

# A földmágneses mélyszondázások értelmezése (A DAW potsdami földmágneses intézetének 236. sz. közleménye)

G. FANSELAU

*Az indukciótörvény, az Ohm-törvény, és a Biot-Savart-törvény összekapcsolásával lehetőség nyílik a földmágneses mélyszondázások mérési eredményeinek aránylag egyszerű interpretációjára. Tenzoriális összefüggést sikerült felállítani az indukáló külső tér és a tektonikus tömegek által létrehozott belső tér között. A külső térről átmehetünk az össz-térre is, amikor is az indukciós nyílak iránya nem változik meg, de nagyságuk igen. Célszerű kiértékelési eljárás is közlésre kerül. Lehetőség van a tektonikus tömegek komplikált geometriai alakú konfigurációinak kezelésére is. Szóba kerülnek a gyakorlati eredmények is, valamint a különböző variációtípusok alkalmazási lehetőségei, továbbá a pontossági meggondolások mind a kiértékelésnél elkövethető hibákat illetően, mind pedig az alapul vett általános változási irányzat befolyásával kapcsolatban.*

*Сочетание законов индукции, Ома и Био-Савара позволяет проводить сравнительно простую интерпретацию данных глубинных геомагнитных зондирований. Выявлена тензорная связь между возбуждающим внешним полем и внутренним полем, вызванным тектоническими массами. От внешнего поля можно перейти к суммарному полю, причем направление индукционных стрелок не меняется, но меняется их величина. Излагается соответствующий метод интерпретации. Намечается возможность для анализа конфигураций тектонических масс со сложной геометрической формой. Описываются практические результаты, а также возможности применения различных типов вариаций, причем дается оценка погрешностей, связанных как с неточностями интерпретации, так и с действием принятой общей направленностью изменений.*

*Die Verbindung zwischen dem Induktionsgesetz, dem Ohm-schen Gesetz und dem Biot-Savartschen Gesetz gibt die Möglichkeit einer verhältnismässig einfachen Deutung der Messergebnisse geomagnetischer Tiefensondierungen. Es gelingt, zwischen dem induzierenden magnetischen Aussenfeld und dem durch den geotektonischen Körper hervorgerufenen Innenfeld eine tensorielle Beziehung herzustellen. Vom Aussenfeld kann man auch zum Gesamtfeld übergehen, wodurch sich die Richtung der Induktionspfeile nicht ändert, wohl aber ihr Betrag. Ein zweckmässiges Auswerteverfahren wird angegeben. Es ist möglich, auch kompliziertere geometrische Konfigurationen des geotektonischen Körpers zu erfassen. Betrachtungen über praktische Ergebnisse sowie über die Verwendung von verschiedenen Variationstypen werden angestellt sowie Fehlerbetrachtungen über die Genauigkeit bei der Auswertung und über den Einfluss des zugrunde gelegten Trends.*

A geofizika indukciós eljárásai, amelyekkel a földmágot, valamint a köpenyt és a kérget vizsgálhatjuk, eleget tesznek – hasonlóan a szóban forgó tudományterület valamennyi fizikai folyamatához – a Maxwell-egyenletnek. Ezek a Gauss-féle mértékrendszerben, lassan mozgó testekre, a következők:

A geofizikában lejátésszóó elektromágneses folyamatokat az  $I_a$  és  $I_b$  egyenletekből a következőképpen olvashatjuk ki: Ha  $I_a$ -ban elhanyagoljuk a dielektromos etolási áram explicit időbeli változásait, valamint a röntgenáramot, akkor a  $\mathfrak{H}_a$  földmágneses tér forrásaiul a konvekciós áram és a vezetési áram marad vissza. A konvekciós áram alatt itt az ionoszférában folyó áramokat kell érteni, tehát olyan áramokat, amelyek a földmágneses külső teret határozzák meg. Minthogy az ionoszféra konvekciós áramai az időben erősen

változnak, az általuk keltett mágneses tér is erősen változik az idővel és így indukált elektromos mezőt hoz létre. Az  $Ia$ -ból az  $Ib$ -re való áttérést megfelelően nyíllal jeleztük. Ez  $\alpha$  nyíl egyúttal jelzi az átmenetet a külső mágneses térről a belső elektromágneses jelenségekhez, vagyis azokhoz a jelenségekhez, amelyeket az indukciós törvény a földben hív életre. Eszerint az elektromos térerősség az  $Ib$  képletben csak a föld belsejére vonatkozik, tehát „ $i$ ” indexszel látandó el. Ez az elektromos térerősség az anyag-egyenletek – kibővített Ohm-törvény – útján egyenlítődik ki és a vezetőképesség, valamint egyéb fizikai konstansok közbenjöttével az  $I$  vezetési áramhoz vezet:

$$E = IW + L \frac{dI}{dt}, \quad I = \int J, d\sigma. \quad (1c)$$

Az  $(1c)$  anyag-egyenlet szintén a földbelsőben végbemenő folyamatokra vonatkozik és az ott kifejlődő vezetési áram az  $(Ia)$  szerint belső vezetési áramhoz vezet, amely szintén mágneseret hoz létre, amely azonban az ionoszférikus konvekciós áramtól létrehozott mágnes-tértől eltérően a föld belsejéből ered.

