai földrengés által keltett piezomágneses anomália a felszínen a totális mágneses komponensben, a) a 136° csapásirányú jobbos b) a 227° csapásirányú balos elmozdulás esetében. A szaggatott vonalak a negatív értékeket jelölik. A mágneses értékek nT egységben vannak

Fig. 6. Piezomagnetic field accompanying of the main shock of the 1985 Berhida earthquake in the total component caused by a a) right-lateral strike-slip fault with 136° strike b) left-lateral strike-slip fault with 227° strike. Dashed lines represent negative values. Magnetic values are in nT units

Ez a megállapítás azonban nem jelenti azt, hogy a modell-számításokból kapott értékeknél nagyobb mágneses hatás nem keletkezhetett a rengés idején az epicentrum tágabb környezetében. A rengés során ugyanis számos vető megmozdult a régióban, amit tektonikai megfigyelések igazoltak [MAGYARI et al. 2004]. Az elmozdulások érinthettek olyan vetőszegmenseket, amelyek a felszínhez közel helyezkednek el, vagy vulkanikus kőzeteket harántolnak. Mindkét esetben, azaz felszínközeli vetők és nagy mágnesezettségű kőzetek jelenléte esetén is elképzelhető, hogy kisebb vető menti elmozdulás nagyobb amplitúdójú, már detektálható piezo-mágneses anomália keletkezésével járt együtt.

Az 1985-ös berhidai földrengés által okozott piezo-mágneses anomália eloszlásának teljeskörű meghatározása további vizsgálatokat igényel, amelyeket csak a térség tektonikai szerkezetének ismeretében lehet elvégezni. A vetők paramétereinek ismeretében kell megbecsülni a fő-rengés okozta feszültségtér-átrendeződés miatt létrejött egyedi elmozdulásokat a vetőszegmenseken, majd ezek piezomágneses hatását kell összegezni.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom Dr Yoichi Sasai-nak (Tokyo Metropolitan Disaster Prevention Center) a számítások elvégzéséhez nyújtott segítségéért és útmutatásaiért.

