

G E O F I Z I K A I K Ö Z L E M É N Y E K

*

SZERKESZTI
DR. SZÉNÁS GYÖRGY

XIII. KÖTET, 1. SZÁM



MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST

1964

Felelős szerkesztő:

DR. FÜLÖP JÓZSEF

Szerkesztő bizottság:

DR. BARTA GYÖRGY, DR. EGYED LÁSZLÓ, DR. KERTAI GYÖRGY,
DR. OSZLACZKY SZILÁRD, PINTER ANNA, POSGAY KÁROLY,
RÁDLER BÉLA, DR. SEBESTYÉN KÁROLY

Szerkesztő:

DR. SZÉNÁS GYÖRGY

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki szerkesztő: Kulcsár Andor — Azonossági szám: 40 876
Peldányszám: 1000 — Ívterjedelem: 11.9 (A/5) — Ábrák száma: 58
64.1254. Állami Nyomda, Budapest

A MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET
1961. ÉVI JELENTÉSE

Годовой отчет
Венгерского Государственного Геофизического Института им. Лоранда
Этвеша за 1961 г.

Annual Report
of the Hungarian „Roland Eötvös” Geophysical Institut
for 1961.

ELŐSZÓ

A Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet ebben az évben jelentős új kutatási programot kezd, amelynek keretében az ország rendszeres és átfogó geofizikai kutatására törekszik. Ennek a kutatásnak az a célja, hogy korszerű képet adjon hazánk földjének geológiai felépítéséről és a közvetlen földtani megismerés előtt járva, közvetett úton feltárja az eddig ismeretlen földtani törvényszerűségeket.

A geofizika a szerkezetföldtani kutatás legkorszerűbb eszköze. Ezt az eszközt – vagyis a geofizikai műszereket és módszereket – állandóan fejleszteni kell, hogy a kutatás egyre növekvő követelményeivel mennyiségileg és minőségileg lépést tarthassunk.

A Föld egészének szerkezetére vonatkozó ismereteink akkor nőttek ki a spekulatív megfontolások köréből, amikor a geofizika exakt és kvantitatív adatokat szolgáltatott bolygónk belsejére vonatkozólag. A hegységképződés mechanizmusának mai elmélete, az izosztázia elve, a Föld öves felépítésű modellje – mind a modern geofizika sajátos terméke. Ezen a területen a geofizika sajátos és önálló feladatokkal kerül szembe, amelyek nemcsak méreteikben különböznek a kutató geofizikában szokásos feladatoktól, hanem minőségileg is; ez a tudományterület a geofizikáé.

A Geofizikai Közlemények, mint a M. Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézet hivatalos lapja, azt a célt tűzi maga elé, hogy az eddiginél fokozottabban tükrözze az Intézet kutatómunkáját, érzékeltesse ennek méreteit és minőségi sokrétűségét.

Az Intézetet múltja, névadója, de belső ereje is kötelezi, hogy az egész országra kiterjedő geofizikai kutatások, valamint a geofizikai műszer és módszerfejlesztés központja legyen. A Geofizikai Közleményekben pedig fórumot adunk az egész magyar geofizikának; ezáltal szakközönségünk áttekintéshez jut az országban folyó összes geofizikai kutatás eredményéről.

Ezek az elvek, szerkesztőségi gyakorlattá alakulva, szükségessé teszik azt, hogy évente megjelenő négy számunk egyike – mint Évi Jelentés – bemutassa az Intézet előző évi munkáját, teljes keresztmetszetben. Egy másik számot kizárólagosan a műszer- és módszerfejlesztésnek szentelünk, mint-hogy tudományágunk fejlődése műszereken és a módszertan tökéletesedésén mérhető le. Harmadik számunkkal a Magyar Geofizikusok Egyesülete rendelkezésére állunk; ebben a számban közöljük az évről évre rendezendő őszi Szimpóziumokon elhangzó magyar és külföldi előadások közül azokat, amelyek átfogó kérdésekkel foglalkoznak és lapunk jellegéhez illenek. És végül, egy tartalmilag kötetlen negyedik számban további lehetőséget biztosítunk arra, hogy Intézetünkön kívül működő kollégáink is megfelelő publikációs lehetőséghez jussanak színvonalas tanulmányaik közzétételére.

Kérjük és várjuk olvasóink, munkatársaink és leendő munkatársaink segítségét: bírálatát és javaslatait.

A Geofizikai Közlemények a magyar geofizikát és ezáltal a magyar népet kívánja szolgálni. Most, amikor Intézetünk és folyóiratunk is új, jelentős munkába kezd, ezekkel a gondolatokkal köszöntjük az Olvasót.

Szerkesztőség

ПИНТЕР А.

ВЕКОВАЯ ВАРИАЦИЯ ПОЛЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Согласно предположению Д. Барта, эксцентricность магнитного поля Земли обусловлена эксцентricностью внутреннего ядра Земли. Предполагаемая таким образом эксцентricность распределения масс (и ее вариация во времени) должна отражаться и в поле силы тяжести Земли. В связи с этим автором выполнены вычисления, основывающиеся на земной модели Буллена Джеффриса и на разложениях магнитных сферических функций, относящихся к отдельным эпохам. Результаты показывают, что вековая вариация поля силы тяжести, выведенная из предполагаемого смещения внутреннего ядра, имеет величину соответствующего порядка.

A. PINTÉR:

THE SECULAR VARIATION OF THE GRAVITY FIELD

As assumed by G. Barta, the eccentricity of Earth's magnetic field is due to the eccentricity of the Earth's inner core. The supposed eccentricity of the mass (and its variation in time) must consequently manifest itself in the Earth's gravity field too. Calculations concerning the problem were made by the author using the Bullen - Jeffreys Earth-model and the spherical harmonic representations for certain epochs. The results obtained show the secular variation of gravity field deduced from the supposed shift of the inner core has an acceptable order of magnitude.

A GRAVITÁCIÓS TÉR ÉVSZÁZADOS VÁLTOZÁSÁRÓL

PINTÉR ANNA

I. Bevezetés

A kb. 100 évre visszanyúló földmágneses méréseken alapuló gömbfüggvény-sorfejtések szerint a Föld mágneses terének centruma a Föld geometriai alakjának centrumától a Csendes-Óceán nyugati része felé esik és bizonyos szabályos, hozzávetőlegesen $0,2^\circ/\text{év}$ sebességű nyugat-északnyugat irányú mozgást végez, miközben ez idő alatt az excentricitás nagysága 300 km-től 400 km-ig növekedett [1]. Dr. Barta György kimutatta, hogy a mágneses excentricitás iránya feltűnő egyezést mutat a geodéziai úton meghatározott egyenlítői ellipszis nagytengeleyének irányával. Megállapította, hogy e jelenségek közös oka kétségtelenül a Föld belsejében keresendő, s feltéve, hogy a mágneses excentricitás tömegexcentricitáshoz kapcsolódik, akkor az excentricus tömeg a Föld belső magja kell legyen [2].

A földrengésvizsgálatok eredményei alapján ismeretes, hogy a Föld belső magja a külső magnál nagyobb sűrűségű, mégpedig a Bullen–Jeffreys modell szerint a külső mag sűrűsége 11 g/cm^3 , a belső magé 17 g/cm^3 , ami $0,05 \cdot 10^{27} \text{ g}$ tömegtöbbletet jelent. Ilyen mérvű tömegexcentricitásnak, illetve ezen excentricitás változásának a Föld gravitációs terében is feltétlenül jelentkeznie kell. Erre vonatkozó mérési adatok azonban nincsenek, eltekintve a szórványos és meglehetősen pontatlan abszolút g mérésektől, valamint az egyes helyeken megismételt graviméter mérésektől. A várható gravitációs változások meghatározása érdekében számításokat végeztünk. A változások mérete a mozgás sebességén kívül attól függ, hogy mekkora sűrűségkülönbséget tételezünk fel a belső és külső mag között. Újabb, a Föld saját rezgésain alapuló vizsgálatok szerint a Föld belső magjának sűrűsége 15 g/cm^3 , a külső magé 12 g/cm^3 . Ez az előbbinél kisebb tömegexcentricitást jelent. Számításainkat a Bullen–Jeffreys modellnek megfelelő $\Delta\sigma = 6 \text{ g/cm}^3$ sűrűségkülönbséggel végeztük. Ha ezt az újabb adatot vesszük figyelembe ($\Delta\sigma = 3 \text{ g/cm}^3$), nyilván fele akkora változásértékeket kapunk, de a változások földfelszíni elosztása nem fog változni.

II. Az elméleti gravitációs évszázados változás kiszámítása

Az elmondottak alapján kiszámítottuk egy olyan földmodell potenciálját, amelynél a külső és belső mag sűrűségkülönbsége 6 g/cm^3 a Bullen–Jeffreys modellnek megfelelően, s excentricitásának 1 , φ , λ gömbi koordinátái a különböző epochákra vonatkozó gömbfüggvénysorfejtésekből ismeretesek. Ha a belső mag tömegtöbblete a külső maghoz viszonyítva $m = 0,05 \cdot 10^{27} \text{ g}$, s e tömegtöbblet nélküli, homogénnek tekintett Föld tömege $M = 5,95 \cdot 10^{27} \text{ g}$, továbbá, ha R a Föld sugara, l a belső mag excentricitása, akkor bármely φ , λ pontban a potenciál értéke [2]:

$$V = V_1 + V_2 = f \frac{m + M}{R} \left[1 + \frac{ml^2}{M^2 R^2} (3 \cos^2 \lambda - 1) + \frac{m(M - m)l^3}{M^2 R^2} \cos \lambda \right. \\ \left. (5 \cos^2 \lambda - 3) + \dots \right]$$

ha a magasabbrendű tagokat elhanyagoljuk. Ebből differenciálással a gravitációs gyorsulás értékét is meghatározhatjuk:

$$g = f \frac{m + M}{R^2} \left[1 + \frac{3ml^2}{2MR^2} (3 \cos^2 \lambda - 1) + \frac{m(M - m)l^3}{M^2 R^2} \cos \lambda (5 \cos^2 \lambda - 3) + \dots \right]$$

E kifejezésekben φ nem szerepel, mert a rendszer az excentricitás irányában forgásszimmetrikus. A centrifugális gyorsulás földrajzi szélességtől függő hatására a későbbiekben még kitérünk. Az excentricitás mértékét jelentő 1 értéket, valamint a számításhoz a további lépésekben szükséges, az excentricitás irányát megadó φ_e , λ_e koordinátákat az 1885-ös Schmidt, az 1922-es Dyson-Furner, az 1945-ös Vestine-Lange és az 1955-ös Finch-Leaton-féle sorfejtésekből helyettesítettük be:

A sorfejtő neve	Időpont	l	φ_e	λ_e
Schmidt	1885	289 km	+ 6,2°	167,7° E
Dyson – Furner	1922	363	+ 9,7	161,3
Vestine – Lange	1945	396	+ 14,4	154,1
Finch – Leaton	1955	436	+ 16,3	150,2

Az 1885 előtti epochákra vonatkozó sorfejtések a mérés technika fejletlensége, a mérési pontok tér és időbeli távolsága miatt kevésbé megbízhatóak. 1885 táján már kedvezőbbek a mérési lehetőségek, s így az 1885-ös Schmidt-féle sorfejtés már jó alapnak látszik a vizsgálatokhoz. Legmegbízhatóbb az 1922-es sorfejtés, ehhez már modern műszerekkel és mérési technikával végzett méréseket használtak fel. Az 1945-ös és 1955-ös sorfejtések újra tartalmazznak bizonyos extrapolációt, bár az 1945-ös sorfejtés megbízhatóságát alátámasztja az a tény, hogy jó megegyezést mutat két másik, ugyanezre az epochára vonatkozó sorfejtéssel, amelyeknél a szekuláris változást más obszervatóriumok és szekuláris pontok alapján vették figyelembe. Az extrapolációk jogosságát természetesen csak az 1965-ös világfelmérés fogja eldönteni.

A fenti kifejezések, s a fentieknek megfelelő adatok alapján a számítást a következő lépésekben végeztük el:

Először kiszámítottuk a fenti 4 epochára a potenciál és gyorsulás értékeit. E számításnál nem a teljes potenciál és teljes gyorsulásértékkel dolgoztunk, hanem a teljes értékből levontuk az R sugarú homogén gömbre vonatkozó értéket és csak az ettől való ΔV és Δg eltéréseket számítottuk ki, miközben λ -t 0° -tól 360° -ig 10° -onként változtattuk. A gyorsulásértékek kiszámításakor ezt a gömbalaktól való ΔV eltérést $0,3086$ mgal/m értékkel megszoroztuk és hozzáadtuk a gömbre érvényes gyorsulásértékekhez. Ezáltal a gyorsulásértékeket a potenciálfelületre redukáltuk.

Az így számolt potenciál és gyorsulásértékekből $0,1^\circ$ -onként lineárisan interpolált táblázatokat készítettünk. A számításnál eddig nem vettük figyelembe a φ_e és λ_e értékeket, vagyis az excentricitás irányát (V és g kifejezésében ugyanis ez nem szerepelt), csak az excentricitás nagyságát, 1-et. A kapott értékek tehát az egyes epocháknak megfelelően olyan különböző koordináta-rendszerekre vonatkoznak, melyeknél az excentricitás $\varphi_e = 0$ szélességre és $\lambda_e = 0$ hosszúságra esik. A koordináta-rendszereket tehát transzformálni kellett a földrajzi koordináta-rendszerre. A transzformálás abból állt, hogy kiszámítottuk a 10° -os, φ , λ hálózat egyes pontjainak ϑ gömbi távolságát az excentricitás tengelyének φ_e , λ_e felületi dőfélpontjától. A számítást a következő összefüggés segítségével végeztük:

$$\cos \vartheta = \sin \varphi \sin \varphi_e + \cos \varphi \cos \varphi_e \cos (\lambda_e - \lambda).$$

Ezt a számolást, minthogy nagytömegű mechanikus munkát jelentett volna, elektronikus számológép segítségével végeztük el. Az egyes gömbi távolságoknak megfelelő ΔV és Δg értékeket ezután kikerestük az előzőekben ismertetett táblázatokból.

Végül az egymásutáni epochák azonos koordinátájú pontjaira kiszámított ΔV és Δg értékeket kivontuk egymásból és osztottuk az epochák közti időtartammal. Így kaptuk meg a potenciál és gravitációs gyorsulás egy évre eső változásait. Az eredményt térképszerűen ábráztuk (1., 2., 3., 4., 5., 6. ábra.)

Ezeknél a számításoknál nem vettük figyelembe a Föld forgását. Ezt megtehettük, mert nem abszolút nehézségi gyorsulás értékkel dolgoztunk, hanem annak csak a földmagmozgástól függően változó részével. Ez gyakorlatilag azt jelentette, hogy az egymásutáni epochák azonos földrajzi koordinátájú pontjainak g értékeit egymásból kivonva a centrifugális gyorsulásnak legnagyobb része kiesik. A felszín forgástengelytől mért távolsága azonban nemcsak a hely földrajzi koordinátáitól, hanem a belső mag helyzetétől is függ, s ennek következtében évente egy-két méterrel változhat. Ezért nem esik ki teljesen a különbségképzéskor a centrifugális gyorsulás. Vizsgáljuk meg, hogy mekkora c_z a centrifugális gyorsulás különbség, és jogos-e az elhanyagolása. A sarkoktól az Egyenlítő felé haladva a forgástengelytől mért távolság 0–6000 km-ig növekszik, ami 3,4 mgal centrifugális gyorsulás növekedést okoz. Ennek arányában évi 1 m sugárváltozás az Egyenlítőn 0,001 mgal-nál kisebb centrifugális gyorsulásváltozást ad, a sarkok felé pedig ennek csak $\cos \varphi$ -szeresét. A mag elmozdulása következtében az évi változások viszont több tizedmilligal nagyságrendűek, tehát két nagyságrenddel kisebb értéket hanyagoltunk el, ami az ilyen becslésjellegű számításoknál megengedhető.

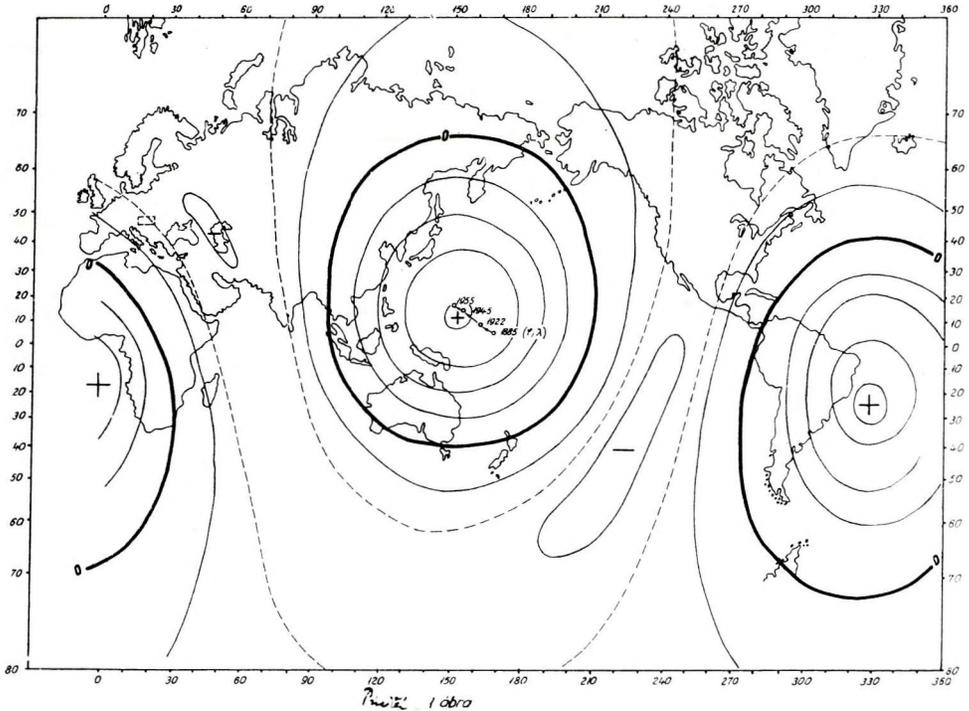
III. Az eredmények értelmezése

Az 1., 2., 3. térkép feltünteti az évi potenciálváltozásokat, vagyis azokat az alakdeformációkat, amelyeket egy folyadékszerűen viselkedő Föld szenvedne a feltételezett magvándorlás következtében. Minthogy a Föld más geofizikai adatok alapján igen jó közelítésben folyadékszerűnek tekinthető, ez a potenciálváltozás a Föld feltételezett alakváltozását jelenti. (Természetesen ez a változás színtezéssel nem mutatható ki, minthogy éppen a szintfelületek változásáról van szó, s amennyiben a szárazföld az óceánokkal együtt mozdul el, a tengerszintingadozásokban sem kell szükségszerűen jelentkeznie.)

Összehasonlítva a három térképet, feltűnő az egy évre eső deformáció növekedése, ami abból következik, hogy a gömbfüggvénysorfejtések szerint az excentricitás változása az utóbbi években radiális irányban gyorsuló jellegű. Amint azonban már említettük, az 1955-ös sorfejtés extrapolált adatokra épül, s így esetleg a 3. sz. térkép túlzott értékeket adhat.

Számításaink szerint tehát legnagyobb változás a Fülöp-szigetektől keletre a Csendes-óceán (Mariana tenger) területére, s az áttelleges ponton Brazília délkeleti részére esik. Ez a szintfelületek évi 2–4 m emelkedésben, illetve az emelkedő területrészek között a szintfelületek évi 2–3 m süllyedésében nyilvánul meg. Ha tekintetbe vesszük, hogy Földünkön a Nap–Hold hatás következtében 24 óra alatt a dagályhullám kétszer vonul végig s ez a kéregnek átlagosan 0,5 m amplitúdójú mozgását okozza [3], akkor az általunk számolt évi deformáció nem elképzelhetetlen. A számolt változásokra természetesen szuperponálódnak a kéreg egyéb számításba nem vehető vertikális irányú mozgásai, ezenkívül a szilárdsági viszonyok is lényegesen módosíthatják a számolt értékeket.

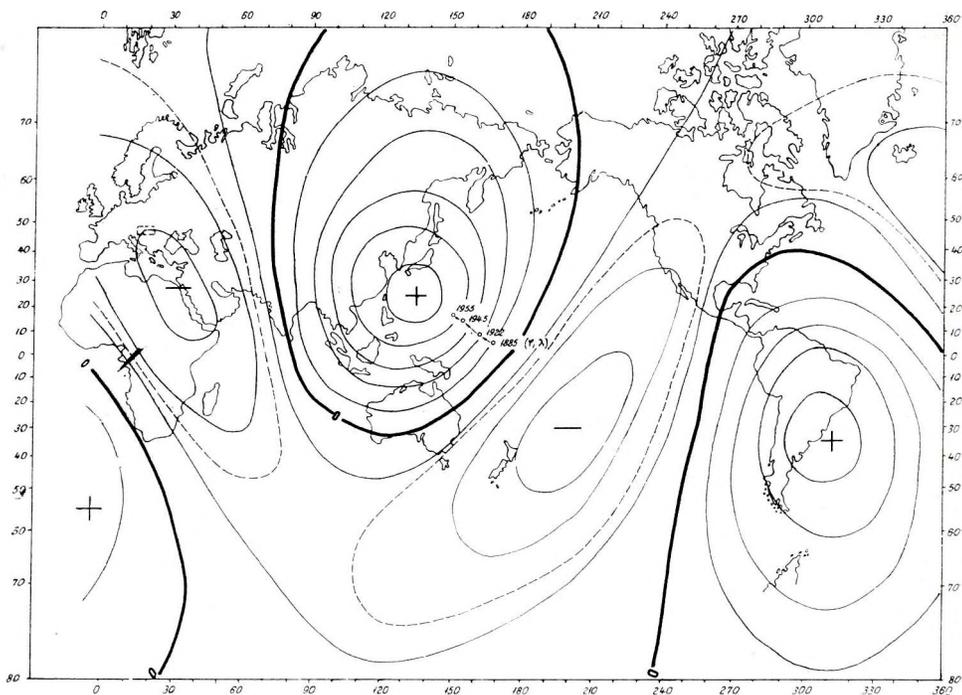
A gravitációs értékek évszázados változásának nagyságrendjére kapott értékek az előbb említett területeken évi $+0,5$ mgal, illetve $-0,2$ mgal (4., 5., 6. ábra.) Hogy a mérési gyakorlatban a gravitációs tér ilyen nagyságrendű változására még nem figyeltek fel, annak magyarázatát adhatja először is az a tény, hogy azok a helyek, ahol az évi változás maximális, részben óceáni területre, részben a kontinensek gravitációsan kevésbé ismert területeire esnek. Másrészt ezek az értékek elég nagy területen közel állandó számok, s a relatív (graviméter) mérések esetleges későbbi időpontban való megismétlésénél az időbeli változából adódó eltérések a hibahatár alatt maradtak. Ha továbbá tekintetbe vesszük, hogy a külső és belső mag közötti sűrűségkülönbség kisebb 6 g/cm^3 -nél – az újabb adatok szerint ennek éppen a fele –, akkor a lehetséges g változások már ezért is általában a használatos gravitációs műszerek érzékenysége alatt maradnak. Ebben az esetben a hatás abszolút értelemben vett kicsinsége is elegendő magyarázat arra, hogy a gravitáció évszázados változása eddig elkerülte a kutatók figyelmét.



1. ábra. A gravitációs potenciál-felületek egy évre eső elmozdulása 1885 és 1922 között. Izo-vonalak értékkeze $0,5$ m.

Fig. 1. Годовое смещение гравитационных потенциальных поверхностей за период от 1885 до 1922 г. Сечение изолиний – $0,5$ м

Fig. 1. The annual shift of gravity potential surface in the period 1885 – 1922. Interval of isolines: $0,5$ m.

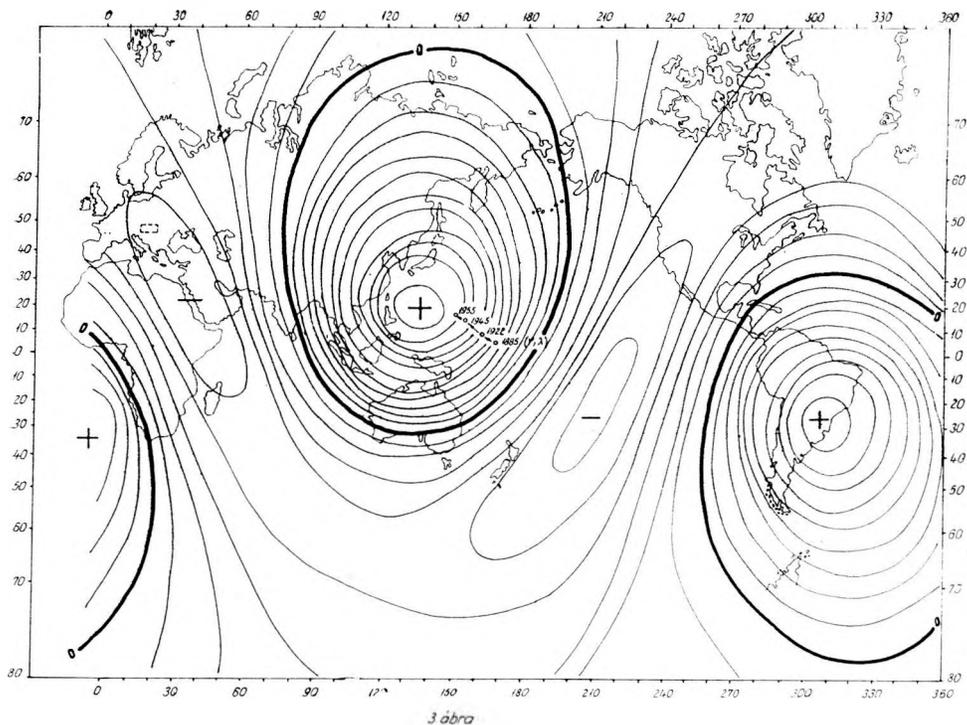


2 ábra

2. ábra. A gravitációs potenciál-felületek egy évre eső elmozdulása 1922 és 1945 között. Izo-vonalak értékköze 0,5 m.

Fig. 2. Годовое смещение гравитационных потенциальных поверхностей за период от 1922 до 1945 г. Сечение изолиний — 0,5 м

Fig. 2. The annual shift of gravity potential surface in the period 1922 – 1945. Interval of iso-lines: 0,5 m.



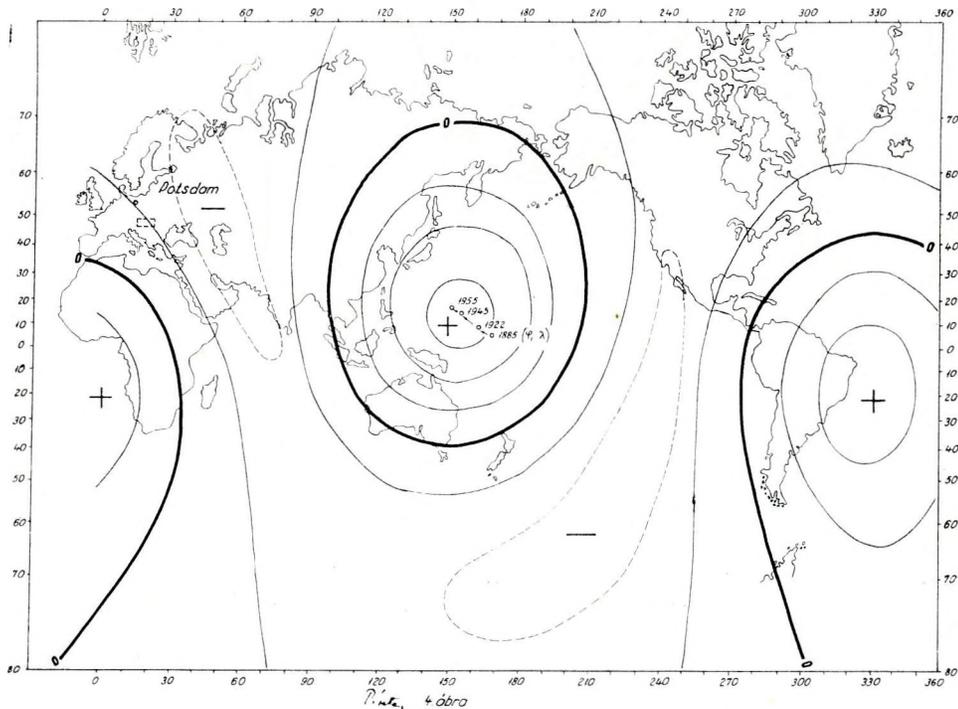
3. ábra. A gravitációs potenciál-felületek egy évre eső elmozdulása 1945 és 1955 között. Izo-
vonalak értékköze 0,5 m.

Фиг. 3. Годовое смещение гравитационных потенциальных поверхностей за период от
1945 до 1955 г. Сечение изолиний — 0,5 м

Fig. 3. The annual shift of gravity potential surface in the period 1945 – 1955. Interval of izoli-
nes: 0,5 m.

Magyarország területén a számolt változás átlag $-0,1$ mgal/év. Ezen belül a legnagyobb eltérés KÉK–NyDny irányban kb. $0,03$ mgal/év. Ez az érték megfelelő mérési eljárást kidolgozva már mérhető lehet. Elképzeléseink szerint, hogy a rendelkezésünkre álló Heiland graviméterekkel maximális pontosságot tudjunk elérni, egy reszt beállításon (mérési tartományon) belül is lehetőleg azonos g értékű pontokon, tehát nagyjából egy normálérték görbe mentén haladva kb. K–Ny irányban kellene e méréseket elvégezni, bár ebbe az irányba a maximális változásnak csak kb. kétharmada esik: $0,025$ mgal/év. Célszerű lenne két párhuzamos vonalon mérni: pl. Sopron–Nyíregyháza és Nagykanizsa–Békéscsaba között, s e méréseket 10–15 év múlva megismételni.

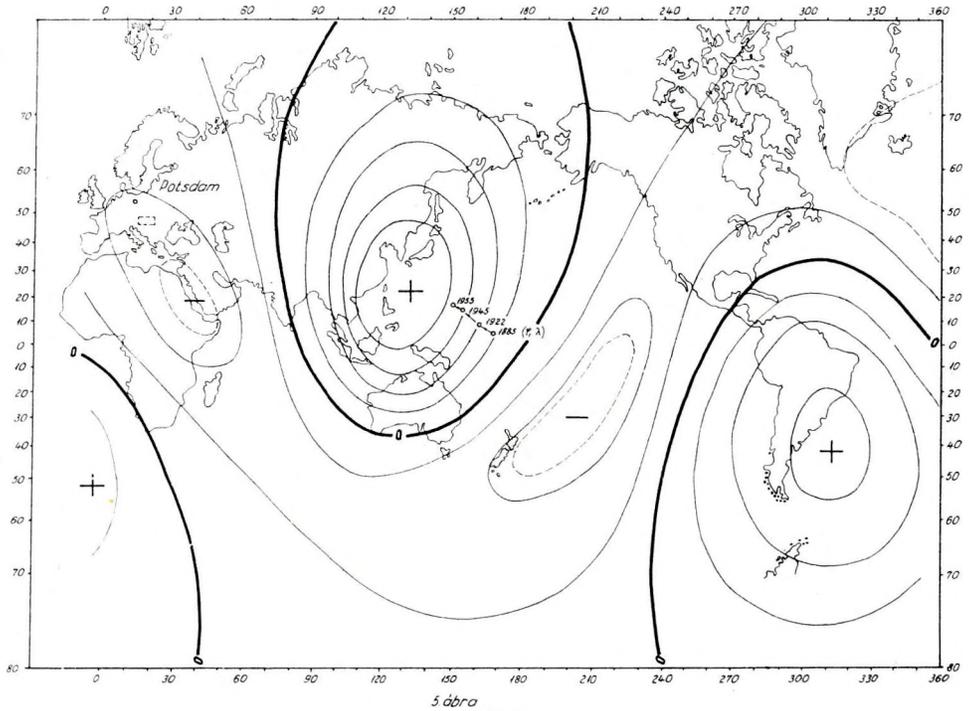
Természetesen, ha térképünk alapján a legnagyobb változású területeket választjuk ki, pl. az Egyenlítő körül mérve, a gravitációs tér excentritása, illetve excentricitásának időbeli változása könnyen kimutatható lenne. Az



1. ábra. A gravitációs tér egy évre eső változása 1885 és 1922 között. Izovonalak értékköze $0,1$ mgal.

Fig. 1. Годовая вариация поля силы тяжести за период от 1885 до 1922 г. Сечение изолиний — $0,1$ мгал.

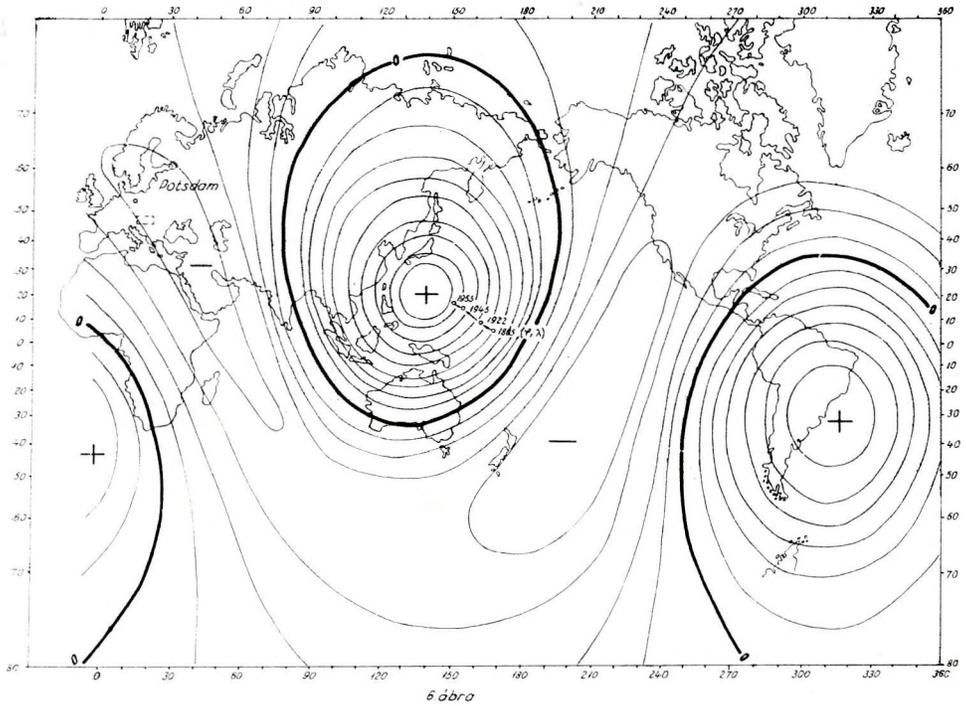
Fig. 1. Annual variation of the gravity field in the period 1885–1922. Interval of isolines 0,1 mgal.



5. ábra. A gravitációs tér egy évre eső változása 1922 és 1945 között. Izovonalak értékköze 0,1 mgal.

Фиг. 5. Годовая вариация поля силы тяжести за период от 1922 до 1945 г. Сечение изолиний — 0,1 мгал.

Fig. 5. Annual variation of the gravity field in the period 1922 – 1945. Interval of isolines: 0,1 mgal.