A fenti három egyenlet  $(Ia, Ib$  és  $Ic)$  tartalmazza a feladattal kapcsolatban álló lényeges mennyiségeket, és pedig mind azokat, amelyeket mérni kell, mind pedig azokat, amelyeket számítással határozhatunk meg. Természetesen az  $(Ia)$ -tól  $(Ic)$ -ig jelzett formulák mindazokat az eljárásokat is tartalmazzák, amelyek az elektromágneses indukciós eljárások keretében a geofizikában alkalmazást nyernek.

Vegyük először a tellurikus eljárásokat. Ezek csak az elektromos tér  $(\mathcal{E}, (Ib))$  mérését használják fel és az  $I$  földi áram által életrehívott  $E$   $(Ic)$  feszültséget észlelik. Mágneses mérések itt nem történnek. Természetes, hogy ilyen módon a megszerezhető információmennyiség erősen korlátozott lesz, hogy a módszer eredményes alkalmazásához egy állomás nem elegendő, hanem szükség van egy fix alapállomásra és ennek, valamint egy ún. vándorló-állomásnak segítségével a geofizikai paraméterek változásait igyekeznek megállapítani. Ez a módszer már elég régóta használatban van és segítségével sok tapasztalatot gyűjtöttek össze.

Lényegesen megnövelhetjük az elektromágneses módszer szolgáltatata adatanyagot, ha az elektromos értékek mellett a mágneses térjellelmezőket is megfigyeljük. Ha azonban a mágneses térjellelmezőket is bevonjuk az interpolációba, az a nehézség adódik, hogy hogyan választjuk el – az  $Ia$  – alatt már sematikusan megadott – belső és külső alkotórészeket egymástól; ugyanis valamennyi magnetotellurikus problémánál csak a külső mágneses változási mező által keltett rész az érdekes.

A belső és külső rész elválasztására felhasználhatjuk ugyan az ismert, de matematikailag bonyolult módszereket, de itt bizonyos változás-típusokra szorítkozhatunk, amelyeknél feltehetjük, hogy pl. a mágneses vertikális komponensnél csak a belső mágnes-tér hatása érvényesül; míg a horizontális komponensben csak a külső terek érvényesülnek. Természetesen ez a szétválasztás csak közelítésként és csak kb. a 120 perces variációkig használható, hosszabb ideig tartó variációk esetén azokra az időközökre kell szorítkoznunk, amikor homogén külső mágneses terek vannak jelen, amelyek ilyenkor automatikusan a külső vertikális komponens eltűnéséhez vezetnek.

A mágneses tér belső és külső részének szétválasztásán kívül még a belső rész ama komponensét is ki kell szűrünk, amely a főtérből, a köpeny mágneses teréből és a kéreg regionális hatásaiból ered. Ezt a legjobban és legcélszerűbben grafikus kiegyenlítő trendek alkalmazásával érjük el.

Ilyen előkészítés után már a  $\xi$  (1a) kapcsolható az  $\xi_i$ -vel (1b és 1c). Megkísérélhetjük, hogy egyszerű modelleket szigorú matematikai eljárással oldjunk meg s ilyen kísérleteket bizonyos egyszerűsítő feltevések mellett — sikerrel el is végeztünk.

A geomagnetikus mélyszondázás azonban mellőzheti is az  $\xi_i$  elektromos mezőt és helyébe a mágneses belső teret teheti, természetesen ugyancsak a  $\xi_a$  és  $\xi_i$  szétválasztása, valamint a zavaró részek, a regionális és globális mágneses belső terek kiküszöbölése után. A magnetotellurikus módszer, és a geomágneses mélyszondázás módszere szoros összefüggésben állanak egymással, egymást célszerűen kiegészíthetik és megállapításaikat kölcsönösen ellenőrizhetik. Mind-ezen indukciós eljárások célja, hogy a geotektonikus hatókat és azok geometriai alakját feltárják. A fizikai indikációk az (1c) anyagegyenlet alapján az ohmikus ellenállásra ( $W$ ) és az induktivitásra ( $L$ ) szorítkoznak.

Az indukciós módszereknél is fellépnek a szokásos nehézségek a fizikai és geometriai paraméterek elválasztása körül és itt is, mint valamennyi geofizikai kutatómódszernél várható, hogy ez a szétválasztás nem sikerül maradéktalanul. Általában tehát fel kell vennünk egy geometriai modellt, ennek segítségével összehasonlítást végzünk az elméleti és a kísérletileg nyert profil között, hogy aztán ebből vonjunk le következtetéseket a fizikai paraméterekre.

A fentebb röviden említett elméleti-fizikai nehézségek elkerülésére egyszerű módszert fejlesztettünk ki [1], amely a geomágneses mélyszondázás szelvényeinek feldolgozását megkönnyíti. A módszer az (1b) indukciós törvényből, az (1c) anyagegyenlethől és a *Biot-Savart*-törvényből indul ki, amely a lineáris áramot a mágnes térrel összeköttetésbe hozza és legegyszerűbb alakjában a következő:

$$\xi_i = \frac{I}{c} \int \frac{[d\mathbf{v}'\mathfrak{R}]}{R^3}. \quad (2)$$

Itt  $d\mathbf{v}'$  a lineáris vezetési-áramelemet jelenti a forrásnál,  $\mathfrak{R}$  a vezető-elemnek a vonatkozási ponttól, vagyis a mérőműszertől való távolságát,  $R$  ennek abszolút értékét. Ha ezt a három törvényt kombináljuk, akkor — az [1]-ben megtalálható számítás után — a következő kifejezést nyerjük:

$$\xi_i = A \cdot (\varepsilon)\xi_a. \quad (3)$$

Itt  $A$  egy olyan konstans, amely a geotektonikus ható fizikai és geometriai paramétereiből a következő képlettel nyerhető:

$$A = -\frac{\mu}{c^2} \frac{F}{L} \frac{1}{1 + [W(\omega L)]^2}. \quad (4)$$

( $\varepsilon$ ) egy tenzor, amelynek matrixa a következő:

$$((\varepsilon)) = \begin{pmatrix} p_x & p_x & p_x \\ p_y & p_y & p_y \\ p_z & p_z & p_z \end{pmatrix}. \quad (5)$$