HIVATKOZÁSOK

- BADA G. 1999: Cenozoic stress field evolution in the Pannonian basin and surrounding orogens, PhD thesis, Vrije Universiteit, Amsterdam
- BONDÁR I. 1994: Hypocenter determination of local earthquakes using genetic algorithm, *Acta Geod. Geoph. Hung.* **29**, 39–56
- BREINER S. 1964: Piezomagnetic effect at the time of local earthquake, *Nature*, **202**, 790–791
- CAMPBELL W. H. 2003: Introduction to geomagnetic fields, 2nd edition, Cambridge University Press, UK, pp. 337
- CHEN P., CHEN H. 1989: Scaling law and its applications to earthquake statistical relations, *Tectonophysics*, **166**, 53–72
- DAVIS P. M. 1976: The computed piezomagnetic anomaly field for Kilauea Volcano, Hawaii, *J. Geomag. Geoelec.* **28**, 113–122
- DAVIS P. M., JACKSON D. D., JOHNSTON M. J. S. 1980: Further evidence of localized geomagnetic field changes before the 1974 Thanksgiving Day earthquake, Hollister, California, *Geophys. Res. Letts.* **7**, 513–516
- DEL NEGRO C., FERRUCCI F., NAPOLI R. 1997: Retrieval of large volcanomagnetic effects observed during the 1981 eruption of Mt. Etna, *Annali di Geofisica*, **40**, 547–562
- EKSTRÖM G., DZIEWONSKI A. M. 1988: Evidence of bias in estimations of earthquake size. *Nature*, **332**, 319–323
- GERNER P. 1992: Recens közetfeszültség a Dunántúlon, *Földtani Közlöny*, **122/1.**, 91–105
- GU Z., ZHAN Z., GAO J., YAO T., CHEN B. 2006: Seismomagnetic research in Beijing and its adjacent area, China, *Physics and Chemistry of the Earth* **31**, 258–267
- HAMANO Y., BOYD R., FULLER M., LANHAM M. 1989: Induced susceptibility anisotropy of igneous rocks caused by uniaxial compression, *J. Geomag. Geoelec.* **41**, 203–220
- JOHNSTON M. J. S. 1978: Local magnetic field observations and stress changes near a slip discontinuity on the San Andreas fault, *J. Geomag. Geoelec.* **30**, 607–617
- JOHNSTON M. J. S. 1997: Review of electrical and magnetic fields accompanying seismic and volcanic activity, *Surveys in Geophysics*, **18**, 441–475
- JOHNSTON M. J. S., SASAI Y., EGBERT G. D., MUELLER R. J. 2006: Seismomagnetic effects from the long-awaited 28 September 2004 M 6.0 Parkfield earthquake, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **96**, 4B, S206–S220
- KALASNYIKOV A. G., KAPICA S. G. 1952: Magnaja voszprijimcsivoszty gornyik narod pri uprugik naprjazsenyák, *Dokl. Akad. Nauk.* **86**, 521–523
- KIS I. K., AGOCS B. W., MEYERHOFF A. A. 1999: Magnetic sources from vertical magnetic anomalies, *Geophysical Transactions*, **42/3–4.**, 133–157
- KÓKAY J. 1996: A várpalotai neogén medence tektonikai összefoglalója, *Földtani Közlöny*, **126/4.**, 417–445.
- LIU J. Y., CHEN C. H., CHEN Y. I., YEN H. Y., HATTORI K., YUMOTO K. 2006: Seismo-geomagnetic anomalies and M5.0 earthquakes observed in Taiwan during 1988–2001, *Physics and Chemistry of the Earth* **31**, 215–222
- LOPES CARDOZO G., BADA G., LANKREIJER A., NIEUWLAND D. 2002: Analogue modelling of a prograding strike-slip fault: Case study of the Balatonfő fault, western Hungary, *EGS Stephan Mueller Special Publication Series*, **3**, 1–10
- MAGYARI Á., MUSITZ B., CSONTOS L., VAN VLIET-LAONE B., UNGER Z. 2004: Késő-negyvedidőszaki szerkezetfejlődés vizsgálata Külső-Somogyban terepi mikro- és morfotektonikai módszerekkel, *A Magyar Állami Földtani Intézet Évi Jelentése*, 2002, pp. 111–128.
- MÁRTON P. 1995: Általános Geofizika III. – Elméleti szeizmológia, Kézirat, 1. kiadás, Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 256
- MAUS S., MACMILLAN S., CHERNOVA T., CHOI S., DATER D., GOLOVKOV V., LESUR V., LOWES F., LÜHR H., MAI W., MCLEAN S., OLSEN N., ROTHER M., SABAKA T., THOMSON A. & ZVEREVA T. 2005: The 10th generation international geomagnetic reference field, *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **151**: 320–322
- MELONI A., MELE G., PALANGIO P. 1998: Tectonomagnetic observations in central Italy, 1989–1995, *Phys. Earth Planet. Inter.* **105**, 145–152
- MUELLER R. J., JOHNSTON M. J. S. 1989: Large-scale magnetic field perturbation arising from the 18 May 1980 eruption from Mount St. Helens, Washington, *Phys. Earth Planet. Inter.* **57**, 23–31
- MUELLER R. J., JOHNSTON M. J. S., LANGBEIN J. 1991: Possible tectonomagnetic effects observed from mid-1989 to mid-1990, in Long Valley Caldera, California, *Geophys. Res. Letts.* **18**, 601–604
- MUELLER R. J., JOHNSTON M. J. S. 1998: Review of magnetic field monitoring near active faults and volcanic calderas in California: 1974–1995, *Phys. Earth Planet. Inter.* **105**, 131–144
- NAGATA T. 1970: Basic magnetic properties of rocks under the effect of mechanical stress, *Tectonophysics*, **9**, 167–195
- OKUBO A., OSHIMAN N. 2004: Piezomagnetic field associated with a numerical solution of the Mogi model in a non-uniform elastic medium, *Geophys. J. Int.* **159**, 509–520
- OSHIMAN N. 1990: Enhancement of tectonomagnetic change due to non-uniform magnetization in the Earth's crust – two dimensional case studies, *J. Geomag. Geoelec.* **42**, 607–619
- RIKITAKE T., HONKURA Y., TANAKA H., OHSIMAN N., SASAI Y., ISHIKAWA Y., KOYAMA S., KAWAMURA M., OHCHI K. 1980: Changes in the geomagnetic field associated with earthquakes in the Izu Peninsula, Japan, *J. Geomag. Geoelec.* **32**, 721–739
- RIKITAKE T. 1987: Magnetic and electric signals precursory to earthquakes: an analysis of Japanese data, *J. Geomag. Geoelec.* **39**, 47–61