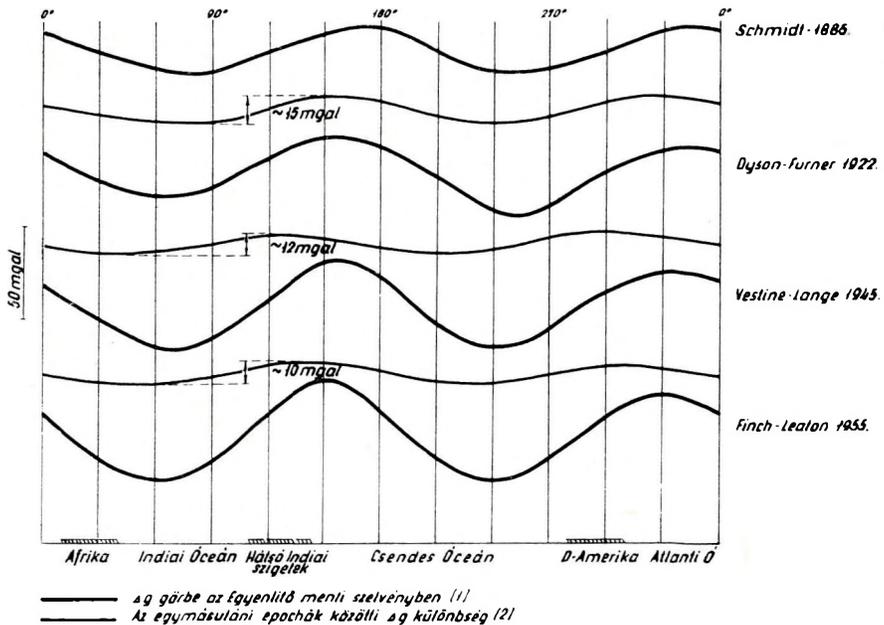


6. ábra. A gravitációs tér egy évre eső változása 1945 és 1955 között. Izovonalak értékköze 0,1 mgal.

Фиг. 6. Годовая вариация поля силы тяжести за период от 1945 до 1955 г. Сечение изолиний — 0,1 мгал.

Fig. 6. Annual variation of the gravity field in the period 1945 – 1955. Interval of isolines: 0,1 mgal.

Egyenlítő mentén felrajzoltuk az 1885, 1922, 1945 és 1955-re kiszámított gyorsulásiértékeket (7. ábra). Az ábrázolt hullámokat természetesen csak abszolút méréssel lehetne kimutatni és csak akkor, ha a kéreginhomogenitásokból származó hatásokat pontosan számításba tudnánk venni. Ugyanezen az ábrán vékonyabb vonallal kihúzott görbék ábrázolják a fenti epochák közötti változásokat, melyek relatív (graviméter) mérésekkel már kimutathatók. Az egy évre eső változás amplitúdója kb. 0,5 mgal nagyságrendű s így megfelelő idő múlva megismételt mérések esetén, ha a magexcentricitásra vonatkozó feltételek a valóságnak megfelelőek, e változáshullám mérhető.



7. ábra. Δg görbe az Egyenlítő menti szelvényben (1). Az egymásutáni epochák közötti Δg különbség (2)

Фиг. 7. Кривая Δg по профилю вдоль экватора (1)
Разница в величинах Δg следующих друг за другом эпох (2)

Fig. 7. Δg curve along a profile on the Equator (1). Differences between the Δg values in the successive epochs.

IV. A gravitáció évszázados változása az eddigi mérési gyakorlatban

A gravitáció szekuláris változásának gondolata már régebben is felvetődött ott, ahol a gravitációs méréseknek ugyanazon az állomáson történt megismétlésekor a mérési hibát meghaladó eltéréseket kaptak. (M. S. Abakiela, és később Pariisky mérései a Kaukázusban, az indiai abszolút g mérések [4]. Sajnos, ezek a mérések nem kielégítő pontosságúak ahhoz, hogy a szekuláris változás kérdésében döntő jellegűek lehessenek. Pariisky a Kaukázusban viszonylag kis távolságon belül elég nagy változást mért: $12 - 13 \pm 5$ mgal/25–30 év. Kétségtelen, hogy e mérések már a pontok azonosítása miatt sem eléggé megbízhatóak. Feltűnő azonban az a tény, hogy az ismétlésnél egy állomás kivételével 14 állomáson az eltérés mindenütt pozitív. Nem valószínű, hogy ismétléskor mindenütt a korábbi mérési hely alatt végezték volna a mérést, ami az egyöntetű pozitív eltérést magyarázná. Inkább a műszer valamilyen szisztematikus hibájára gyanakodhatunk, vagy feltehetjük, hogy a mérések valóban a gravitációs érték változását jelzik. Térképeinken e helyen a g érték csökken, tehát ellentétben van a Pariisky féle adatokkal. Lényeges szempontot jelent azonban az a tény is, hogy az említett mérések fiatal gyűrt hegységek területére esnek s így, ha a mért változások realitását feltételezzük is, a változások talán inkább helyi tektonikai okokra vezethetők vissza, mint a földmag mozgására, ami az egész Föld gravitációs terét deformálná.

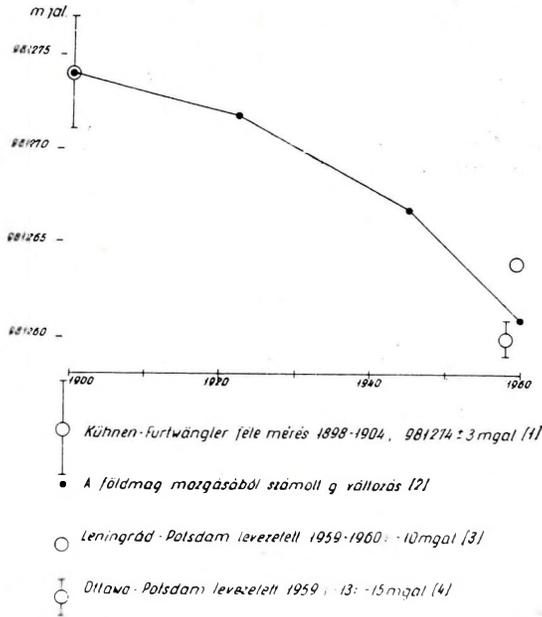
Mint érdekességet megemlíthetjük, hogy Pariisky mérései alapján Tbilisziben a g érték az 1903–1909-es években végzett mérésekhez viszonyítva csökkenő tendenciát mutat. A mérési hiba azonban oly nagy ($-0,4 \pm 2,0$ mgal!), hogy legfeljebb a tendenciát foghatjuk fel valóságosnak. Térképünk alapján azonban hasonló különbséget számíthatunk ki erre az időre vonatkozóan Potsdam és Tbiliszi között ($-0,5$ mgal) [4].

A Szovjetunióban 1951–1954-ben létesített graviméter alapvonal 5 pontját: Moszkva, Kazán, Szverdlovszk, Omszk, Novoszibirszk (kb. 3000 km-nek megfelelő távolság), 1961-ben újra összemérték. Az általunk szerkesztett térkép alapján ez idő alatt 4 mgal növekedés várható K–Ny irányban. A mérések azonban 0,1 mgal pontosságig nem mutattak ki változást. Ez a negatív eredmény természetesen módosítja sematikus jellegű térképeinket, de nem lehet döntő ellenérv a kérdés elvi részét illetően.

A századforduló idején mért potsdami abszolút g értéke az újabb abszolút mérésekkel (Leningrád, Washington, Ottava, Teddington, Sévres, Buenos-Aires) összehasonlítva átlagosan 10–15 mgal eltérést mutat. Ezt az eltérést a Barta György által feltételezett időbeli változás szépen magyarázná (8. ábra). Igaz, hogy a potsdami méréssel kapcsolatban utólag bizonyos kételyek merültek fel és valószínű, hogy a mérés hibája nagyobb volt a megadott ± 3 mgal-nál, így a jó egyezés részben a véletlennek köszönhető, hiszen az évszázados változás kiszámítása több hipotézist és extrapolációt tartalmaz.

V. Összefoglalás

Végül újra szeretnénk hangsúlyozni, hogy a kiindulási adatok hipotézis jellege és a számítások leegyszerűsítése legfeljebb csak nagyságrendi becslésekre jogosít, s a valóságnak megfelelő g változás a Föld különböző pontjain



8 ábra.

8. ábra. Kühnen-Furtwängler féle mérés 1898-1904: 981 274 ± 3 mgal (1) A földmag feltételezett mozgásából számolt g változás (2). Leningrád - Potsdam levezetett g különbség 1959 - 1960; - 10 mgal. (3). Ottawa - Potsdam levezetett g különbség 1959; - 13, - 15 mgal (4).

Фиг. 8. Измерения, проведенные Кюнен - Фуртвенглером в 1898 - 1904 гг.; 981874 ± 3 мгал (1)

Вариация Δg , вычисленная по предполагаемому смещению ядра Земли (2)

Выведенная разница величины g между городами Ленинград - Потсдам за 1959 - 1960 гг.; - 10 мгал (3)

Выведенная разница величины g между городами Оттава - Потсдам за 1959 г.; - 13, - 15 мгал.

Fig. 8. Kühnen-Furtwängler's measurement for 1898 - 1904: 981 274 ± 3 mgal (1). Variation of the Δg value calculated from the supposed shift of the Earth's core (2). Deduced difference of g Leningrad - Potsdam 1959 - 1960: - 10 mgal (3). Deduced difference of g Ottawa - Potsdam, 1959: - 13, - 15 mgal (4).

lényegesen eltérhet. az itt kiszámolt értékektől. Igen lényeges lépést jelent majd e kérdés további vizsgálata szempontjából az a Nemzetközi Gravitációs Bizottság 1962. évi párizsi kongresszusán elfogadott határozat, amelyik célul tűzte ki három nagypontosságú É-D irányú kalibrációs vonal felújítását (amerikai, euró-afrikai, és nyugat-pacifikus kalibrációs vonal). ezeknek a vonalaknak K-Ny irányú összekötését (a vonalak végeinél és az Egyenlítő közelében), és e mérések megismétlését bizonyos idő múltán [5].

Lényeges lenne továbbá olyan fiatal gyűrt hegységeket harántoló graviméter mérések elvégzése, melyeket később megismételve a kéregnek helyi okokra visszavezethető változásait a magmozgásból eredő változásoktól elválaszthatnánk.

A gravitációs tér változásának gondolata nem új, a Földről alkotott geofizikai kép teljességéhez azonban feltétlenül hozzátartozik, hogy e változások nagyságáról és eloszlásáról is mielőbb tájékozódást nyerjünk. Jelenleg rendelkezünk már olyan mérés technikával, hogy ilyen változások kimutatásához szükséges kezdeti adatot megadhatjuk, ha a záróadat meghatározására még hosszú időre van is szükség.

IRODALOM:

1. *Barta György*: A Föld mágneses sarkainak és középpontjának időbeli változásáról. Geofiz. Közl. 1959. VIII. kötet. 1 – 2. szám.
2. *Barta György*: A földmágneses tér excentricitásának kapcsolata a Föld háromtengelyűségével. Geofiz. Közl. 1962. X. kötet. 1 – 4. szám.
3. *Defant, A.*: Ebbe und Flut des Meeres der Atmosphäre und der Erd feste. Berlin. Göttingen. Heidelberg 1953.
4. *Bou langer, J. D.*: On secular gravity changes. I. Internationales Symposium über rezente Erdkrustenbewegungen. Akademie-Verlag Berlin, 1962.
5. *Morelli, U.*: Calibration Lines-Draft Resolution. Meeting of the International Gravity Commission, Paris, 1962.

АЦЕЛ ЭТЕЛКА
ВЕКОВАЯ ВАРИАЦИЯ ОТКЛОНЕНИЯ ОТВЕСА

Смещение ядра Земли, предполагаемое на основании вековой вариации геомагнитного поля, определяет необходимость наличия вековой вариации также и в поле силы тяжести Земли. По коэффициентам магнитных сферических функций для 1885, 1922, 1945 и 1955 гг. можно судить о положении магнитного центра, следовательно и ядра Земли в эти же года. Опираясь на эти данные, автором вычислена и представлена на карте теоретическая вековая вариация направления поля силы тяжести.

Полученные результаты позволяют объяснить разницы величин φ и λ не дрейфом континентов, как это предполагалось до сих пор, а изменением направления поля силы тяжести.

E. ACZÉL
SECULAR VARIATION OF DEVIATION OF THE VERTICAL

The shift of the Earth's core as indicated by the secular variations of the magnetic field, postulates the secular variations of the gravity field too. On the evidence of the coefficients of the magnetic spherical-harmonics for 1885, 1922, 1945 and 1955, the magnetic centre, i. e., the position of the Earth's core is also known for the mentioned periods. Utilising these data the theoretical secular variation of the direction of the gravity field was calculated and represented on a map.

The results obtained permit to explain the differences in φ and λ (coming from measurements) no more by continental drift as usual, but by the variation of the direction of the gravity field.

A FÜGGŐVONAL ÉVSZÁZADOS VÁLTOZÁSÁRÓL

ACZÉL ETELKA

I. Bevezetés

Dr. Barta György a földmágneses tér évszázados változására vonatkozó vizsgálatai során arra a következtetésre jutott, hogy a Föld belső magja excentrikus és közel nyugati irányú mozgást végez [1]. Ez az elmélet vezetett a gravitációs tér évszázados változásának gondolatához [2]. Mivel a belső mag tömege a Föld egész tömegének kb. 50-ed része, a feltételezett földmag-mozgás tehát olyan nagyméretű tömegmozgást jelent, amely a Föld gravitációs terét is kimutathatóan megváltoztathatja. Ha a gravitációs tér évszázados változását a földmag-mozgásnak megfelelően ki lehetne mutatni, ez egyben újabb bizonyítékul szolgálhatna az elmélet mellett.

A kérdést nem tudjuk mérések alapján jelenleg eldönteni, mert nem rendelkezünk kellő pontosságú és hosszúságú gravitációs adatsorozattal. Vizsgálatainkban tehát csak arra szorítkozhattunk, hogy a jelenség modellszerű elképzelése alapján számításokat végeztünk a gravitációs hatás várható értékeit illetően.

A gravitáció nagyságának évszázados változására vonatkozó vizsgálatokkal dr. Barta György és Pintér Anna foglalkoztak [2, 3]. Jelen dolgozatban pedig ismertetjük azokat a számításokat, melyeket az excentrikus földmag mozgásának feltételezése alapján, a gravitációs tér irányának évszázados változására vonatkozóan végeztünk.

II. Elvi megfontolások

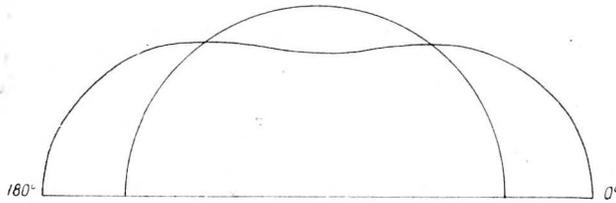
Ismeretes, hogy a gravitációs tér mindenkori irányát kijelölő ún. függővonal irányok a gravitációs tér szintfelületének normálisai. Nyugalomban levő, homogén koncentrikus gömbhéjakból felépített Föld gravitációs terének potenciálfelületei gömbök. Ha azonban a környezeténél nagyobb sűrűségű belső mag excentrikus helyzetű, akkor a potenciálfelületek ellipszoidoknak tekinthetők. Ilyen modell alkalmazása mellett számítottuk ki a gömb- és ellipszoid normálisainak eltéréseit a Föld különböző pontjaiban.

A normálisok segítségével definiált függővonaleltérés nem azonos az ún. függővonal-elhajlással, hanem annak csak egyszerűsített analógiája. Számításaink szempontjából a modell alkalmazása célszerűnek látszott, mert matematikailag hozzáférhető, a geoid ellenben a matematikailag határozatlan felületek csoportjába tartozik, azaz analitikus függvénnyel nehezen jellemezhető. A függővonal-elhajlást sem ezen az úton, hanem gravitációs mérések alapján szokás meghatározni.

Az említett ellipszoidhoz az egyenlítői ellipszist vettük alapul, amelynek adatai a mágneses gömbfüggvény-sorfejtések alapján különböző epochákra ismertek voltak [2]. A számítások során az eltérést az ellipszistól elhanyagoltuk. Kimutatható úi., hogy excentrikus földmag feltételezésével a Föld egyenlítői metszete nem szabályos ellipszis, hanem egyik végén lapultabb és közepén kissé befűződött, lemniszkáta görbébe emlékeztető alakú. Ha szabályos ellipszis helyett ezzel, a valóságot jobban megközelítő görbével számolnánk, a két görbe normálisai között különböző szélességek mellett különböző eltérés adódna (1. ábra). Közelítő számítások szerint az ellipszis és a lemniszkáta normálisai közötti szögműkülönbség maximális értéke a számításban szereplő kör- és ellipszis normálisai közötti szögműkülönbségnek kb. csak 5%-a, tehát elhanyagolható. Az egyenlítői befűződött ellipszis realitását a geodéziai adatok alátámasztani látszanak (2. ábra) [4].

III. A normálisok különbségének meghatározása

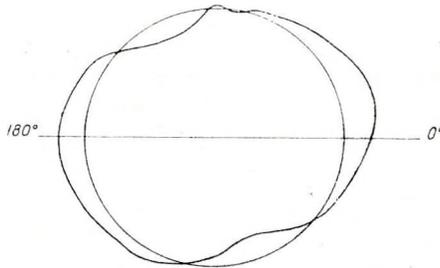
Az előzőkben említettük már, hogy a problémát kör és ellipszis normálisainak meghatározására vezettük vissza. A normálisok különbségeinek kiszámítása adott P pontban a következő módon történt (3. ábra).



1. ábra. Az egyenlítő keresztmetszetének eltérése a körtől, excentrikus tömegeloszlású Föld feltételezése esetén.

Фиг. 1. Отклонение поперечного сечения экватора от окружности, при предположении эксцентричного распределения массы Земли

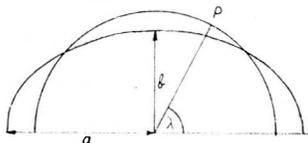
Fig. 1. Deviation of the equatorial cross-section from the circle, assuming eccentric mass distribution of the Earth.



2. ábra. Az egyenlítő keresztmetszetének eltérése a körtől. (Hirvonen adatai alapján.)

Фиг. 2. Отклонение поперечного сечения экватора от окружности (По данным Хирвонена)

Fig. 2. Deviation of the equatorial cross-section from the circle (after Hirvonen).



3. ábra. A normálisok különbségeinek meghatározása.

Фиг. 3. Определение разниц нормалей

Fig. 3. Determination of the differences of the normals.

az ellipszis egyenlete: $y = \frac{b}{a} \sqrt{a^2 - x^2}$

az érintő iránytangense: $y' = -\frac{b}{a} \frac{x}{\sqrt{a^2 - x^2}}$

a normális iránytangense: $-\frac{1}{y'} = \frac{a}{b} \frac{\sqrt{a^2 - x^2}}{x}$

Ugyanígy a körre nézve:

a kör egyenlete: $y = \sqrt{a^2 - x^2}$

az érintő iránytangense: $y' = -\frac{x}{\sqrt{a^2 - x^2}}$

a normális iránytangense: $-\frac{1}{y'} = \frac{\sqrt{a^2 - x^2}}{x}$

Polárkoordináták bevezetésével:

$$x = a \cos \lambda,$$

a normálisok iránytangensei a következőképpen adódnak:

$$\operatorname{tg} n_{\text{ellipszis}} = \frac{a}{b} \operatorname{tg} \lambda,$$

$$\operatorname{tg} n_{\text{kör}} = \operatorname{tg} \lambda,$$

ahol λ a kérdéses pont geocentrikus hosszúsága.

A két normális által bezárt szög tangense:

$$\operatorname{tg} \Delta n = \frac{\frac{a-b}{b} \operatorname{tg} \lambda}{1 + \frac{a}{b} \operatorname{tg}^2 \lambda}.$$

Mivel a nevező közel $1 + \operatorname{tg}^2 \lambda$ -nak vehető, és

$$\frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2 \lambda} = \cos^2 \lambda, \text{ ezért:}$$

$$\operatorname{tg} \Delta n = \frac{a-b}{b} \sin \lambda \cos \lambda.$$

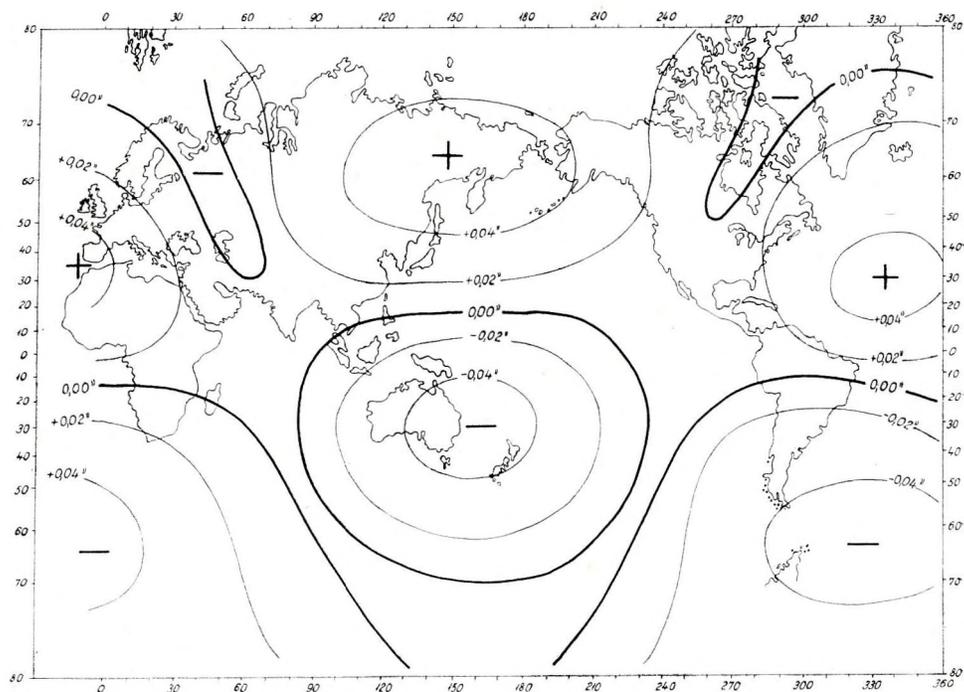
Ebből

$$\Delta n = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left[\frac{a-b}{b} \sin \lambda \cos \lambda \right].$$

IV. A számítás menete

Az így nyert formula tehát megadja λ különböző értékei mellett a kör és ellipszis normálisainak eltérését (Δn). A képlet segítségével kiszámítottuk 1° -onként Δn értékeit az 1885, 1922, 1945 és 1955 epochákra. Az egyes időpontokra vonatkozó ellipszisek nagy és kis tengelyeinek különbségeit rendre 165, 261, 310 és 376 m-nek vettük. Ezek az adatok a mágneses gömbfüggvény-sorfejtések alapján ismeretesek [2]. Az ellipszisek kis tengelyeinek hosszát pedig valamennyi epochára egységesen 6370 000 m-nek vettük.

A számításokat ezután az említett 4 epochára vonatkozólag, a Föld egészére, azaz a Föld $10-10^\circ$ -onként elhelyezkedő szélességi és hosszúsági pontjaira kiterjesztettük. E pontok és az egyes epochákra vonatkozó egyenlítői ellipszisek nagy tengelyei végpontjainak gömbi távolságait ismerve [3], meghatároztuk Δn értékeit az említett $17 \times 36 = 612$ pontra és 4 epochára.



4. ábra. A földrajzi szélesség évi változása 1885 és 1922 között, a földmag feltételezett elmozdulása következtében.

Фиг. 4. Годовая вариация географической широты за период от 1885 до 1922 г. в результате предполагаемого смещения ядра Земли

Fig. 4. Annual variation of the latitude in the period 1885–1922, due to the supposed shift of the Earth's core.

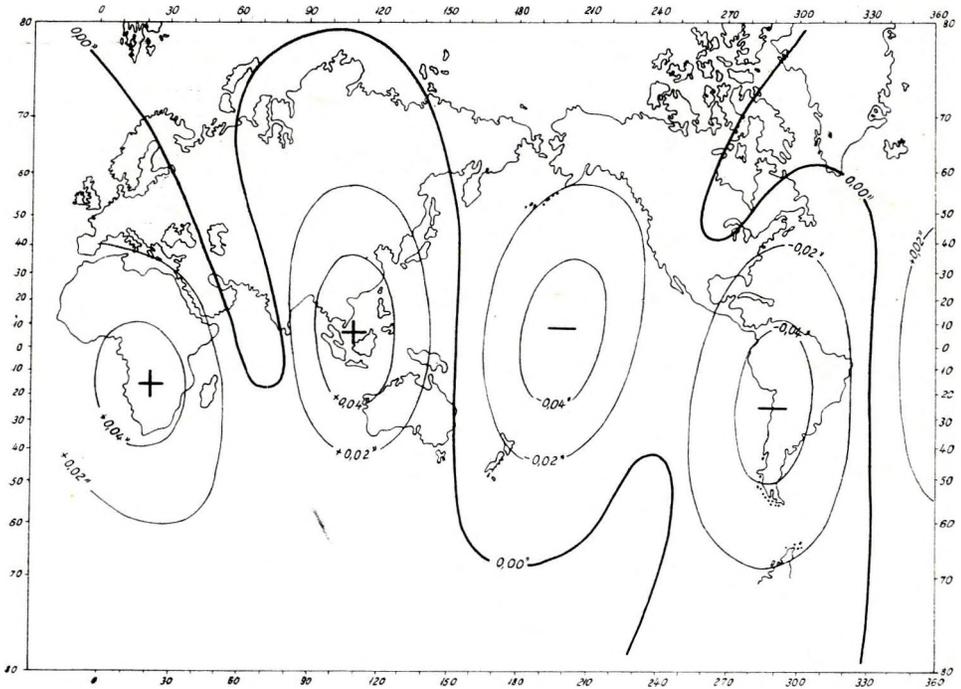
Könnyebb ábrázolhatóság és áttekinthetőség kedvéért az egyes epochákhoz tartozó Δn függővonal-eltéréseket Δq szélességi és $\Delta \lambda$ hosszúsági irányú komponensekre bontottuk a következő összefüggések szerint:

$$\Delta q = \Delta n \cos \alpha$$

$$\Delta \lambda = \Delta n \sin \alpha,$$

ahol α azt a gömbszöget jelenti, amelyet a csillagászati sarok és a nagy tengely dőléspontja, valamint a számított pont és a nagy tengely dőléspontja által meghatározott főkörök zárnak be.

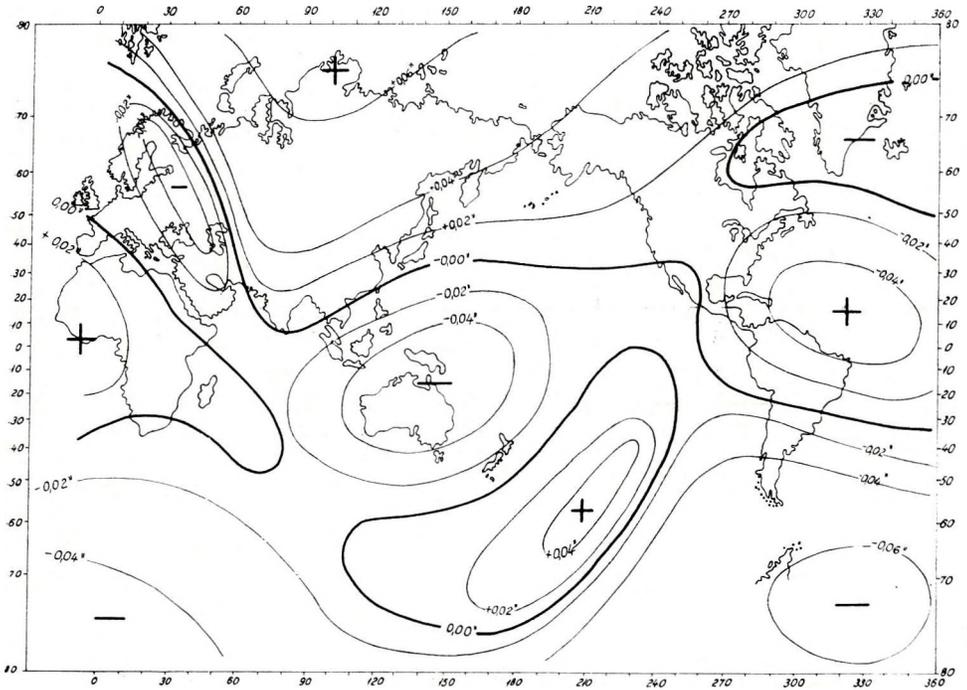
Az egyes epochákra vonatkozó, ilyen módon nyert Δq és $\Delta \lambda$ értékek különbségeit képezve a szomszédos epochák között, osztva az eltelt évek számával, megkaptuk az összetevők 1 évre eső változását. Az így nyert $\Delta \Phi$ és $\Delta \lambda$ értékeket a Föld említett 612 pontjában térképszerűen ábráztuk, megrajzolva az egyenlő változás görbéit (4 – 9. ábra).



5. ábra. A földrajzi hosszúság évi változása 1885 és 1922 között, a földmag feltételezett elmozdulása következtében.

Fig. 5. Годовая вариация географической долготы за период от 1885 до 1922 г. в результате предполагаемого смещения ядра Земли

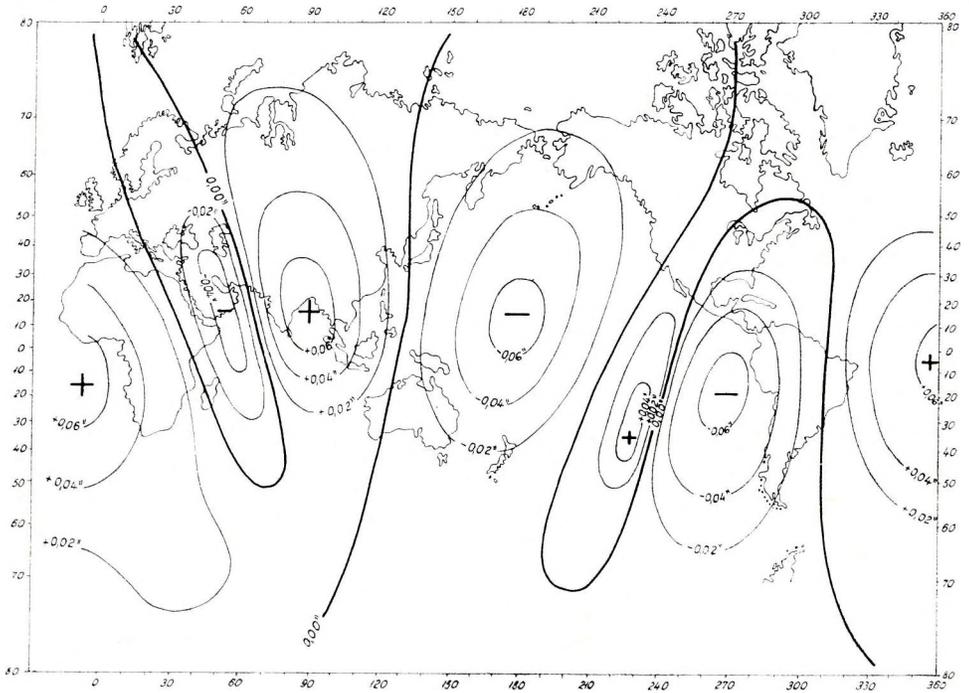
Fig. 5. Annual variation of the longitude in the period 1885 – 1922, due to the supposed shift of the Earth's core.



6. ábra. A földrajzi szélesség évi változása 1922 és 1945 között, a földmag feltételezett elmozdulása következtében.

Фиг. 6. Годовая вариация географической широты за период от 1922 до 1945 г., в результате предполагаемого смещения ядра Земли

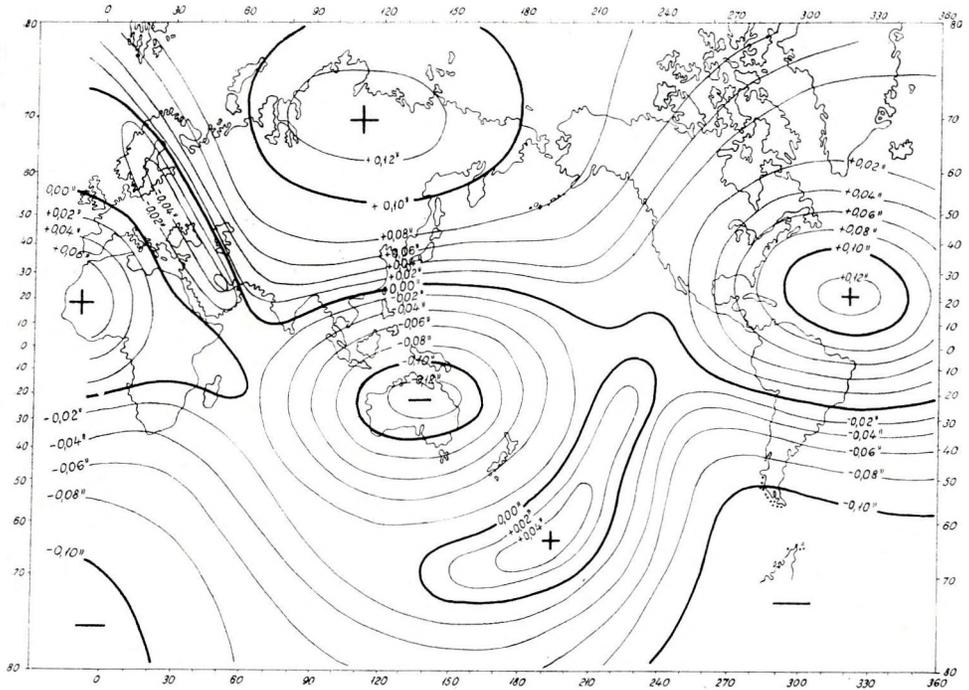
Fig. 6. Annual variation of the latitude in the period 1922 – 1945, due to the supposed shift of the Earth's core.



7. ábra. A földrajzi hosszúság évi változása 1922 és 1945 között, a földmag feltételezett elmozdulása következtében.

Фиг. 7. Годовая вариация географической долготы за период от 1922 до 1945 г. в результате предполагаемого смещения ядра Земли

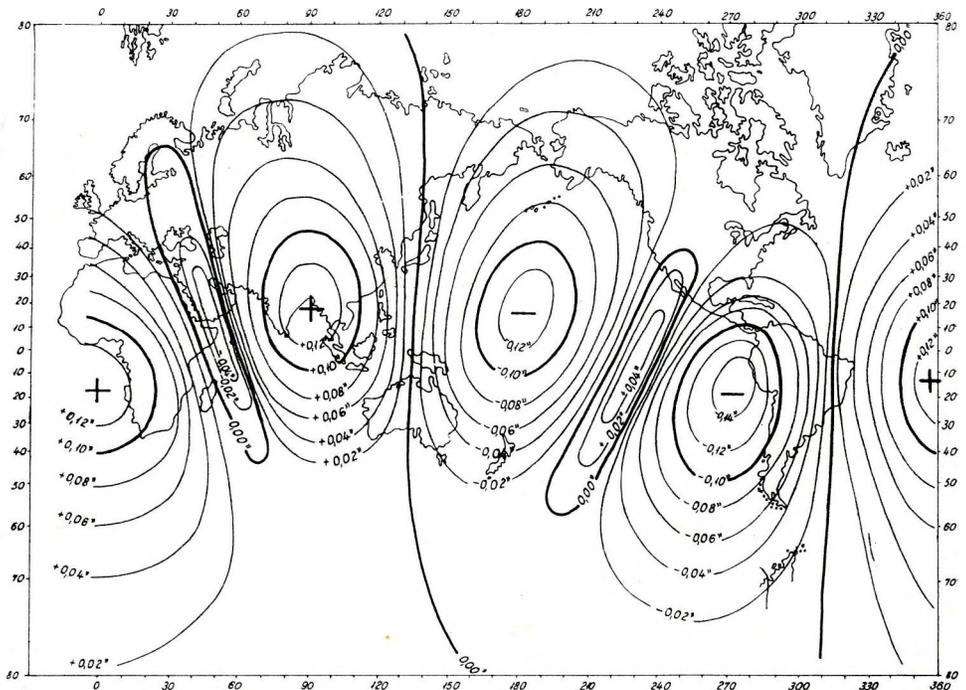
Fig. 7. Annual variation of the longitude in the period 1922–1945, due to the supposed shift of the Earth's core.