A (4) és (5) képletek megvilágítására a következőket jegyezzük meg:

Először is elvileg feltételezzük, hogy az adott földmágneses külső tér a *Fourier*-analízis értelmében szigorúan periodikus részekre bontható fel az  $\omega$  körfrekvenciával. Minthogy általában nincsenek jelen monokromatikus variációk, ezért  $A$  is az  $\omega$  függvénye. A  $\mu$  permeabilitás a (4)-ben általában  $I$ -nek

vehető.  $W$  és  $L$  a fizikai mennyiségek, amelyek a mérésekből nyerhetők. Az (5) képletben  $p_x, p_y, p_z$  a *Biot-Savart-törvény* (2) egyenletében szereplő vektor-szorzat komponensei.  $\alpha, \beta, \gamma$ , valamint  $F$  a ható bizonyos geometriai tulajdonságait jellemzik, éspedig, amennyiben  $F$  a ható valamilyen ferde határfelülete, akkor  $\alpha, \beta$  és  $\gamma$  a felület normálisának iránykoszinuszai. Ezek egyidejűleg jellemzik a külső indukáló tér komponenseit, minthogy ténylegesen csak a mágneses tér normális komponense hat.

Megjegyezzük, hogy az indukáló térerősséggel kapcsolatban mellőzhetjük a belső és külső tér szétválasztását, ha (3)-ban a jobboldalon  $\mathfrak{H}_a$  helyébe a  $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_a + \mathfrak{H}_i$  összteret tesszük. Így a következő kifejezést kapjuk:

$$\mathfrak{H}_i = \frac{A \cdot (\varepsilon)}{1 + \varepsilon_1} \mathfrak{H}, \quad (6)$$

ahol  $\varepsilon_1$  az  $(\varepsilon)$  tenzor első invariánsa, vagyis a tenzor

$$p_x \alpha + p_y \beta + p_z \gamma$$

alakú spur-ja. Így a nyert eredmények interpretációja nehezebb ugyan, de bizonyos mértékig fizikailag valószerűbb.

A matematikai megfontolásokat egyszerű példával világítjuk meg. Tegyük fel, hogy a geotektonikus hatót függélyesen álló fallal reprezentálhatjuk, amelyben a határos közeghez viszonyítva nagyobb vezetőképesség van jelen (1. ábra). A rájzon  $E$  a földfelszín,  $O$  az  $x, y, z$  derékszögű koordinátarendszer kezdőpontja,  $P$  a vonatkozási pont, vagyis a műszer álláspontja. A függélyes fal keresztülmegy a  $z$ -tengelyen és az  $x$ -irányban olyan messze terjed, hogy a függélyes határfelületek már nem gyakorolnak hatást  $P$ -ben. Ekkor először is az iránykoszinuszokra  $(\alpha, \beta, \gamma)$  vonatkozóan azt mondhatjuk, hogy

$$\alpha = \cos \varphi, \quad \beta = \sin \varphi, \quad \gamma = 0,$$

ahol  $\varphi$  az  $x-y$  síkban  $x$ -től  $y$  felé pozitív irányban mért szöveget jelenti.  $F$  az indukáló felület nagysága, amely egyelőre konstansként szerepel, ugyanúgy mint a  $W$  és  $L$  fizikai paraméterek. Eme egyszerűsítő feltevések mellett (3)-ból a mostani speciális esetben a következő adódik:

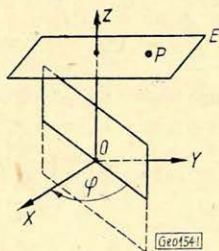
$$Z_i = A(\omega) p_z(\omega) (X_a \cos \varphi + Y_a \sin \varphi). \quad (7)$$

$$c \operatorname{rot} (\mathfrak{H}_i + \mathfrak{H}_a) = \dot{\mathfrak{J}} + (n \operatorname{grad}) \mathfrak{J} \quad (1a)$$

$$-n \operatorname{div} \mathfrak{J} + 4\pi \mathfrak{J}$$

$$-c \operatorname{rot} \mathfrak{L}_i = \dot{\mathfrak{L}} + (n \operatorname{grad}) \mathfrak{L}. \quad (1b)$$

( $n = \text{const}$ ) Geot54



1. ábra  
Fig. 1.

