Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet
GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK
I. kötet, 5. szám

И. Б. ХААЗ:

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАКЛОННОЙ БЕЗКОНЕЧНОЙ ЖИЛЫ ИЗ ЕЁ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЛИ МАГНИТНОГО ВЛИЯНИЯ

Отношения между аномалиями магнитной силы и второй производной гравитационного потенциала считаются векториальными. Если пользоваться этими отношениями для определения наклонной безконечной жилы, получается совершенно аналогичное выражение об её гравитационном, и магнитном влиянии. Координаты мест максимумов и минимумов гравитационных и магнитных влияний удовлетворяют совершенно подобные и очень простые квадратиые уравнения. Автор указывает на то, что из отношений между радикалами и коэффициентами легко можно определить и вычислить местоположение, глубину и широту жилы с помощью координат мест максимумов и миннмумов этих влияний. Зная эти величины можно также определить угол наклона жилы, её аномальную плотность и восприимчивость.

I. B. HAÁZ:

DETERMINATION OF AN INFINITE INCLINED DIKE FROM ITS GRAVITY OR MAGNETIC EFFECTS

The relations between the anomalies of the magnetic force and those of the second derivatives of the gravitational potential are treated vectorially. Applying these relations to an infinite inclined dike, we get quite analogous expressions both for the gravity and magnetic effect of it. The coordinates of the extreme gravity and magnetic effects satisfy also quite analogous and very simple quadratic equations. Author shows that from the relations between the roots and the coefficients of these equations, position, depth, and width of the dike may be easily expressed by the coordinates of the extreme effects and hereby also easily calculated from them. Knowing these quantities, the dip angle and the anomalous density and susceptibility of the body may be determined too.

GRAVITÁCIÓS ÉS MÁGNESES HATÁSÚ FERDE RÉTEG HELYZETÉNEK MÉRETEINEK ÉS MIBENLÉTÉNEK MEGHATÁROZÁSA

DR. HAÁZ ISTVÁN BÉLA

A gyakorlati irányú gravitációs és mágneses kutatásokban úgy járunk el, hogy a földkéreg felszínén észlelt helyi változásokból az időbeli változást, az ú. n. eszközjárás okozta változást, a normális helyi változást és a felszín egyenetlenségeinek hatását levonjuk. A még ezután is fennmaradó helyi változást a felszín alatt levő hatóknak tulajdonítjuk és földalatti hatásnak, *szubterrán anomáliának* vagy röviden *anomáliá*-nak nevezzük. A gyakorlati kutatás ezekből az anomáliákból a felszín alatti hatóknak nemcsak a jelenlétét állapítja meg, hanem *a ható alakulat helyzetére, méreteire és esetleg a mibenlétére* is igyekszik következtetni.

Ezzel a feladattal már igen régen és igen sokan foglalkoztak. Alakulatok *gravitációs* hatásának, illetve ebből a ható alakulatnak a meghatározására

1884-ben HELMERT, 1906-ban EÖTVÖS, 1925-ben NIKIFOROV, NUMEROV, 1927-ben JUNG, 1928-ban HAALCK, 1929-ben HEILAND, LANCASTER-JONES és BARTON, majd mások is közöltek képleteket, illetve diagrammokat. 1), 2)