- SACCHI M. 2001: Late Miocene evolution of the western Pannonian basin, Hungary, PhD thesis, Eötvös University, Budapest, 190
- SASAI Y. 1980: Application of the elasticity theory of dislocations to tectonomagnetic modeling, *Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo* **55**, 387–447
- SASAI Y., ISHIKAWA Y. 1980: Tectonomagnetic event preceding a M5.0 earthquake in the Izu Peninsula – Aseismic slip of a buried fault?, *Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo*, **55**, 895–911
- SASAI Y. 1991: Tectonomagnetic modeling on the basis of linear piezomagnetic effect, *Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo* **66**, 585–722
- SASAI Y. 1994: Piezomagnetic fields produced by dislocation sources, *Surveys in Geophysics*, **15**, 363–382
- SASAI Y., ZLOTNICKI J., NISHIDA Y., UYESHIMA M., YVETOT P., TANAKA Y., WATANABE H., TAKAHASHI Y. 2001: Evaluation of electric and magnetic field monitoring of Miyakejima volcano (Central Japan): 1995–1999, *Annali di Geofisica*, **40**, 239–259
- SCHOLZ C. H., AVILES C. A., WESNOSKY S. G. 1986: Scaling differences between large interplate and intraplate earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**-1., 65–70
- STACEY F. D. 1964: The seismomagnetic effect, *PAGEOPH* **58**, 5–22
- SZEIDOVITZ GY. 1988: Szeizmológiai megfigyelések. In: HALÁSZ B. (szerk.) *Elmozdulás – Írások és képek az 1985-ös Veszprém megyei földrengésről*, Veszprém, 96
- TALWANI P., KOVACH R. L. 1972: Geomagnetic observations and fault creep in California, *Tectonophysics*, **14**, 245–256
- TANAKA T. 1995: Volcanomagnetic effects on the Unzen volcano (1990–1992), *J. Geomag. Geoelec.* **47**, 325–336
- TÓTH L., MÓNUS P., ZSÍROS T. 1989: The Berhida earthquake of 1985, Hungary, *Gerlands Beitrage, Geophysik* **98** N. 4. 312–321
- TURCOTTE D. L., SCHUBERT G. 2002: *Geodynamics*, 2nd edition, Cambridge University Press, UK, pp. 456
- UEDA H., MATSUMOTO T., FUJITA E., UKAWA M., YAMAMOTO E., SASAI Y., IRWAN M., KIMATA F. 2006: Geomagnetic changes associated with the dike intrusion during the 2000 Miyakejima eruptive activity, Japan, *Earth and Planetary Science Letters*, **245**, 416–426
- UTSUGI M., NISHIDA Y., SASAI Y. 2000: Piezomagnetic potentials due to an inclined rectangular fault in a semi-infinite medium, *Geophys. J. Int.*, **140**, 479–492
- VIDA R., TÓTH T., SZAFIÁN P., FEKETE N., DÖVÉNYI P., HORVÁTH F. 2001: Ultra-high resolution seismic mapping of a strike-slip fault-system, Abstract Book Stephan Mueller Topical Conference of the European Geophysical Society
- WINDHOFFER G., BADA G., DÖVÉNYI P., HORVÁTH F. 2001: Új közet-feszültség meghatározások Magyarországon lyukfaldeformációs mérések alapján, *Földtani közlöny*, **131/3–4.**, 541–560
- YUKUTAKE T. 1990: An overview of the eruptions of Oshima volcano, Izu, 1986–1987, from the geomagnetic and geoelectric standpoints, *J. Geomag. Geoelec.* **42**, 141–355
- YUKUTAKE T., TACHINAKA H. 1967: Geomagnetic variation associated with stress-change within a semi-infinite elastic earth caused by a cylindrical force source, *Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo*, **45**, 785–798
- ZHAN Z. 1989: Investigations of tectonomagnetic phenomena in China, *Phys. Earth Planet. Inter.* **57**, 11–22
- ZLOTNICKI J., LE MOUËL J. L., DELMOND J. C., PAMBRUN C., DELORME H. 1993: Magnetic variations on Piton de la Fournaise volcano. Volcanomagnetic signals associated with the November 6 and 30, 1987, eruptions, *J. Volc. Geotherm. Res.* **56**, 281–296
- ZLOTNICKI J., BOF M. 1998: Volcanomagnetic signals associated with the quasi-static continuous activity of the andesitic Merapi volcano (Indonesia): 1990–1995, *Phys. Earth Planet. Inter.* **105**, 119–130
- ZSÍROS T. 2000: A Kárpát-medence szeizmicitása és földrengés veszélyessége: Magyar földrengés katalógus (456–1995), MTA GgKI Földrengésjelző Obszervatórium, Bp., 495