Itt  $X_a, Y_a$  jelenti a földmágneses külső tér északi, illetve keleti komponensét és  $p_z$  a (2) *Biot-Savart*-egyenlet vektorszorzatának  $Z$ -komponensét. Ha (7)-et az alábbi egyszerűsített alakban írjuk fel:

$$Z_i = a_w X_a + b_w Y_a, \quad (8)$$

akkor megkapjuk a Wiese [3] által a földmágneses mélyszondázásoknál a mágneses variáció közelítő kiértékelésére gyakran alkalmazott egyenletet. Itt  $a_w$  és  $b_w$  a Wiese-féle konstansok, amelyeknek hányadosa,  $b_w/a_w$ ,  $a$  függélyesen álló felület normálisának irányát adja meg. A Wiese-féle konstansokból nyerjük, hogy

$$C_z^2 = a_w^2 + b_w^2 = A^2 p_z^2. \quad (9)$$

Itt a  $C$  mennyiséget a  $z$ -indexszel láttuk el, miután bonyolultabb esetekben természetesen  $C_x$  és  $C_y$  is fellépnek. A (9) képlet Treumann (lásd az [1]-t) javaslata szerint a következő interpretációs lehetőséget nyújtja:

Ha a (9)-ben logaritmikusan előállításra térünk át, akkor azt kapjuk, hogy

$$\ln C_z(\omega, w) = \ln A(\omega) + \ln p_z(w). \quad (10)$$

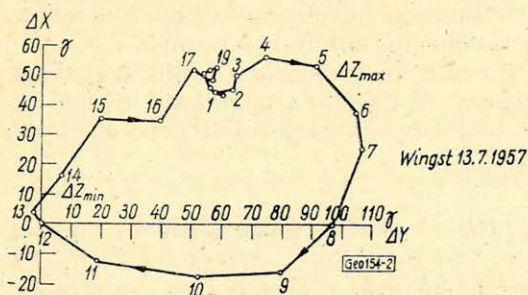
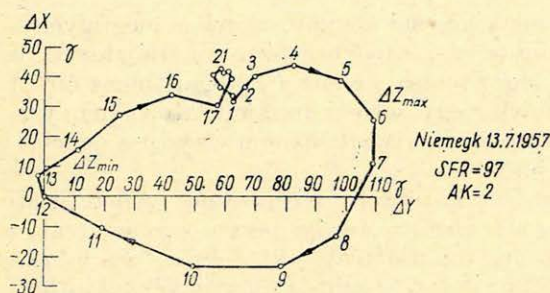
Itt a bal oldalon az ún. indukciós nyílak hossza állanak, vagyis a megfigyelésből származó mennyiségek egy bizonyos  $\omega$  szögfrekvenciára vonatkoztatva. A jobb oldalon viszont az  $A$  konstans logaritmusával mellett a  $p_z$  logaritmusával áll. A  $p_z(w)$  bármely modellt számára aránylag egyszerűen kiszámítható és nem tartalmazza a probléma fizikai paramétereinek adatait, hanem csupán a geometriát írja le.

Ha a (10) egyenletben próbálgatással közelítőleg párhuzamos menetet tudunk előállítani  $\ln C_z(w)$  és  $\ln p_z(w)$  között, amely persze esetleg csak a két szelvény fontos és érdekes részeire vonatkozhat, akkor  $\ln A(\omega)$ , mint a mért mennyiség különbsége adott. Ekkor  $A(\omega)$ -t mint  $\omega$  függvényét tekinthetjük, hogy a fizikai paraméterekre vonatkozóan következtetéseket tehesünk. Ez természetesen feltételezi azt, hogy a külső tér szögfrekvenciáinak megfelelő spektruma áll rendelkezésre ahhoz, hogy az  $A$  mennyiség  $\omega$ -tól való függésének menetét megállapíthassuk. Ezt feltételezve  $W$ -t és  $L$ -t a következő módon választhatjuk szét (lásd a [4]-et:  $A(\omega) \omega \rightarrow \infty$ -re a következő értékbe megy át:

$$F/C^2 L.$$

Tehát az  $A(\omega)$  görbe aszimptotája az  $(FL)^{-1}$  mennyiség számértékét, vagyis a hossz-induktivitást adja meg. A  $W/\omega L = I$  esetben (4) átmegy az  $1/2 F/C^2 L$  alakba, vagyis egy bizonyos  $\omega_{1/2}$  szögfrekvenciánál  $A$  értéke a fél aszimptotával egyenlő. Itt az  $\omega_{1/2}$  jellemzésére a  $W/\omega L = I$  érték szolgál. Ilyen módon tehát megkísérrelhetjük, hogy a  $W$  ohmikus ellenállást az  $L$  induktív befolyásoktól elválasszuk, tehát két paraméter áll rendelkezésünkre a geotektonikus ható tulajdonságainak jellemzésére. Itt minden esetre fel kell tennünk, hogy az  $L$  és  $W$  két érték a mélységgel nem mutat számottevő változást, mert ezeket ama effektusok alapján számoltuk ki, amelyeket a mágneses külső tér harmonikus spektrumba kifejtett variációi hívnak életre. Az  $\omega$ -val együtt a behatolási mélység  $-d-$  is változik – sőt magát  $\omega$ -t a  $d$  értékével is közelíthetnénk –, így tehát csak az említett korlátozások mellett szabad  $A(\omega)$ -t a fent leírt módon interpretálnunk. Közelítőleg ez azonban sok esetben megengedett.