8. ábra. A földrajzi szélesség évi változása 1945 és 1955 között, a földmag feltételezett elmozdulása következtében.

Фиг. 8. Годовая вариация географической широты за период от 1945 до 1955 г. в результате предполагаемого смещения ядра Земли

Fig. 8. Annual variation of the latitude in the period 1945 - 1955, due to the supposed shift of the Earth's core.



9. ábra. A földrajzi hosszúság évi változása 1945 és 1955 között, a földmag feltételezett elmozdulása következtében.

Fig. 9. Годовая вариация географической долготы за период от 1945 до 1955 г. в результате предполагаемого смещения ядра Земли

Fig. 9. Annual variation of the longitude in the period 1945 – 1955, due to the supposed shift of the Earth's core.

V. Az eredmények értékelése

A térképekről látható, hogy mindkét komponens változása igen kicsi, de ez éppen eredményeink realitását jelentheti. A földmag mozgása miatt ui. a gravitációs térben nem várható ennél jelentősebb változás, mert a belső mag tömegének gravitációs hatását elsimítja a Föld egész tömegének gravitációs hatása. Annyit mindenesetre kimondhatunk, hogy a feltevéseink mellett végzett számítás nem vezetett a gyakorlati tapasztalatnak ellentmondó eredményhez, azaz eredményeink az elmélettel összhangban vannak.

A $\Delta\Phi$ és $\Delta\lambda$ térképekből látható, hogy a legkisebb változás 1885 és 1922 között adódott, kissé nagyobb 1922 és 1945 között, a legnagyobb változást pedig az 1945 és 1955 között számított komponensek mutatják. Ennek oka az lehetett, hogy a földmag ez utóbbi időszakban nagyobb mérvű mozgást végezhetett. Másrészt azt is figyelembe kell vennünk, hogy az 1945 és 1955-re vonatkozó sorfejtések extrapolált értékeket tartalmaznak, ami ezeket az adatokat bizonytalanabbá teszi.

Az elméleti úton számított eredmények ellenőrzéseképpen a $\Delta\Phi$ és $\Delta\lambda$ értékeket összehasonlítottuk a földi pontok szélességi és hosszúsági koordinátáinak változásaira vonatkozó rendelkezésünkre álló legújabb mérési eredményekkel. Ismeretes úi., hogy a földi pontok koordinátái időben változnak. A geodéták ezért időről időre felsőgeodéziai úton meghatározzák egyes pontok koordinátáit (Laplace-pontok).

A legújabb szélesség-mérések eredményeit Stoyko francia kutató ismertette az 1962. évi lipcei Kéregmozgási Kongresszuson [5]. Ezeket, valamint az általunk számított értékeket a következő táblázatban közöljük, összehasonlítás céljából:

Hely	mérésből	$\Delta\Phi$ térkép szerinti átlag
Pulkovo – Poltava.....	- 0,01''/év	- 0,01''/év
Mizusawa – Tokyo.....	- 0,01''/év	+ 0,01''/év

A hosszúság-változások értékeire vonatkozóan sajnos csak túlságosan általános mérési adatok állnak rendelkezésünkre. Így Scseglov szovjet kutató közlése alapján ismerjük az 1919-ben és 1933-ban végrehajtott nemzetközi hosszúság-mérések eredményeit [6]. Ezeket az értékeket az előzőhöz hasonlóan, táblázatosan közöljük:

Hely	mérésből	$\Delta\lambda$ térkép szerinti átlag
Eurázsia – Észak-Amerika	+ 0,01''/év	0,00''/év
Észak-Amerika – Ausztrália, Japán	- 0,01''/év	- 0,01''/év

A számolt és mért értékek összehasonlításánál nehézséget jelent, hogy a legnagyobb változás helyei az óceánoknál találhatók. A mérésekben legintenzívebben résztvevő kultúrterületek pedig (pl. Magyarország is), a zérus változás zónájába esnek, így a magmozgásból származó igen kicsiny hatás ezeken a területeken egyébként sem mutatkozna. Így a jelenség a kutatók figyelmét nem is vonhatta volna magára.

A jelenleg rendelkezésünkre álló szórványos adatok zömének egyezése természetesen nem tekinthető még elegendőnek a kérdés végleges eldöntéséhez. Erre majd csak egy, az eddiginél sokkal pontosabb és kiterjedtebb mérési adathálózat fogja a lehetőséget megteremteni.

*

Köszönettel tartozom dr. Barta György osztályvezetőnek értékes tanácsaiért, ifj. Bartha Lajos és Kurali Ferencné munkatársaimnak a dolgozattal kapcsolatos nagy mennyiségű számítási munkában való szíves közreműködésükért.

IRODALOM

1. *Barta György*: A Föld mágneses sarkainak és középpontjának időbeli vándorlásáról. Geofizikai Közlemények VIII. kötet, 1 – 2. szám, 1959.
2. *Barta György*: A földmágneses tér excentricitásának kapcsolata a Föld háromtengelyűségével. Geofizikai Közlemények, X. kötet, 1 – 4. szám, 1962.
3. *Pintér Anna*: A gravitáció évszázados változásáról. Előadás a Magyar Geofizikusok Egyesületében 1962. III. 9-én. (Megjelenőben.)
4. *Gorskov*: Gravimetria i figura zemlji. Izvesztyija VSzESz Geogr. o-va. Tom. 78. VIP 3., 1946.
5. *Stoyko, N.*: La variation des latitudes et leur relation avec le mouvement de l'écorce terrestre. Internationales Symposium über rezente Erdkrustenbewegungen. 1962. Leipzig.
6. *Scheglov, V. P.*: Continental drift in the light of modern astronomical data and prospects of further researches in this field. Internationales Symposium über rezente Erdkrustenbewegungen. 1962. Leipzig.

РЕННЕР ЯНОШ

ОТКЛОНЕНИЕ ОТВЕСА В НЕКОТОРЫХ РАЙОНАХ ВЕНГРИИ

В работе в сводном порядке обсуждается вопрос о возможностях использования данных гравиметрических работ для уточнения фигуры Земли. Дается информация о работах, проведенных до сих пор в этой области в Венгрии.

J. RENNER

DEVIATION OF THE VERTICAL IN CERTAIN AREAS OF HUNGARY

A brief resume is given of how gravity measurements can be applied to determine the shape of the Earth as exact as possible. An information is furnished about the studies accomplished in this field in Hungary so far.

A FÜGGŐVONALELHAJLÁS MAGYARORSZÁG EGYES TERÜLETEIN

RENNER JÁNOS

A függővonalelhajlás tudvalevőleg a földfelszín bármely pontjában a geoid normálisa és valamely vonatkozási ellipszoid normálisa közötti szög. Ha vonatkozási felületként a közepes földi ellipszoidot vesszük alapul, akkor abszolút függővonalelhajlást kapunk, egyébként a függővonalelhajlás relatív. A függővonalelhajlást asztrogeodéziai úton határozzák meg a földrajzi szélesség és a hosszúságkülönbség pontos mérésével és az ellipszoid adatainak felhasználásával.

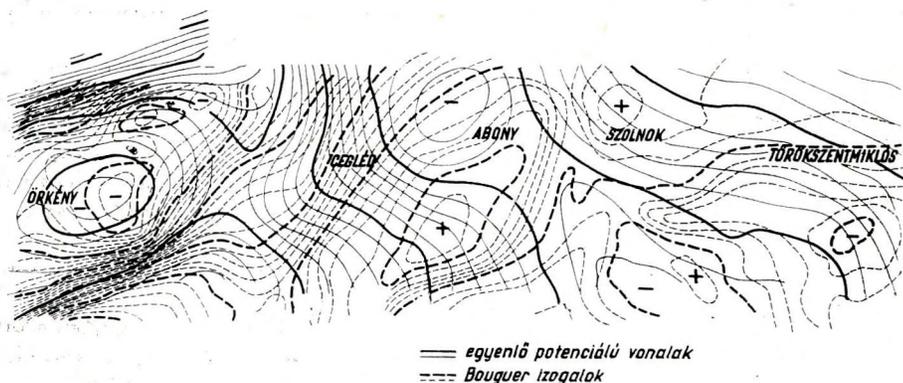
Geofizikai vonatkozásban a függővonalelhajlások helyett gyakran a nehézségi vízszintes erőösszetevőket használják. A radiánban kifejezett, meridionális függővonalelhajlás és a nehézségi gyorsulás szorzata megadja a vízszintes erőösszetevőt az északi koordináta tengelyre, ha pedig a hosszúságkülönbségből származó függővonalelhajlást megszorozzuk a nehézségi gyorsulással és a földrajzi szélesség cosinusával, akkor a keleti irányú vízszintes erőösszetevőt kapjuk.

Geodéziai szempontból gyakran használjuk a geoidundulációk fogalmát. A geoidunduláció a függővonalelhajlással arányos és kifejezi a geoid felületének eltérését az alapul vett vonatkozási ellipszoidtól. Ha a vízszintes erőösszetevőkből kiszámítjuk a nehézségi potenciál értékét, akkor a potenciál változása megfelelő mértékegységre átszámítva a geoidundulációt adja.

A függővonelelhajlás asztrogeodéziai meghatározásán kívül a gravitációs adatok is alapul szolgálhatnak a függővonelelhajlások megállapítására. A múlt század közepén jelent meg Stokes klasszikus munkája a Föld alakja és a nehézségi erőter közötti kapcsolatról. Stokes ebben a munkájában kifejtette azt a módszert, amellyel a nehézségi anomáliákból a geoidundulációt ki lehet számítani. Ennek azonban egyik feltétele az, hogy az nehézségi anomáliákat létrehozó tömegek a geoid felületen belül legyenek, másik feltétele pedig az, hogy a számításban felhasznált nehézségi anomáliák az egész Föld felületén rendelkezésre álljanak, ami nyilván jelenleg csak részben teljesíthető.

Másfelől Eötvös Loránd dolgozott ki eljárást arra, hogyan lehet a torziós ingamérések görbületi adataiból a vízszintes erőösszetevőket meghatározni, s ezt az eljárást az Arad-környéki területre alkalmazta. Ez a számítás azonban csak akkor végezhető el, ha a kérdéses területen legalább két pontban ismeretes az asztrogeodéziai úton meghatározott függővonelelhajlás.

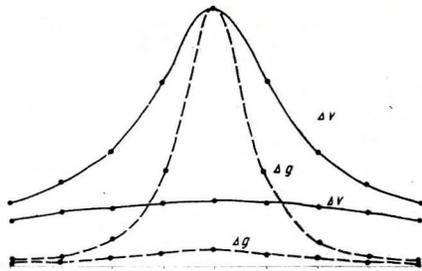
Eötvös eljárása meglehetősen bonyolult képletekkel dolgozik és ezért alkalmazása körülményes. Az eljárást azzal igyekeztünk egyszerűsíteni, hogy általános háromszögek helyett a négyzetes hálózatból adódó egyenlő szárú, derékszögű háromszögeket használtuk. Ez azonban szükségessé tette a mért görbületi mennyiségek interpolációját az alapul választott négyzetes hálózat szögpontjaira, ami területi eloszlású mérési adatok birtokában könnyen és reálisan megvalósítható. Mivel a meghatározó egyenletek száma több, mint az ismeretlenek száma, a legvalószínűbb értékeket kiegyenlítő számítással határozhatjuk meg. Ezzel az egyszerűsített eljárással Magyarország néhány vidékén az Eötvös-inga mérések eredményeinek, valamint egyes asztrogeodéziai pontok adatainak felhasználásával kiszámítottuk a nehézség vízszintes összetevőit és a potenciál értékeket, s megszerkesztettük az egyenlő potenciálú vonalakat. Ilyen módon kísérleti számítások történtek kis területrészekon. Cinkota, Fertőszentmiklós és Felsősegeds környékén, azután pedig a Duna-Tisza közén, folytonosan összefüggő, kb. 2000 km² nagyságú területen Örkény, Cegléd, Szolnok, továbbá a Tiszántúlra átnyúlóan Törökszentmiklós környékén (1. ábra). Ezen az összefüggő, nagyobb területen felhasználtuk az Erdőhegy, Szőlőhegy és Abony elnevezésű asztrogeodéziai pontok adatait.



1. ábra

ezenkívül a Kuncsorba melletti 473. számú graviméteres alappontra Stokes képlete alapján számított relatív függővonalelhajlást. Mivel a feldolgozásban a görbületi mennyiségek földalatti rendellenességei szerepeltek s az asztrogeodéziai adatok is redukálva voltak a topografikus javítással, az eredményül nyert vízszintes erőösszetevők és potenciál értékek a felszín alatt levő rendellenes tömegeloszlás hatását tükrözik, s ennél fogva alkalmasak a földkéreg felépítésére vonatkozó következtetésekre.

Ezzel kapcsolatban joggal vethető fel az a kérdés, hogy a vízszintes erőösszetevők és a potenciálértékek nyújtanak-e más adatokat a földkéreg szerkezetéről, mint a szokásos feldolgozásból származó Bouguer-anomáliák, vagy a magasabb deriváltakat feltüntető másodlagos anomáliák, várható-e meg egyezés, van-e eltérés, és ha van, mi a magyarázata, tehát végeredményben geofizikai szempontból van-e célja a gravitációs adatok ilyenféle feldolgozásának. Erre nézve irányadó az a megfontolás, hogy a potenciál a legegyszerűbb esetben a távolság első hatványával, az első derivált pedig a távolság második hatványával fordítva arányos, tehát a mélyebben fekvő rendellenes tömegeloszlás jobban érvényesül a potenciálban, mint az első vagy második deriváltban. Ezt a különben igen nyilvánvaló kapcsolatot egy egyszerű esetben szemléltethetjük. Gondoljunk el egy tetszés szerinti homogén gömböt, kétféle mélységben, 500 és 2000 méter mélységben. A rajzon a gömb középpontjának megfelelő felszíni ponton átmenő szelvényben látható a potenciál és a nehézségi gyorsulás rendellenességének változása mindkét mélységre vonatkozólag (2. ábra). A potenciál anomália értéke a 2000 méter mélységben levő ható esetében is jelentékeny, míg a nehézségi anomália értéke viszonylag kicsi.



2. ábra

Ha a gravitációs mérési eredményeket a mélyebben fekvő hatók, így az alaphegység domborzatának meghatározására kívánjuk kiértékelni, a függővonalelhajlások és a potenciálok értékes adatokat szolgáltathatnak. Természetesen az ilyen következtetések csak akkor reálisak, ha a függővonalelhajlá-

sok és a potenciál értékek feldolgozása viszonylag nagy területen, például az ország nagy részén összefüggően megtörtént. Ilyen célra felesleges az Lötvs- inga mérésekből származó görbületi mennyiségek részletes kiértékelése, ellenben célravezető kb. 10–10 km távolságban levő pontokban a vízszintes erőösszetevők meghatározása Stokes és Vening-Meinesz képleteinek alkalmazásával. Ehhez azonban az szükséges, hogy egységes országos gravitációs térkép álljon rendelkezésre, 1:50 000 és 1:200 000 méretarányokban, sőt, kívánatos, hogy bizonyos távolságig az országhatáron túl is ugyanabban a rendszerben hozzáférhetőek legyenek a nehézségi anomáliák. A vízszintes erőösszetevők meghatározása az egyes pontokban viszonylag egyszerűen történik, megfelelően szerkesztett diagrammok segítségével. Célszerű a kérdéses pont közelében kb. 33 km sugarú körön belül 1:50 000 méretarányú, azon túl pedig 1:200 000 méretarányú anomália térkép használata. A kérdéses pont közvetlen környezetében a vízszintes gradiens értékekre van szükség.

Még az a kérdés merül fel, hogy a Stokes-képlet alkalmazásánál milyen nehézségi anomáliákat használjunk. A Bouguer-anomáliák erre a célra nem alkalmasak, mert a Bouguer-anomáliák számításakor a geoid feletti tömegeket eltávolítjuk, tehát nem teszünk eleget a már említett Stokes-féle első feltételnek, amely azt kívánja, hogy a Föld egész tömegét vegyük figyelembe, de a geoidon belül. Olyan anomália rendszer alkalmas erre, amelynek számításánál nincsen tömegeltávolítás, csupán tömegáthelyezés a geoidon belüli térbe. Ilyenek az izosztatikus és a Faye-féle anomáliák. Ezek bármelyike szóba jöhet, de leginkább indokolt a Faye-anomáliák alapul vétele, mert azok hipotézis nélkül számíthatók. Mivel sík vidékeken a Faye-anomáliák csak egy állandóban különböznek a Bouguer-anomáliáktól, a vízszintes erőösszetevők számításánál pedig az anomáliák különbségei szerepelnek, tehát sík vidékeken a Bouguer-anomáliák is alkalmazhatók. Domb- és hegyvidéken azonban már a Bouguer-anomáliák nem használhatók és ezért nagyobb területre kiterjedő számításoknál célszerű egységesen a Faye-anomáliákat alapul venni. Természetesen ellenőrzésként egyes asztrogeodéziai pontok mért függővonal-elhajlásai is figyelembe vehetők, anélkül azonban, hogy azokat a Stokes-képlettel számított függővonal-elhajlások rendszerébe beillesztenők.

Azt sem szabad szem elől téveszteni, hogy ha az országhatáron túli területsávokon rendelkezésre állanak is a nehézségi anomáliák, a Stokes-féle második feltételnek távolról sem tudunk eleget tenni, mert a földfelszínnek csak kicsi részén vesszük tekintetbe az anomáliákat. Ennélfogva az így megállapított vízszintes erőösszetevők relatív jellegűek, de mert minden kiértékelt pontban ugyanakkora körzeten belül maradunk, a nyert eredmények kéregfelépítési következtetésekre mégis alkalmasak, hiszen a kéregben levő rendellenes tömegeloszlások a távolabbi területek anomáliáira nincsenek nagy befolyással. Azonban semmi esetre sem alkalmasak az ilyen módon megállapított vízszintes erőösszetevők, illetőleg geoidundulációk a geoid alakjának jellemzésére.

IRODALOM

- U. G. Stokes*: On the variation of gravity at the surface of the Earth. Trans. Cambridge Phil. Soc. 1849.
- R. Eötvös*: Bestimmung der Gradienten der Schwerkraft und ihrer Niveauflächen mit Hilfe der Drehwaage. Internationale Erdmessung. 1907.
- R. Eötvös*: Bericht über geodätische Arbeiten in Ungarn besonders über Beobachtungen mit der Drehwaage. Internationale Erdmessung. 1910.
- F. A. Vening-Meinesz*: A formula expressing the deflection of the plumbline in the gravity anomalies. Kon. Akad. van Wet te Amsterdam. 1928.
- R. A. Hirvonen*: The continental undulations of the geoid. Veröff. d. Finn. Geod. Inst. No. 19. 1934.
- J. Kasanski*: Ein praktischer Versuch der gravimetrischen Bestimmung der Lotabweichungen. Verh. d. 7. Tagung der Balt. Geod. Komm. 1935.
- L. Tanni*: On the continental undulations of the geoid as determined from the present gravity material. Publ. Isost. Inst. of IAG. 1948.
- W. Heiskanen*: On the world geodetic system. Publ. Isost. Inst. of IAG. No. 26. 1951.
- Renner János*: A függővonalelhajlás. Magyar Tud. Akadémia Műszaki Tud. Oszt. Közleményei. V. 1952.
- J. Renner*: Untersuchungen über Lotabweichungen. Acta Technica. XV. 1956.
- Renner János*: A függővonalelhajlások regionális jellege. Geofizikai Közlemények. VI. 1957.
- Renner János*: Vizsgálatok a függővonalelhajlások terén. Geofizikai Közlemények. IX. 1 - 2. 1960.
- U. A. Uotila*: Investigations on the gravity field and shape of the Earth. Publ. Isost. Inst. of IAG. No. 33. 1960.

ОСЛАЦКИ С. – ТОТ Г.

НАБЛЮДЕНИЯ НАД ГРАВИТАЦИОННЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ СОЛНЦА И ЛУНЫ
В ВЕНГРИИ

В работе излагаются результаты наблюдений над явлениями земных приливов, проведенных Геофизическим институтом, причем обсуждаются некоторые практические возможности этих исследований в отношении изучения внутреннего строения Земли.

SZ. OSZLACZKY and G. TÓTH

OBSERVATIONS OF THE GRAVITATIONAL EFFECTS OF SUN AND MOON IN
HUNGARY

The authors review the results of the observations of the terrestrial tidal phenomena, carried out by the Geophysical Institute and point at the practical connections of these researches to the inner structure of the Earth.

**A NAP ÉS A HOLD GRAVITÁCIÓS HATÁSÁNAK MEGFIGYELÉSE
HAZÁNKBAN**

OSZLACZKY SZILÁRD – TÓTH GÉZA

Ősidóktól fogva ismert volt és az emberiség életében jelentős szerepet játszott a tengerek árapálya, de csak Newtonnak sikerült az általános tömegvonzás törvénye és a mozgástörvények alapján keletkezését megmagyarázni és a jelenség törvényszerűségeit – főbb vonásaiban – levezetni. Az ő ún. sztatikus elméletét Laplace dinamikus elmélete tette tökéletessé és az általa megalapozott harmonikus összetevőkre bontás elvét részleteiben az angol Kelvin, majd G. Darwin (a nagy természettudós fia) fejtette ki. Az általuk kidolgozott harmonikus analízis-módszer tette lehetővé az árapály jelenség tudományos tanulmányozását és előrejelzését a kikötők számára.

Bár a newtoni felfogás alapján első pillanattól kezdve világos volt, hogy az árkeltező erők a szilárd Földre is hatnak és abban elmozdulásokat hoznak létre, ezek az elmozdulások azonban távrólól sem olyan szembetűnőek, mint a tengerek víztömegeinél s így hosszú időn át nem keltek érdeklődést. Annál is inkább így volt ez, mert nem állottak rendelkezésre megfelelő mérőeszközök és mérőmódszerek a hatás mérésére, de különösen azért, mert a dolog gyakorlati jelentősége, legalább is a jelen század közepéig, nem mutatkozott.

Hogy a mérőeszközök és mérőmódszerek teljesítőképeségével szemben fellépő követelményeket szemléltethessük és egyúttal a gyakorlati érdekre is rámutassunk, röviden kitérünk a jelenség alapvonásainak leírására.

A Föld közelében mozgó égitestek — elsősorban a Hold és a Nap — vonzást gyakorolnak a Föld egyes tömegrészecskéire; a vonzás következtében fellépő és a vonzó égitest felé irányuló gyorsulás nagysága részecskéről részecskére más és más a vonzó égitesthez viszonyított helyzet (távolság és irány) különbözősége szerint. A mechanika törvényeinek megfelelően középponti vonzóerő fellépése esetén a létrejövő centrális mozgás centrifugális gyorsulása egyensúlyt tart a középpont felé irányuló vonzással. Így történik ez a szóban forgó esetben is, minthogy azonban a Föld egymással fix összefüggésben álló részecskéi ugyanabban a centrális mozgásban vesznek részt, mint a Föld tömegközéppontja, az egyes részecskékre és a Föld tömegközéppontjára ható külső vonzóerő *különbsége* kompenzálatlan marad és olyan erőhatást eredményez, amely a földrészecskéket — a tengernél a vízrészecskéket — a Föld középpontjához képest elmozdítani igyekszik. Ez az erő az ún. *árkeltő erő*, amely a Föld bármely — belső vagy felületi — pontján elhelyezkedő részecskére hat. Az erő által létesített gyorsulás függélyes P , illetve vízszintes Q összetevőit közelítően az alábbi képletek adják (a Föld felszínére):

$$P = g \frac{M}{T} \frac{a^3}{r^3} (3 \cos^2 \zeta - 1),$$

illetve

$$Q = g \frac{M}{T} \frac{a^3}{r^3} 3 \sin \zeta \cos \zeta,$$

ahol g = a nehézségi gyorsulás a földfelszínen, M = a vonzó égitest (pl. Hold) tömege, T = a Föld tömege, a = a Föld sugara, r = a vonzó test centrális távolsága, ζ pedig a vonzó égitest zenittávolsága. Az erő teljes nagyságát a fenti képletekből így kaphatjuk:

$$F = \sqrt{P^2 + Q^2} = g \frac{M}{T} \frac{a^3}{r^3} \sqrt{3 \cos^2 \zeta + 1}.$$

A képletekből adódó értékek felső határa:

P -re (függélyes összetevő): Holdra: 0,141 mgal, Napra: 0,054 mgal.

Q -ra (vízszintes összetevő): Holdra: 0,105 mgal, Napra: 0,041 mgal.

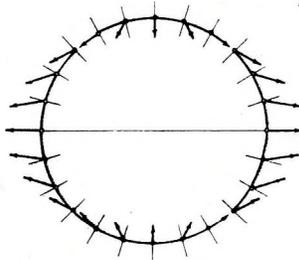
Az összetevők helyett elméleti megfontolásokban általában a potenciált használják, amelynek kifejezése:

$$V = \frac{1}{2} g a \frac{M}{T} \frac{a^3}{r^3} (3 \cos^2 \zeta - 1).$$

A következőkben, ha kifejezetten mást nem mondunk, a vertikális összetevőt tartjuk szem előtt.

A képletekben szereplő mennyiségek közül g , M és T állandók, a is állandónak vehető (gömb alakú földfelszínre szorítkozhatunk); r változása az időben a jelenség periodikus alakulása szempontjából fontos, de csak finomabb elemzésnél jön tekintetbe. A gyorsulás (vagy a potenciál) változásának alapvető vonásait így a zenittávolságtól függő tényező adja meg. Mellőzve itt a képletek elemzését, az 1. ábrán szemléltetjük az árapálygyorsulás vektorának alakulását egy olyan főkör mentén, melynek síkja a Föld középpontján és a vonzó égitesten megy keresztül.

Látható az ábrából, hogy két átellenes pontban (ahol az égitest a zenitben vagy a nadirban van), a függélyes komponens maximális, kifelé irányul és így a nehézségi erővel szemben működve azt csökkenti: ez a dagály esete.



1. ábra. Az x - x egyenes mentén levő égitest által keltett árapály erő eloszlása a merev Föld kerületén.

Fig. 1. Distribution of the tidal force produced by a celestial body being in the x - x line, along the circumference of the rigid Earth.

Фиг. 1. Распределение силы приливов, вызванных некоторым небесным телом, находящимся на прямой x - x, по окружности жесткой Земли

Ezektől a pontoktól 90°-nyira két pont helyezkedik el, ahol a függélyes összetevő befelé irányul s a nehézségi erőhöz hatásában hozzáadódik: itt jön létre az apály. Közben találunk egy olyan helyet (kb. 55° zenittávolságnál), ahol a vertikális összetevő zérus s csak a horizontális komponens érvényesül. Ha az árapályjelenség időbeli lefolyását követni akarjuk, vagyis bármely időpontban és helyen ki akarjuk számítani a komponensek értékét, akkor a fenti képletekben szereplő változó mennyiségeket ki kell fejeznünk azokkal a földrajzi és csillagászati adatokkal, amelyekkel az égitestek relatív helyzetét meghatározzák s amelyek a csillagászati táblázatokból kivehetők. Ilyenekül szerepelhetnek a földi helyek számára a szélesség és hosszúság, az égitesteknél pl. a deklináció és az óraszög vagy az ekliptikai rendszerben a hosszúság és szélesség. Az így előálló képletek szerkezete igen bonyolult, közvetlen számításra való alkalmazásuk fáradságos, ezért többnyire – mint nálunk is – a gyakorlatban nomogramokat használnak.

Ha a hely szélességét φ -vel, az égitest deklinációját δ -val, óraszögét HA -val jelöljük, akkor pl. a potenciál képlete

$$V = \frac{4}{3} g a \frac{M}{T} \frac{a^3}{r^3} \left[\frac{(1 - 3 \sin^2 \varphi)(1 - 3 \sin^2 \delta)}{3} + \sin 2\varphi \sin 2\delta \cos HA + \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos 2HA \right].$$

Innen azonnal látszik, hogy az óraszögnek a földforgással összefüggő változása 12 és 24 óra körüli periódusú ingadozást eredményez (ezek az alapperiódusok), míg az első – az óraszögtől független – tagban szereplő deklinációnak hosz-

szabb, a Holdnál kb. kéthetes periódusa van. Kevésbé szembetűnő azonban, de jól ismert, hogy az együttthatóban szereplő r távolság is különböző periodikus változásoknak van alávetve (pályaellipticitás), amelyek viszont az égitest pályasebességére visszahatnak és így az óraszög menetében is hullámzást okoznak. Megjegyezhetjük, hogy az árkeltő erő eléggé érzékeny az r változása iránt, mert éppen differencia-jellegénél fogva a távolság harmadik hatványával arányos.

Ha mindehhez még hozzávesszük, hogy különböző égitestek (pl. a Nap és a Hold) hatása szuperponálódik, akkor belátható, hogy igen komplikált periodicitás jön létre. A Fourier-analízis feladata az, hogy a jelenséget jellemző számadatokat (akár a potenciál, akár az összetevők értékét) a következő alakú összeggel állítsa elő:

$$\Sigma = R \cos(nt - k),$$

ahol R , n és k az egyes rész hullámok jellemző konstansai, t pedig az idő. A konstansok jelentése: R az amplitúdó, n a hullám sebessége és k a fáziskésés. Az n sebességet rendszeren fok/középnapióránban adják meg. Így pl. a félnapos holdhullám — amelyet az árapályelméletben M_2 -vel jelölnek — előhaladása egy fél „holdnap”, azaz $12^h 25^m$ alatt egy teljes periódus, azaz 360° ; egy órára tehát $n = 28,9841^\circ$ esik. Az egész napos holdhullám sebessége ennek fele: $14,4921^\circ$; az egész napos naphullám sebessége hasonlóan: $15,0000^\circ$, a félnaposé: $30,0000^\circ$. Az árapályelméletben szereplő hullámösszetevők száma igen nagy: jóval több, mint 100, ezek legnagyobb részének azonban igen kicsiny az amplitúdója. Mégis, a tengeri árapályhullámzás menetének pontos leírásánál és az előrejelzésnél ezekre is szükség van. Ezek felhasználásával az elérhető pontosságnövekedés ott jelentős, a szilárd kéreg árapályának vizsgálatánál ilyen részletességre azonban nincs szükség, mert a fellépő elmozdulások jóval kisebbek, de nincs is lehetőség, mert itt hosszú évekre kiterjedő észlelési sorozatok nem állnak rendelkezésre. Itt elsősorban az öt legnagyobb amplitúdójú hullámösszetevőt számítják és a számítási módszereket egy-egy hónapig tartó észlelési sorozatokra dolgozták ki. Az említett összetevők: a K_1 és O_1 (egész napos), valamint az M_2 , S_2 és N_2 (félnapos) tagok.

Mint már említettük, a tengeri árapályok feldolgozására kialakított elemzési eljárások itt nem bizonyultak eléggé célszerűeknek és hatásosaknak, azért az elmúlt tíz év alatt a különleges módszerek egész sorát dolgozták ki. A legjelentősebbek ezek közül: A Doodson-Lennon, a Labrouste-féle „lineáris kombinációk” módszerén alapuló Lecolazet, valamint a Perceve-féle eljárások. Meg kell jegyeznünk azonban, hogy mindezen módszerek csak a még folyamatban levő fejlődés egy-egy lépcsőfokát jelölik és hatékonyságuk, valamint az alkalmazásuk esetén elérhető pontosság tekintetében a szakemberek még nem értenek egyet, sőt bizonyos mértékű rivalitás is fennáll. Ezért nem kell meglepődnünk azon, ha ugyanannak az észlelési anyagnak különböző módszerekkel nyert elemzési feldolgozásában eltérések jelentkeznek, amelyekről csak beható vizsgálattal lehet eldönteni, hogy a módszerek különbözősége okozta inhereus eltérésekről, vagy számítási hibákról van-e szó.

A feldolgozás másik súlyos nehézsége a műszerjárás figyelembevétele, illetve befolyásának kiküszöbölése. A műszerjárás (drift) alatt itt nemcsak a meg-

I. táblázat

Tihany (46°54'N, 17°52'E)

1957. október havi regisztrálás Tihanyban
Amplitúdo-viszonyok és fáziseltolódásokaz észlelt értékek a műszerjárással
alapján módosított értékekObservations in Tihany, October, 1957.
Amplitude ratios and phase lags calculated

		from the		values corrected by drift	
		observed values		values corrected by drift	
		H/H'	$\varphi - \varphi'$	H/H'	$\varphi - \varphi'$
Egész órák - GMT	K ₁	1,11	+ 0°46'	1,12	- 1°04'
	O ₁	1,15	+ 1°02'	1,17	- 0°16'
	Q ₁	1,13	- 24°05'	1,19	- 4°00'
	M ₂	1,22	+ 2°35'	1,22	+ 1°46'
	S ₂	1,14	- 7°38'	1,15	- 7°54'
	N ₂	1,39	- 1°44'	1,33	- 0°21'
Félórák - GMT + 30 ^m	K ₁	1,09	+ 0°18'	1,10	- 1°43'
	O ₁	1,15	+ 1°11'	1,17	+ 0°06'
	Q ₁	1,11	- 23°32'	1,19	- 1°54'
	M ₂	1,26	+ 3°21'	1,23	+ 2°48'
	S ₂	1,05	- 9°22'	1,11	- 7°46'
	N ₂	1,54	+ 0°57'	1,37	+ 1°18'

szokott „nullponteltolódás”-t értjük, ami a műszerállapot előre számba nem vehető és az idő folyamán bekövetkező megváltozását jelenti, hanem minden olyan részét a műszerleolvasásnak, amely nem a mérendő mennyiség befolyásának eredménye. Ilyen pl. az a mutatókitérés, amely a hőmérséklet vagy a légnyomás megváltozásának eredménye és amely akkor lép fel, ha a műszer nincs ezek ellen a hatások ellen megfelelően kompenzálva. A légnyomás változása azonban ezen az „instrumentális” hatáson kívül reális gravitációs értékváltozást is reprezentál, mert megváltoztatja a tömegeloszlást. Az észlelési görbéken gyakran szépen kirajzolódnak a menetben a szuperponált légnyomáshullámok. Ezeknek figyelembevétele a feldolgozásnál nemcsak a driftkiküszöbölés szempontjából érdekes, hanem a légnyomás okozta kéregdeformációk vizsgálata szempontjából is.

A drift kiküszöbölésére eleinte a kisebb pontossági igények, vizuális leolvasások mellett grafikus eljárásokat használtak. Egy ilyen eljárás nálunk is kidolgozásra került és alkalmazást nyert. A növekvő pontossági igényekkel kapcsolatban azonban egyre jobban előtérbe lép az analitikus (számító) módszerek szükségessége. Az eddig ajánlott eljárások közül a Percevé-féle terjedt el a legjobban. A légnyomáshatás számítására Oszlaczky mutatott be egy a legkisebb négyzetek elvén alapuló eljárást a Nemzetközi Földárappály Bizottság trieszti kongresszusán, 1959-ben. A jelen fejlődésben az a törekvés nyilvánul meg, hogy magát az analízis eljárást alakítsák úgy ki, hogy ne is legyen szükség az adatsorok előzetes drift-mentesítésére, hanem az eljárás közben ez is automatikusan megtörténjék.

II. táblázat

Tihany (46°54'N, 17°52'E)

Egység 10⁻⁹ gal1957. október havi regisztrálás Tihanyban
Amplitúdók és fázisokaz észlelt értékek a műszerjárással elméleti értékek
módosított értékek

alapján

Observations in Tihany, October, 1957.