Alakulatok *mágneses* hatásának és ebből a ható mágneses alakulatnak a meghatározásával még régebben, már 1875-ben THALÉN, 1898-ban DAHLBLOM, 1899-ben SMYTH és 1902-ben UHLICH is foglalkozott. EÖTVÖS 1906-ban a földmágnesség erőterében *indukált mágnességet nyert alakulatok* mágneses anomáliái és a földnehézség gradienseinek anomáliái között fennálló kapcsolatot ismertette. Ezt a kapcsolatot 1909-ben EÖTVÖS a *Fruska-Gora* vidékén észlelt nagy mágneses anomáliákat okozó szerpentintömb meghatározására, 1910-ben CARLHEIM-GYLLENSKIÖLD pedig a *kiirunavaarai* igen nagy anomáliákat okozó magnetittömegek meghatározásra alkalmazta. Az elméletet 1926-ban HAALCK és 1928-ban KÖNIGSBERGER fejlesztette tovább. Természetesen ezt az eljárást a legnagyobb mágneses anomáliát, a *kurszki anomáliát* okozó alakulat meghatározására is alkalmazták. A mágneses méréseken kívül részletes EÖTVÖS-ingaméréseket is végeztek és a ható alakulat helyzetének, méreteinek és mibenlétének meghatározására a gravitációs és mágneses mérések eredményeit egyaránt felhasználták. Számos fúrást is lemélyítettek. Az eredményeket annakidején, 1924-ben NIKIFOROV, 1926-ban ARCHANGELSZKIJ majd LAZAREV, 1928-ban GAMBURZEV és POLIKARPOV, 1929-ben HAALCK ismertette. 3).

H. PENTZ 1940-ben a földmágnesség horizontális és vertikális intenzitásának anomáliáiból kelet-nyugati irányú *függőlegesen mágnesezett függőleges telér* és észak-déli irányú *vízszintesen mágnesezett vízszintes lépcső* mélységének, méreteinek és mágnesezettségének meghatározására adott eljárást. 4).

Ehhez csatlakozva KÁNTÁS Károly 1942-ben olyan eljárást közölt, amelynek segítségével az említett alakulatok mélysége, nagysága és mágnesezettsége a horizontális intenzitás anomáliáinak ismerete nélkül *csupán a vertikális intenzitás anomáliáiból* is meghatározható. Természetesen ferde irányú mágnesezés esetén — és ez a valóban figyelembe veendő eset — ez az eljárás nem alkalmazható. 5).

Az általánosabb esetet EGYED László tárgyalta 1943-ban és 1944-ben. EGYED olyan alakulatot tárgyalt, amely nem éppen függőleges és kelet-nyugati irányú, hanem *akármilyen dőlésű és csapású* lehet és amelynek *mágnesezettsége* a földmágnesség irányának megfelelően általában *ferde irányú*. Ilyen alakulatoknak a gravitációs és mágneses hatásukból történő meghatározására egyaránt kiterjeszkedett. 6), 7) 8).

A jelen közlemény *a mágneses és gravitációs anomáliák kapcsolatá*nak vektoriális alakban tárgyalt ismertetésével kezdődik és szintén az EGYED által tárgyalt *ferde réteg* meghatározásával foglalkozik. A tárgyalás itt is *az anomáliák szélsőértékhelyeit* meghatározó igen egyszerű másodfokú egyenleteken alapszik, de EGYEDtől eltérően ezek megoldása helyett *a gyökök és az együtthatók közismert kapcsolatából* jutunk el az alakulat helyzetét és méreteit jellemző adatok meghatározásához. A szerző úgy véli, hogy eredményei még egyszerűbbek és a gyakorlatban még könnyebben alkalmazhatók, mint EGYED eredményei.

* * *

Ismeretes, hogy ha valamely test mágneses térbe kerül, akkor abban a testben *mágnesség indukálódik*. A térfogategységben indukált mágneses momentumot, $\mathfrak{M}$-et *a mágnesezés erősségének* nevezzük. A testben indukált mágnesség a tér intenzitását megváltoztatja, a megváltozott tér a testben további mágnességet indukál, ez újból megváltoztatja a tér intenzitását, mindaddig, míg létre nem jön az az egyensúlyi állapot, amelyben *a mágnesezés erőssége a térintenzitással arányos*:

$$\mathfrak{M} = \varkappa\,\mathfrak{H},$$

ahol $\varkappa$ a mágnesezett test anyagi minőségét jellemző számadat: a test mágneses *szuszceptibilitása.*

Az is ismeretes, hogy az eképen mágnesezett test a mágneses teret olyan $\Delta\,\mathfrak{H}$ intenzitással változtatja meg, amelynek potenciálja: (9).