Csatlakozva ezekhez a többnyire elméleti megfontolásokhoz, megemlítünk néhány gyakorlati vizsgálatot. Először is beszámolunk az arra irányuló kísérletekről, hogy a mágneses variációs tér hosszabb periódusú elemeit is bevonjuk a mélyszondázási vizsgálatokba, amint az már több helyen megtörtént. A 2. ábra az  $S_q$  variáció horizontális diagramjait mutatja be egy kiválasztott nyugodt napon a *Wingst*-i és *Niemegk*-i obszervatóriumban. Az ábra vektordiagramja az  $S_q$ -változások egész órás momentán értékeit mutatja *Greenwich*-i idő szerint 12,00 GMT-re, mint nullaszintre vonatkoztatva. Az ún. nem-ciklikus effektust az éjféle értékek különbségének lineáris kiegyenlítése útján közelítően elimináltuk, így a vektordiagram 12,00 GMT-kor a koordinátarendszer nullpontján megy keresztül. Ahol a vektordiagram erős görbületet mutat fel, ott a külső mágneses tér bizonyára nem homogén. Tehát a vektordiagram egyenes szakaszaira kell szorítkoznunk, ha a fentebb kifejtett interpretációs eljárást alkalmazni akarjuk. Ilyenkor közelítően  $Z_a = 0$  és a fentebb leírt módon járhatunk el. Ezt az állapotot valószínűleg meg a 13,00-tól 16,00-ig terjedő időköz. A vertikális intenzitásnak ebben az időszakban mért variációit tehát túlnyomórészt a földmágneses belső tér határozza meg, azok azonban tartalmazzák nemcsak a helyi geotektonikus szerkezetek befolyását, hanem a föld globális és regionális hatását is.



2. ábra.  $S_q$ -variációk vektordiagramjai *Niemegk*-ből és *Wingst*-ből egy kiválasztott nyugodt napon. A nem-ciklikus effektust kiküszöböltük

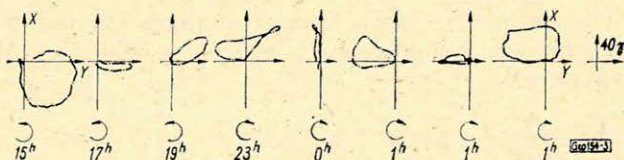
Фиг. 2. Векторные диаграммы вариаций  $S_q$  из Нимегка и Вингста в выбранный спокойный день. Нециклический эффект исключен

Fig. 2. Vektogramme für  $S_q$ -Variationen von Niemegk und Wingst an einem ausgesucht ruhigen Tag. Der non-cyclic-Effekt ist eliminiert

Ha a helyi hatást ki akarjuk választani, akkor a globális és regionális hatást ki kell küszöbölnünk. Ezt  $S_q$  számára a *Chapman*-féle analízissel érhetjük el úgy, hogy a szöbanforgó hely számára kiszámítjuk a gömbfüggvények számértékeit. *Knödel* [2] vizsgálatai szerint ez a módszeres eljárás használhatónak bizonyul és kielégítő eredményekhez vezet.

Általában öbölháborgásokat használtunk fel, mint a mágneses mélyszondázásoknál alkalmazható változásokat: ezeket a 3. ábrán vektordiagramban tüntettük fel. Láthatjuk, hogy két órán belül az egész vektordiagram átfutásra kerül, vagyis ezalatt az indukáló külső tér teljes körülfordulást végez  $0^\circ$ -tól

360°-ig. Az indukáló térerősség nagysága azonban a körülfutás alatt igen változó, úgyhogy az indukciós effektusok nagysága is változik (lásd a [8]-at). Várható tehát, hogy a merőlegesen álló lap egyszerű modelljénél az indukciós hatás egy öbölháborgás folyamán igen különböző lesz aszerint, hogy az indukáló külső mágneses tér merőlegesen áll-e a felületre vagy érintőlegesen. Az első esetben várható a teljes indukciós hatás, az utóbbinál indukciós effektus nem is lép fel.

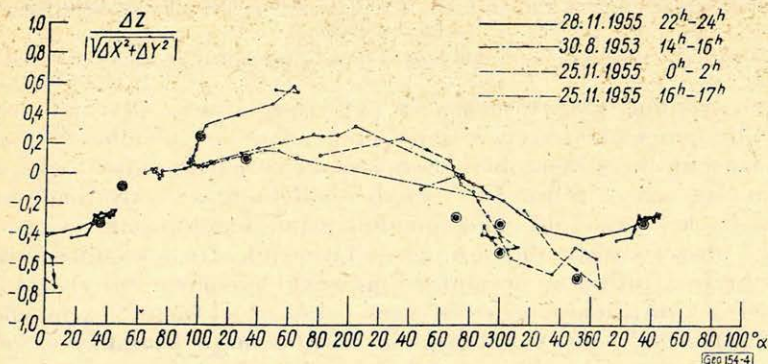


3. ábra. Öbölháborgások vektordiagramjai Niemegekben különböző napszakokban. 19,00 és 23,00 között felismerhető a körülfutási irány megfordulása

Fig. 3. Векторные диаграммы бухтообразных возмущений в различные времена суток, полученные в Нимегке. В интервале от 19,00 до 23,00 ч. наблюдается обращение направления вращения кругооборота

Fig. 3. Vektogramme von Baiströmungen in Niemegek an verschiedenen Tageszeiten. Zwischen 19,00 und 23,00 Uhr lässt sich ein Umkehr des Umlaufsinnes erkennen

Ha a külső indukáló mágneses térerősség különböző értékeinek indukáló befolyását kiküszöböljük, akkor első közelítésben az indukciós effektus nagyságára szinuszgörbe adódik, amelynek szélső értékei az indukáló külső térerősségnek a lemezhez viszonyított ortogonális állásánál, nullhelyzetei az érintőleges állásnál adódnak. A 4. ábrában a Niemegek-i obszervatórium több öbölháborgásából nyert közepes görbét láthatjuk, ahol az említett szinuszgörbe menete