Amplitudes and phases
computed from theobserved values values corrected theoretical values
by drift

	H	ϕ	H	ϕ	H'	ϕ'		
Egész órák – GMT	K ₁	37 196	340°42'	37 430	338°52'	33 433	339°56'	
	O ₁	31 489	249°33'	32 053	248°15'	27 463	248°31'	
	Q ₁	5 552	286°51'	5 823	305°56'	4 898	309°56'	
	M ₁	6 166	53°06'	5 428	60°24'	4 876	56°32'	
	J ₁	5 528	267°08'	5 550	259°00'	4 603	270°03'	
	M ₂	43 953	33°47'	44 116	32°58'	36 163	31°12'	
	S ₂	20 474	220°57'	20 703	220°41'	18 017	228°35'	
	N ₂	10 320	84°13'	9 848	85°36'	7 422	85°57'	
	L ₂	2 010	104°38'	2 342	105°55'	1 373	118°46'	
	2N ₂	2 208	148°35'	2 356	135°47'	1 241	162°29'	
	Félórák – GMT + 30m	K ₁	36 671	347°51'	36 869	345°50'	33 509	347°33'
		O ₁	31 342	256°47'	31 999	255°42'	27 325	255°36'
Q ₁		5 345	293°26'	5 760	315°04'	4 833	316°58'	
M ₁		6 157	60°29'	5 430	66°27'	4 795	64°27'	
J ₁		5 180	276°00'	5 214	267°14'	4 643	275°25'	
M ₂		45 298	48°48'	44 472	47°15'	36 099	45°27'	
S ₂		19 096	234°31'	20 198	236°07'	18 130	243°53'	
N ₂		11 195	96°56'	9 953	97°17'	7 281	95°59'	
L ₂		3 024	108°57'	2 409	123°12'	1 608	134°07'	
2N ₂		2 831	134°57'	1 878	148°18'	1 273	184°58'	

Centrális időpont: 1957. október 16. 12h (Greenwich középidej) Centel Date. 16. X. 17.12 GMT

A légnyomásváltozások mellett egyéb időjárás hatások is fellépnek, pl. a földfelszín változó felmelegedése következtében beálló deformációk. Minthogy ezek hasonló periódusú hullámmás alakjában jelentkeznek, mint maga a gravitációs hullámmás, nehéz őket a ma használatos analízis-eljárásokkal leválasztani. Ez ellen a hibaforrás ellen úgy próbálnak védekezni, hogy az észleléseket mélyen a föld alatt, bányákban, barlangokban végzik. Itt viszont fokozottabban érvényesülnek a tektonikai-geológiai hatások, melyek azzal állanak összefüggésben, hogy a kéregben az árapályhatások, valamint más aperiodikus okok következtében elmozdulások jönnek létre. A földtani kutatás szempontjából éppen ezeknek a kéregmozgásoknak a tanulmányozása fontos. Erre a célra elsősorban a horizontális komponenst mérő horizontális ingák, mint dőlés-mérők alkalmasak.

A hazai földarápálmérések eddig a luniszoláris gyorsulás függélyes összetevőjének graviméterrel való mérésére szorítkoztak. Két korszakot lehet megkülönböztetni:

1. Az első időszakban a Shell Oil Co. által gyakorlati célra – a terepi gravimétermérések luniszoláris korrekcióinak meghatározása céljából – világszerte kezdeményezett mérésekhez csatlakozva 1950–56 között esetenként történtek megfigyelések az ország néhány helyén, a leghosszabb sorozatban Budapesten 1951-ben: 37 napon át. A mérések feldolgozása globális analízissel az Egyeztető osztályon történt: tehát az egész hatás megállapítására és az ún. amplitúdó-viszony meghatározására terjedt ki. A feldolgozás fontosabb momentumai voltak:

- a) Leolvasó nomogram szerkesztése az elméleti hatásérték kiolvasására.
- b) Eljárás kidolgozása a műszerjárás megállapítására és tekintetbe vételére.

2. A második időszakban a Nemzetközi Geofizikai Év megindulásával kapcsolatban már rendszeresebb észlelés folyt, beleilleszkedve a nemzetközi szervezett és a meginduló gyorsütemű fejlődés során erre a célra alakult állandó Bizottság – Commission des Marées Terrestres – adta keretekbe és előírásokba. Az alkalmazott műszer (Heiland 40 és 66) és az észlelés módja (vizuális leolvasás) nem változott ugyan, de az észlelések a nemzetközi előírások szerint 1957 júliustól 1960 áprilisáig negyedévenként egy-egy havi sorozatban, félóránkénti leolvasásokkal rendszeresen folytak Tihanyban.

A Geofizikai Év alatt létesült árapályállomások működése a legtöbb helyen nem szűnt meg az időszak végén, hanem állandó észlelőhálózat alakult ki, a vizuális észlelés helyett pedig folyamatos regisztrálást vezettek be. Nálunk a graviméterek terepi használata megakadályozta a mérési sorozatok folytatását, csupán az 1961. évi napfogyatkozás tanulmányozásával kapcsolatban tudtunk még egy további észlelési sorozatot beiktatni. Az észlelés egyik feladata volt az esetleg fellépő gravitációs abszorpciós hatás megfigyelése; a feldolgozás eredményei ilyen hatás nyomát nem mutatták, amiből más megfigyelőállomások megállapításával egybehangzóan azt a következtetést vonhattuk le, hogy ha van ilyen hatás, akkor ez kisebb, mint műszereink érzékenységi határa.

A mérések havonkénti sorozatban végzett harmonikus analízisének a Lecolazet-eljárást alkalmaztuk, mint amely jelenleg a leggazdaságosabbnak és célravezetőbbnek látszik. A bemutatott táblázatok (1. és 2. táblázat) egy egyhónapos észlelési sorozat harmonikus analízisének eredményeit tüntetik fel és tartalmazzák az amplitúdó-, valamint a fázisértékeket a legjelentősebb hullám-összetevőkre, továbbá az amplitúdó-viszony és a fáziskésés értékeit, melveknek jelentőségéről az alábbiakban szólunk.

A kiértékeléshez szükséges számításokat asztali elektromos számológéppel végeztük, de történtek lépések elektronikus számítógép igénybevételére is, ami külföldön már eléggé általános ebben a vonatkozásban; természetesen az előkészítő kiértékelési munka (diagramleolvasás) ebben az esetben is emberi munkaerőt igényel. Zilahi-Sebess László programot dolgozott ki a Gamma – 3, majd az IBM – 628 elektronikus számítógépre a Lecolazet-analízis elvégzésére és ennek alapján egy-egy havi sorozaton kísérleti analíziseket végeztünk jó

eredménnyel. Mindenesetre, ha a jövőben nagyobb tömegű adatanyag, esetleg folytonos regisztrálás eredményanyaga kerülne feldolgozásra, ez már csak gépi számolással történhetnék.

Röviden szólunk kell arról is, hogy bár a tárgykör alapvető tényei a tankönyvekből és a szakirodalomból ismertek, miként kapcsolódnak e megfigyelések elméleti és gyakorlati geofizikai kérdésekhez és mi a jelentőségük mindkét ismeretszint szempontjából. Már említettük, hogy egy kutatás újabb fejlődésének milyen gyakorlati igény felmerülése adott hatalmas lökést. Tisztán tudományos szempontból már régen ismeretes volt a problémakör, és pedig mind a függélyes, mind pedig – sőt elsősorban – a vízszintes összetevő vonatkozásában. Elegendő itt Hengler és Zöllner, valamint Tomaschek, majd Lettau vizsgálataira utalnunk. A vertikális összetevő vonatkozásában azonban be kellett várni a graviméterek mérési pontosságának a gyakorlati kutatások haladása során bekövetkező megnövekedését, hogy a jelenség tanulmányozásának instrumentális előfeltételei kielégíthetők legyenek. Gravimétereink ma már század-, sőt ezredmilligal pontossággal mérnek és a pontosság tovább is fokozható.

A luniszoláris hatás alkalmazása a terepi leolvasások korrigálására igen egyszerű és könnyen megoldható feladat, mégis rávezet a problémakör alapvető fontosságú és a méréseknek átfogó jelentőséget adó kérdésére. Első pillanatban ugyanis azt gondolhatnánk, hogy miután a hatást a közölt képletek segítségével ki lehet számítani, a korrekció kérdése ezzel elintéződött. Ez azonban csak akkor volna így, ha a Föld teljesen merev volna és nem „engedne” a hatásnak. A rugalmas Föld azonban a fellépő periodikus erőhatás következtében deformációt szenved, rugalmas hullámok keletkeznek benne; a fellépő deformációk megváltoztatják a tömegeloszlást, a nehézségi szintfelületek alakját és ennek következtében az észlelési ponton mérhető nehézségi értéket.

A mért hatás tehát nem egyezik meg az ún. sztatikus, elméleti hatással, hanem az amplitúdóban, de még a fázisban is eltérések jelentkeznek és éppen ezeknek az eltéréseknek a tanulmányozása ad módot a Föld belső szerkezetére vonatkozó fontos következtetések levonására ugyanúgy, mint ahogyan a föld-rengések megfigyelése a Föld belsejére vonatkozó ismereteink fontos forrása. Az elmélet a Föld rugalmassági tulajdonságai és az árapályhatások közötti összefüggések tanulmányozásánál bizonyos jellemző mennyiségeket, az ún. Love- és Shida-féle számokat alkalmazza (h , k , l), illetve ezek bizonyos kombinációit, amelyeket a különböző árapálymegfigyelésekből meghatározhatunk.

Ezek egyike a már említett „amplitúdóviszony” ($\delta = 1 + h - \frac{3}{2}k$), azaz a mért

és az elméletből számított vertikális komponens viszonya. A gyakorlati, terepi mérések céljára – amint az a vizsgálatokból hamarosan kitűnt – elegendő ennek a viszonyzámnak közelítő értékét, 1,20-at számításba venni, legalábbis a mai pontossági követelmények szempontjából.

A földszerkezeti vizsgálatoknál való alkalmazások céljára azonban már jóval nagyobb, legalábbis három tizedesig menő meghatározásra, valamint harmonikus összetevőkre bontásra van szükség, minthogy a Föld rugalmas rétegei a különböző hullámhosszúságú hatásokra másként reagálnak. Ebből a szempontból megemlítjük pl. az ún. indirekt hatás problémáját, amely a

szárazföld-óceán kölcsönhatással kapcsolatban merül fel. Az óceánon az árapály-hullámzásban súrlódási, topográfiai és egyéb befolyások következtében jelentékeny fáziskésés jelentkezik az elméleti hatáshoz képest. A partokon a változó apály-dagály következtében változó terhelés nehezedik a kéregre és periodikus deformációt okoz, mely a szárazföldben magában létrejövő deformációs hullámra szuperponálódik. Kérdés, hogy az ilyen hatás milyen távolságra hatol be a szárazföld belsejébe, lépnek-e fel iránykülönbségek és hogyan viselkednek ezzel szemben a szárazföldek nagytektonikai szerkezeti egységei. Az ilyen hatás nyomozására természetesen csak a harmonikus összetevőkre bontott adatanyag használható. Amint fentebb is említettük, a nehézségi gyorsulás időbeli változásának megfigyelése ma már állandó jellegű, egyre sűrűsödő nemzetközi hálózatban végzett, folyamatos regisztrálás alakját vette fel. Annál is inkább fennáll az állandó regisztrálás szükségessége és célszerűsége, mert az árapálymérésre használt műszerek igen nagy – a szokványos földrengésjelzőket meghaladó – érzékenységüknél fogva olyan jelenségek érzékelésére is alkalmasak, amelyek az eddigi műszereknél észrevétlenek maradtak. A horizontális ingák pl. nemcsak a luniszoláris hatás vízszintes összetevőjének mérésére használhatók, hanem általában – és igen nagy pontossággal – regisztrálják a kéregben bármilyen hatás következtében fellépő deformációk okozta rétegdőléseket is és így felhasználhatók a legkülönbözőbb nagyságrendű, mind lokális, mind nagyskálájú kéregmozgások tanulmányozására. A műszerek érzékenységére jellemző tényként említjük azt, hogy már több ízben sikerült csaknem tízezer kilométer távolságban lezajló nagyméretű földrengések előtt beálló, rétegdőlés alakjában jelentkező és a rengés után ismét megszűnő feszültségi, illetve deformációs állapotot regisztrálni.

Persze, ami a lokális jellegű, de földtani és közvetlen gyakorlati vonatkozásban igen fontos recens mozgások nyomonkövetését illeti, arra a mai állomáshálózat még nem eléggé sűrű és kívánatos, hogy a sűrűség új állomások beiktatásával növekedjék. Hazánkban is jó volna, ha a Sopronban tervezett horizontális-inga-állomáson kívül az északkeleti országrészekeken is létesülne állomás a Kárpátok tektonikai felépítésének tanulmányozására.

Végül még egy újabban felmerült és gyakorlatilag talán nagyjelentőségű alkalmazási lehetőségről tennénk említést. Már régtől fogva ismeretes, hogy az árapályméréseknél használatos nagyérzékenységű graviméterek a földrengésekre szépen reagálnak. Balakrishna és Johnson indiai geofizikusok a Hyderabad-ban működő GS 11 regisztráló graviméternél nukleáris robbantásokkal kapcsolatban különleges alakú gravitációs hullámzást figyeltek meg, amelynek alakja a feljegyzéseken egészen más, mint az ugyanazon az állomáson, ugyanazzal a műszerrel már több ízben megfigyelt földrengési hullámoké. A hullámzást kiváltó és a tovaterjedést biztosító energifolyamat mechanizmusáról a szerzők még nem tudnak képet adni, de azt a következtetést vonják le, hogy „véleményük szerint a graviméter hasznos eszköznek fog bizonyulni a légköri nukleáris robbantások detektálásánál”.

IRODALOM

- Lassovszky K. – Oszlaczky Sz.:* A Nap és a Hold gravitációs hatása a gravimétermérésekre. Geofizikai Közlemények, I. 3., 1952., 13 – 28. old.
- Lassovszky K. – Oszlaczky Sz.:* Graviméter-regisztrálások globális analízise. Geofizikai Közlemények, III. 2., 1954., 27 – 30. old.
- Lassovszky K.:* A föld deformációs együtthatójának meghatározása graviméterészlelésekből. Geofizikai Közlemények, V. 1., 1955., 18 – 26. old.
- Lassovszky K.:* A luniszoláris hatás amplitúdóviszonyának meghatározása a Budapesten 1951-ben 37 napon át végzett graviméterészlelésekből. Geofizikai Közlemények, V., 1955., 9 – 20. old.
- Tóth Géza:* A földkéreg árapálya. Magyar Tudomány, 1958., 8 – 9., 351 – 362. old.

АНДРАШИ ЛАСЛО – ШЕБЕШТЬЕН КАРОЙ

**О НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ РАБОТ ПО УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЮ ТЕХНИКИ
ИЗМЕРЕНИЯ И ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПРИ ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ГАММА-ГАММА
КАРОТАЖА**

В работе описываются результаты исследований, связанных с усовершенствованием техники проведения и интерпретации измерений методом ГГК. Одновременно излагается практический метод количественной интерпретации, при помощи которого определение плотности пород по каротажным кривым может проводиться в виде производственных работ. При этом дается сводный обзор о литературе и освещаются теоретические основы метода.

L. ANDRÁSSY – K. SEBESTYÉN:

**SOME RESULTS OF EXPERIMENTS CONCERNING THE TECHNOLOGY AND
INTERPRETATION OF DENSITY LOGGING**

A review is given of the results obtained in the experiments accomplished in order to develop the technology and interpretation of density logging. At the same time a practical method is described for quantitative interpretation of the density logging, suitable for routine determination of rock densities. A summary of the bibliography, and the theoretical background is also given.

**A GAMMA-GAMMA ELJÁRÁS MÉRÉSTECHNIKÁJÁRA
ÉS KIÉRTÉKELÉSÉRE VÉGZETT KÍSÉRLETEK NÉHÁNY EREDMÉNYE**

ANDRÁSSY LÁSZLÓ – SEBESTYÉN KÁROLY

A sugárzások regisztrálásának és tanulmányozásának módszerei az anyaggal való kölcsönhatásuk jellegétől függenek. Az anyagban mozgó gamma-kvantum az atomi elektronokkal, ill. az atommaggal léphet kölcsönhatásba. A gamma-sugaraknak az anyaggal való kölcsönhatásait egyrészt a sugárzás energiája, másrészt az anyagra jellemző rendszám, illetve sűrűség határozza meg. A $2 m_0 c^2$ -nél kisebb energiájú kvantumoknál (m_0 az elektron nyugalmi tömege) az atomi elektronokkal való energiaátadás kerül előtérbe (Compton-effektus, fotoeffektus). Ekkor a gamma-sugarak atommagokkal való kölcsönhatásának igen kicsi a valószínűsége. $2 m_0 c^2$ nagyságú energiáknál a párképződés folyamata is bekövetkezik az atommag Coulomb-terében. Végül 10 MeV nagyságrendű gamma-kvantum energiáknál számottevő valószínűsége van a magok gamma-foton hatására bekövetkező átalakulásának, a mag-fotoeffektusnak.

A gamma-gamma mérési eljárásnál általunk alkalmazott radioaktív sugárforrásból (Co^{60}) kibocsátott gamma-fotonok energiája 1,17 és 1,33 MeV, (átlagos közepes energia 1,25 MeV) amely energiáknál a Compton-szóródás domináló tényező. E megállapítások alapján a gamma sugárzás és az anyag közötti kölcsönhatásra vonatkozó elméletek a sugárzásnak az anyagon való szóródását, ill. az anyagon való áthaladáskor bekövetkező abszorpciós gyengülést veszik figyelembe. A gamma-kvantumoknak az anyag elektronjain való szóródását (Compton-effektus) a gamma-kvantumok differenciális szórási hatáskeresztmetszetét a szórt sugárzás összes szórási irányai szerint átlagolva a Klein – Nishina – Tamm összefüggés adja meg. Fűrólyuk viszonyok mellett a jelenségek nem egyszerűsíthetők az előbbieken említett összefüggés által megszabottakra, mert a fűrólyukban a mérési körülményeket csak korlátozott mértékben van módunkban megszabni. A gamma-gamma eljárás lehetőségeket nyújt a szórt gamma-sugárzás fűrólyukbeli szintjének regisztrálásából a közetekre jellemző egyik legáltalánosabb fizikai paraméternek, a közetsűrűségnek (a gyakorlatban célszerűbb térfogatsűrűségről beszélni) meghatározására. A sűrűség ismeretében természetesen más, a sűrűséggel összefüggő petrofizikai paraméter meghatározására is lehetőség nyílik (porozitás, hamutartalom stb). A gyakorlat számára kidolgozandó kalibrációs kapcsolatnak egyrésztől tartalmaznia kell a gamma-sugárzás szóródására vonatkozó elméleti vizsgálatokat, másrésztől a kísérleti mérések eredményeit.

1. Elméleti összefüggés a betűszám (N) és a közetsűrűség között.

A fűrólyukszelvényezés közben egy berendezéssel észlelt szórt gamma-impulzusok száma a berendezés jellegzetes tulajdonságait a gamma-forrás és a detektor elhelyezkedésének geometriáját és a gamma-fotonoknak a fűrólyuk falában történő szóródását tartalmazza. A mérési körülményeket (fűróiszap, lyukátmérő, szonda mozgatási sebesség, időállandó) szabványosítottnak tekintjük s így nem kell vizsgálnunk. Feltételezhetjük továbbá, hogy a szonda által szolgáltatott összipulzusszámból a természetes gamma-sugárzást már levontuk.

A sűrűség szelvényezés eljárás elméletéről számos közlemény jelent meg. Djadkin (2.) a diffúziós elmélet felhasználásával összefoglaló képet adott a jelenségek lefolyásáról és megállapította azokat az alapösszefüggéseket melyek a jelenségeket leírják és a kísérleti mérésekkel jól egyező eredményeket adtak. Elmélete azt a tényt veszi alapul, hogy a néhány MeV energiájú gamma-kvantum kb. 10–15 ütközést szenved, mielőtt fotoeffektus útján elnyelődne. Hátránya ennek a módszernek az, hogy ha a forrás nagyobb energiájú sugárzást bocsát ki, akkor a gamma-kvantumok közepes úthossza az alkalmazott szonda hosszával már kb. megegyezik. Ilyen esetben pedig a közelítő diffúziós módszer nem alkalmazható.

A jelen dolgozatban alapul vett elméletet J. Homilius és S. Lorch (3.) dolgozták ki. Ez magába foglalja a legfőbb tényezőket, melyek mérési eredményeinket befolyásolhatják. A szerzők által levezetett elméleti összefüggés a preparátumból egyszeres töréssel az indikátorba jutó gamma-kvantumokat veszi tekintetbe, számításba veszi a sugárzásnak a preparátumtól a szóródás helyéig bekövetkező abszorpcióját, az integrálandó térelemekben az indikátor irányába való szóródás valószínűségét, az alkalmas szórás iránytörésével

együttjáró sugárlágyulást, a törés helyétől az indikátorig terjedő szakasz abszorpcióját a megváltozott keménység figyelembevételével, az indikátorba jutó sugárzás irányának, végül a Compton-szórás során lágyult sugár keménységének a megszólalás valószínűségére gyakorolt befolyását.

$$N_l = \frac{d\mu_0 \varrho}{4\pi \Sigma \alpha} N_0 \int_{\tilde{\kappa}} \int_{\Theta} \int_{\vartheta} G(k; \Theta; \vartheta) \frac{dk}{k} d\Theta d\vartheta, \quad (1.1)$$

ahol N_l jelenti a számláló cső által detektált gamma-impulzusok számát. (Az egyéb jelölések az 1. ábrából láthatók). Az integrálban szereplő $G(k; \Theta; \vartheta)$ függvény két függvény szorzataként állítható elő, mégpedig:

$$G(k; \Theta; \vartheta) = g_z(\vartheta - |\Theta|) \cdot H(k; \Theta; \vartheta). \quad (1.2)$$

A $g_z(\vartheta - |\Theta|)$ függvény a számlálóső geometriai hatékonyságának jelölésére szolgál. Ez a gamma-sugárnyaláb irányítottságának függvénye.

A $g_z(\vartheta - |\Theta|)$ függvényt különböző laboratóriumi feltételek mellett végzett kísérletek adataiból határozták meg.

Egyszerűsítő feltételezést tehetünk: ha a sugárnyaláb merőlegesen esik egy gömbszimmetrikus érzékenységi karakterisztikával rendelkező detektorra, a függvény 1-el lesz egyenlő. Ugyancsak 1-nek tekinthető, ha egy rövid detektor merőlegesen áll a szonda tengelyén és a sugárforrás nyílásán átmenő síkra.

A $H(k; \Theta; \vartheta)$ függvény a következő kifejezéssel egyenlő:

$$H(k; \Theta; \vartheta) = h_z(\vartheta) f_z^0(\vartheta) \frac{\sin(\vartheta - |\Theta|)}{\sin \vartheta} e^{-k\pi(\Theta; \vartheta)}, \quad (1.3)$$

ahol

$$\pi(\Theta; \vartheta) = \frac{\sin(\vartheta - |\Theta|)}{\sin \vartheta} + \frac{\sin |\Theta|}{\sin \vartheta} \sigma(\vartheta). \quad (1.4)$$

Az (1.3) összefüggésben szereplő $h(\vartheta)$ függvény a számlálóső gamma-sugár érzékenysége, amely a detektálandó sugárzás energiaspektrumától függ. A Compton-effektus következtében a beeső részecske energiája, ill. a szórt részecske energiája különbözik egymástól, mégpedig az utóbbi a szórásszögtől, ϑ -tól függően kisebb lesz. A szórt foton energiacsökkenése és a h_z közötti függvénykapcsolatot (1,223 MeV átlagos energiájú Co^{60} sugárforrásra) Mayer – Leibnitz (1946) állapította meg.

$$h_z(\vartheta) = h \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha(1 - \cos \vartheta)} \right] \quad (1.5)$$

f_z^0 a sugár indikátorba való jutásához alkalmas törésszög diff. határkeresztmetszete kiszámítható a Klein – Nishina – Tamm összefüggésből.

Az exponensben szereplő k faktornak fontos szerepe van a számításokban, mert magában foglalja a közetsűrűséget. Másrészt tartalmazza a szondahosszat is, amelynek lényeges szerepe van a mérések végrehajtása szempontjából. Annak feltételezésével, hogy egy részecske útja a forrástól a szórási centrumig, majd a ϑ szögtől függően a detektorig (lásd. 1. ábra) egy törtvonalú pályával követhető, becsléseket lehet végezni a részecskék behatolására vonatkozóan is. A k faktor a ρ közetsűrűséggel és a szondahosszal a következő összefüggés szerint van kapcsolatban:

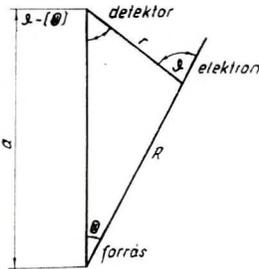
$$k = \mu_0 \rho \cdot a, \quad (1.6)$$

ahol a μ_0 az elsődleges sugárzás tömegabszorpciós koefficiense. μ_0 értékét meghatározták Co^{60} izotópra:

$$\frac{1}{\mu_0} = 18,4 \text{ g/cm}^2. \quad (1.7)$$

Figyelembe kell venni továbbá azt, hogy az elsődleges sugárzás, ill. a szórt sugárzás tömegabszorpciós koefficiensei különböznek egymástól. Ez szükségszerű következménye annak, hogy a szórás folyamán a gamma-foton energiája csökken, viszont a sugárzásra jellemző abszorpció a sugárzás energiaeloszlásától függ. Ezt a változást az (1.3) összefüggésben $\sigma_x(\theta)$ függvény segítségével fejezhetjük ki.

$$\mu' = \mu'_0 \sigma_x(\theta) = \mu'_0 \frac{\Sigma(\alpha')}{\Sigma(\alpha)} \quad (1.8)$$



1. ábra. Egyszeres szórási folyamatok geometriai sémája (Homillius – Lorch szerint)

Фиг. 1. Геометрическая схема процессов однократного рассеяния (по Хомилюса – Лорха)

Fig. 1. Geometrical scheme of single dispersion processes (After Homillius – Lorch)

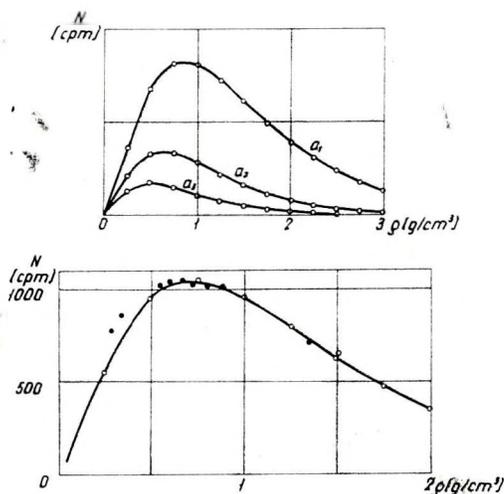
2. Grafikus összefüggés a ρ közetsűrűség, ill. N . betűszám között.

Az előbbi fejezetben ismertetett (1.1) összefüggés bizonyos feltételek mellett grafikus úton történő sűrűségmeghatározásra használható fel. Egységnyi idő alatt a számlálóhoz érkező részecskék száma alapján

$$N = A \rho^2 \int_k \int_{\Theta} \int_{\theta} G(k; \Theta; \theta) \frac{dk}{k} d\Theta d\theta. \quad (2.1)$$

A (2.1) kifejezést J. Homillius és S. Lorch grafikusán integrálták. A 2.a. ábrán láthatjuk az így nyert grafikus összefüggést az N beütésszám és a ρ közetsűrűség között különböző szondahosszak mellett (megjegyezzük, hogy az N beütésszám az ordináta tengelyre tetszőleges egységben kerülhet). A görbék menetéből világosan kitűnik, hogy a szondahossz növekedésével az egyes görbék maximum-pontja balra tolódik, a kisebb sűrűségek irányában.

A 2.b. ábrán a (2.1) egyenlet alapján megszerkesztett elméleti görbe ($a = 32,2$ cm, számlálósó hossza $l = 9,2$ cm) Wendt és Wolters által elvégzett kísérletek mérési eredményeinek összehasonlítását adja. Az ábrából világosan látszik, hogy a nagyobb sűrűségértékeknél $\rho > 1$ az elméleti értékek (üres karika) és a kísérleti eredmények (fekete karika) igen jó egyezést mutatnak. Az egységnél kisebb sűrűségeknek már sokkal nagyobb a pontok szórása, nagyobb a hibalehetőség. Egynél kisebb sűrűségeknek karottázás mérésekben nincs jelentősége.

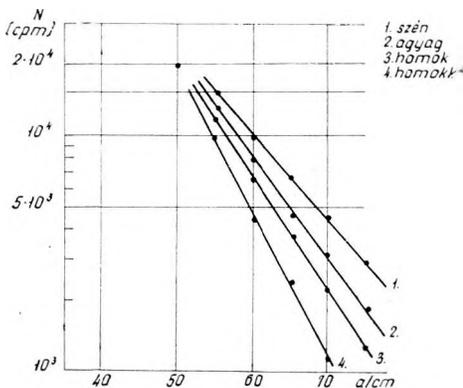


2/a. ábra. 2/b. ábra.

Az 1. táblázatban összefoglalt s a 2.a., ill. 2.b. ábrán grafikusán ábrázolt adatok jó egyezése felvetette a gondolatot a bemutatott grafikon saját viszonyainkra való alkalmazhatóságának. Természetesen a görbe egyszerű átmásolása téves interpretációhoz vezetne, mert a görbe meghatározásánál alkalmazott mérés technikai paraméterek (szondahossz, számlálósó adatok, forrás erősség) a kísérleti méréseink során alkalmazott paraméterektől különböznek. Feltételezhetjük azonban, hogy a szondák paramétereinek különbözősége nem a jellegző görbe menetét, hanem csupán annak impulzusszintjét befolyásolja. Mivel a forrás erősség és a számlálósó adatok a (2.1) kifejezés konstansában szerepelnek, nem követünk el hibát, ha a későbbiekben az általunk meghatározott „transzformációs faktor” ezeket magában foglalja.

	Sűrűség g/cm ³	Elméleti görbéből meghatározott beütésszám N (cpm)	Sűrűség g/cm ³	Wendt és Wolters mérési eredményei N (cpm)
1.	0,25	5 400		
2.	0,50	9 400	0,66	10 300
3.	0,75	10 400	0,88	10 000
4.	1,00	9 500	1,00	9 400
5.	1,25	7 900	1,35	7 200
6.	1,50	6 200	1,52	6 400
7.	1,75	4 700		
8.	2,00	3 400		

A szondahossz befolyásolja a detektor által észlelt beütésszámot. Egy ilyen összefüggést láthatunk a 3., ill. 4. ábrán. A 3. ábrán látható görbesereg féllogaritmikus rendszerben a szondahossz (a) és beütésszám (N) közötti függvénykapcsolatot mutatja ρ sűrűségparaméterrel. Az ábrán látható görbék az irodalomból jól ismert exponenciális görbe jellegűt mutatják 50 cm-nél nagyobb szondahosszaknál. A görbe jellege megváltozik 50 cm-nél kisebb szondahosszaknál, melynek feltehető oka a fúrólukból származó közvetlen sugárzás. Az ilyen ábrázolási mód hiányossága, hogy a görbéből nem lehet meghatározni a mérésekre jellemző egyik leglényegesebb paramétert: az optimális



3. ábra. A beütésszám (N)

a) forrás-detektor távolság függvényében
b) sűrűség függvényében
(alkalmazott izotóp Co^{60} , 25 mC)

Фиг. 3. Зависимость количества импульсов (N) в зависимости от:

a) расстояния источника до детектора,
б) плотности.
(В качестве изотопа использован Co^{60} , 25 мкюри)

Fig. 3. Impulse number (N) in the function of

a) the distance source - detector, and
b) the density (applied isotope: Co^{60} , 25 mC)

szondahosszat (optimális szondahossz: az a legkedvezőbb forrás-detektor elrendezés, amellyel maximális felbontás érhető el). Ezt a hiányosságot igyekszik kiküszöbölni a 4. ábrán látható görbesereg, amely a szondahossz és egy megválasztott alapszinthez viszonyított beütésszám különbségek (ΔN) összefüggését adja különböző ρ sűrűségek mellett. A görbe maximumpontja az optimális

4. ábra. A beütésszám (N)

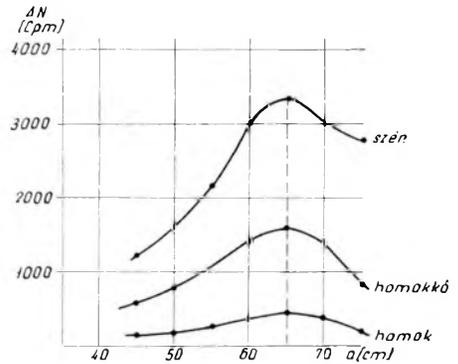
- a) forrás-detektor távolság
- b) sűrűség függvényében
(alkalmazott izotóp Co^{60} 50 mC)

Фиг. 4. Зависимость количества импульсов (N) в зависимости от:

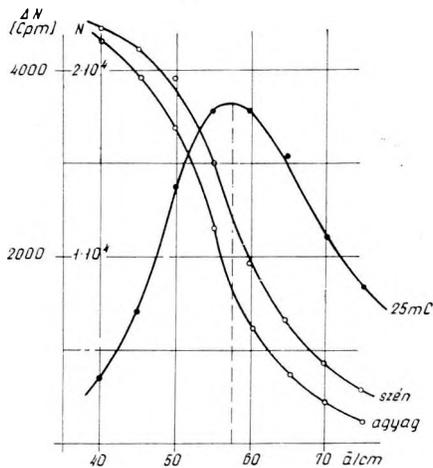
- a) расстояния источника до детектора,
- б) плотности.
(В качестве изотона использован Co^{60} , 50 микро)

Fig. 4. Impulse number (N) in the function of

- a) the distance source - detector, and
- b) the density
(applied isotope: Co^{60} , 50 mC)



szondahossz kijelölésére szolgál. Az 5. ábrán a két görbe közös koordináta rendszerben van ábrázolva. Az 1. a beütésszám-különbség és a szondahossz, a 2 és 3 görbe az abszolút beütésszám és a szondahossz összefüggését adja egy széntelepre vonatkoztatva.



5. ábra. Összefüggés a szondahossz és a beütésszám között.

Фиг. 5. Зависимость количества импульсов от длины зонда

Fig. 5. Sound length versus impulse number

Az előbbieken ismertetett paraméterek figyelembevételével egy új. n. transzformációs faktor megállapítása vált lehetővé az elméleti számításokban feltételezett és az általunk használt szonda között. Ez lehetővé teszi a 2.b. ábrán bemutatott kalibrációs összefüggés használatát. Kísérleti mérések a gamma-gamma szelvényezési módozatok közül legjobban bevált falhozszorító eljárással történtek az alábbi mérésparaméter komplexum mellett.

Izotóp	Co^{60} 50 mCi
Integrátor	10^4 imp. végkitérés
Időállandó	6 sec.
Vontatási sebesség	2,4 m/perc
Galvanométer érzékenység	25 mV
Szondahossz	70 cm

60 mm-es falhozszorítás céljából rugókkal ellátott szonda.

A transzformációs faktor megállapítása következőképpen történt:

Egy jól definiálható, a szelvényen éles beütésszámmal jelentkező képződeményt kiválasztva, amelynek laboratóriumi elemzési adatai (térfogatsűrűség) ismeretesek, ennek sugárzási szintjét összehasonlítjuk az elméletileg meghatározott ugyanazon sűrűségnél jelentkező sugárzásszinttel.

2. táblázat

Képződ- mény	Réteg vast.	N cpm	σ cpm	Term- γ cpm	N_v cpm	Sűrűség g/cm ³	Porozitás
homok	9,5	9582	± 214	196	9386	1,75	34,45

Az 1. táblázatból az 1,75 g/cm³ sűrűségnek az elméleti görbéből kiolvastva 4700 cpm felel meg. Az A transzformációs faktor tehát:

$$A = \frac{9386}{4700} \approx 2.$$

Ezen A értéket az 1. táblázatban foglalt adatokkal besorozva, a 6. ábrán látható görbéhez jutunk. A görbe jellege a 2.b. ábrán bemutatott görbével megegyezik. Az így megszerkesztett görbe alkalmazhatóságát a gyakorlat számára az igazolja, ha különböző eltérő sűrűségek meghatározására is alkalmas. A következő példákban ezt mutatjuk be.