$$W = \int_v \left(\mathfrak{M}, \operatorname{grad} \frac{1}{r}\right) dv.$$

Homogén mágnesezés esetén $\mathfrak{M}$ a v térfogatú test minden pontjában ugyanakkora nagyságú és ugyanolyan irányú, tehát

$$W = (\mathfrak{M}, \operatorname{grad} \int_v \frac{1}{r}\, dv).$$

Itt

$$\int_v \frac{1}{r}\, dv = u$$

a v térfogatú $\sigma = 1 : f$ sűrűségű homogén test tömegvonzásának potenciálját jelenti. Ezzel a jelöléssel:

$$W = (\mathfrak{M}, \operatorname{grad} u).$$

Tehát a térintenzitás megváltozása, vagyis *a mágneses anomália vektora*:

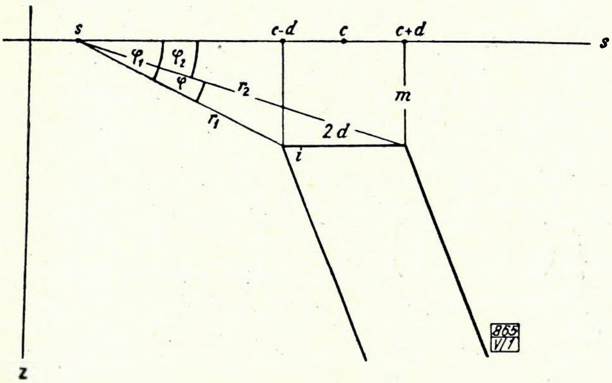
$$\triangle\,\mathfrak{H} = \operatorname{grad}\,(\mathfrak{M}, \operatorname{grad} u).$$

Ez *a mágneses tér anomáliáinak és a nehézségi gradiensek anomáliáinak kapcsolatát kifejező*, EÖTVÖS által közölt *egyenlőségek vektori alakja.* (10). Derékszögű összetevőkben (11):

$$\begin{aligned}
\triangle\,\mathfrak{H}_x &= \mathfrak{M}_x\, u_{xx} + \mathfrak{M}_y\, u_{xy} + \mathfrak{M}_z\, u_{xz} \\
\triangle\,\mathfrak{H}_y &= \mathfrak{M}_x\, u_{yx} + \mathfrak{M}_y\, u_{yy} + \mathfrak{M}_z\, u_{yz} \\
\triangle\,\mathfrak{H}_z &= \mathfrak{M}_x\, u_{zx} + \mathfrak{M}_y\, u_{zy} + \mathfrak{M}_z\, u_{zz}.
\end{aligned}$$

* * *

Legyen most alakulatunk olyan *ferde réteg*, amelyet a felszín alatt m mélységben $D = 2\,d$ szélességű végtelen vízszintes síksáv és lejtők gyanánt két egymással párhuzamos, a vízszintes síkkal i szöget bezáró végtelen ferde félsík határol. Jelöljük az alakulat csapására merőleges vízszintes irányt, a lejtés irányát s-sel, a csapás irányát t-vel, a függőlegesen lefelé mutató irányt z-vel és vezessük be az (s, t, z) derékszögű koordinátarendszert. Az s tengely s abszcisszájú pontjából a (z,s) síkban alakulatunk keresztmetszetének szögpontjaihoz húzott egyeneseknek az s iránnyal bezárt szögeit jelöljük φ_1 és φ_2-vel, ezeknek az egyenesdaraboknak a hosszát r_1 és r_2-vel, a $2d$ távolság felezőpontjának abszcisszáját pedig c-vel *(1. ábra)*. Nyilván:



1. ábra

$$\varphi_1 = \operatorname{arc\,tg} \frac{m}{c-d-s}$$

$$\varphi_2 = \operatorname{arc\,tg} \frac{m}{c+d-s}$$

$$r_1 = \sqrt{(c-d-s)^2 + m^2}$$

$$r_2 = \sqrt{(c+d-s)^2 + m^2}$$

Legyen végül

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi \text{ és } \log \frac{r_2}{r_1} = \lambda.$$