4. ábra. A  $\bar{Z}_i$  normált vektoriális komponens szinuszalakú függése a deklinációtól különböző öbölháborgásoknál Niemegekben ( $\Theta$  = egyes öblök közepes  $\frac{\Delta Z}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}$  értéke a főháborgási irány azimutjától való függésben)

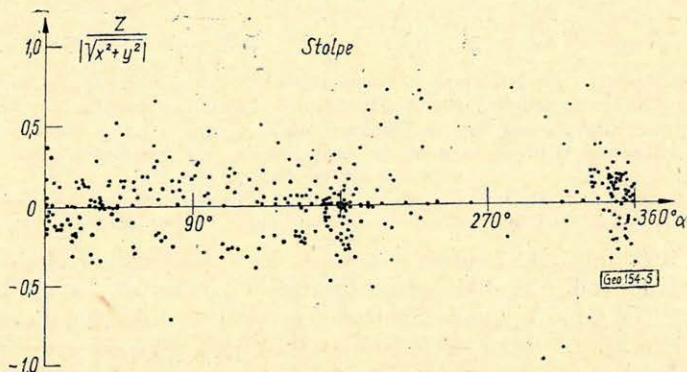
Fig. 4. Синусоидальная зависимость нормального вертикального компонента  $\bar{Z}_i$  от склонения при различных бухтовых возмущениях в Нимегке. ( $\Theta$  – зависимость средней (величины  $\frac{\Delta Z}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}$  отдельных бухт от азимута направления главных возмущений).

Fig. 4. Sin-förmige Abhängigkeit der normierten Vertikalkomponente  $\bar{Z}_i$  von der Deklination für verschiedene Baiströmungen in Niemegek ( $\Theta$  = mittleres  $\frac{\Delta Z}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}$  einzelner Bais in Abhängigkeit vom Azimut der Hauptstörriichtung)

igen kielégítő. Itt az észlelt indukciós hatást az indukált vertikális komponenssel ( $Z_i$ ) jellemeztük, amelyet a külső indukáló mágneses tér változó erősségére való tekintettel a következőképpen normáltunk:

$$\overline{Z}_i = \frac{z_i}{\sqrt{X_a^2 + Y_a^2}} \quad (11)$$

Az 5. ábra hasonló előállítást tartalmaz *Stolpe* állomásról, ahol azonban láthatóan szó sem lehet szinusz hullámról, azaz ott nincs kimondott anizotrópia. A szögtartomány közepén fellépő nagyobb mérvű szórást az indukciós értékek alacsony szintje okozza.



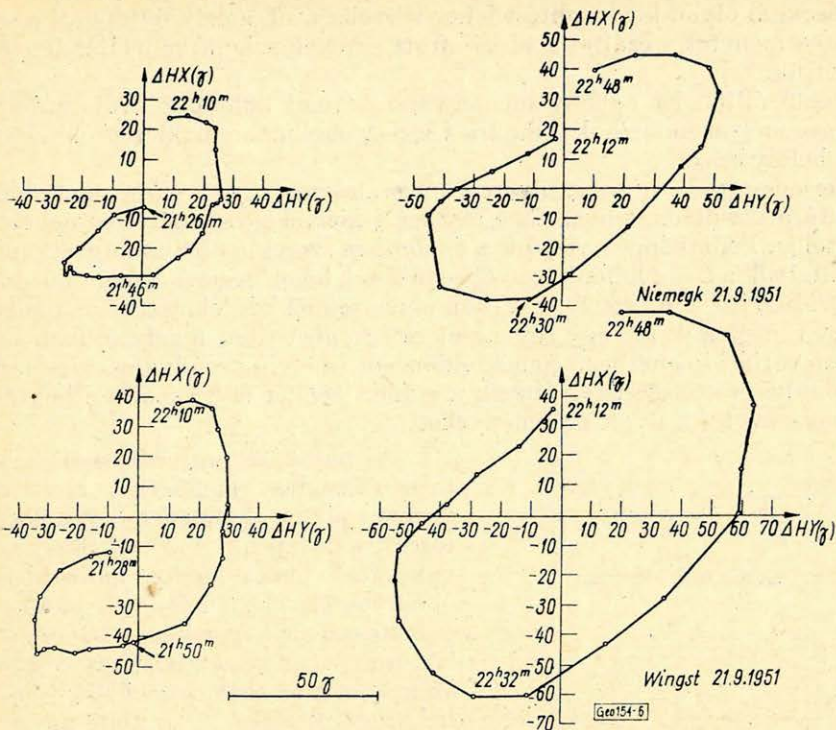
5. ábra. Hasonló ábra *Stolpe* állomásról. (A szinuszfüggés itt nem mutatkozik)

Фиг. 5. Подобная зависимость для станции Штольпе. (Синусоидальная зависимость здесь не намечается).

Fig. 5. Dasselbe für die Station *Stolpe* (eine Sinus-Abhängigkeit ist nicht zu erkennen)

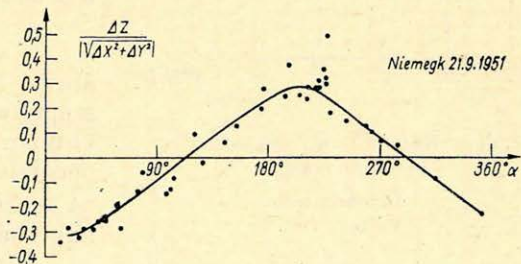
Röviden utalunk még *Windgassen* [4]-vizsgálataira. Ott arról van szó, hogy az öbölháborgásokon kívül közepes erejű viharokat is felhasználhatunk a mélyszondázásnál, mert ezek öbölháborgásszerű viselkedésüknél fogva nyilván igen alkalmasak erre a célra. Két egyedi öbölháborgás vektordiagramját – amelyekből egy közepes erejű vihart gondolhatunk összeállíthatni – a *Wingst*-i és *Niemegk*-i obszervatóriumból a 6. ábrán láthatjuk. Itt is szembetűnik, hogy a vektordiagram átfutása az óramutató járásával ellenkező irányban történik.