KONDÓ 127.

Telep	Telep vastagság (m)	Befűtés N (cpm)	Korrekciók				Befűtés N_p (cpm)	Törzscat- súly μ (cm ² 27-ből)	Sűrűség labor elemzés	Ham- tartalom %
			Termés	Érzékenységi	Ivnyk- átmérő	Réteg				
II.	1,60	15 708	132	-	-	-	1,28	1,29	8,91	
III.	0,80	15 566	203	-	-	-	1,30	1,35	17,48	
III/a.	0,70	14 280	153	-	-	1,05	1,33	-	-	
IV.	1,90	14 994	346	-	-	-	1,35	1,33	13,61	

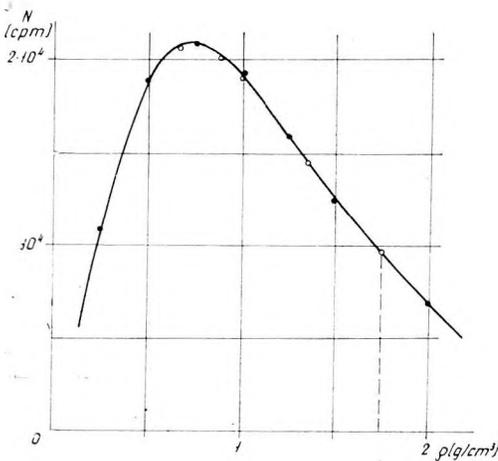
Diósgyőr 248. (kísérleti fűrés)

III/b.	0,70	14 151	189	571	-	1,05	1,31	1,30	10,89
--------	------	--------	-----	-----	---	------	------	------	-------

Diósgyőr 262.

II.	1,10	10 710	107	-	5328	-	1,25	1,31	11,79
III.	1,40	11 067	71	-	5328	-	1,22	1,27	6,12
III/a.	0,40	8 140	264	-	5328	1,24	1,32	1,34	15,98
III/b.	0,80	9 710	186	-	5328	1,04	1,31	1,30	10,89
IV.	3,20	10 946	193	-	5328	-	1,24	1,30	10,29

A 6. ábrán látható görbe alapján különböző eltérő sűrűségű kőszéntelepek sűrűségmeghatározását végeztük el. A meghatározott értékeket a 3. táblázatban foglaltuk össze. A táblázatban összefoglalt adatok világosan mutatják a



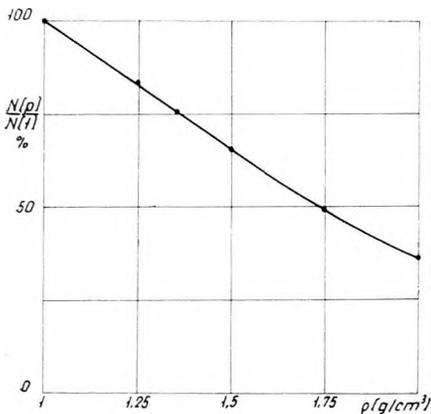
6. ábra. Összefüggés a beütésszám és a térfogatsűrűség között

Фиг. 6. Зависимость количества импульсов от объемной плотности

Fig. 6. Impulse number versus density

módszer alkalmazhatóságát. Meglepően jó egyezést mutatnak a görbéből leolvasott sűrűségértékek a laboratóriumi elemzési adatokkal. Megjegyezzük: a laboratóriumi adatok csak a hamutartalomra vonatkoznak; a sűrűségértékek meghatározása a (4) dolgozat 5. ábrája alapján történt. Diósgyőr kísérleti fúrás III. b. és Kondó 127. fúrás IV. telep sűrűség adatai közvetlenül is ismeretesek voltak laboratóriumi elemzésekből.

A módszer alkalmazhatóságát további képződmények sűrűségvizsgálatai ill. sűrűségmeghatározásának adatai is igazolják. A homokos rétegeknél figyelembe kell venni az illető képződmény víz-, ill. olajteltettségét, ti. a száraz állapotra vonatkozó térfogatsűrűség különbözik a nedves (olaj, víz) állapotra



7. ábra. Összefüggés a viszonyított-érték $\left(\frac{N(0)}{N(1)}\right)$ és a térfogatsűrűség között.

Фиг. 7. Зависимость относительного значения $\left(\frac{N(0)}{N(1)}\right)$ от объемной плотности

Fig. 7. Related value $\left(\frac{N(0)}{N(1)}\right)$ versus density

vonatkozótól. A térfogatsúly megállapítása az impulzusszámból a 6. ábrából, a térfogatsúly alapján a porozitás kikeresése a 7. ábrán látható görbesereg segítségével történik, ahol homokos tárolók térfogatsűrűségének változásait láthatjuk különböző folyadék-, ill. levegőteltettség mellett.

A 4. táblázatban egy vízzel telített finomszemű homokkő és egy molluszkumos agyag térfogatsűrűsége, ill. porozitásadatai láthatók.

4. táblázat

Képződmény	Rétegvast.	N cpm	Term- γ cpm	N_p cpm	Sűrűség g/cm ³	Labor-elemzés	Porozitás %
Finomszemű homokkő	1,5	6298	42	6256	2,06	—	22,6
Molluszkumos agyag	3	8582	274	8308	1,86	1,83	—

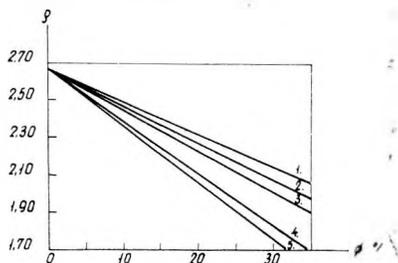
A beütésszám-sűrűség görbének a mérőberendezés karakterisztikájától való függőségét kiküszöbölhetjük a szonda megfelelő hitelesítésével. Ha pl. a szonda hitelesítése a víz egységnyi sűrűségére történik, akkor az ettől eltérő sűrűségekhez tartozó impulzusszám hányadosok a 8. ábrán látható görbét

1. 100%-os sós-víz telítettség
2. 100%-os édes-víz telítettség
3. 100%-os olaj telítettség
4. 100%-os levegő telítettség (3000 PSI)
5. 100%-os levegő telítettség

8. ábra. Homokos tároló térfogatsűrűségének változása különböző folyadék és levegő telítettség mellett (Pickell – Heacock szerint)

Фиг. 8. Изменение объемной плотности песчаных коллекторов при различной степени насыщенности жидкостью и воздухом (По Пикел – Хикок)

Fig. 8. Variation of the density of container-sands with changing saturation or air-content (after Pickell – Heacock)



határozzák meg. A koordináarendszer vízszintes tengelyén a különböző térfogatsűrűség értékeket, az ordináta tengelyen az egyes sűrűségekhez tartozó beütésszám $N(\rho)$ és a víz sűrűségéhez tartozó beütésszám $N(1)$ hányadosainak százalékos értékét ábrázoltuk. Összefoglalva: a sűrűség-impulzusszám görbéből leolvasott, ill. laboratóriumban meghatározott térfogatsűrűségértékek a hibahatárokon belüli egyezést mutatnak. A leolvasott sűrűségértékekre a megkívánt pontosság irodalmi adatokból ismeretes. J. J. Pickell és J. G. Heacock szerint a maganalízis és a gamma-gamma szelvényekből meghatározott átlagos sűrűségeltérés kb. 0.03 g/cm³, de a maximális eltérés sem lehet 0.05 g/cm³-nél nagyobb. Más szerzők szerint ez az eltérés 0.04 g/cm³-t nem haladhatja meg. (Megjegyezzük, hogy a szerzők ideális lyukfeltételeket tételeznek fel.) Eredményeink egyezése a hibahatárokon belül vannak. A fennmutatott

eljárást más területekre általánosítani csak akkor és abban az esetben szabad, ha nagyszámú mérési, ill. mágnezési adatok alapján a fentiekhez hasonló jó egyezést tapasztalunk. Ennek eldöntésére további mérésekre a falhozszorítás eljárás széles körben való alkalmazására van szükség.

Befejezésül megemlítjük, hogy a sűrűségmeghatározás pontosságának növelésére két út áll rendelkezésünkre.

1. Tökéletesebb műszerek alkalmazása.
2. Az interpretáció pontosabbá tétele.

Scintillációs detektorokkal növelhetjük a szórt sugárzás detektálásának érzékenységét. A detektor, ill. a forrás megfelelő kollimálásával azt a térszöget tudjuk megválasztani, ahonnan beérkező szórt gamma-fotonok száma a legkedvezőbb. A gamma-gamma spektrumok felvételével a képződményeket alkotó elemek összetételéről, azok sűrűségéről is megfelelő képet nyerhetünk. A többszörös szórás figyelembevételével magának az értelmezési eljárásnak a pontossága is fokozható.

IRODALOM

1. *Barsukov*: Radioaktív vizsgálatok gáz- és olajfúrásokban. (1958).
2. *Djadkin*: Gamma-gamma lyukszelvényezés elmélete. Akad. Nauk SSSR Izv. Ser. Geofiz. no. 4. 423. 1955.
3. *Homillius – Lorch*: On the Theory of Gamma Ray Scattering in Boreholes. Geophys. Prosp. V. 6. no. 4. 342 – 364. 1958.
4. *Dr. Sebestyén Károly*: Vizsgálatok kőszenek minőségi paramétereinek mélyfúrási geofizikai módszerekkel történő meghatározására. (Magyar Geofizika 1961.).
5. *J. J. Pickell – J. G. Heacock*: Density logging. Geophysics V. 25. no. 4. 891 – 904. 1960.

АДАМ ОСКАР:

О ЧАСТОТНОМ АНАЛИЗЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ЗАПИСЕЙ

В сложных районах, характеризующихся наличием помех, при проведении опытных работ сейсмическим методом, необходимо осуществлять анализ сейсмических записей. Такой анализ позволяет получить важные сведения для правильного подбора системы возбуждения упругих колебаний и системы наблюдения.

Анализируемые в настоящей работе записи получены не в результате систематических опытных работ. Все же оказалось возможным выяснить, что характер сейсмограмм обусловлен прежде всего поверхностными помехами. В работе рассматривается вопрос о возможности от фильтрации этих помех, причем анализируется и проблема лёсса.

O. ÁDÁM:

FREQUENCY ANALYSIS OF SEISMIC RECORDS

In rough areas where disturbing waves are recorded, in the course of experimental measurements frequency analysis of the records is necessary. The analysis is expected to furnish data to select the appropriate systems of shooting and operation.

The records analysed in this paper were obtained by no systematic experimental survey. However it was obvious that the character of the records is due chiefly to disturbing surface waves. The possibilities of filtering these waves are discussed, with reference to the problem of loess.

SZEIZMIKUS FELVÉTELEK FREKVENCIA ANALÍZISE

ÁDÁM OSZKÁR

Bevezetés

A szeizmikus felvételek frekvencia analízise minden olyan esetben előtérbe kerül, amikor komplikált felszíni, vagy felszínközeli földtani viszonyok következtében az egyszerű módszerekkel nyert reflexiók felvételeken a beérkezések nem korrelálhatók, nem értelmezhetők, a felvételek zajosak, azaz a jel-zaj viszony kedvezőtlen.

A szeizmikus kutatásoknál a zajokat általában két csoportba osztjuk [1] [2]: szabályos és szabálytalan jellegű zajokat különböztetünk meg. Általában feltételezzük, hogy a két zajtípus között lényeges különbség van, mind spektrális, mind látszólagos sebesség vonatkozásban. A szabályos jellegű zaj azonban korrelációs intervallumán túl vagy két szabályos jellegű zaj interferenciája következtében szabálytalan jellegűvé válhat.

Emellett a zajok spektrumában nagy átfedések fordulnak elő. Általában azt tartjuk, hogy a felszíni hullámok a (ground roll) energiája keskeny frekvenciasávban. — 15 cps — 20 cps-nél — tömörül.

Ha a szeizmikus robbantás laza talajban történik, akkor a szeizmogramban a felszíni hullámok dominálnak. Korschunov [3] e felszíni hullámok diszperzív tulajdonságait vizsgálta kis töltettel és kalapáccsal. Howell [4] [5] ugyancsak laza talajban, a löszben, robbantással képződött felszíni hullámok jellegzetességét kutatta. Sokan foglalkoztak a Rayleigh hullám mechanizmusával [6]. Ezek a szerzők azonban ideális területet választottak ki kutatásaikhoz, s a legritkábban szeizmikusan némának tartott területeket, mint Dobrin és társai [7]. Minthogy ezek a munkák szórványosak és csak egy-egy különleges problémára szorítkoznak, nehezen általánosíthatók és használhatók fel néma, vagy némának bizonyult területeken végzendő kísérleti munkákhoz.

Az elmúlt évek folyamán többször dolgoztam laza felszíni képződményen borított reflexiós szempontból némának bizonyult területen. A néma területek egy része a műszerek és módszerek fejlődése következtében (csoportosítás, légrobbantás, éles szűrés stb.) ma már válaszol kérdéseinkre, de még ma is számos olyan terület van, ahol az említett fejlődés nem hozta meg a kívánt eredményt. Ezeken a területeken is fontos lenne a szeizmikus kutatás problémájának megoldása. A némaság oka inkább a felszíni képződmények és a kialakuló felszíni hullámok vonatkozásában kereshető, mint a mélybeni földtani viszonyokban. Éppen ezért szükséges lenne a zavarhullámok, így a felszíni hullámok dinamikai jellemzőinek kutatása, hogy hatásosabb észlelési, robbantási megoldásokat találhassunk ezek kiszűrésére, azaz jobb jel-zaj viszonyt állíthassunk elő felvételeinkben.

A következőkben egy már megindult kísérleti munka első lépéseit kívánjuk ismertetni, s néhány gyakorlati példán az eredményeket bemutatni. Feladatul a szeizmogramok frekvencia analízisének nyerhető adatok szerzését tűztük ki.

Az analízis módszere

A szeizmogramok frekvenciaanalízise, bizonyos feltételek teljesülésénél egyszerűen valósítható meg a statisztikus, illetőleg a korrelációs analízis módszereivel. A statisztikus illetőleg korrelációs analízis mindazon véletlen jellegű idősorok analízisének felhasználható, amelyek stacionárius idősoroknak tekinthetők. Egy szeizmogram nyom vagy csatorna, Horton [8] megfogalmazása szerint akkor tekinthető stacionáriusnak, ha az amplitúdók közel azonos nagyságúak, azaz

$$I(t) = \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} a_i x(t-t_i)$$

függvényben a_i constans. A beérkezés jellegét tehát $x(t-t_i)$ határozza meg, ahol t_i a hullám beérkezési ideje. Ilyen jellegű szeizmogram könnyen előállítható, ha a felvételnél automatikus amplitúdószabályozást használunk.

Az ilyen jellegű idősorok rejtett periodicitásának meghatározására az autokorrelációs függvény alkalmas. Az autokorrelációs függvény folytonos idősor esetében ([9] szerint):

$$\Phi_{xx}(\tau) = \int_{-T}^T \frac{1}{2T} x(t)x(t+\tau) dt$$

Ugyanez. az idősor diszkrét értékeire

$$\Phi_{xx}(k\tau) = \frac{1}{N-M\tau} \sum_{i=1}^{N-M\tau} x_i x_{i+k\tau}$$

formában írható.

Az így számított autokorrelációs függvény Fourier transzformáltja

$$\Phi_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} \Phi_{xx}|\omega| d\omega = 2 \int_0^{\infty} \cos \omega\tau \Phi_{xx}|\omega| d\omega,$$

illetőleg

$$\Phi_{xx}|\omega| = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-i\omega\tau} \Phi_{xx}|\tau| d\tau = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos \omega\tau \Phi_{xx}|\tau| d\tau$$

Ez a $\Phi_{xx}(\omega)$ függvény az idősor ú. n. átlagos vagy kisimított teljesítmény sűrűség spektruma.

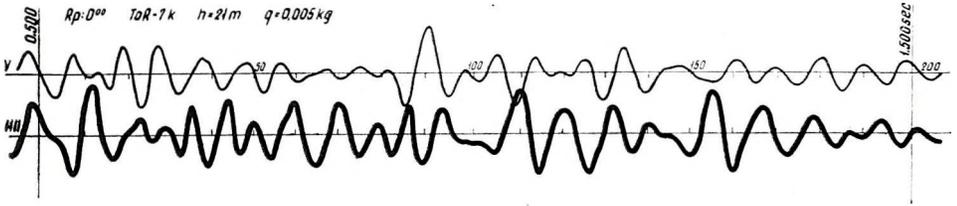
E spektrum és az amplitudó spektrum között a következő összefüggés áll fenn

$$\Phi_{xx}|\omega| = G(f) = \frac{1}{T} |A_f f|^2$$

A szeizmogramok analízisénel az autokorrelációs függvény diszkrét értékekre vonatkozó kifejezését használtam fel. A Fourier transzformációt Golczman [10] nomografikus módszerével végeztem. A korrelációnál $\tau=0,005$ sec-ot választottam, s így a transzformációnál a határfrekvencia $f_h=100$ cps. amely kellő mértékben átfogja a hasznos szeizmikus frekvencia tartományt. Az autokorrelációs függvényt mindig az alábbi normalizált formájában ábrázoltam:

$$\frac{\Phi_{xx}|k\tau|}{\Phi_{xx}|0|} = \phi_n$$

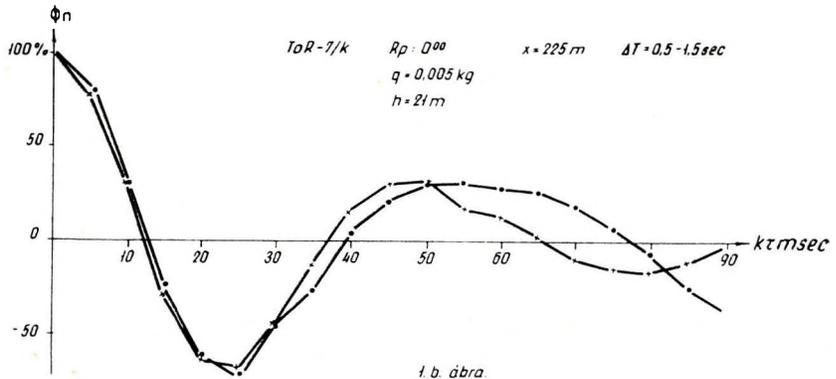
Egy ilyen normalizált autokorrelációs függvényt és a belőle számított sűrűség spektrumot a vonatkozó szeizmogram nyommal együtt az I. ábrán láthatunk.



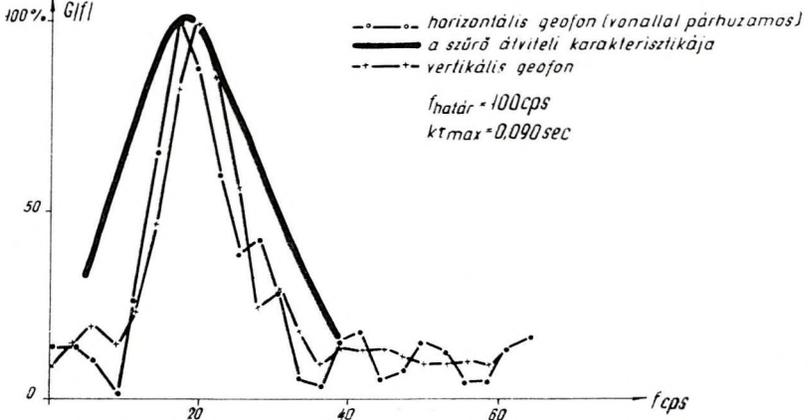
1. ábra

Az autokorrelációs függvény végeredményben rendkívül egyszerűen értelmezhető akkor is, ha az idősor több elemből tevődik össze. Vegyük a legegyszerűbb esetet, amikor az idősor jelből és zajból áll, azaz:

$$x(t) = S(t) + n(t)$$



1. b. ábra.



1. c. ábra

Ennek autokorrelációs függvénye:

$$\begin{aligned}\Phi_{xx}|\tau| &= \int_{-\infty}^{+\infty} |S|t| + n|t| ||S|t+\tau| + n|t+\tau| | dt = \Phi_{ss}|\tau| + \Phi_{nn}|\tau| + \Phi_{sn}|\tau| + \Phi_{ns}|\tau| = \\ &= \Phi_{ss}|\tau| + \Phi_{nn}|\tau|\end{aligned}$$

azaz a jel és zaj autokorrelációjának összege, minthogy

$$\Phi_{ns}|\tau| = -\Phi_{sn}|\tau|$$

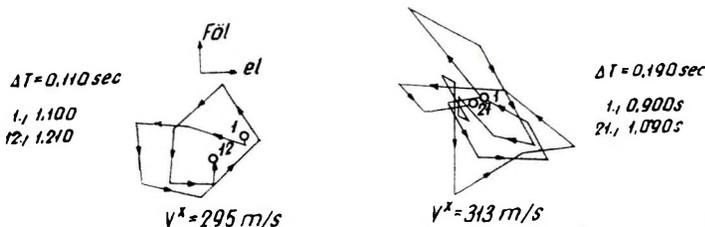
Ez egyben azt is jelenti, hogy a jel és zaj interferenciája nem torzítja el a frekvencia jellegörbét. A klasszikus Fourier-analízissel szemben hátránya ennek a módszernek, hogy a fázisviszonyokra vonatkozó információt elveszítjük. Ez a hátrány azonban – legalábbis pillanatnyilag – nem jelentős.

Az analízis eredményei

A fent leírt módszer felhasználásával megvizsgáltam néhány terület jellegzetes szeizmogramját, bár azok nem külön e célra készültek.

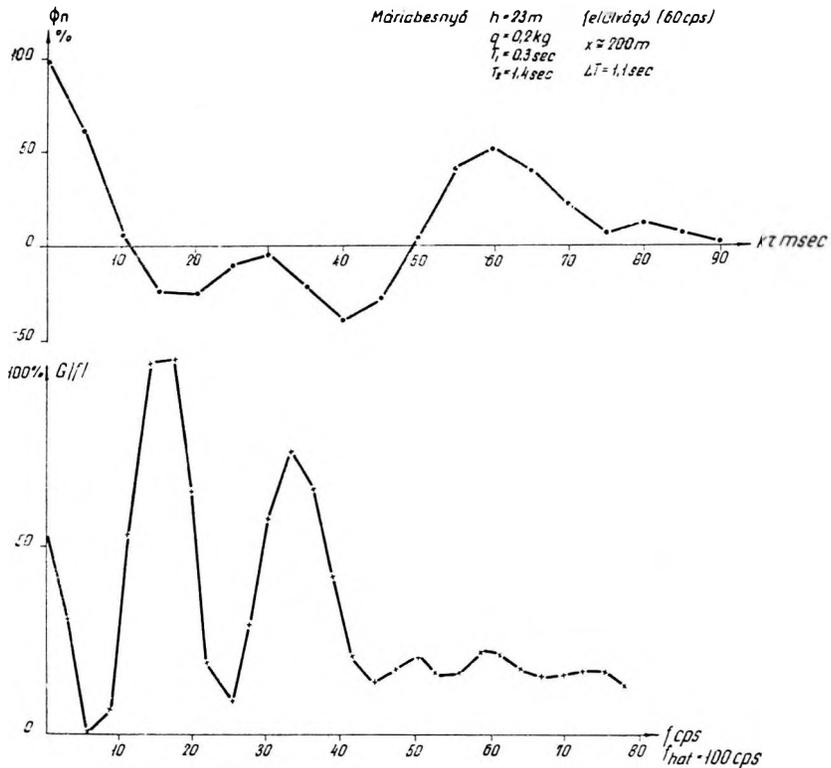
Az 1. ábrán bemutatott autokorrelációs és sűrűségi diagramok egy Szentés környéki terület felszíni-hullám viszonyaira jellemzőek. Amint látjuk, meglehetősen nagy mélységben lőtték el az igen kis töltetet, (5 g, 21 m). A zavarhullám jellegét a 2. ábrán látható vektordiagramok is világosan igazolják. Az ábrából láthatjuk, hogy ezen a területen a felszíni hullámok energiája a 20 cps frekvenciasávba tömörül. Mivel a felvétel az ábrán is jelölt szűrővel készült, feltehető, a 20 cps feletti hullámok jelenléte is. Az alacsonyabb frekvenciájú komponensek jelenléte nem valószínű, minthogy a sűrűségi spektrum a műszer sűrűségi spektrumának magasabb frekvenciájú sávjában van.

Egy jellegzetes és a szeizmikusoknak bizonyára kívánatos sűrűségi spektrum- és autokorrelációs képet látunk a 3. ábrán. Itt a két hullám közül az egyik a jel, a másik a zaj (vektor diagram nem áll rendelkezésünkre). Amint látjuk ezek frekvencia spektruma lényegesen eltér egymástól. Ez a felvétel szüretlennek tekinthető, minthogy az erősítőben csak 60 cps felülvágó szűrő van.



2. ábra

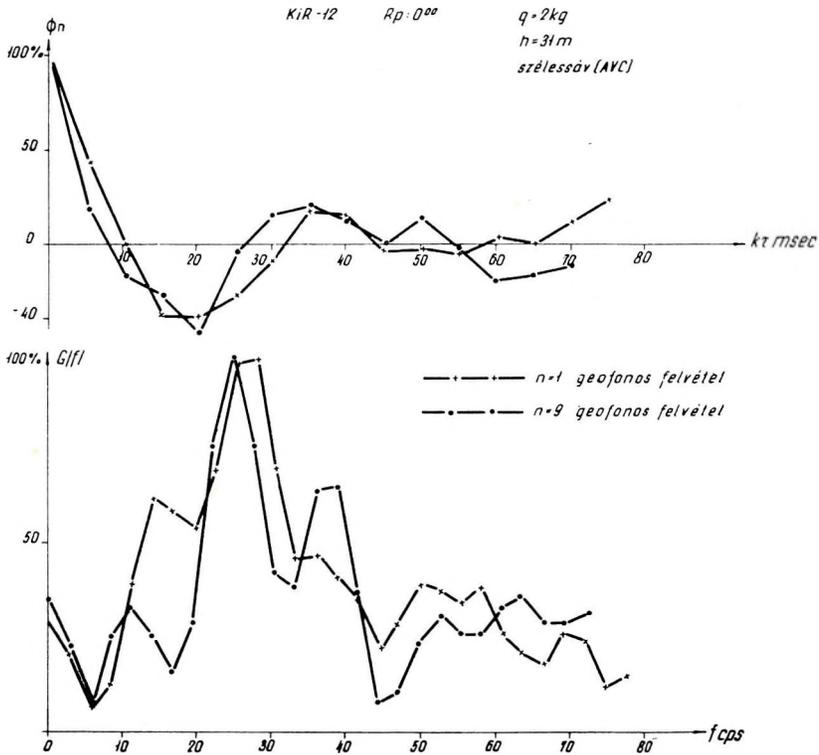
Felszíni és zavarhullámok szempontjából egyik legkellemetlenebb terület az, ahol a felszínt lösz borítja. A lösz meglehetősen homogén közet, s benne a szeizmikus hullámok sebessége a mélységgel igen gyorsan növekszik, ami felszíni hullámok kialakulása szempontjából kedvező. A löszben keletkező felszíni hullámok jellegét többen vizsgálták, [5] – s a legkülönbélebb felszíni hullámok jelenlétét állapították meg. Így Rayleigh, pszeudo-Rayleigh, hidrodinamikusan és csatolt hullámokat. Ezek frekvenciatartománya 7 – 30 cps között adódott. Egy DNY Magyarországon szélessávon készített felvétel analízise szerint a felületi zavarhullámok sűrűségi spektrumának maximuma 25 – 28



3. ábra

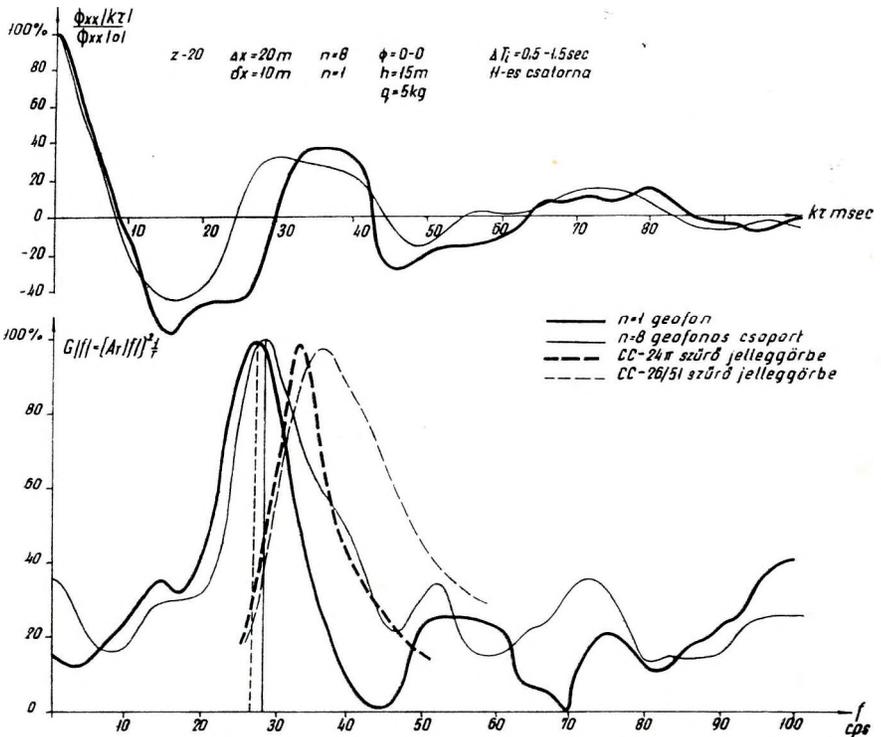
cps között van. A 4. ábrán láthatjuk mind az autokorrelációs függvényt, mind pedig a sűrűségi spektrumot. A spektrumban 14 cps-nél mellékmaximum és 35 – 40 cps körül hirtelen szélesedés látható. 9 geofon vonalmenti csoportosításával készített felvétel sűrűség spektrumában a 14 cps-nél fellépő maximum majdnem teljesen eltűnik, míg a 40 cps-nél levő szélesedés mellékmaximumként kiemelkedik.

A szeizmogram részletesebb vizsgálata azt mutatja, hogy a korrelálható reflexiók beérkezések legnagyobb része valóban 35–40 cps frekvenciájú, bár interferencia következtében ezek egyértelműen nem mindig ismerhetők fel. A felvételek azonos robbantópontból, azonos töltettel, amplitúdószabályozással készültek, (31 m, 2 kg). A robbantást vízfojtással végeztük el.



4. ábra

A lőszerű jellegét bizonyítja egy távoli lőszerű területen végzett mérések során szerzett szeizmogram analízise, amelynek eredményét az 5. ábrán látjuk. A felvételt PPMZ-2 magnetofonos berendezéssel készítettük és SZSZ-24P típusú hordozható berendezéssel játszottuk vissza szélessávú szűréssel; így a szűrés hatása gyakorlatilag elhanyagolható. Az azonoság az előző – 4. ábrán mutatott – eredményekkel meglepően jó. Lényeges különbség, hogy a 14 cps-nél levő mellékmaximum 20%-kal kisebb értékű. Ez a 30 cps sajátfrekvenciájú szeizmometereknek tulajdonítható. A 8 geofon vonalmenti csoportosításával készített felvétel sűrűség spektruma 40 cps körül kiszélesedik, ugyanúgy, mint a délzalai egy geofonos felvétel görbéjén. Az ábrára a rutinmérések-nél alkalmazott szűrőkörök jelleggörbéjét is felrajzoltuk. Ebből világosan látszik, hogy azok a zavarhullámot lényegesen jobban eresztik át, mint az egyéb komponenseket.



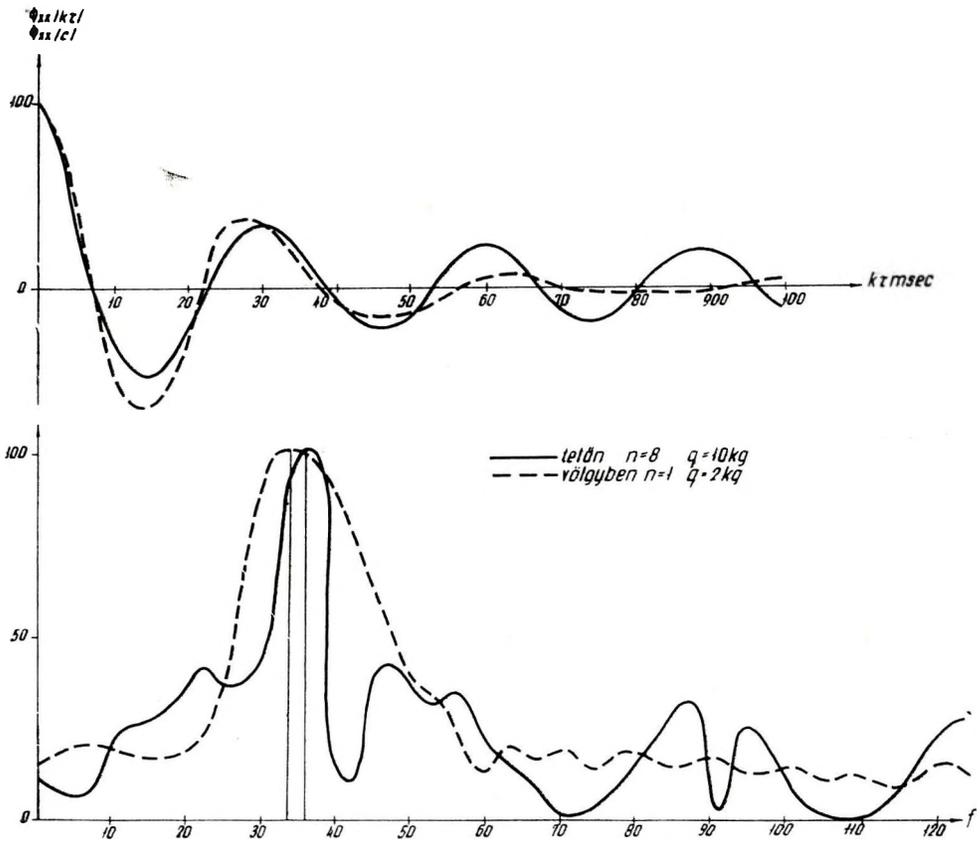
5. ábra

A lőszer keskenysávú szűrő jellegét láthatjuk a 6. ábrán. Ez a diagram két felvétel analízisének eredményét mutatja. Az egyik felvételt völgytalpon elhelyezett lyukból készítettük, amikor a terítés is a völgyben volt. A másik felvétel ugyanabból a lyukból készült, csoportgeofonnal, dombtetőn. A vízszintes távolság nem volt nagyobb 150 m-nél, a magasságkülönbség 250 m volt. Mindkét szeizmogramban a reflexiók beérkezései jól felismerhetők voltak; a töltetnagyság a lősztetőn való észlelésnél 10 kg, a talpon 2 kg volt. A lényeges különbség világosan látható.

Következtetés

Összefoglalva a fentiekben elmondottakat, megállapíthatjuk, hogy kísérleti munkánál, bonyolult zavarhullám területeken a szeizmogramok analízise szükséges, s igen fontos adatokat nyújthat a lövészi rendszerek, észlelési módszerek kialakításához.

Már e néhány, s egyáltalán nem rendszeres kísérlettel gyűjtött anyagból, – hiszen a felvételek nem analízálási célra készültek – is láthatjuk, hogy a szeizmogramok jellegét elsősorban a felszíni zavaró hullámok szabják meg. Ezek kiszűrése kedvező esetben egyszerű, kedvezőtlen esetben igen éles sáv-szűrés, továbbá helyes töltetnagyság, robbantópont és geofoncsoport paraméter megválasztás szükséges. A jel-zaj viszonyt az egész szeizmogramszakaszon objektíven állapíthatjuk meg s figyelemmel kísérhetjük mindezen tényezők hatását.