Ugyancsak ismeretes, hogy ez esetben (12):

$$\begin{aligned} u_{ss} &= 2 \sin i \, (\lambda \cos i - \varphi \sin i) \\ u_{sz} &= 2 \sin i \, (\lambda \sin i + \varphi \cos i) \\ u_{st} &= u_{tt} = u_{tz} = 0 \\ u_{zz} &= -u_{ss}. \end{aligned}$$

Ezeket a $\Delta\mathfrak{H} = \operatorname{grad}\,(\mathfrak{M}, \operatorname{grad}\, u)$ egyenlőségben, illetve annak az s, z, t összetevőkre felbontott alakjában figyelembe véve azt kapjuk, hogy alakulatunk mágneses hatásának összetevői:

$$\begin{aligned} \Delta\mathfrak{H}_s &= \mathfrak{M}_s u_{ss} + \mathfrak{M}_t u_{st} + \mathfrak{M}_z u_{sz} = \mathfrak{M}_s u_{ss} + \mathfrak{M}_z u_{sz} \\ \Delta\mathfrak{H}_t &= \mathfrak{M}_s u_{ts} + \mathfrak{M}_t u_{tt} + \mathfrak{M}_z u_{tz} = 0 \\ \Delta\mathfrak{H}_z &= \mathfrak{M}_s u_{zs} + \mathfrak{M}_t u_{zt} + \mathfrak{M}_z u_{zz} = \mathfrak{M}_s u_{sz} - \mathfrak{M}_z u_{ss} \end{aligned}$$

u_{ss} és u_{sz} behelyettesítésével (13):

$$\Delta\mathfrak{H}_s = 2 \sin i \, [\lambda \, (\mathfrak{M}_s \cos i + \mathfrak{M}_z \sin i) - \varphi \, (\mathfrak{M}_s \sin i - \mathfrak{M}_z \cos i)]$$

$$\Delta\mathfrak{H}_z = 2 \sin i \, [\lambda \, (\mathfrak{M}_s \sin i - \mathfrak{M}_z \cos i) + \varphi \, (\mathfrak{M}_s \cos i + \mathfrak{M}_z \sin i)]$$

Nyilvánvaló, hogy

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_s \cos i + \mathfrak{M}_z \sin i &= \mathfrak{M}_l \\ \mathfrak{M}_s \sin i - \mathfrak{M}_z \cos i &= \mathfrak{M}_n \end{aligned}$$

az alakulat lejtőjére merőlegesen álló $(zs) = (ln)$ függőleges síkban a mágnesezés erősségének a lejtővel párhuzamos, illetve a lejtőre merőleges összetevőjét jelenti *(2. ábra)*. Ha $\mathfrak{M}$-nek a vetületét a (zs) síkon $\mathfrak{M}_{zs}$-sel és e vetületnek a lejtő irányával bezárt szögét ϑ-val jelöljük, akkor ezek az összetevők így fejezhetők ki:

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_l &= \mathfrak{M}_{zs} \cos \vartheta \\ \mathfrak{M}_n &= \mathfrak{M}_{zs} \sin \vartheta \end{aligned}$$

Ezek szerint alakulatunk *mágneses anomáliái* (13):

$$\triangle \mathfrak{H}_s = 2 \sin i \, \mathfrak{M}_{zs} \, (\lambda \cos \vartheta - \varphi \sin \vartheta)$$
$$\triangle \mathfrak{H}_z = 2 \sin i \, \mathfrak{M}_{zs} \, (\lambda \sin \vartheta + \varphi \cos \vartheta).$$

Az alakulat *gravitációs potenciáljának másodrendű deriváltjai* pedig (az előbb közölt u_{ss} és u_{sz} deriváltak $f\sigma$-szorosai) (14):

$$U_{ss} = 2 f\sigma \sin i \, (\lambda \cos i - \varphi \sin i)$$
$$U_{sz} = 2 f\sigma \sin i \, (\lambda \sin i + \varphi \cos i).$$

Tehát alakulatunk mágneses és gravitációs hatása a következő *közös alakban* fejezhető ki:

$$A_s = 2 B \sin i \, (\lambda \cos \beta - \varphi \sin \beta)$$
$$A_z = 2 B \sin i \, (\lambda \sin \beta + \varphi \cos \beta).$$