Ezeknél a kutatásoknál egy lényeges nehézséggel kellett szembenézni: a „trend” („alapmenet”) megválasztásával. Kitűnt, hogy általában elegendő az 1-rendű trend alkalmazása ahhoz, hogy használható eredményeket nyerjünk. Itt az 1-rendű trend alatt egy olyan kiegyenlítő görbét értünk, amelyet a közepes erejű vihar hullámvonalán egymást követő két maximum alapján végzett középképzéssel nyerünk. A  $Z$ -komponensnél ez az 1-rendű trend jól azonosítható az  $S_D$ -vel. A horizontális komponenseknél azonban még bizonyos ritmikus ingadozások is mutatkoznak, amelyek azonban nyilván nem zavarnak erősebben. Az eredmények igen kielégítőek voltak és jó egyezést mutattak az öbölháborgásoknál nyert értékekkel. A közepes erejű viharoknál is kiszámítottuk a szinuszgörbékét, mint fentebb az öbölháborgásoknál történt. A 7. ábra adja ezen szinuszgörbék menetét – egyelőre azonban csak érték alapján – *Wingst* és *Niemegk* obszervatóriumok számára. Amint várható volt, felismerhető a szinuszgörbe pontos tükörképes lefutása, amely mindkét obszervatóriumnál



6. ábra. Középes erejű viharok vektordiagramjai Niemegekben és Wingstben (Windgassen után)  
 Фиг. 6. Векторные диаграммы бурь средней интенсивности, полученные в Нимегке и Вингсте (по Виндгассеру)

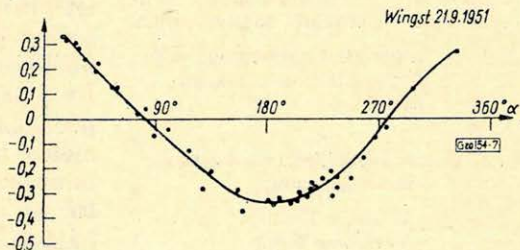
Fig. 6. Vektogramme von moderate storms für Niemegek und Wingst (nach Windgassen)



7. ábra. A  $\bar{Z}_i$  szinuszalakú függése a deklinációtól a 6. ábra közepes erejű viharainál (Windgassen szerint)

Фиг. 7. Синусоидальная зависимость величины  $\bar{Z}_i$  от склонения при бурях средней интенсивности, изображенных на Фиг. 6 (По Виндгассеру)

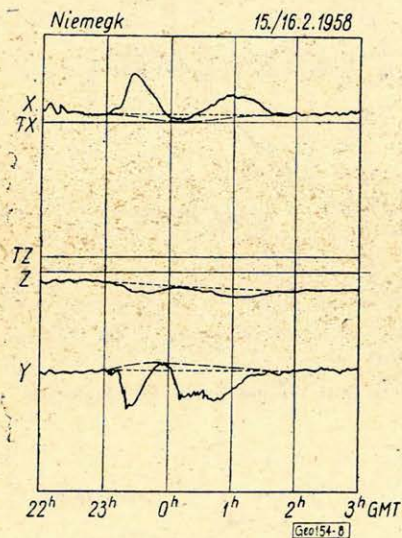
Fig. 7. Sin-förmige Abhängigkeit von  $\bar{Z}_i$  von der Deklination für die moderate storms aus Fig. 6 (Nach Windgassen)



feltűnő élességgel jelentkezik. Ilyen indukciós karakterisztikával rendelkező állomásoknál olyan kiegyenlítést lehet végrehajtani, amely feltételezi a szigorú szinuszos menetet s ezáltal a kiszámított értékek szignifikanciáját lényegesen emelhetjük.

Végül álljon itt néhány megjegyzés a trend különböző választásának a mágneses mélyszondázások számára végzett öbölháborgás-kiértékelésekre gyakorolt befolyásáról.

Természetesen a trend egyetlen megválasztása nem előre egyértelműleg meghatározott dolog, hanem függ részben a kiértékelő személy szubjektív megérzésétől is. Példaképpen vegyük a 8. ábrában szereplő öbölháborgást, amelyen szemléltettük a trend különböző választásának lehetőségeit. A szereplő időpont: 1958. február 15 – 16. Az X- és Y-komponenseknél két lehetséges alapmenetválasztást tüntettünk fel, egy egyeneset és egy görbültet, amely jobban simul a közepes variációmenethez. Nehéz eldönteni, melyik trendválasztást részesítjük előnyben és célszerűnek látszik mindkét trendet felhasználni a kiértékeléshez és összevetni a nyert eredményeket.