6. ábra

IRODALOM

1. *A. A. Cvetaev*: A csoportosítások módszere a szeizmikus kutatásban. Ministerstvo neftja-noj promyslennosti. Gostoptechizdat. 1953. 1 – 90 oldal.
2. *L. V. Lombardi*: Notes on the Use of Multiple Geophones. Geophysics. 1955. XX. No. 2.
3. *A. Korschunov*: On Surface Waves in Loose Materials of the Soil. Geophysical Prospecting 1955. III. No. 4. 359 – 381. oldal.
4. *B. F. Howell – D. Bundenstein*: Energy Distribution in Explosion Generated Seismic Pulses. Geophysics. 1955. XX. No. 1. 33 – 59.
5. *B. F. Howell Jr.*: Ground Vibration Near Explosion. Earthquake Notes 1957. XXVIII. No. 4.
6. *S. Omote, Sh. Komaki, N. Nakajima*: Seismic Wave Types in Sand Layer Near a Small Explosion. Bulletin of the Earthquake Research Institute. 1958. XXXIV. 331 – 327.
7. *M. B. Dobrin, Ph. L. Lawrence, R. Sengbush*: Surface and Nearsurface Waves in the Delaware Basin. Geophysics 1954. XIX. No. 4. (695 – 715).
8. *C. W. Horton*: The Structure of the Noise Background of a Seismogram. Geophysics. 1955. XX. No. 365 – 585.
9. *S. Goldman*: Information Theory. New York, Prentice-Hall Inc. 1955.
10. *M. F. Golcman, B. T. Kalinina*: A frekvencia analízis és szintézis egyszerű módszerei és alkalmazásuk néhány geofizikai feladat megoldásához. Prikladnaja Geofizika 1958. 21. kötet. 3 – 25 old. (Moszkva).

ЭРКЕЛ АНДРАШ, КИРАЙ ЭРНЁ, САБАДВАРИ ЛАСЛО:

О СЕРИИ ВАРИАНТОВ ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РАЗВЕДОЧНОЙ АППАРАТУРЫ ТИПА GE

В работе дается описание о серии различных видов геоэлектрической разведочной аппаратуры типа „GE” для надневной электрической съемки. Аппаратура GE – 10 представляет собой высокоточный трехдекадный компенсатор, построенный на традиционных принципах (он измеряет величины ΔV и I) и имеет ряд технических преимуществ (напр. ножной выключатель вместо пульсатора, переключатель $I_1 - I_2$, диапазон измерения от 0,01 до 1000 мВ). Конструкция аппаратуры GE – 16, позволяющая измерять величину $I/\Delta V$, означает промежуточное решение перед полной автоматизацией измерения. При помощи компенсатора типа GE – 20 непосредственно определяется величина ρ_L . Таким образом, при одинаковых требованиях к точности, для определения кажущегося удельного сопротивления в полевых условиях этой аппаратурой, требуется примерно в 3 раза меньше времени и величина ρ_L , без участия вычислителя (младшего оператора), отсчитывается непосредственно с прибора. Аппаратура GE – 21 создана в результате дальнейшего упрощения аппаратуры GE – 20. Ее вес в два раза меньше по сравнению с последней и быстрота проведения наблюдений означает выгоды главным образом при небольших глубинах исследования (до $AB_{\max} = 1000$ м).

A. ERKEL. E. KIRÁLY. L. SZABADVÁRY

THE SERIES OF GEOELECTRIC RESISTIVITY METERS TYPE "GE"

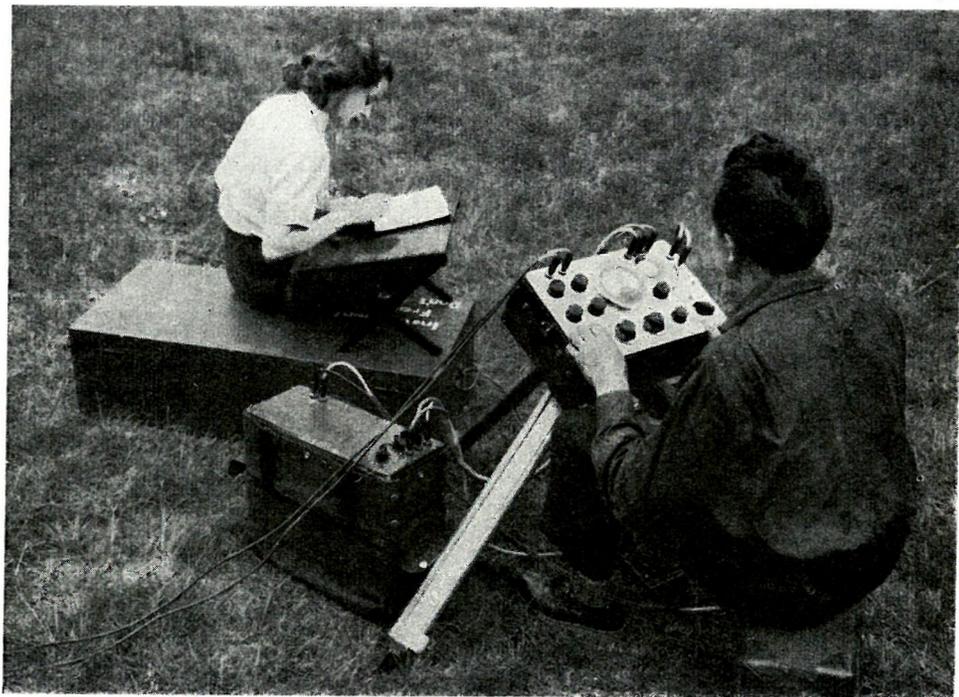
The series of geoelectric devices type GE for surface resistivity measurements is described. The apparatus GE – 10 is essentially a three-decade-compensator of high accuracy using traditional principles (it measures ΔV and I) with advantageous technical solutions (e.g. a pedal-switch instead of pulsator, the double-switch $I_1 - I_2$, the range of measurement from 0,01 to 1000 mV etc.). The GE – 16 type, measuring the value of $I/\Delta V$ is an intermediate step to the total automation of the measurements. Compensator GE – 20 permits a direct determination of the apparent resistivity ρ_L . So, with unchanged requirements toward accuracy, this apparatus renders a possibility to the direct determination of the value ρ_L without further outer assistance. The determination of this value can be accomplished reducing the time of observation to as low as 1/3. The type GE – 21 developed through further simplification of GE – 20. It weighs half the GE – 20; its swiftness of recording is especially advantageous in shallow prospectings ($AB_{\max} = 1000$ m).

A GE-TÍPUSJELŰ GEOELEKTROMOS ELLENÁLLÁSMÉRŐ MŰSZERCSALÁD

ERKEL ANDRÁS, KIRÁLY ERNŐ ÉS SZABADVÁRY LÁSZLÓ

A felszíni geoelektromos ellenállásmérés Magyarországon az ötvenes évek elején terjedt el és ugyanebben az időpontban készültek el az első magyar kompENZÁCIÓS rendszerű geoelektromos műszerek is. A Geofizikai Intézetben dr. Sebestyén Károly és Lakatos Sándor 1952-ben készített új, az akkor ismert külföldi típusokénál fejlettebb műszert. Ezt 1953. és 54. évben több műszer

elkészítése is követte, melyeknek főként egyes elektromos elemei jelentettek fejlődést a régebbihez képest. Az első GE típusjelű készülék 1955. évben készült el. Kísérleti példány a GE-9 típus volt, majd ennek sorozatgyártmánya a GE-10 műszer, mely csak kapcsolástechnikailag és külalakban tért el elődjétől. Mivel manapság már a GE-10 típus is elavultnak tekinthető, ismertetésével csak nagy vonalakban foglalkozunk, amennyire ezt a kiindulási alapot képező őstípus a fejlődés menetének követése érdekében megköveteli.



1. ábra: GE-9 típusú berendezés mérés közben

Фиг. 1. Аппаратура типа GE-9 при полевых измерениях

Fig. 1. Instrument type GE-9 in field measurement

A kompenzációs rendszerű műszer elvi működése a következő. Geoelektromos ellenállásmérésnél a látszólagos fajlagos ellenállást

$$\varrho_{\text{t}} = K \frac{\Delta V}{J} \quad (1)$$

összefüggésből határozzuk meg, ahol ΔV potenciálkülönbség és J tápáram mért érték, K pedig az A, B, M, N elektródák elhelyezésének ismeretében adott érték.

A kompenzátorral először az MN elektródán jelentkező ΔV potenciálkülönbséget mérjük meg, amikor is a kompenzátor ellenállássorát addig változtatjuk, míg a galvanométer 0 helyzetbe kerül. Ekkor

$$\Delta V = \epsilon_{\Delta V} \cdot R_{\Delta V} \cdot i \tag{2}$$

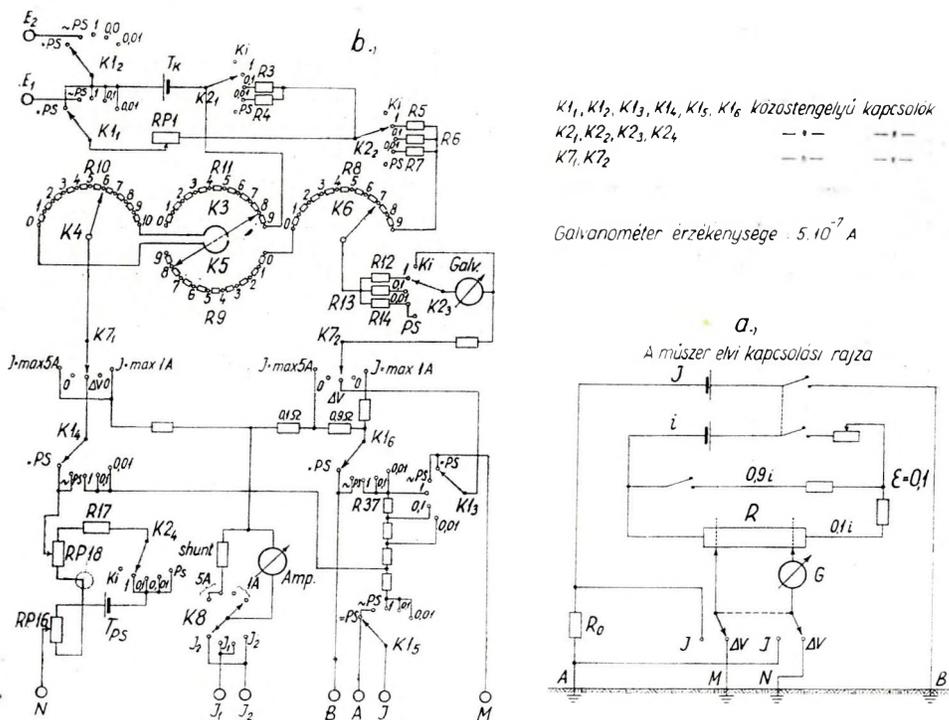
Ezután az A, B elektródán keresztül a talajba vezetett tápáramot mérjük meg, helyesebben az R_0 nagypontosságú ellenálláson jelentkező J -vel arányos – feszültségkülönbséget. Ebben az esetben a kompenzátort R_0 ellenállásra kapcsoljuk, s az előbbihez hasonló eljárással

$$J \cdot R_0 = \epsilon_J \cdot R_J \cdot i. \tag{3}$$

ahol $\epsilon_{\Delta V}$ és ϵ_J a kompenzátor érzékenysége ΔV és J mérésénél. Ebből a látszólagos fajlagos ellenállás, ha R_0 az egységgel egyenlő

$$\rho_L = K \frac{\epsilon_{\Delta V} \cdot R_{\Delta V}}{\epsilon_J \cdot R_J} \tag{4}$$

A műszer részletesebb kapcsolását a 2. ábrán (b) láthatjuk. Elektromosan négy egységre bontható:



2. ábra: GE-10 geoelektromos műszer kapcsolása

Фиг. 2. Электрическая схема геоэлектрической аппб аппаратуры GE – 10

Fig. 2. Circuit diagram of geoelectric instrument type GE-10

1. a tulajdonképpeni kompenzátor
2. PS kompenzátor
3. R_0 árammérő egység
4. műföld.

A kompenzátor 1,5 V-os teleppel működik. Három dekád kapcsolásos megoldása lehetővé teszi, hogy egyrészt terepkörülmények között $\pm 1\%$ -os pontossággal mérjen, másrészt három érzékenységgel aránylag széles (0,01 – 1000 mV) méréshatárok között is alkalmazható legyen. A kompenzátor érzékenységét szabályozó ellenállások (R_3, R_4 , ill. R_5, R_6, R_7) párhuzamos kapcsolásúak. Így a kompenzátor telepének terhelése mindegyik érzékenységállásnál állandó (1 mA) s ez lehetővé teszi, hogy R potenciométer elforgatásával a telep kimerüléséből származó hibát kiküszöböljük.

A PS kompenzátor telepének feszültsége 1,5 V, mérési tartománya 0,01 – 120 mV.

Az árammérő egység feszültségejtő R_0 ellenállása 1 ohmos és 0,1 ohmos. Terhelhetősége 3 A.

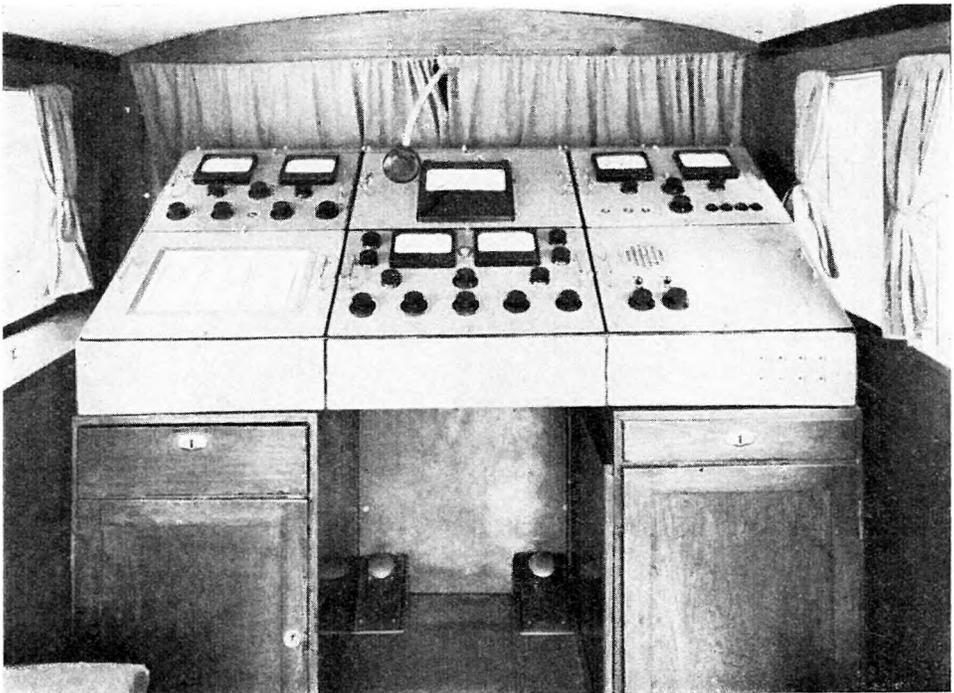
A műföld a műszer terepen történő gyors és egyszerű ellenállás hitelesítését teszi lehetővé. $R_{35}, R_{36}, R_{37}, R_{38}$ értéke olyan, hogy a kompenzátor R_{10} dekád-kapcsolójáról a műszer látszólagos ellenállásra vonatkoztatott százalékos hibája, hármely érzékenységen közvetlenül leolvasható.

A GE – 10 típusú műszernek az elmondottakon kívül még két megemlíthető kapcsolási sajátossága van. A kompenzátor érzékenység kapcsolójának ($K2$) PS állásában a kompenzációs kör zárt, a kompenzátor telepe kikapcsolt, a PS telep bekapcsolt. Ebben az állásban észlelhető az M, N elektródán jelentkező természetes potenciál mérés közbeni változása. A műföld kapcsolójának ($K2$) PS állásában a műszerrel a szokásostól eltérő terepi mérés végezhető. Ekkor a kompenzátor telepének bekapcsolása – E_1 és E_2 kivezetésen keresztül – egy kétáramkörös lábkapcsolóval ill. annak egyik érintkező párjával történik. A másik érintkező pár az A, B tápáramkört kapcsolja. A két érintkező-pár mikrocsavarral úgy állítható be, hogy gyakorlatilag teljesen egyidőben kapcsoljanak. A kétáramkörös lábkapcsoló alkalmazásának – az észlelés meggyorsításán kívül – akkor van jelentősége, ha egyenárammal (pulzátor nélkül) akarunk mérni olyan területen, ahol a tellurikus áramok zavarják a geoelektromos ellenállásmérést. Ilyen területen ΔV potenciálkülönbség mérésekor a tellurikus áramok hatására a galvanométer mutatója 1 – 10 skálaegység kiterjedésű periodikus mozgást végez. Észleléskor a lábkapcsolót bekapcsolva durván kikompenzáljuk ΔV -t, majd addig változtatjuk a kompenzátor 1 ohmos dekádkapcsolóját, míg a lábkapcsoló bekapcsolásakor a galvanométer periodikusan mozgó mutatóján nem észlelhető ugrásszerű sebességváltozás. A dekádkapcsolókon leolvasható érték ekkor a tényleges ΔV potenciálkülönbségnek felel meg. Ezt az eljárást 1956-tól kezdték Magyarországon rutinszerűen alkalmazni. Annýira elterjedt, hogy a pulzátorral történő mérést teljesen kiszorította.

A Geofizikai Intézet geoelektromos műszerfejlesztésének további fejezete a félautomatikusan számoló GE-16 műszerkoesi elkészítése, melyet az alábbiakban ismertetett meg gondolás indokolt. Adott elektródaállásnál a látszólagos fajlagos ellenállást a már említett

$$\rho_L = K \frac{\Delta V}{J} = K \frac{\varepsilon_{1V} \cdot R_{1V}}{\varepsilon_J \cdot R_J} \quad (5)$$

egyenletből határozzák meg. A legrégebbi típusú műszereknél a látszólagos ellenállás ilyen módon történő meghatározásához három szorzásra és egy osztásra volt szükség. Ez a nagymennyiségű számítási munka körülbelül ugyanannyi időt vett igénybe, mint maga a mérés. Az észlelőt a számítási munkák erősen igénybe vették, – hiszen napi 500–600 számítási műveletet kellett elvégeznie – s ez sok hibalehetőséggel járt. Felvetődött, hogy automatizálják a számításokat, amelyre első kísérlet a GE-16 típus volt. $\Delta V/J$ értékének a reciprokát közvetlenül mérte, így a látszólagos ellenállás meghatározásához csak K -val kellett beszorozni. A hányados értékét nagy skálaterjedelmű milliampmérő mutatta. Az automatikus számolást meglehetősen bonyolult



3. ábra: GE-16 típusú mérőkoesi műszerfala

Фиг. 3. Панель станции типа GE-16

Fig. 3. Panel of measuring truck GE-16

elektromos kapcsolás segítségével oldotta meg. Ismertetésére itt részletekben nem térünk ki. A típusnak vitathatatlan előnyei voltak, több évig használták rutinmérések elvégzésére. Sorozatgyártásra ennek ellenére nem került sor, mert egyrészt bonyolult elvi felépítése miatt nagyterjedelmű volt, másrészt a teljesen automatikus számolás, vagyis a látszólagos ellenállás közvetlen meghatározása ezen az úton nem sikerült.

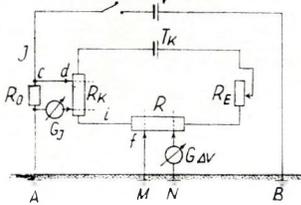
Ennek a kérdésnek a megoldása sokáig elhúzódott, végleges kielégítő eredményt csak a GE-20 típusú automatikus számoló kompenzátor adott. Őstípusa 1958-ban készült el. Elvi működése a következő.

- $K7_1, K7_2, K7_3, K7_4, K7_5, K7_6, K7_7, K7_8, K7_9$, közastengelyű kapcsolók
- $K8_1, K8_2, K8_3$ „ „ „
- $K9_1, K9_2, K9_3$ „ „ „
- $K10_1, K10_2$ „ „
- $K11_1, K11_2, K11_3, K11_4$ „ „ „

Az árnyékoló-körök elhelyezkedése a kapcsolási rajzon nincs jelölve

Galvanométer érzékenysége $3 \cdot 10^9 \text{ A}$
 belső ellenállása 70Ω

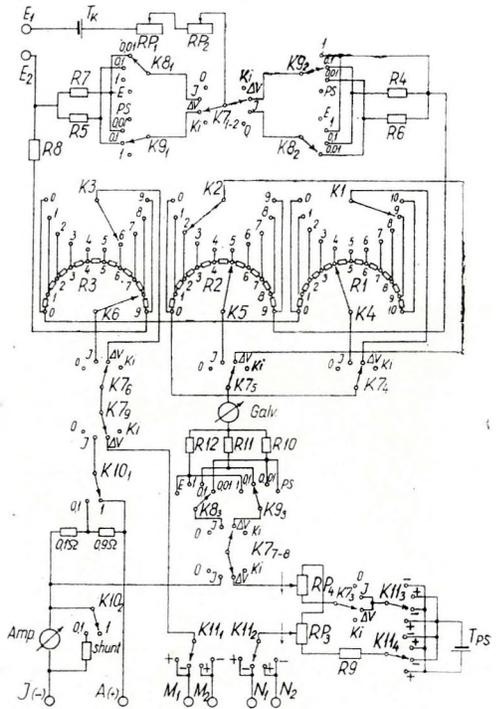
A műszer elvi kapcsolási rajza



4. ábra: GE-20 típusú mérőműszer

Фиг. 4. Измерительная аппаратура типа GE-20

Fig. 4. Measuring instrument type GE-20



A méréshez szükséges tápáram (I) az áramforrásból R_0 ellenálláson keresztül jut a talajba. Az R_0 ellenálláson jelentkező I tápárammal arányos feszültséget az R_k ellenálláson, az M, N elektródán jelentkező ΔV potenciálkülönbséget az R ellenálláson feszültségével kompenzáljuk. R_k és R ellenálláson értéke egyaránt 1 ohm-tól 1000 ohm-ig változtatható. R_0 ellenállás az egységgel egyenlő. A mérés megkezdése előtt R_k ellenálláson értékét K koefficienssel tesszük egyenlővé. Bekapcsoljuk a tápáramot. Az észlelés első művelete az „ I ” mérés”, amikor is a kompenzátor áramát (i) egy potenciométer (R_E) segítségével addig változtatjuk, míg az R_0 ellenálláson jelentkező feszültség egyezik az R_k ellenálláson jelentkező feszültséggel. Ekkor

$$R_0 \cdot I = R_k \cdot i = K \cdot i \quad (6)$$

Ha $R_0 = 1$

$$I = K \cdot i \tag{7}$$

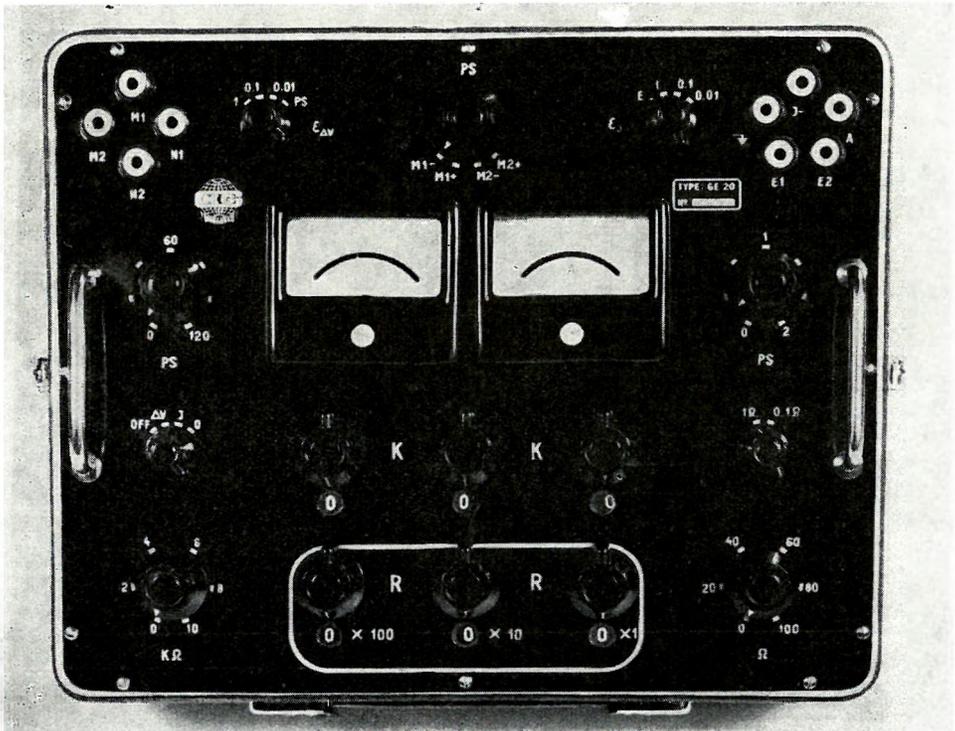
Második művelet a „ ΔV mérés”. Ennek során az I mérésakor beállított kompenzációs áramerősséget változatlanul hagyjuk, és az R ellenállásor értékét változtatjuk mindaddig, amíg a ΔV potenciálkülönbséggel megegyező feszültség jelentkezik rajta

$$\Delta V = R \cdot i \tag{8}$$

Ha I és ΔV értékét behelyettesítjük a látszólagos ellenállás egyenletébe

$$\varrho_L = K \frac{\Delta V}{I} = R \tag{9}$$

tehát a kompenzáláskor bekapcsolt R ellenállás egyenlő a meghatározandó ϱ_L látszólagos ellenállással, a műszer az ellenállásmérésnél szükséges minden számítást elvégez.



5. ábra: GE-20 automatikusan számoló kompenzátor kapcsolása

Fig. 5. Схема компенсатора с автоматическим счетом GE-20

Fig. 5. Circuit diagram of automatically computing compensator GE-20

A valóságban a (9) egyenlet csak akkor helytálló, ha az R_0 ellenálláson jelentkező feszültség mérése idején az R ellenállásor le van kapcsolva az M , N elektródáról, s hasonlóképpen a ΔV potenciálkülönbség mérésekor az R_k ellenállásort lekapcsoljuk az R_0 ellenállásról. Ellenkező esetben a „c”, „d”, „f” és M ponton keresztül mindkét galvanométer feszültségmentes állapotában is van áramlás a tápáramkör, a kompenzátor és az altalaj között, s ez meghamisítja a mérések eredményét.

Fenti nehézséget a GE-20 műszer úgy oldja meg, hogy az R_k és R ellenállást két – egymástól független – kapcsolósor segítségével közös ellenállássorról veszi le. A méréshez egy galvanométert használ, mely felváltva kapcsolódik az R_k kapcsolók és R_0 ellenállás, ill. az R kapcsolók és M , N elektróda közé.

A sorozatban készülő terepi műszer három fő részből áll. (5. ábra b).

- a) Kompenzátor egy ellenállássorral és ehhez rendelt két kapcsolósorral
- b) PS kompenzátor
- c) R_0 árammérő egység

A kompenzátor 4,5 V-os teleppel működik (lásd az ábrán T_K)

A közös ellenállásor beosztása: 9×100 ohm, 9×10 ohm, 10×1 ohm. Az ellenállássorhoz rendelt R_K és R kapcsolósor 3-3 kapcsolóból áll (lásd az ábrán $K1$, $K2$, $K3$ ill. $K4$, $K5$, $K6$). A kompenzátor áramerőssége 10 000 ohmos és 100 ohmos potenciométerrel szabályozható (RP_1 és RP_2). Mellékáramkörök alkalmazásával a kompenzátor érzékenysége három fokozatban változtatható, mégpedig külön kapcsoló szolgál I mérésnél az érzékenység változtatására ($K8$) és külön kapcsoló ΔV mérésnél ($K9$). A kompenzációs áramerősség fokozatonként egy nagyságrendet változik, fokozaton belül pedig – közelítően egy nagyságrend határai között – folyamatosan változtatható.

A kompenzátorhoz tartozó műveletkapcsoló 9 áramkörös ($K7$). Ez a kapcsoló szabályozza, hogy a műszer R_K kapcsolósorral (I mérés) vagy R kapcsolósorral (ΔV mérés) dolgozzék.

$K10$ kapcsolóval R_0 ellenállás értéke változtatható (0,1 ohm) és az ampermérő shuntje kapcsolható be. $K11$ kapcsoló $M_1N_1 - M_2N_2$ elektródapárral történő észlelést tesz lehetővé, egyben ezzel a kapcsolóval fordítható meg a PS kompenzátor polaritása.

A PS kompenzátor mérési tartománya 0,01 – 120 mV. Az árammérő egység 1 ohmos és 0,1 ohmos ellenállásának maximális terhelhetősége 3 A. Az áramegységhez tartozó ampermérő I nagyságának durva ellenőrzésére szolgál.

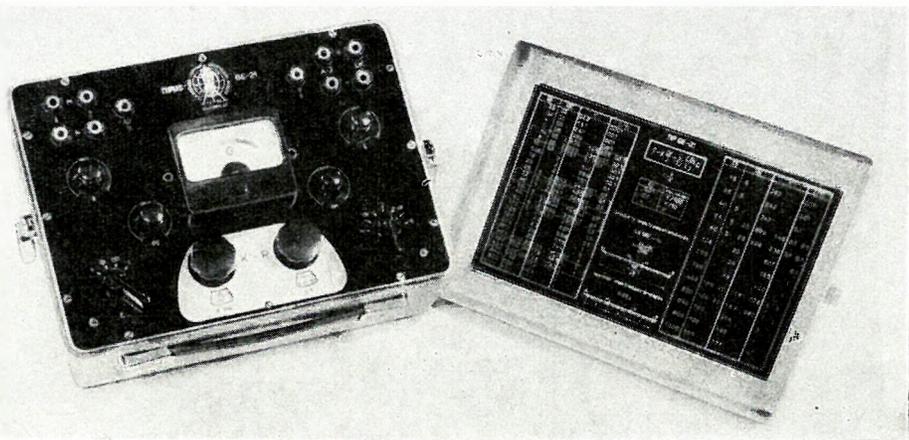
I. A kompenzátor adatai (GE-20).

Érzékenység	Kompenzációs áramerősség (I) mA-ben	Az ellenállássorról levehető	
		minimális feszültség mV-ban	maximális feszültség mV-ban
1	0,41 – 4,5	0,41	4500
0,1	0,041 – 0,45	0,041	450
0,01	0,0041 – 0,045	0,0041	45

I.

Az egész műszer szigetelése 100 Mohm. A készülékben árnyékoló körök vannak, melyek középföldelés használata esetén a szigetelést 1 000 000 Mohmra növelik. A műszer pontossága: $\pm 0,5\%$.

A teljesen automatikusan számoló műszerek bevezetése lényeges változást okozott a terepi mérések gyakorlatában. A személyi létszám megváltoztatása, sőt csökkenése mellett a teljesítmény közel 100%-al növekedett. De ennél is lényegesebb, hogy az észlelő munkaköre megváltozott, kiemelkedett a fáziszó „robotember” szerepéből, s többek között ezért magát a kutatómódszert is szívesebben alkalmazzák földtani problémák megoldásánál.



5. ábra: GE-21 típusú mérőműszer

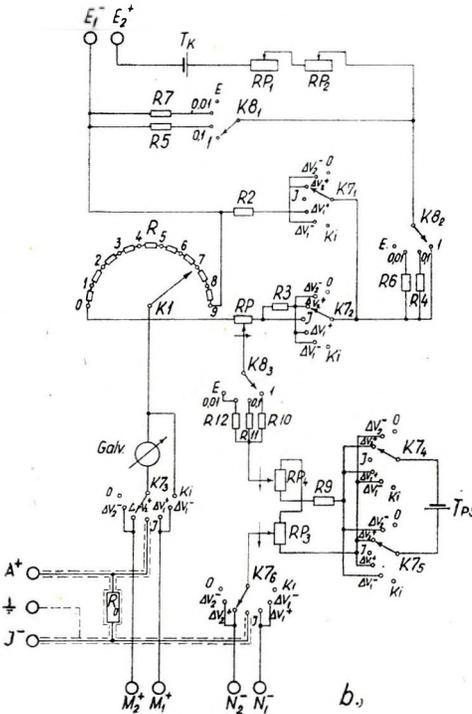
Фиг. 6. Измерительная аппаратура типа ГЕ-21

Fig. 6. Instrument type GE-21

A GE-típusjelű műszer család legújabb konstrukciója a GE-21 1961-ben készült el. Elsősorban a kismélységű (100–300 m) geoelektromos kutatás céljaira készült. Tervezésénél a hazai és külföldi műszergyártásnál rendelkezésre álló tapasztalatokat használták fel. Pl. 40 000 terepi észlelés adatát statisztikusan feldolgozták, s megvizsgálták, adott elektródátávolságnál milyen Q_L látszólagos ellenállásadatok fordulnak elő a leggyakrabban. Ennek figyelembevételével a műszer kapcsolási elemeit úgy számították ki, hogy a leggyakrabban előforduló Q_L értékek egy érzékenységállás méréshatárai közé essenek, vagyis ezek mérésénél ne kelljen a műszer érzékenységét változtatni. Ugyancsak a statisztikus adatok mutattak rá az R_0 nagyteljesítményű ellenállás eddigi helytelen megválasztására. Nemcsak Magyarországon, hanem külföldön is általánosan elfogadott, hogy R_0 a 10 egész számú hatványa, leggyakrabban 1 ohm, 0,1 ohm vagy 0,01 ohm. Modern műszerbe mindig két R_0 ellenállást építettek be, pl. 1 ohmot és 0,1 ohmot. A két ellenállás és a hozzátartozó kapcsoló sok helyet foglal el, alkalmazásától azonban még a GE-20 műszernél sem tekinthettek el, mert többek között R_0 1 ohmos vagy 0,1

ohmos értékét akkoriban az automatikus számítás egyenlete is megkövetelte. Az említett statisztikai vizsgálat R_0 optimális értékéül 0,3 ohmot adott meg.

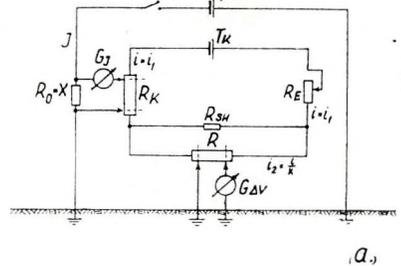
A GE-21 típusba ezt az értéket is használták, amit az automatikus számítás egyenletének kismértékű módosítása tett lehetővé. (elvi kapcsolást lásd a 7. ábrán: a.)