A mágneses hatás kifejezéseiben:

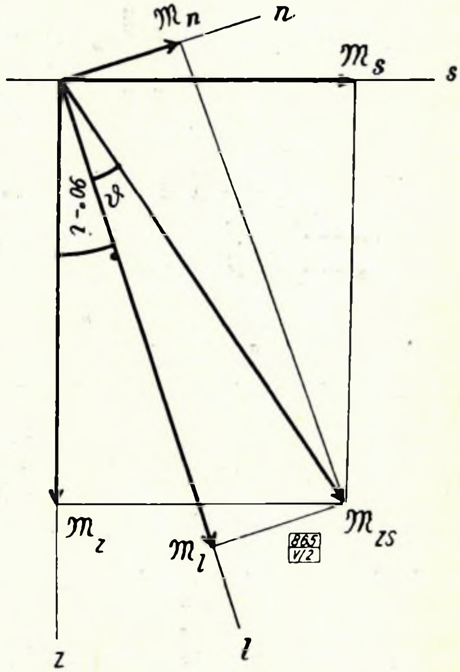
$$B = \mathfrak{M}_{zs}, \; \beta = \vartheta = (l, \mathfrak{M}_{zs}),$$

a gravitációs hatás kifejezéseiben pedig:

$$B = f\sigma, \; \beta = i = \frac{\pi}{2} - (g, l).$$

Nyilvánvaló, hogy *a hatások szélsőértékhelyeinek* vizsgálatában elegendő az

$$a_s = \lambda \cos \beta - \varphi \sin \beta$$
$$a_z = \lambda \sin \beta + \varphi \cos \beta.$$



2. ábra

függvényekkel foglalkozni. E függvényeknek az s tengely mentén csak ott lehet szélső értékük, ahol s szerinti deriváltjuk eltűnik. A deriváltat indexszel jelölve:

$$a_{ss} = \lambda_s \cos \beta - \varphi_s \sin \beta = 0$$
$$a_{zs} = \lambda_s \sin \beta + \varphi_s \cos \beta = 0.$$

Képezzük először λ és φ deriváltjait:

$$\lambda_s = (\log r_2)_s - (\log r_1)_s = \frac{s-c-d}{r_2^2} - \frac{s-c+d}{r_1^2}$$

$$\varphi_s = \left(\operatorname{arctg} \frac{m}{c-d-s}\right)_s - \left(\operatorname{arctg} \frac{m}{c+d-s}\right)_s =$$

$$= \frac{\dfrac{m}{(c-d-s)^2}}{1+\dfrac{m^2}{(c-d-s)^2}} - \frac{\dfrac{m}{(c+d-s)^2}}{1+\dfrac{m^2}{(c+d-s)^2}} = \frac{m^2}{r_1^2} - \frac{m}{r_2^2}.$$

Szorozzunk a nevezők szorzatával:

$$r_1^2 r_2^2 \lambda_s = (s-c-d)r_1^2 - (s-c+d)r_2^2 = (s-c)(r_1^2 - r_2^2) - d(r_1^2 + r_2^2) =$$
$$= (s-c)\cdot 4(s-c)d - 2d[(s-c)^2 + m^2 + d^2] = 2d[(s-c)^2 - (m^2 + d^2)]$$
$$r_1^2 r_2^2 \varphi_s = m(r_2^2 - r_1^2) = -m\cdot 4(s-c)\cdot d = 2d[-2m(s-c)]$$

Tehát:

$$\frac{r_1^2 r_2^2}{2d}\lambda_s = (s-c)^2 - (m^2 + d^2)$$

$$\frac{r_1^2 r_2^2}{2d}\varphi_s = -2m(s-c).$$

Minthogy $2d: r_1^2 r_2^2 \neq 0$, az a_{ss} és a_{zs} deriváltak akkor tűnnek el, ha

$$a_{ss} \ldots \cos\beta\,(s-c)^2 + 2m\sin\beta\,(s-c) - \cos\beta\,(m^2 + d^2) = 0$$
$$a_{zs} \ldots \sin\beta\,(s-c)^2 - 2m\cos\beta\,(s-c) - \sin\beta\,(m^2 + d^2) = 0.$$

Az első egyenletet az a_s függvény szélsőértékhelyeinek s abszcisszái, a másodikat az a_z függvényéi elégítik ki 15), 16).