8. ábra. Kétféle trend-választás egy öbölháborgásnál

..... Lineáris trend  
 - - - - - Változó trend

Фиг. 8. Выбор различных направлений при буртовом возмущении:

..... линейная направленность  
 - - - - - переменная направленность

Fig. 8. Unterschiedliche Trendwahl für eine Baistörung

..... Linearer Trend  
 - - - - - Variabler Trend

A vertikális intenzitásnál a kettős trend-választást mellőztük, mert itt az egyenes alakú alapmenet lényegében biztosítottnak látszik. Várható, hogy a trend-választás valami módon hatással lesz az öbölháborgás kiértékelésének pontosságára és biztonságára. Ennek megítélésére 6 öbölháborgásra hibaszámításokat végeztünk, ezek között az 1958. február 15 – 16-i öbölháborgás esetében a 8. ábrában szereplő két különböző trendválasztással, az alábbi eredményekkel:

1958.

január 9.  $172^{\circ} \pm 20^{\circ}$   
 február 15.  $203^{\circ} \pm 8^{\circ}$   
 $194^{\circ} \pm 8^{\circ}$  (két különböző trend)

április 28.  $187^{\circ} \pm 6^{\circ}$   
 szeptember 23.  $185^{\circ} \pm 2^{\circ}$   
 október 23.  $162^{\circ} \pm 5^{\circ}$   
 december 11.  $218^{\circ} \pm 14^{\circ}$

(A szereplő szög  $\varphi + 90^{\circ}$  a Niemegek-i öbölháborgásoknál.)

Látható tehát, hogy az indukciós felület (Wiese szerinti) normálisa számára kiszámított irány biztonsága – az összes öbölháborgásokra kiszámítva – ugyanabba a nagyságrendi tartományba esik, és pedig mintegy  $\pm 10^{\circ}$  közelébe. Figyelemre méltó, hogy ez a szórás lényegesen kisebb, mint azok a különbségek, amelyek a  $\varphi + 90^{\circ}$ -os szögben a 6 öbölháborgás felhasználásánál fellépnek. Ezek az ingadozások

ugyanis  $160^\circ$ -tól  $220^\circ$ -ig terjednek, tehát az ingadozás szélessége  $60^\circ$ . Láthatjuk ebből, hogy az egyes öbölháborgásoknál olyan effektusok lépnek fel, amelyekkel szemben az egyszerűsített Wiese-eljárás hatástalan, amelyek azonban nyilván statisztikusan szórnak, úgyhogy nagyobb számú effektus felhasználása esetén használható eredményt lehet várni. Ezzel szemben a trendválasztásbeli különbség befolyása az öbölháborgások kiértékelésénél nem lényegesen nagyobb, mint azt várni lehetett volna. Az 1958. február 15–16-i öbölháborgásnál a két trend esetére  $194^\circ$  és  $203^\circ$  közötti szögértékeket kapunk 9 fokos ingadozás-szélességgel. Ez az eltérés ugyanolyan nagyságrendű, mint a két öbölháborgás számított hibái ( $\pm 8^\circ$ ), tehát fizikailag nem szignifikáns. Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a 8. ábrában megadott különböző trendek gyakorlatilag nem befolyásolják a nyert eredményt, tehát a trendválasztás különbségének a nyert eredmények pontosságával kapcsolatban nem szabad túlságos jelentőséget tulajdonítanunk.

Kötelességemnek tartom, hogy munkatársaimnak, E. Ritter és R. Treumann okleveles fizikusoknak és H. Wolter mérnöknek őszinte köszönetemet fejezzem ki a munka megírásánál nyújtott segítségükért, a kézirat átnézéséért és a számítási munkák elvégzéséért és felügyeletéért.

#### IRODALOM

- [1] Fanslau, G. – Treumann, R.: Zur geomagnetischen Tiefensondierung, Pure and Appl. Geophysics (nyomás alatt).
- [2] Knödel, K.: Richtungsbestimmungen aus geomagnetischen  $S_q$ -Variationen mit Induktionspfeilen nach Wiese, Gerlands Beitr. Geophys. (nyomás alatt).
- [3] Wiese, H.: Geomagnetische Tiefentellurik, Abh. Geomagn. Inst. Potsdam, Nr. 36 (1963).
- [4] Windgassen, W.: Die Verwendung von mittleren magnetischen Stürmen für die geomagnetische Tiefensondierung, Diplomamunka a Karl Marx Egyetemen, Leipzig, 1966.

MAGYAR GEOFIZIKA VIII. ÉVF. 2–3. SZ.

## Paleomágneses vizsgálatok hazai bazaltkőzeteken

MÁRTON PÉTER – M. SZALAY EMŐ

*A dolgozat a magyarországi bazaltok paleomágneses feldolgozásának eredményeit mutatja be. A szerzők mintegy 200 kőzetmintát mértek le. Minden mérésnél váltóáramú lemágnesezést alkalmaztak. A mérési adatok megbízhatóságát eddig kétféle Curie-pont vizsgálattal és az ismételt felmelegítés módszerével (Thellier-módszer) becsülték.*

*Az anyagfeldolgozás eredményei:*

1. Normál és fordított mágnesezettségű zónák jelenléte a pliocénben.
2. A mágneses évszázados változás indikálása.

*В работе излагаются результаты палеомагнитных исследований, проведенных на образцах венгерских базальтов.*

*Анализу было подвергнуто около 200 образцов. Во всех случаях при измерениях применялось размагничивание переменным током. Оценка достоверности данных измерений проводилась по методам проверки точки Кюри, а также по методу повторного нагрева (метод Тельэ).*

*В результате обработки материалов*

*1. определено наличие в плиоцене зон с нормальным и обратным намагничиванием горных пород;*

- 2. выявлены вековые вариации геомагнитного поля.*

*Der Aufsatz stellt die Ergebnisse der paleomagnetischen Bearbeitung der Basalte in Ungarn dar.*