Az árnyékoló kör szaggatott vonallal jelzett

Galvanómeter érzékenysége $1.0 \cdot 10^{-7} A$
belső ellenállása 520Ω

A műszer elvi kapcsolási rajza



7. ábra: GE-21 automatikusan számoló kompenzátor kapcsolása

Фиг. 7. Схема компенсатора с автоматическим счетом

Fig. 7. Circuit diagram of automatically computing compensator GE-21

Ha R_0 nem az egységgel, hanem x -el egyenlő, akkor a GE-20 műszernél már ismertetett mérési eljárásnál az I mérés módosul

$$I = \frac{K \cdot i}{x} \tag{10}$$

ΔV mérésnél az összefüggés változatlan

$$\Delta V = i \cdot R \tag{11}$$

A látszólagos ellenállás

$$o_L = x \cdot R \tag{12}$$

x szorzótényező használata rontaná az automatikus számolás előnyeit. Ezért ΔV mérésnél R ellenállást párhuzamosan kapcsoljuk R_{sh} ellenállással. R_{sh} kielégíti az alábbi kényszerfeltételt, ha

$$i_1 = i \quad (13)$$

$$i_2 = \frac{i}{x} \quad (14)$$

Ennek eredményeképpen

$$\Delta V = \frac{i}{x} R \quad (15)$$

és így

$$Q_L = R \quad (16)$$

A GE – 21 műszernél ezen kívül még egy nagyságrendes korrekció is célszerűnek bizonyult, ezért a műszer végleges egyenlete

$$Q_L = \frac{R}{10} \quad (17)$$

A műszernek eddig egy terepmérésekre alkalmas kísérleti példánya készült el. Ez elektromosan három fő részből áll.

a) Kompenzátor egy ellenálláshoz rendelt egy kapcsolóssal (az egy kapcsolóssal eltérés a GE – 20-hoz viszonyítva).

b) PS kompenzátor

c) Árammérő egység

A kompenzátor 3 V-os törpe elemmel működik. Az ellenálláshoz beosztása: 9×100 ohm sorbakapcsolva egy lineáris 100 ohmos potenciométerrel (lásd az ábrán RP). A 9×100 ohmhoz dekádkapcsoló tartozik (KI), a potenciométer 100 egységre osztott körskálával rendelkezik. A kompenzációs áramerősséget 10 000 ohmos és 100 ohmos potenciométer szabályozza (RP_1 és RP_2). Az érzékenység három fokozatban, mellékáramkörök alkalmazásával változtatható. A kompenzátor adatai I mérésnél (II. táblázat).

II. A kompenzátor adatai I mérésnél (GE – 21)

Érzékenység	Kompenzációs áramerősség (i) mA-ben	Az ellenállásorról levezhető	
		minimális feszültség mV-ban	maximális feszültség mV-ban
1	0,26 – 3	0,26	3000
0,1	0,026 – 0,3	0,026	300
0,01	0,0026 – 0,03	0,0026	30

ΔV mérésnél (III. táblázat).

A GE-21 műszer elektromos felépítésére jellemző, hogy I és ΔV mérésnél ugyanazt a kapcsolósort ($K1$ dekádkapcsolót és RP potenciométert), valamint ugyanazt az érzékenységekapszolót ($K8$) működtetjük. A műveletkapszoló egyesített a PS polaritásváltó és $M_1N_1 - M_2N_2$ váltó kapcsolóval. Az egyesített kapcsoló összesen 6 áramkörös. Több kapcsolóra a műszer üzemeltetéséhez nincs szükség.

A PS kompenzátor mérési tartománya 0,015–105 mV.

Az árammérő egység 0,3 ohmos ellenállásának terhelhetősége 1,5 A. Adapterrel 5 A. A műszer pontossága $\pm 1,5\%$. Szigetelése 100 Mohm. Árnycölőkörök és középfoldeles segítségével a szigetelés itt is 1 000 000 Mohmra növelhető. A GE-21 típus „miniatürizált” kivitelezésben készült.

III. A kompenzátor adatai ΔV mérésnél (GE-21)

Érzékenység	Kompenzációs áram- erősség (i) mA-ben	Az ellenállássorról levehető	
		minimális feszültség mV-ban	maximális feszültség mV-ban
1	0,087 – 1	0,087	1000
0,1	0,0087 – 0,1	0,0087	100
0,01	0,00087 – 0,01	0,00087	10

III.:

Д-Р ХАЗ ИШТВАН

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ИЛИ НАКЛОННОГО ПЛАСТА С ГРАВИТАЦИОННЫМ ИЛИ МАГНИТНЫМ ЭФФЕКТОМ ПО ИЗМЕРЯЕМЫМ АНОМАЛИЯМ

При вычислении гравитационного или магнитного эффекта и при решении обратной задачи, т. е. вычислении гравитационного или магнитного возмущающего тела, обычно вводятся упрощения, идеализирующие допущения, благодаря которым упрощаются вычисления, получаются однозначные результаты вычисления возмущающих тел и вместе с тем хорошо приближается истина.

При таких условиях рассматривается простой случай определения возмущающих тел, вызывающих аномалии поля силы тяжести или магнитного поля, когда возмущающее тело может считаться вертикальным или наклонным слоем, имеющим как по простиранию, так и в направлении наклона бесконечное протяжение. В двух предыдущих работах (12), (13) автор показал, что при проведении вариометрических или магнитных измерений по линии, перпендикулярной простиранию пласта, просто по положению экстремумов получаемых аномалий, очень легко можно вычислить положение, глубину залегания, ширину и углы наклона возмущающего тела, а по характеру экстремумов можно судить о знаке разниц между величинами плотности или магнитной восприимчивости пласта и окружающей среды. При этих вычислениях нет необходимости звать сами величины экстремумов или любые аномальные величины. Вычисления очень просты и применять специальные таблицы, диаграммы или другие вспомогательные средства совсем не нужно. Однако, для вычисления величины отклонения между значениями плотности или восприимчивости возмущающего слоя и окружающей среды, конечно уже необходимо знать величины экстремумов аномалий. В этом отношении затруднения могут возникнуть в связи с тем, что нулевые уровни аномалий как правило неизвестны, так как в аномалии, обусловленные возмущающим телом, могут входить и неизвестные региональные аномалии. Если предполагать, что по линии наблюдений, этот региональный эффект является довольно постоянным, то отклонения между плотностями или восприимчивостью возмущающего тела и окружающей среды также легко вычисляются по разнице между максимумами и минимумами аномалий поля силы тяжести или магнитного поля, т. е. по амплитуде аномалий.

В настоящей работе дается сводное и более полное описание соображений, изложенных в вышеуказанных двух работах. В качестве нового результата разработан более простой способ для определения углов наклона пласта, позволяющий получить вполне однозначные результаты даже и без выводов, основывающихся на изучении вторых производных.

I. H A Á Z

BESTIMMUNG EINER SENKRECHTEN ODER SCHIEFEN UNBEGRENZTEN SCHICHT AUS IHREN GRAVIMETRISCHEN UND MAGNETISCHEN STÖRWIRKUNGEN

Verfasser hat in einer früheren Abhandlung (Geofizikai Közlemények, Bd. I. Nr. 5. 1952) die Lage, Tiefe und Ausdehnung einer senkrechten oder schiefen unbegrenzten Schicht durch die Abszissen der Extremstellen ihrer gravimetrischen und magnetischen Störwirkungen sehr einfach ausgedrückt. Später hat er bewiesen, (Geofizikai Közlemények, Bd. IV. Nr. 2. 1955) dass man auch den Neigungswinkel des Störkörpers sehr einfach aus den Extremstellen bestimmen kann. Aber die Bestimmungsformel gab den Neigungswinkel nicht eindeutig an. Berücksichtigt

man aber auch den Charakter der Extremwerte, so kann man den Neigungswinkel ganz eindeutig bestimmen, und auch entscheiden, ob die Dichte und die Suszeptibilität der störenden Schicht grösser oder kleiner ist, als die der Umgebung.

Die Bestimmung des Wertes des Dichte- und Suszeptibilitätsunterschiedes erfordert natürlich auch die Verwendung der Störungswerte. Aber man muss in der Verwendung der Störungswerte vorsichtig verfahren, denn infolge unbekannter regionalen Wirkungen ihre Nullniveaus unbekannt sind. Verfasser hat in der zweiten Abhandlung den Dichte- und Suszeptibilitätsunterschied durch die Differenz des Maximum- und Minimumwertes der Störwirkungen d. h. durch die Amplitude ihrer Extremwerte ausgedrückt. Damit sind, selbstverständlich, die unbekannt regionalen Wirkungen eliminiert.

Verfasser gibt jetzt eine einheitlichere und vollständige Darstellung der in diesen beiden Mitteilungen ausgeführten Wirkung- und Störkörperberechnungen. Er hat jetzt, als neues Ergebnis, die Bestimmung des Neigungswinkels des Störkörpers noch einfacher und auch ohne Berücksichtigung des Charakters der Extremwerte gegeben.

GRAVITÁCIÓS ÉS MÁGNESES HATÁSÚ FÜGGŐLEGES VAGY FERDE RÉTEG MEGHATÁROZÁSA A MÉRT ANOMÁLIÁKBÓL

HAÁZ ISTVÁN

BEVEZETÉS

A Föld felületén vagy annak közelében végzett gravitációs és mágneses mérések eredményeiben jelentkező *gravitációs és mágneses anomáliákat* a földkéregben előforduló, a környezetüktől különböző sűrűségű illetve mágnesezettségű *kőzettestek* hatásának tulajdonítjuk. Ennek alapján a földkéreg hasznosítható anyagainak kutatásában a gravitációs és a földmágneses méréseket ilyen gravitációs illetve mágneses hatású *kőzettestek felkutatására* alkalmazzuk, részint azért, hogy e kőzeteknek maguknak az előfordulásait megismerjük, részint pedig azért, hogy az ilyen kőzetekkel esetleg együtt előforduló egyéb hasznosítható anyagok előfordulásaira vagy pedig a kőzet-alakulatok, kőzetrétegek *szerkezeti viszonyaira* következtethessünk. Ennek megfelelően a gyakorlati irányú gravitációs és földmágneses mérések eredményeinek értelmezésében a mért gravitációs és földmágneses anomáliákból az azokat okozó gravitációs illetve mágneses hatású *kőzettesteknek*, röviden: *gravitációs és mágneses hatóknak* nemcsak a jelenlétére következtetünk, hanem e hatók helyzetét, mélységét, méreteit és esetleg az anyagi mibenlétét is igyekszünk meghatározni.

I. A gravitációs és mágneses hatás- és hatószámítás elvi alapjai és gyakorlati végrehajtásuk nehézségei

Adott test gravitációs vagy mágneses hatásának kiszámítását gravitációs illetve mágneses *hatószámításnak*, a mért gravitációs vagy mágneses anomáliákból, mint adott hatásokból az azokat okozó ható testek jellemző adatainak kiszámítását pedig gravitációs illetve mágneses *hatószámításnak* nevezzük. A hatószámítás tehát a hatás kiszámításának fordított vagy inverz feladata.

Ismeretes, hogy ha a tér v tartományát kitöltő test Q pontjában a test σ sűrűsége a Q pont testbeli helyzetének megadott függvénye:

$$\sigma = \sigma(Q)$$

amely függvényről azt mondjuk, hogy a sűrűség eloszlását fejezi ki az illető testben, akkor e test gravitációs hatásának, azaz tömegvonzásának potenciálja a $P(x, y, z)$ pontban:

$$U = f \int_v \frac{\sigma dv}{r}$$

ahol f a tömegvonzás Newton-féle állandója, r pedig a \overline{QP} távolság pozitív mérőszáma, vagyis a $\overrightarrow{QP} = r$ vektor abszolút értéke.

Maga a hatás, tehát a g nehézségi gyorsulás anomáliájának Δg vektora e potenciál gradiense:

$$\Delta g = \text{grad } U$$

ami azt jelenti, hogy a Δg vektor komponensei az U függvénynek a P pont x, y, z koordinátái szerint képezett parciális deriváltjai. Pl., a vektor jele mellé irt indexszel az index megjelölte irányú komponens, a potenciál jele mellé irt indexszel az index jelölte változó szerint képezett deriváltat jelölve:

$$\Delta g = \Delta g_z = U_z$$

A továbbiakban azonban nem az ingával vagy graviméterrel mérhető Δg -vel, hanem az Eötvös-ingával mérhető mennyiségekkel, az U potenciál következő másodrendű deriváltjaival foglalkozunk:

$$U_{xz}, U_{yz}, U_{yy} - U_{xx}, U_{xy}$$

Ugyanis ezekre a második deriváltakra egyszerűbb hatásképletek állapíthatók meg, mint az elsőrendűekre, köztük Δg -re.

Ugyancsak ismeretes, hogy ha a tér v tartományát kitöltő test Q pontjában a mágnesezés erőssége vagy intenzitása, \mathfrak{F} , a Q pont testbeli helyzetének megadott függvénye:

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{F}(Q)$$

amely függvényről azt mondjuk, hogy a mágnesség (intenzitásának) eloszlását fejezi ki az illető testben, akkor e test mágneses hatásának potenciálja a $P(x, y, z)$ pontban [1]:

$$W = \int_v \left(\mathfrak{F}, \text{grad } \frac{1}{r} \right) dv$$

ahol r ismét a \overline{QP} távolság pozitív mérőszámát, vagyis a $\overrightarrow{QP} = r$ vektor abszolút értékét jelenti.

Maga a *hatás*, vagyis a \mathfrak{H} mágneses térerősség anomáliájának $\Delta\mathfrak{H}$ vektora e potenciál gradiense [2]:

$$\Delta\mathfrak{H} = \text{grad} \int_V \left(\mathfrak{J}, \text{grad} \frac{1}{r} \right) dv$$

Látható, hogy ha a gravitációs vagy mágneses hatású test által elfoglalt v térrész alakja, térbeli helyzete, a méretei és a testben a sűrűség illetve a mágnesség eloszlása ismeretes, akkor a test gravitációs illetve mágneses hatása, vagyis *a test által okozott gravitációs illetve mágneses anomália* a tér minden P pontjában kiszámítható. Elvi nehézségei ennek a hatásszámításnak nincsenek.

Maga a számítás azonban a ható test alakjának, a testben (és környezetében) a sűrűség illetve a mágnessétség eloszlásának bonyolult volta esetén igen körülményes, hosszadalmas és esetleg csak közelítésben elvégezhető lehet.

A fordított feladat, a *hatószámítás* megoldása nyilván még nehezebb feladat, mint ahogyan a legtöbb inverz feladaté nehéz. Különösen kidomborodnak e feladat megoldásának nehézségei akkor, ha a feladatot úgy fejezzük ki, hogy a hatásból a hatást kifejező *térfogati integrálok* ismeretlen *integrációs tartományát* és e tartományban a test sűrűségének illetve mágnessétségének ismeretlen eloszlását kell meghatározni. Hozzátehetjük, hogy a hatószámítás általában *nem is egyértelmű feladat*: ugyanazokat az anomáliákat többféle alakú, helyzetű, méretű és mibenlétű ható idézheti elő, amelyekben a sűrűség illetve a mágnessétség eloszlásának függvénye is többféle lehet.

Mind a hatás-, mind a hatószámítás e nehézségeinek elkerülése érdekében olyan *idealizáló, egyszerűsítő feltevéseket* szokás bevezetni, amelyek a számításokat eléggé leegyszerűsítik és a valóságot mégis elég jól megközelítik. Ha ezek az idealizáló feltételek elegendő megközelítéssel teljesülnek, akkor a gravitációs és mágneses hatás- és hatószámítás csakugyan jelentékenyen egyszerűbbé, tehát a gyakorlatban könnyen alkalmazhatóvá válik és a hatószámítás is *egyértelmű*, az alkalmazások nagy részében *elég jól beváló* eredményekre vezet.

Ha viszont a valóság el nem hanyagolható mértékben eltér ezektől a feltételektől, akkor természetesen hatószámításunk is csak az eltérés mértékének megfelelő hozzávetőlegességgel ad képet a mért anomáliákat okozó ható testekről. Az eredmények értelmezésében sokszor az ilyen hozzávetőleges képpel is megelégszünk, mindaddig, amíg valamilyen úton helyesebb következtetésre vezető adatokhoz nem jutunk.

Említettük, hogy idealizáló feltételeink teljesülése esetén hatószámításunk egyértelmű eredményekre vezet. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy más idealizáló feltevések más ható testekre vezethetnek. Észérint a megoldás többértelműségét így sem küszöböltük ki teljesen, tehát a számított ható test ez esetben is a mért anomáliák *egyik lehetséges* előidézőjének tekinthető csupán.

Ézért a gravitációs és mágneses mérések eredményeinek értelmezésében a hatószámítás alkalmazása esetén sem szorítkozhatunk arra, hogy a mérések eredményeit csupán önmagukban értelmezzük, hanem a kutatás feladatára

vonatkozó vagy azzal kapcsolatos más kutatások és vizsgálatok eredményeit is tekintetbe kell vennünk. Tehát tekintetbe kell vennünk a kutatás területén végzett egyéb geofizikai kutatások eredményeit, továbbá a kutatott kéreg-rész felépítésében résztvevő kőzetek előfordulásaira, települési és szerkezeti viszonyaira vonatkozó kutatások, feltárások és fúrások eredményeit, valamint a kőzetek gravitációs, mágneses és egyéb fizikai tulajdonságaira vonatkozó vizsgálatok eredményeit is. Mind e kutatások és vizsgálatok eredményeinek egybevetése, egyeztetése, együttes, azaz *komplex értelmezése* révén következtetéseink egyre teljesebbekké válhatnak és ezáltal a valóságot egyre jobban megközelítő eredményekre vezethetnek.

II. Homogén testek gravitációs és mágneses hatása

A sűrűség illetve a mágnesezettség eloszlása a ható testben nyilván akkor a legegyszerűbb, ha a σ sűrűség a test minden Q pontjában azonos értékű, illetve ha a mágnesezés \mathfrak{J} intenzitása a test minden Q pontjában azonos nagyságú és irányú, azaz ha σ és \mathfrak{J} függetlenek a Q pont testbeli helyzetétől. E feltétel teljesülése esetén a testben a sűrűség illetve a mágnesség eloszlását *homogén*-nek, az ellenkező esetben *inhomogén*-nek nevezzük.

A sűrűség illetve a mágnesezettség eloszlásának inhomogén volta a hatás-számítást is és még inkább a ható test meghatározását nyilván igen megnehezíti, sőt bonyolultabb inhomogenitás egészen lehetetlenné is teheti.

Ezért első idealizáló, egyszerűsítő feltevésünk az, hogy a ható test sűrűsége és mágnesezettsége *homogén eloszlású* legyen. Ekkor σ és \mathfrak{J} , mint az integrálástól független tényezők és a *grad* jel, mint az integrálástól eddig is független P pont koordinátái szerinti differenciálással értelmezett művelet jele, a térfogati integrál jele elé helyezhető.

Tehát ekkor a test *tömegvonzásának potenciálja*:

$$U = \int \sigma \int \frac{dv}{r}$$

mágneses hatásának potenciálja pedig:

$$W = \left(\mathfrak{J}, \text{grad} \int \frac{dv}{r} \right)$$

Mindkét kifejezésben most az $r = \overline{QP}$ távolság reciprokának a v tartomány valamennyi Q pontjára kiterjesztett térfogati integrálja szerepel. Ennek az integrálnak az értéke nyilván csak a v tartománytól és a P pont koordinátáitól, azaz csak geometriai adatoktól függ. Jelöljük ezt a geometriai mennyiséget, mint a P pont koordinátáinak függvényét $u(P)$ -vel:

$$u = \int \frac{1}{r} dv = u(P)$$

Ez az u függvény a v tartományt kitöltő $\sigma = \frac{1}{f}$ sűrűségű homogén test tömegvonzásának potenciálját, az ún. *Newton-féle potenciált* jelenti. Mint láttuk, valójában ez már nem fizikai, hanem geometriai jellegű mennyiség.

Az u jelölés alkalmazásával a v térrészt kitöltő σ sűrűségű homogén test tömegvonzásának potenciálja a P pontban:

$$U = f\sigma u$$

és az *Eötvös-ingával mérhető mennyiségek*:

$$\begin{aligned} U_{xz} &= f\sigma u_{xz} & U_{yy} - U_{xx} &= f\sigma(u_{yy} - u_{xx}) \\ U_{yz} &= f\sigma u_{yz} & U_{xy} &= f\sigma u_{xy} \end{aligned}$$

A v térrészt kitöltő, \mathfrak{J} intenzitással mágnesezett homogén mágneses test mágneses hatásának potenciálja pedig:

$$W = (\mathfrak{J}, \text{grad } u)$$

Eszerint a homogén mágneses test mágneses potenciálja egyenlő a mágnesezés erősségének és a Newton-féle potenciál gradiensének skaláris szorzatával. Ez *POISSON tétele*.

A test mágneses hatásának vagy *mágneses anomáliájának vektora* pedig:

$$\Delta\mathfrak{H} = \text{grad } (\mathfrak{J}, \text{grad } u)$$

Derékszögű összetevőkben:

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

Ezek szerint a homogén mágneses test okozta mágneses anomália komponensei a test Newton-féle potenciálja második deriváltjainak homogén lineáris kifejezései

A jelölésektől eltekintve ezek ugyanazok az egyenlőségek, amelyekre hivatkozva EÖTVÖS először mutatott rá arra, hogy a földkéreg mágneses hatású kőzettestjeinek hatásából származó *földmágneses anomáliák* nem a nehézségnek, azaz a *nehézségi potenciál* első deriváltjainak, hanem e potenciál *másodrendű deriváltjainak* az illető kőzettestek által okozott *anomáliával kapcsolatosak*. [3].

Tárgyalásunk szerint azonban a homogén mágneses test mágneses hatása nem a ható mágneses test valóságos tömegének tömegvonzása okozta U_{xx} , U_{xy} , ..., U_{zz} anomáliákkal kapcsolatosak, hanem a mágneses test helyét kitöltő $1:f$ sűrűségű fiktív tömeg u_{xx} , u_{xy} , ..., u_{zz} deriváltjaival. Ilyen szempontból a homogén testek gravitációs és mágneses hatásának idézett képletei nem e kétféle hatás kapcsolatára tekintetében jelentősek, hanem azért, mert a homogén test gravitációs és mágneses hatásának a kiszámítását a ható test által elfoglalt térrész Newton-féle potenciáljának kiszámítására, tehát a *fizikai* feladatot *geometriai* feladatra vezetik vissza.

Ha a homogén tömegű, illetve homogén mágnesezésű test nem üres térben foglal helyet, akkor a *környezetét is homogénnek tekintjük* (amibe speciális esetben a hatástalan környezetet is beleértjük). Ha a környezet nem hatástalan, hanem szintén homogén tömegű illetve homogén mágnesezésű, akkor képleteinkben σ nem a v térrészt kitöltő homogén test sűrűségét, hanem e test és a környezet sűrűségének különbségét, \mathfrak{J} pedig nem a v térrészt kitöltő homogén test mágnesezettségének intenzitását, hanem e test és a környezete mágnesezettsége intenzitásának a különbségét jelenti. Tehát a teljesebb jelölés σ és \mathfrak{J} helyett $\sigma - \sigma_0$ és $\mathfrak{J} - \mathfrak{J}_0$ lehetne.

III. Indukált mágnesezettségű testek mágneses hatása

A földkéregben előforduló mágneses hatókra vonatkozóan még azt a megszorító feltételt is el kell fogadnunk, hogy a mágnesezettségüket teljes egészében a *momentán földmágneses tér indukáló hatása* okozza. A mágneses hatású közeteknek azonban ezen az indukált mágnességen kívül nem elhanyagolható, sőt az indukáltat esetleg felül is múló *remanens vagy saját mágnességük* is lehet. Ezt a remanens vagy saját mágnességet kénytelenek vagyunk mégis figyelmen kívül hagyni, mert általában az intenzitásának sem a nagysága, sem az iránya, sem az eloszlása nem ismeretes előttünk.

Az *indukált mágnesezettség* \mathfrak{J} intenzitása a test minden egyes Q pontjában az indukáló mágneses tér \mathfrak{H} intenzitásának bizonyos szkaláris többszöröse:

$$\mathfrak{J} = \kappa \mathfrak{H}$$

A κ tényező a megmágnesezett test anyagi minőségétől, a Q pontnak a testben elfoglalt helyzetétől és ferromágneses testek esetén az indukáló mágneses tér \mathfrak{H} térerősségétől is függő szkaláris számadat: *a test mágnesezhetősége* vagy *mágneses szuszceptibilitása*. Szkaláris volta azt jelenti, hogy a megmágnesezett test minden egyes Q pontjában az indukáló mágneses tér illető pontbeli térintenzitásának irányában mágneseződik meg.

Homogén mágnesezés esetén az $\mathfrak{J} = \kappa \mathfrak{H}$ szorzat a Q pont testbeli helyzetétől független állandó vektor. Ez a követelmény most azt jelenti, hogy egyrészt κ , a test mágneses szuszceptibilitása az egész testben állandó, vagyis a test *a mágnesezhetőség szempontjából homogén* anyagi minőségű, másrészt pedig azt, hogy az indukáló \mathfrak{H} térintenzitás is az egész testben állandó nagyságú és irányú, vagyis az indukáló földmágneses tér a test által elfoglalt térrészben homogén erőtér legyen. Nyilván nem magától értetődik, hogy e feltételek egyikének teljesülése a másiknak a teljesülését maga után vonja-e vagy sem. Az indukált mágnesség homogenitásának feltételezése tehát elég szigorú feltétel, amely a valóságban legfeljebb csak megközelítőleg teljesül.

A homogén indukált mágnesezettség feltételezése még más okból is csak megközelítőleg teljesülhet. Ugyanis az elmélet szerint homogén mágneses térben indukció útján homogén mágnességet csak olyan test nyerhet, amelyet *másodrendű felület*, pl. gömb vagy ellipszoid határol. [4]. A *szögletes testek* pl. derékszögű vagy ferde hasábok nem ilyenek, tehát még ezeknek az igen egy-

szerű geometriai alakú testeknek az indukált mágnesezettsége is csak akkor tekinthető homogénnek, ha a mágnesezettségüknek a *szögletességük*ből származó *inhomogenitását elhanyagoljuk*.

A homogén indukált mágnesezettség feltételezését ezeknek az elvi nehézségeknek az ellenére is fenntartjuk, mert e feltevés nélkül a megmágnesezett testek mágneses hatásának elméleti tárgyalása és a hatás gyakorlati kiszámítása még az említett egyszerű geometriai testek esetén is igen bonyolult feladat lenne, a fordított feladat, a hatószámítás tárgyalásához pedig úgyszólván hozzá sem foghatnánk.

A \mathfrak{H} intenzitású mágneses térben *indukció útján homogén mágnességet nyert* κ szuszceptibilitású mágneses *test mágneses potenciálja* általános képletünkéből úgy adódik, hogy e képletben \mathfrak{F} helyébe a $\kappa\mathfrak{H}$ szorzatot tesszük:

$$W = \kappa(\mathfrak{H}, \text{grad } u)$$

Magá a hatás vagy anomália vektora:

$$\Delta\mathfrak{H} = \kappa \text{grad } (\mathfrak{H}, \text{grad } u)$$

Derékszögű összetevőkben:

$$\Delta\mathfrak{H}_x = \kappa(\mathfrak{H}_x u_{xx} + \mathfrak{H}_y u_{xy} + \mathfrak{H}_z u_{xz})$$

$$\Delta\mathfrak{H}_y = \kappa(\mathfrak{H}_x u_{yx} + \mathfrak{H}_y u_{yy} + \mathfrak{H}_z u_{yz})$$

$$\Delta\mathfrak{H}_z = \kappa(\mathfrak{H}_x u_{zx} + \mathfrak{H}_y u_{zy} + \mathfrak{H}_z u_{zz})$$

Ha a homogén mágnesezettségű test nem üres térben foglal helyet, akkor a *környezetét* is homogén indukált mágnesezettségűnek tekintjük, amibe speciális esetként a zérus szuszceptibilitású hatástalan környezetet is beleértjük. Ha a környezet nem hatástalan, akkor képleteinkben κ nem a ható test szuszceptibilitását, hanem a ható test és a környezete szuszceptibilitásának különbségét jelenti, tehát teljesebb jelölése $\kappa - \kappa_0$ lehetne.

IV. Homogén környezetbe beágyazott egyetlen homogén ható test feltételezése

További lényeges feltevésünk az, hogy a gravitációs vagy a mágneses hatást *homogén környezetbe beágyazott egyetlen homogén kőzettest* okozza. Ugyanis ha két vagy több egymás közelében előforduló gravitációs vagy mágneses ható hatása összetevődik, akkor az egyes ható testek elkülönített meghatározása igen nehéz, sőt külön feltevések nélkül csak kivételes esetekben megoldható feladat.

A gyakorlatban különösen a gravitációs hatók körében állunk szemben gyakran azzal az esettel, hogy az anomáliákat nem homogén környezetbe beágyazott egyetlen kőzettest, hanem *több egymástól különböző kőzettest* vagy kőzetalakulat egymással összetevődő hatása okozza.

A mágneses hatók körében e tekintetben kedvezőbb a helyzet. Bár összetevődő hatások itt is előfordulnak, mégis azt kell mondani, hogy a mágneses hatást igen gyakran valóban egyetlen kőzettest okozza. Ugyanis a felszín közelében levő, különböző sűrűségű *üledékes kőzetek* mágneses szempontból csaknem mind teljesen hatástalanok és rendszerint csak a közjük nyomuló

magmás kőzetek gyakorolnak mágneses hatásokat. A gravitációs szempontból esetleg különböző hatású üledékes kőzetek tehát mágneses szempontból a közékük nyomuló mágneses hatású magmás kőzetestet egységes *hatástalan környezetnek* tekinthetők.

V. A környezetétől eléggé különböző ható test feltételezése

Láttuk, hogy a gravitációs és a mágneses hatás nemcsak a ható testtől, hanem a környezetétől is függ, mert a hatás a ható test és a környezete sűrűségének illetve szuszceptibilitásának különbségével arányos. Ennek következtében még azt is fel kell tennünk, hogy a gravitációs ható test *sűrűsége*, illetve a mágneses ható test mágneses *szuszceptibilitása eléggé különbözik* a környezetének sűrűségétől illetve mágneses szuszceptibilitásától. Ha ugyanis a ható test sűrűsége illetve szuszceptibilitása nem különbözik eléggé a környezetétől, akkor a test csak jelentéktelen gravitációs illetve mágneses anomáliákat okoz és ezért alig mutatható ki a gravitációs vagy a mágneses hatása révén.

A gyakorlatban ismét különösen a gravitációs hatók körében találkozunk azzal az esettel, hogy a ható kőzetestet sűrűsége csak kevésbé különbözik a környezetének sűrűségétől. Az ilyen kőzetestet tehát alig mutatható ki a gravitációs hatása révén.

A mágneses hatók körében e tekintetben is kedvezőbb a helyzet, mert a mágneses hatású kőzetestek *mágnesezettsége* élesebben különbözik a gyengén mágnesezhető vagy hatástalan kőzetekétől, mint ahogyan a különböző kőzetek sűrűségei különböznek egymástól. Bár közbeeső átmenetek itt is előfordulnak, mégis azt lehet mondani, hogy a kőzetek vagy *elég jelentékeny mágneses hatásúak*, vagy *hatástalanok*. Ezért a mágneses hatású kőzetestek jobban kimutathatók a hatástalanok között a mágneses hatásuk révén, mint a környezetüktől nem eléggé különböző sűrűségű kőzetek a gravitációs hatásuk révén.

VI. Határozott csapásvonalú

csapásvonaluk mentén végtelen kiterjedésű *ú. n. kétdimenziós hatók gravitációs és mágneses hatása*

Jelentékenyen egyszerűbbé válik a gravitációs és mágneses hatás- és hatószámítás akkor, ha azt is feltételezhetjük, hogy a ható kőzetestnek meghatározott *csapásvonala* van és a test e csapásvonal mentén mindkét irányban *végtelen kiterjedésű vízszintes tengelyű hasábnak* vagy *hengernek* tekinthető.

Nyilvánvaló ugyan, hogy a valóságban ilyen végtelen kiterjedésű kőzetestek nincsenek, de a gravitációs potenciál másodrendű deriváltjaiban jelentkező hatás és a mágneses hatás is a távolság növekedtével olyan rohamosan csökken, hogy a feltételezett végtelen kiterjedésű kőzetest hatása *elég jól megközelíti* a mérések helyének közelében belőle alkalmasan kivágott *véges tömb hatását*, sőt bármely más, e véges tömbbel megfelelően megegyező helyzetű és méretű „*alaktalan*” *tömsz hatását* is. A megközelítés azonban kedvezőtlen esetben eléggé hozzávetőleges is lehet és akkor a végtelen ható test feltételezésével kapott eredmények is csak ugyanilyen hozzávetőlegességgel érvényesek.

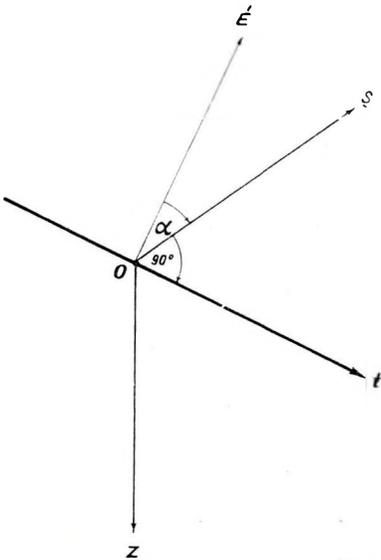
Hogy a mért gravitációs vagy mágneses anomáliákat okozó ható kőzettestnek van-e határozott csapásvonala, az a mért gravitációs illetve mágneses anomáliákat ábrázoló *izanomál vonalak* párhuzamos vagy közel párhuzamos, hosszan elnyúló voltából állapítható meg. A hosszan elnyúló vagy közel párhuzamos izanomál vonalak közös vagy közepes iránya adja a csapásvonal irányát.

Ha az izanomál vonalak közel párhuzamosak ugyan, de nem elég hosszan elnyúlók, akkor a ható kőzettestnek lehet meghatározott csapásvonala, de nem tekinthető a csapásvonal mentén végtelen kiterjedésűnek. Ilyen esetben csak a *véges csapásvonalárlarabot* felező vagy közel felező merőleges tájkéán végzett mérések eredményeire érvényesek meggondolásaink.

Ha pedig az izanomál vonalak sem nem eléggé párhuzamosak, sem nem elég hosszan elnyúlók, akkor a ható kőzettest vagy csak ennek megfelelő *hozzávetőlegességgel* tekinthető vagy egyáltalán nem tekinthető határozott csapásvonalú és a csapásvonal mentén végtelen kiterjedésű hatónak.

A *Föld felületét* és a Föld felületén vagy annak közelében végzett méréseink szintjét *tekintsük vízszintes síknak*. E síkon a ható test csapásvonalára merőleges vízszintes egyenesek két iránya közül jelöljük *s*-sel azt az irányt, amelynek az északi iránytól (mágneses ható esetében a mágneses északi iránytól) kelet felé pozitívnak számított α *azimutja* pozitív vagy negatív *hegyesszög* vagy legfeljebb *pozitív derékszög*:

$$-\frac{\pi}{2} < \alpha \leq \frac{\pi}{2}$$



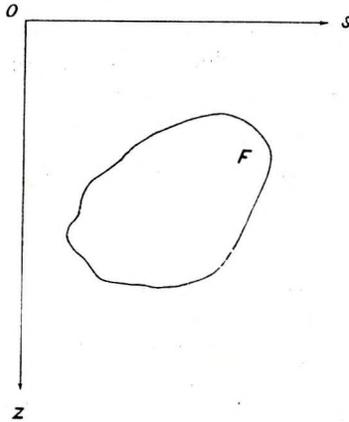
1. ábra

Vezessük be (x, y, z) helyett az (s, t, z) derékszögű koordinátarendszert a következőképpen: A mérés vízszintes síkjában a csapásvonalra a most definiált értelemben merőleges *s* irányú vízszintes egyenesek egyikét válasszuk *koordinátarendszerünk s tengelyéül*, ennek egyik *O* pontját *kezdőpontul*, az *O* ponton átmenő, *s*-re merőleges, tehát a csapásiránnyal párhuzamos vízszintes egyenest *t tengelyéül* és az *O* ponton átmenő függőlegesen lefelé irányuló egyenest *z-tengelyéül*. (1. ábra.)