A mi feladatunk most nem ezeknek a szélsőértékhelyeknek, hanem *az alakulat helyzetét és méreteit jellemző c, m, d adatoknak a meghatározása.* Látjuk, hogy c az s mellett kivonandóként, m és d pedig az egyenlet együtthatóiban szerepelnek, tehát *a másodfokú egyenlet gyökei és együtthatói között fennálló ismert kapcsolat alapján* a gyökökből kiszámíthatók. Tehát, ha A_s és A_z szélsőértékhelyei a végzett mérések eredményeiből ismeretesek, akkor az alakulat helyzetét és méreteit jellemző számadatok ezekből kiszámíthatók.

Legyen

A_s maximumhelyének abszcisszája P
A_z maximumhelyének abszcisszája Q
A_s minimumhelyének abszcisszája p
A_z minimumhelyének abszcisszája q.

Tekintsük s helyett az $s-c$ különbséget ismeretlennek és alkalmazzuk a gyökök szorzatára vonatkozó tételt:

$$(P-c)(p-c) = (Q-c)(q-c) = -(m^2 + d^2)$$
$$Pp - (P+p)c = Qq - (Q+q)c$$
$$c = \frac{Pp - Qq}{P + p - Q - q}.$$

Ezzel *az alakulat közepének abszcisszáját* meghatároztuk. Helyezzük most az abszcisszák kezdőpontját ebbe a pontba és legyen:

$$P - c = S \qquad\qquad Q - c = Z$$
$$p - c = x \qquad\qquad q - c = z$$

Alkalmazzuk most a gyökök összegére vonatkozó tételt:

$$X + x = -2m\,\mathrm{tg}\,\beta$$
$$Z + z = 2m\,\mathrm{cotg}\,\beta.$$

Képezzük ezek szorzatát:

$$(X + x)(Z + z) = -4\ \mathrm{m}^2,$$

innen:

$$m = \frac{1}{2} \sqrt{-(X+x)(Z+z)}.$$

Ezzel megkaptuk *az alakulat mélységét.*

Alkalmazzuk ismét a gyökök szorzatának tételét:

$$Xx = Zz = -(m^2 + d^2),$$

innen:

$$d^2 = -Xx - m^2 = -Zz - m^2,$$

azaz

$$d = \sqrt{-Xx - m^2} = \sqrt{-Zz - m^2}$$

és

$$D = 2d.$$

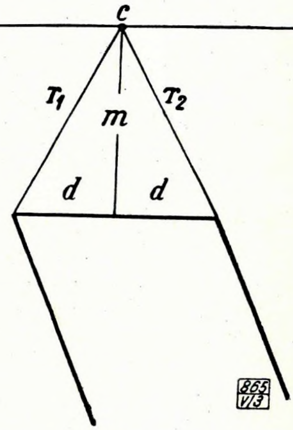
Ezzel *az alakulat vastagságát* is meghatároztuk.

Legyen most $s = c$, akkor (*3. ábra*):

$$r_1^2 = r_2^2 = m^2 + d^2$$

$$\lambda = \log \frac{r_2}{r_1} = 0$$

$$\varphi = 2 \operatorname{arc\,tg} \frac{d}{m}$$



3. ábra

Tehát az alakulat hatása a c helyen:

$$A_s(c) = -2\,B \sin i\ \varphi \sin \beta$$
$$A_z(c) = 2\,B \sin i\ \varphi \cos \beta.$$

E két érték hányadosából β határozható meg:

$$\operatorname{tg} \beta = -\frac{A_s(c)}{A_z(c)}.$$

A gravitációs U_{ss}, U_{sz} értékekből ily módon azonnal *az alakulat i hajlásszöge* adódik:

$$i = -\operatorname{arc\,tg} \frac{U_{ss}(c)}{U_{sz}(c)}.$$

A mágneses $\triangle\mathfrak{H}_s$, $\triangle\mathfrak{H}_z$ értékekből ily módon a ϑ szög adódik:

$$\vartheta = -\operatorname{arc\,tg} \frac{\triangle\mathfrak{H}_s(c)}{\triangle\mathfrak{H}_z(c)}.$$

Tekintettel i és ϑ jelentésére és figyelemmel az $\mathfrak{M} = \varkappa\mathfrak{H}$ egyenlőségre:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} - i + \vartheta\right) = \frac{\mathfrak{M}_s}{\mathfrak{M}_z} = \frac{\mathfrak{H}_s}{\mathfrak{H}_z} = \frac{H \cos (H,s)}{V} = \frac{\cos \alpha}{\operatorname{tg} I}$$

Ahol H a mágneses tér horizontális, V a vertikális intenzitása, α az alakulat csapására merőleges irány mágneses azimutja, I pedig a mágneses tér inklinációja. Innen:

$$i = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arc\,tg} \frac{\cos \alpha}{\operatorname{tg} I} - \operatorname{arc\,tg} \frac{\Delta \mathfrak{H}_s(c)}{\Delta \mathfrak{H}_z(c)}.$$

Tehát *az alakulat i hajlásszöge* a mágneses anomáliákból is kiszámítható. Ha i már ismeretes, akkor a c helyen észlelt anomáliákból σ és $\mathfrak{M}_{zs}$, illetve az

$$\mathfrak{M}_{zs} \sin \vartheta = \mathfrak{M}_n = \varkappa \mathfrak{H}_n$$
$$\mathfrak{M}_{zs} \cos \vartheta = \mathfrak{M}_l = \varkappa \mathfrak{H}_l$$

egyenlőségek alapján $\varkappa$ is kiszámítható:

$$\sigma = -\frac{U_{ss}(c)}{4f \sin^2 i \operatorname{arc\,tg} \dfrac{d}{m}} = \frac{U_{sz}(c)}{4f \sin i \cos i \operatorname{arc\,tg} \dfrac{d}{m}}$$

$$\varkappa = -\frac{\Delta \mathfrak{H}_s(c)}{4 \sin i\, \mathfrak{H}_n \operatorname{arc\,tg} \dfrac{d}{m}} = \frac{\Delta \mathfrak{H}_z(c)}{4 \sin i \cdot \mathfrak{H}_l \cdot \operatorname{arc\,tg} \dfrac{d}{m}}.$$

Ezzel *az alakulat sűrűségét és szuszceptibilitását* (természetesen a környezetéhez képest) szintén meghatároztuk.

* * *

Eljárásunk alkalmazását *mágneses méréseink* egyik eredményén mutatjuk be. Csak c, m és d meghatározásával foglalkozunk. Láttuk, hogy ezek kiszámításához csupán a szélsőértékhelyek abszcisszáira van szükség; sem a szélső értékek, sem más észlelt értékek ismerete ehhez a számításhoz nem szükséges.

A szélsőértékhelyek abszcisszái a következők voltak:

$P = 0$ méter $\qquad p = 40$ méter
$Q = 10$ « $\qquad q = 50$ «

Ki kell számítanunk először a következő szorzatokat és összegeket:

$Pp = 0 \qquad P + p = 40$
$Qq = 500 \qquad Q + q = 60$

Az alakulat közepének abszcisszája e szorzatok különbségének és ez összegek különbségének hányadosa:

$$c = 500 : 20 = 25$$

Az abszcisszák kezdőpontját helyezzük át a $c = 25$ abszcisszájú pontba; az új abszcisszák:

$X = -25 \qquad x = 15$
$Z = -15 \qquad z = 25$

Kiszámítjuk a következő félösszegeket:

$$(X + x) : 2 = -5 \qquad (Z + z) : 2 = 5$$

Az alakulat mélysége e félösszegek — 1-szeres szorzatának négyzetgyöke:

$$m = 5 \text{ méter}$$

Most kiszámítjuk a következő szorzatokat:

$$-Xx = 375 \qquad -Zz = 375.$$

Az alakulat félszélessége e szorzatok m^2-tel kisebbített értékének négyzetgyöke:

$$d^2 = 375 - 25 = 350$$

$$d = 18{,}7 \text{ méter}$$

A számított helyen lemélyített fúrás a ható alakulatot a számított 5 *méter helyett* 5,7 *méter mélységben érte el.*

Az eljárást több más mérésünkben is hasonló sikerrel alkalmaztuk. Azokban az esetekben, amidőn a megfúrt alakulat fúrómagmintáinak szuszceptibilitását alkalmunk volt meghatározni, e meghatározások eredményei is jó megegyezésben voltak számításaink eredményeivel.

* * *

HIVATKOZÁSOK

1. WIEN-HARMS, *Handbuch der Experimentalphysik*, Bd. 25. 3. Teil, Angewandte Geophysik. Leipzig, 1930. Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik von K. JUNG. IV. Kapitel, § 2., § 3., 163, 166—169, 182, 184, 185, 192 old.

2. Fr. BREYER, *Zusammenstellung der Auszähldiagramme in der Gravimetrie.* Beitr. zur angewandten Geophysik, Bd. 7. 1939., 331—336 old.

3. WIEN-HARMS, *Handbuch der Experimentalphysik*, Bd. 25. 3. Teil, Angewandte Geophysik. Leipzig, 1930. Die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik von H. HAALCK. II. Kapitel, § 1., § 3., 320—323, 329 old., III. Kapitel, § 3., 361, 365, 368, 372 old.

4. Harold PENTZ, *Formulas and Curves for the Interpretation of Certain Two-Dimensional Magnetic and Gravitational Anomalies.* Geophysics, Vol. 5. 1940. 295—306 old.

5. KÁNTÁS Károly, *Mágneses anomáliák értelmezése a vertikális intenzitás görbéje alapján.* Az Időjárás, XLVI., új sor. XVIII. évf., 1942. 57—67 old.

6. EGYED László, *Mágneses anomáliák értelmezése a vertikális és horizontális intenzitásgörbe egyesítése alapján.* Az Időjárás, XLVII., új sor. XIX. évf., 1943., 185—187 old.

7. EGYED László, *Felszínalatti táblás előfordulások adatainak meghatározása gravitációs és mágneses mérések alapján.* Bányászati és Kohászati Lapok, 1944. évi 8. sz.

8. Laszlo EGYED, *The Determination of an Infinite Inclined Dike from the Results of Gravity and Magnetic Surveys.* Geophysics, Vol. 13., No. 3. July 1948. 437—442 old.

9. L. pl. POGÁNY Béla, *Az elektromágneses tér.* Budapest 1927. 19. §. (30 a'''), 89 old.

10. POGÁNY, *id. mű,* 19. §. (30 c), 92 old. — Más alakban: J. W. FISHER, *An Experimental Device for Computing Magnetic and Gravitational Anomalies.* Geophysics Vol. 5. No. 1. 23 old. (3).

11. POGÁNY, *id. mű,* 19. §. (30 c'), 92 old. — EÖTVÖS, *Über geodätische Arbeiten in Ungarn besonders über Beobachtungen mit der Drehwage.* Bericht an die XVI. allgemeine Konferenz der Internationale Erdmessung. Budapest, 1909. és Leiden 1910. V. Messungen erdmagnetischen Störungen, ausgeführt im Anschlusse an Drehwagenbeobachtungen. A budapesti kiadvány 26. oldalán, a leideni kiadvány 22. oldalán.

12. Pl. (más jelöléssel): C. A. HEILAND, *Geophysical Exploration.* New York, 1946. Part II. 7. Gravitational Methods. VII. Torsion-Balance Methods. F. Theory of Subsurface Effect, Interpretation Methods. 263 old.

13. V. ö. EGYED (7) alatt idézett értekezésének 11., 12. és 13., 14. képleteivel.