A t csapásvonal irányában végtelen kiterjedésű, vízintes tengelyű hasáb- vagy henger alakú ható testnek a csapásvonal irányára merőleges, vagyis az (sz) -síkkal párhuzamos akármelyik síkbeli *keresztmetszetei* nyilván egymással egybevágó síkidomok. Az is nyilvánvaló, hogy a ható testet ezeknek az egymással egybevágó sík keresztmetszeteknek akármelyike, pl. a P ponton átmenően választott (sz) -síkbeli F keresztmetszete teljesen meghatározza és ismeretes, hogy a test P pontbeli gravitációs és mágneses hatása is a ható test részéről csak ennek az F keresztmetszetnek a függvénye. Ugyanis az u függvény, vagyis a v térrészt betöltő ható test Newton-féle potenciálja ilyen végtelen hasáb vagy henger alakú ható esetén a csapásvonalára merőleges síkbeli F keresztmetszetének ú. n. *logaritmikus potenciáljába* megy át:

$$u = -2 \int_F \ln r dF = u(P) = u(s, z)$$

ahol r most a $P(s, z)$ pont távolsága a F keresztmetszet Q pontjától és az integrálást a F keresztmetszet összes Q pontjaira kell kiterjeszteni. (2. ábra.)



2. ábra

Tehát ilyen ható test esetén az u függvény és ezzel együtt a test gravitációs illetve mágneses potenciálja és hatása is csak a csapásvonalra merőleges síkbeli s és z koordináták függvénye és a csapásvonalra merőleges mindegyik síkon ennek a két koordinátának ugyanolyan függvénye.

Mint hogy az u függvény t -től független, a t szerinti deriváltja eltűnik:

$$u_t = 0$$

és a második deriváltjai közül is mindazok eltűnnek, amelyekben az egyik differenciálási változó t :

$$u_{st} = u_{tt} = u_{zt} = 0$$

Továbbá az u függvény tiszta második deriváltjainak összegére vonatkozó *Laplace-féle tétel* most az

$$u_{ss} + u_{zz} = 0$$

egyenletbe, illetve az

$$u_{zz} = -u_{ss}$$

egyenlőségbe megy át és természetesen most is fennáll, hogy:

$$u_{zs} = u_{sz}$$

Ezeket figyelembe véve az *Eötvös-ingával mérhető mennyiségek* közül most csak a következők különböznek a 0-tól:

$$U_{ss} = \int \sigma u_{ss}$$

$$U_{sz} = \int \sigma u_{sz}$$

amely mennyiségek voltaképpen a grad U_s vektor komponensei.

A $\mathcal{A}\mathfrak{H}$ mágneses hatás x, y, z derékszögű összetevőit kifejező egyenlőségek pedig $x (=) s, y (=) t$ helyettesítéssel és az eltűnő tagok elhagyásával a következőkbe mennek át [5]:

$$\mathcal{A}\mathfrak{H}_s = \kappa(\mathfrak{H}_s u_{ss} + \mathfrak{H}_z u_{sz})$$

$$\mathcal{A}\mathfrak{H}_t = 0$$

$$\mathcal{A}\mathfrak{H}_z = \kappa(\mathfrak{H}_s u_{sz} - \mathfrak{H}_z u_{ss})$$

Amint látjuk, a gravitációs hatás grad U_s vektorának és a mágneses hatás $\mathcal{A}\mathfrak{H}$ vektorának is csak az (sz) -síkokban vannak összetevői, a t csapásvonallal párhuzamos összetevőik nincsenek. Tehát a *hatásvektorok* a csapásvonalra merőleges síkbeli síkvektorok.

Eszerint az ilyen ható testet és a gravitációs illetve mágneses hatását is a csapásvonalára merőleges egymással egybevágó síkkeresztmetszeteinek akármelyike csakugyan teljesen meghatározza. Tehát az ilyen test gravitációs és mágneses hatását elegendő a csapásvonalra merőleges akármelyik (sz) *vertikális síkban* tárgyalni és magát a ható testet e vertikális síkbeli F keresztmetszettel lehet teljesen jellemezni.

Ezért az ilyen test hatásának kiszámítása és a mért hatásból a ható test meghatározása nem térbeli, nem háromdimenziós, hanem a csapásvonalra merőleges síkok akármelyikében tárgyalható síkbeli, azaz *kétdimenziós feladat*. Más szóval a hatószámításban a *teljes ható test helyett* most csak a csapásvonalára merőleges akármelyik *síkbeli keresztmetszetét*, azaz háromdimenziós térbeli test helyett csak *kétdimenziós síkidomot* kell meghatározni. Nem szabatos, de a szakirodalomban is elterjedt kifejezéssel magát az egész végtelen kiterjedésű hasáb- vagy hengeralakú ható testet is *kétdimenziós ható testnek* nevezik. [6].

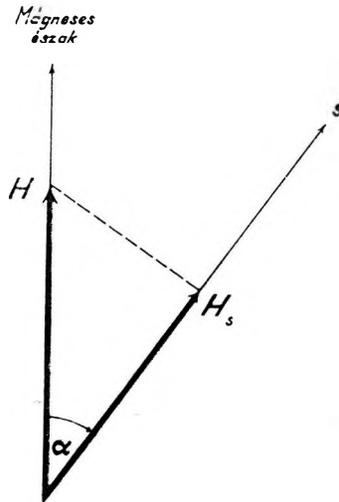
Az is látható, hogy a mágneses anomáliakomponensek kifejezéseiben a \mathfrak{H} térerősségnek is csak az s és z komponense szerepel. Ezt úgy is kifejezhetjük, hogy indukáló térerősségként a földmágneses tér teljes \mathfrak{H} térerőssége helyett most csak a \mathfrak{H}_s és \mathfrak{H}_z komponensek meghatározta (sz) -síkbeli \mathfrak{H}_{sz} térerősségvektort kell tekintetbe venni.

Ennek a \mathfrak{H}_{sz} vektornak a z komponense azonos a teljes térerősség z komponensével. Z -vel:

$$\mathfrak{H}_z = Z$$

s -komponense pedig nyilván a teljes \mathfrak{H} térerősség horizontális komponensének. H -nak s -irányú vetülete, amelyet jelöljünk H_s -sel (3. ábra):

$$\mathfrak{H}_s = H_s = H \cos \alpha$$



3. ábra

A földmágnesség teljes \mathfrak{H} térerősségének *inklinációját* jelöljük I -vel, az sz -síkbeli \mathfrak{H}_{sz} térerősség inklinációját pedig I_s -sel. Az elemekből ismeretes, hogy

$$\operatorname{tg} I = \frac{Z}{H}$$

és hasonlóképpen (4. ábra):

$$\operatorname{tg} I_s = \frac{Z}{H_s} = \frac{Z}{H \cos \alpha}$$

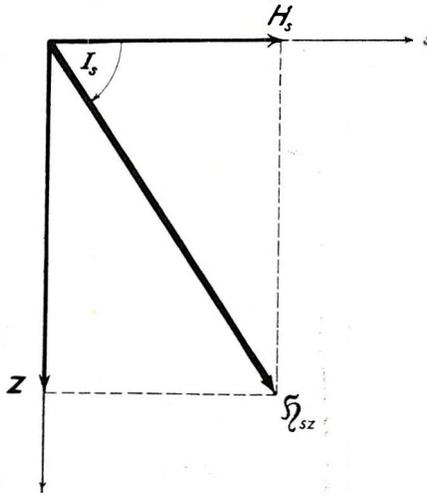
Tehát a két inklinációs szög kapcsolata a következőképpen fejezhető ki:

$$\operatorname{tg} I_s = \frac{\operatorname{tg} I}{\cos \alpha}$$

Az sz -síkbeli \mathfrak{H}_{sz} térintenzitás \mathfrak{H}_s és \mathfrak{H}_z komponensei \mathfrak{H}_{sz} abszolút értékével és az I_s inklinációval nyilván a következőképpen fejezhetők ki (4. ábra):

$$\mathfrak{H}_s = H_s = |\mathfrak{H}_{sz}| \cos I_s$$

$$\mathfrak{H}_z = Z = |\mathfrak{H}_{sz}| \sin I_s$$



4. ábra

Ezeket a $\Delta\mathfrak{H}$ anomáliavektor sz -síkbeli $\Delta\mathfrak{H}_s$ és $\Delta\mathfrak{H}_z$ komponenseinek kifejezéseibe helyettesítve:

$$\Delta\mathfrak{H}_s = \kappa |\mathfrak{H}_{sz}| (u_{ss} \cos I_s + u_{sz} \sin I_s)$$

$$\Delta\mathfrak{H}_z = \kappa |\mathfrak{H}_{sz}| (u_{sz} \cos I_s - u_{ss} \sin I_s)$$

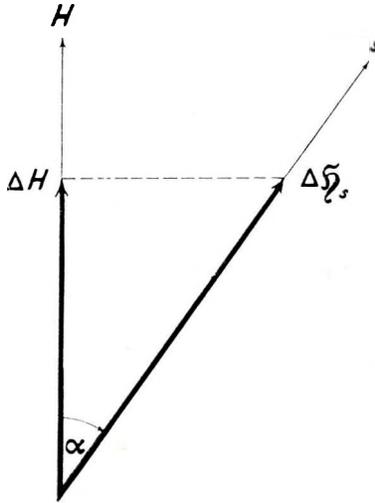
A vertikális mágneses mérlegekkel éppen az itt kifejezett $\Delta\mathfrak{H}_z$, az anomáliavektor vertikális komponense mérhető. Ez egyúttal a \mathfrak{H} térintenzitás vertikális komponensének, Z -nek a test hatása által okozott anomáliáját jelenti. Jelöljük ezt, mint szokás, ΔZ -vel:

$$\Delta\mathfrak{H}_z = \Delta Z$$

A horizontális mágneses mérlegekkel azonban nem $\Delta\mathfrak{H}_s$, az anomáliavektor teljes horizontális komponense, hanem ennek az eredő H horizontális térintenzitás

zítás irányába eső vetülete mérhető és ezért ezt a vetületet szokás ΔH -val jelölni. Ez $\Delta \mathfrak{H}_s$ -nek H -irányú vetülete lévén (5. ábra), nyilvánvaló, hogy

$$\Delta H = \Delta \mathfrak{H}_s \cos \alpha$$



5. ábra

(Vigyázzunk a jelölésre. H esetében H a teljes horizontális intenzitás és H_s annak s -irányú vetülete. ΔH esetében $\Delta \mathfrak{H}_s$ az anomáliavektor teljes horizontális komponense és ΔH ennek H -irányú vetülete. A két vetítés egymással ellenkező irányú, az egymással α szöveget bezáró két irány között.)

Ezek alapján a „két dimenziós” ható test mágneses hatásának a mágneses mérlegekkel mérhető komponensei a következőképpen fejezhetők ki:

$$\Delta H = \kappa |\mathfrak{H}_{sz}| \cdot (u_{sz} \sin I_s + u_{ss} \cos I_s) \cos \alpha$$

$$\Delta Z = \kappa |\mathfrak{H}_{sz}| \cdot (u_{sz} \cos I_s - u_{ss} \sin I_s)$$

Látjuk, hogy ΔH , az anomáliavektor H -irányú komponense α -tól, tehát s -nek és ezzel együtt t -nek, a végtelen ható test csapásának az irányától is függ. [7]. Ha a csapásvonal egybeesik a mágneses meridiánnal, tehát ha az s -irány merőleges a mágneses meridiánra, akkor $\cos \alpha = 0$ lévén, $\Delta H = 0$. Ez természetes is, mert H ekkor a csapás irányába mutat, a csapásvonal irányában pedig az anomáliavektornak nincs komponense.

A zárójel előtt álló $|\mathfrak{H}_{sz}|$ tényező a komponenseiből fejezhető ki:

$$|\mathfrak{H}_{sz}| = \sqrt{\mathfrak{H}_s^2 + \mathfrak{H}_z^2} = \sqrt{H^2 \cos^2 \alpha + Z^2}$$

vagy pedig a

$$Z = |\mathfrak{G}| \sin I$$

$$Z = |\mathfrak{G}_{sz}| \sin I_s$$

egyenlőségekből a következőképpen:

$$|\mathfrak{G}_{sz}| = |\mathfrak{G}| \frac{\sin I}{\sin I_s} = \sqrt{H^2 + Z^2} \frac{\sin I}{\sin I_s}$$

Az *Eötvös-ingával mérhető mennyiségek* esetében nem szokás az iránytól való függést a hatás képleteiben kifejezésre juttatni, hanem itt a mért értékeket szokás a csapásra merőleges s -irányra átszámítani.

U_{sz} és U_{ss} illetve ΔH és ΔZ kapott képleteiben egyaránt az u logaritmikus potenciál u_{sz} és u_{ss} második deriváltjai szerepelnek. Ezek nyilván a $-2 \ln r$ függvény sz és ss szerinti második deriváltjának a ható test sz -síkbeli F keresztmetszetére kiterjesztett területi integrálját jelentik. Egyszerű geometriai alakú keresztmetszetekre ezek az integrálok kifejezhetők, tehát adott keresztmetszetű és adott sűrűségű illetve szuszeptibilitású „két dimenziós” hatótestek gravitációs és mágneses hatása képleteinkkel kiszámítható.

VII. A hatószámítás feladata kétdimenziós hatók esetén

A valóságos hatók helyettesítése „kétdimenziós” ható testekkel a fordított feladat, a *hatószámítás* szempontjából is jelentős könnyítést eredményez. A ható test meghatározása az általános esetben a hatást kifejező térfogati integrál ismeretlen integrációs tartományának meghatározását jelentette. Most a teljes *térbeli ható test helyett* csak a csapásvonalára merőleges akármelyik *síkbeli keresztmetszetét*, tehát az egész testre kiterjesztett térfogati integrál helyett csupán egyik keresztmetszetére kiterjesztett területi integrál ismeretlen integrációs tartományát kell meghatározni.

Ez az általánosnál csakugyan egyszerűbb, de a gyakorlati végrehajtás szempontjából *még mindig túl általános* és még mindig *igen bonyolult feladat*.

Régebben azt az eljárást követték, hogy az anomáliakép és az esetleg ismert egyéb adatok alapján, az anomáliaképből adódó vagy máshonnan ismert csapásvonalra merőleges metszetben vagy szelvényben felvettek valamilyen síkidomot a keresett kétdimenziós ható keresztmetszeteként, felvettek valamilyen sűrűség, illetve szuszeptibilitás-különbséget, kiszámították az így feltételezett ható gravitációs illetve mágneses hatását és ezt összehasonlították a mért anomáliák menetével. Eltérés esetén a *felvett keresztmetszet fokozatos változtatásával* igyekeztek elérni, hogy az így kialakított keresztmetszetű két dimenziós ható test számított hatása végül a mért anomáliákkal kielégítően megegyező menetű legyen. Az eljárás alkalmazói számos ilyen számítás elvégzésével nagy jártasságra tettek szert a felvett keresztmetszet megfelelő meg-

választásában és alkalmas változtatásában, a számítások megkönnyítésére diagramokat és táblázatokat szerkesztettek, de a számítás így is meglehetősen *hosszadalmas és fárasztó* volt.

A számításnak ez a hosszadalmassága és próbálgató jellege a kutatókat arra indította, hogy *a ható test keresztmetszetének többé-kevésbé önkényes felvétele*, a hatónak és hatásának fokozatos változtatása *helyett* a ható keresztmetszetét jellemző adatoknak és a sűrűségének illetve szuszceptibilitásának *közvetlen kiszámítására* keressenek lehetőleg egyszerű megoldást.

Ennek érdekében azonban *még egy lényeges egyszerűsítő feltevést* kell alkalmazni. Ez a feltevés abban áll, hogy a ható testnek, illetve a csapásvonalra merőleges keresztmetszetének az alakját nem tekintjük meghatározandó ismeretlennek, hanem ennek *a keresztmetszetnek megadott alakot tulajdonítunk*. Tehát a mért gravitációs vagy földmágneses anomáliákból, mint adott hatásból megadott alakú egyetlen homogén ható test helyzetét, mélységét, méreteit és a sűrűségének illetve a mágneses szuszceptibilitásának *az* ugyancsak homogén környezetbe képest mutatkozó különbségét számításal igyekszünk meghatározni.

A következőkben az így leszűkített, *megadott alakú kétdimenziós hatót* feltételező hatószámításnak azt az igen egyszerű esetét tárgyaljuk, amidőn a mért gravitációs vagy mágneses anomáliákat olyan *függőleges vagy ferde réteg* hatásának tulajdoníthatjuk, amely nemcsak a csapásának irányában, hanem *a lejtésének irányában lefelé is végtelen kiterjedésű*.

Először az ilyen függőleges vagy ferde réteg gravitációs és mágneses hatásának kiszámítását tárgyaljuk, azután a mért gravitációs és a mért földmágneses anomáliákból, mint adott hatásokból az ilyen végtelen függőleges vagy ferde rétegnek tekinthető ható meghatározására kidolgozott eljárást ismergetjük.

VIII. Homogén tömegű és homogén indukált mágnesezésű végtelen függőleges vagy ferde réteg gravitációs és mágneses hatása

Legyen a ható test a csapása mentén mindkét irányban és a lejtése mentén lefelé is végtelen kiterjedésű olyan *függőleges vagy ferde réteg*, amelyet a vízszintes síknak tekintett földfelszín alatt h mélységben $D=2d$ szélességű, a csapásvonallal párhuzamos végtelen vízszintes síksáv és két oldalt lefelé e síksáv széleihez csatlakozva a vízszintes sikkal $0 < i < \pi$ lejtésszöget bezáró két egymással párhuzamos végtelen félsík határol.

Rétegünk és a környezete is legyen *homogén tömegű*, illetve *homogén mágnesezésű*. A sűrűsége különbözzék σ -val a környezet sűrűségétől. Homogén mágnesezettsége származzék teljes egészében a mai \mathfrak{H} térintenzitású földmágneses tér indukáló hatásából és a mágneses szuszceptibilitása különbözzék κ -val a környezet szuszceptibilitásától. A mágnesezettségnek a réteget határoló felület szögletességéből eredő inhomogén voltát, úgy mint eddig, hanyagoljuk el. Más ható test a mérésnek közelében ne legyen.

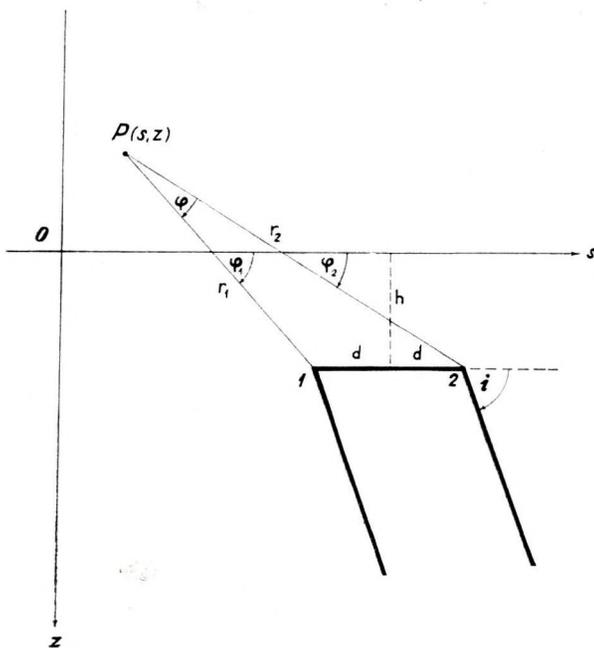
A csapásra merőleges s irányt és ennek α azimutját értelmezzük úgy, mint a VI. fejezetben.

Rétegünket a csapásra merőleges (sz)-síkhelyi keresztmetszet határozza meg. Ez nyilván olyan, lefelé a végtelenbe nyúló *derékszögű vagy ferdeszögű paralelogramma*, amelynek egyik oldala az s tengely alatt h mélységben levő $D=2d$ hosszúságú vízszintes egyenesdarab, az ezzel párhuzamos oldala a végtelenben van, másik oldalpárja a végesben levő vízszintes oldal végpontjaihoz csatlakozó, a vízszintes s -tengellyel $0 < i < \pi$ lejtésszöveget bezáró két egymással párhuzamos végtelen félegyenes. (6. ábra.)

A keresztmetszet-parallelogramma végesben levő két szögpontja közül a kisebbik abszcisszáját jelöljük 1-gyel, a nagyobbik abszcisszáját 2-vel. Az (sz) sík $P(s, z)$ pontjából e szögpontokhoz húzott egyenesdarabok hosszát jelöljük r_1 és r_2 -vel, az r_2 és r_1 távolságok hányadosának természetes logaritmusát λ -val, r_1 és r_2 egyenesének az s iránnyal bezárt szögeit φ_1 és φ_2 -vel, végül a φ_1 és φ_2 szögek különbségét φ -vel. A φ szögnek szemléletes jelentése van: ez a keresztmetszet-parallelogramma végesben levő oldalának *látószöge* a P pontból. Tehát (6. ábra):

$$\lambda = \ln \frac{r_2}{r_1} = \ln r_2 - \ln r_1$$

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = (s, r_1) \sphericalangle - (s, r_2) \sphericalangle = (r_2, r_1) \sphericalangle$$



6. ábra

Erre a végtelenbe nyúló keresztmetszet-parallelogrammára az u logaritmusos potenciál u_{s_1} és u_{s_2} deriváltjait kifejező integrálok aránylag könnyen

meghatározhatók, és mint ismeretes, a λ , φ jelölés bevezetésével a következő eredményre vezetnek [8]:

$$u_{ss} = 2 \sin i (\lambda \cos i - \varphi \sin i)$$

$$u_{sz} = 2 \sin i (\lambda \sin i + \varphi \cos i)$$

Az Eötvös-ingával mérhető U_{ss} és U_{sz} mennyiségek anomáliái ezeknek $f\sigma$ -szorosai:

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

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

Rövidítésül vezessük be a következő jelöléseket:

$$2f \sin i \cos i = c_i \quad \sigma c_i = C_i$$

$$2f \sin i \sin i = s_i \quad \sigma s_i = S_i$$

Nyilván:

$$\frac{s_i}{c_i} = \frac{S_i}{C_i} = \operatorname{tg} i$$

E jelölésekkel az Eötvös-ingával mérhető mennyiségeknek végtelen rétegünk hatásából származó anomáliái:

$$U_{ss} = \sigma(c_i \lambda - s_i \varphi) = C_i \lambda - S_i \varphi$$

$$U_{sz} = \sigma(s_i \lambda + c_i \varphi) = S_i \lambda + C_i \varphi$$

Látjuk, hogy végtelen rétegünk *gravitációs hatásának* az Eötvös-ingával mérhető anomáliái csak a réteget az (sz) síkban képviselő végtelen parallelogramma végesben levő két szögpontjának helyzetétől, két végtelen oldalának közös i lejtésszögétől és annak a P pontnak a helyzetétől függenek, amely pontban a hatás értékét keressük.

Az u_{ss} és u_{sz} deriváltak idézett kifejezéseit a ΔH , ΔZ mágneses anomáliáknak a VI. fejezetben megállapított

$$\Delta H = \varkappa |\mathfrak{H}_{sz}| (u_{sz} \sin I_s + u_{ss} \cos I_s) \cos \alpha$$

$$\Delta Z = \varkappa |\mathfrak{H}_{sz}| (u_{sz} \cos I_s - u_{ss} \sin I_s)$$

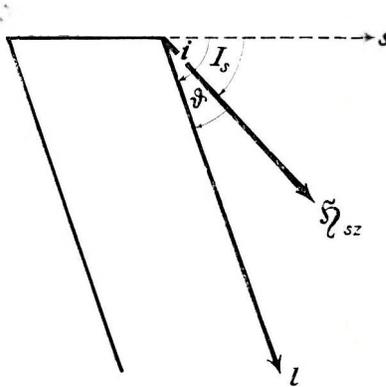
képleteibe behelyettesítve és a fellépő trigonometrikus szorzatösszegeket összevonva a következőket kapjuk:

$$\Delta H = 2\varkappa |\mathfrak{H}_{sz}| \sin i [\lambda \cos (i - I_s) - \varphi \sin (i - I_s)] \cos \alpha$$

$$\Delta Z = 2\varkappa |\mathfrak{H}_{sz}| \sin i [\lambda \sin (i - I_s) + \varphi \cos (i - I_s)]$$

Az $i - I_s$ szög nyilván a ható réteg (sz) síkbeli l lejtésvonalának az ugyan- csak (sz) síkbeli \mathfrak{H}_{sz} térerősségvektor irányával bezárt szöge. Jelöljük ezt a szöget ϑ -val (7. ábra):

$$i - I_s = (\mathfrak{H}_{sz}, l) \sphericalangle = \vartheta$$



7. ábra

Ennek alapján :

$$\sin i = \sin (I_s + \vartheta) = \sin I_s \cos \vartheta + \cos I_s \sin \vartheta$$

Szorozzuk meg ezt $|\mathfrak{H}_{sz}|$ -vel és vegyük figyelembe, hogy

$$|\mathfrak{H}_{sz}| \sin I_s = Z$$

$$|\mathfrak{H}_{sz}| \cos I_s = H_s$$

Ez ekkel :

$$|\mathfrak{H}_{sz}| \sin i = Z \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta = Z \cos \vartheta + H \cos \alpha \sin \vartheta$$

Tehát a mágneses hatás komponensei :

$$\Delta H = 2\kappa(Z \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta)(\lambda \cos \vartheta - \varphi \sin \vartheta) \cos \alpha$$

$$\Delta Z = 2\kappa(Z \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta)(\lambda \sin \vartheta + \varphi \cos \vartheta)$$

Rövidítésül vezessük be a következő jelöléseket :

$$2|\mathfrak{H}_{sz}| \sin i \cos \vartheta = 2(Z \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta) \cos \vartheta = c_\vartheta$$

$$2|\mathfrak{H}_{sz}| \sin i \sin \vartheta = 2(Z \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta) \sin \vartheta = s$$

$$\kappa c_\vartheta = C_\vartheta$$

$$\kappa s_\vartheta = S_\vartheta$$

Nyilván :

$$\frac{s_\vartheta}{c_\vartheta} = \frac{S_\vartheta}{C_\vartheta} = \operatorname{tg} \vartheta$$

E jelölésekkel a mágneses hatás anomáliakomponensei:

$$\Delta H = \kappa(c_{\theta}\lambda - s_{\theta}\varphi) \cos \alpha = (C_{\theta}\lambda - S_{\theta}\varphi) \cos \alpha$$

$$\Delta Z = \kappa(s_{\theta}\lambda + c_{\theta}\varphi) \alpha = S_{\theta}\lambda + C_{\theta}\varphi$$

Látjuk, hogy végtelen rétegünk mágneses hatása is csak a réteget az (sz) síkban képviselő végtelen paralelogramma végesben levő két szögpontjának helyzetétől és a két végtelen párhuzamos oldalnak nem közvetlenül az i lejtésszögétől, hanem az (sz) síkbeli \mathfrak{S}_{sz} térerősségvektorral bezárt ϑ szögétől [9], valamint annak a P pontnak a helyzetétől függ, amely pontban a hatás értékét keressük. (Mint a kétdimenziós hatók általános esetében is kiemeltük, a horizontális mágneses mérlegekkel mérhető ΔH anomáliakomponens a csapásirány azimutjától is függ.)

A $\lambda = \lambda(s, z)$ és a $\varphi = \varphi(s, z)$ értékeket nem számítással határozzuk meg, hanem a ható test keresztmetszetének az (s, z) síkban megrajzolt megfelelő méretarányú ábrájából igen egyszerűen a *Szecsödy–Renner-féle forgatható szűrő szögmérővel* mérjük ki. A szögmérő csúcsát a $P(s, z)$ pontba, két szárát pedig a ható keresztmetszetének végesben levő két szögpontjára helyezzük. A szögmérőn közvetlenül a *radiánokban* mért φ szöget, a beosztott szárazon az r_1 és r_2 távolságok *természetes logaritmusát* olvashatjuk le, amelyekből az $\ln r_2 - \ln r_1$ különbség adja λ értékét. A kimért φ és λ értékeket adott konstans szorzókkal megszorozva összeadjuk, illetve összevonjuk és ezzel a gravitációs, illetve a mágneses hatás komponenseinek $P(s, z)$ pontbeli értékeit már meg is kaptuk. [10].

IX. A tárgyalt végtelen réteg gravitációs és mágneses hatásának szélsőértékhelyei

A tárgyalt képletek a végtelen függőleges vagy ferde réteg gravitációs és mágneses hatását az egész függőleges (sz) síkban (sőt az egész térben) kifejezik.

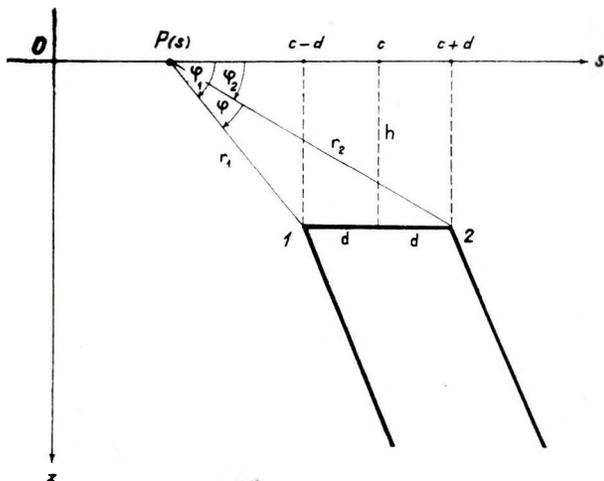
A következőkben azonban csak arra az esetre szorítkozunk, ha a mérés az (sz) sík egyik vízszintes egyenesén történik és a mérésnek ezt az egyenesét választjuk s tengelyül. Ez esetben a mérések helyeit egyetlen koordinátával, az s abcisszával jellemezhetjük (és a h mélységet természetesen ettől az s tengelytől számítjuk).

Eszerint a végtelen rétegnek tekintett kétdimenziós hatótest meghatározására a réteg csapására merőleges vízszintes egyenes vonalban – szelvényben – lineáris, azaz *egydimenziós méréssorozat*ot végzünk. Tehát a mért hatás az s változónak egyváltozós függvénye.

Határozzuk meg az így mért U_{ss} , U_{sz} és a ΔH , ΔZ anomáliakomponensek *szélsőértékhelyeit*. E mennyiségeknek, mint az s változó függvényeinek az s tengely mentén ott lehet szélsőértékük, ahol az s szerinti deriváltjuk eltűnik.

E deriváltak képzése érdekében ki kell fejeznünk az r_1 , r_2 és a q_1 , q_2 mennyiségeket az s változó függvényeiként.

Az (sz) síkbeli rétegkeresztmetszet végesben levő két szögpontját összekötő $2d$ hosszúságú vízszintes oldal felezőpontjának abszcisszája legyen c , maguké a szögpontoké tehát $c-d$ és $c+d$. A két szögpont és a felező pont közös z koordinátája nyilván h . A P pont legyen az s tengely s abszcisszájú pontja; a z koordinátája tehát 0. (8. ábra.)



8. ábra

A P pont ilyen helyzetében az r_1 és r_2 távolságok négyzete:

$$r_1^2 = (c-d-s)^2 + h^2 = (s-c)^2 + 2d(s-c) + h^2 + d^2$$

$$r_2^2 = (c+d-s)^2 + h^2 = (s-c)^2 - 2d(s-c) + h^2 + d^2$$

Szükségünk lesz ezek összegére és különbségére:

$$r_1^2 + r_2^2 = 2[(s-c)^2 + h^2 + d^2]$$

$$r_1^2 - r_2^2 = 4d(s-c)$$

Az s szerinti deriváltakat vesszővel jelölve:

$$r_1' = \frac{s-c+d}{r_1}, \quad r_2' = \frac{s-c-d}{r_2}$$

$$\begin{aligned} \lambda' &= (\ln r_2 - \ln r_1)' = \frac{r_2'}{r_2} - \frac{r_1'}{r_1} = \frac{s-c-d}{r_2^2} - \frac{s-c+d}{r_1^2} = \\ &= \frac{(s-c-d)r_1^2 - (s-c+d)r_2^2}{r_1^2 r_2^2} = \frac{(s-c)(r_1^2 - r_2^2) - d(r_1^2 + r_2^2)}{r_1^2 r_2^2} = \\ &= \frac{4d(s-c)^2 - 2d[(s-c)^2 + h^2 + d^2]}{r_1^2 r_2^2} \\ \lambda' &= \frac{2d}{r_1^2 r_2^2} [(s-c)^2 - (h^2 + d^2)] \end{aligned}$$

A φ_1 és φ_2 szögeket fejezzük ki a tangensükből:

$$\varphi_1 = \text{arc tg } \frac{h}{c-d-s} = \frac{\pi}{2} + \text{arc tg } \frac{s-c+d}{h}$$

$$\varphi_2 = \text{arc tg } \frac{h}{c+d-s} = \frac{\pi}{2} + \text{arc tg } \frac{s-c-d}{h}$$

és

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \text{arc tg } \frac{s-c+d}{h} - \text{arc tg } \frac{s-c-d}{h}$$

$$\varphi' = (\varphi_1 - \varphi_2)' = \frac{\frac{1}{h}}{1 + \left(\frac{s-c+d}{h}\right)^2} - \frac{\frac{1}{h}}{1 + \left(\frac{s-c-d}{h}\right)^2} =$$

$$= \frac{h}{r_1^2} - \frac{h}{r_2^2} = \frac{h}{r_1^2 r_2^2} (r_2^2 - r_1^2) = \frac{h}{r_1^2 r_2^2} [-4d(s-c)]$$

$$\varphi' = \frac{2d}{r_1^2 r_2^2} [-2h(s-c)]$$

Ezek alapján most már képezhetjük az U_{ss} , U_{sz} és a ΔH , ΔZ anomáliakomponensek s szerinti deriváltjait.

Foglalkozunk először az *Eötvös-íngával mérhető* U_{ss} és U_{sz} anomáliakomponensek s szerinti deriváltjaival:

$$U'_{ss} = \sigma(c_i \lambda' - s_i \varphi')$$

$$U'_{sz} = \sigma(s_i \lambda' + c_i \varphi')$$

A λ' és φ' deriváltak kapott kifejezéseit behelyettesítve és a közös tényezőket kiemelve a következő eredményre jutunk:

$$U'_{ss} = \frac{2d\sigma c_i}{r_1^2 r_2^2} [(s-c)^2 + 2h \text{tg } i(s-c) - (h^2 + d^2)]$$

$$U'_{sz} = \frac{2d\sigma s_i}{r_1^2 r_2^2} [(s-c)^2 - 2h \text{ctg } i(s-c) - (h^2 + d^2)]$$

U_{ss} -nek és U_{sz} -nek csak olyan s helyen lehet szélsőértékük, ahol az s szerinti deriváltjuk eltűnik. E deriváltak most talált kifejezéseiben az $1:r_1^2 r_2^2$ tényező a végesben sehol sem tűnik el (és a ható réteg keresztmetszetének két végesben levő szögpontja kivételével sehol sem válik végtelenné). Valóságos

ható esetén d és σ sem 0, és a lejtésszögére vonatkozó $0 < i < \pi$ feltételből következik, hogy s_i sem 0. Ha még feltesszük, hogy $i \neq \frac{\pi}{2}$, vagyis hogy a ható réteg nem függőleges, akkor c_i sem 0, és akkor U'_{ss} és U'_{sz} csak ott lehet 0, ahol e deriváltak szögletes zárójelbe foglalt s -ben másodfokú kifejezései eltűnnek. Eszerint U'_{ss} és U'_{sz} 0-helyeinek abszcisszái a következő másodfokú egyenleteket elégitik ki [11]:

$$U'_{ss} \cdot \dots (s-c)^2 + 2h \operatorname{tg} i (s-c) - (h^2 + d^2) = 0$$

$$U'_{sz} \cdot \dots (s-c)^2 - 2h \operatorname{ctg} i (s-c) - (h^2 + d^2) = 0$$

U'_{ss} nullhelyeit p_1, p_2 -vel, U'_{sz} nullhelyeit q_1, q_2 -vel jelölve [11]:

$$\left. \begin{array}{l} p_1 \\ p_2 \end{array} \right\} = c - h \operatorname{tg} i \pm \sqrt{h^2 \operatorname{tg}^2 i + h^2 + d^2}$$

$$\left. \begin{array}{l} q_1 \\ q_2 \end{array} \right\} = c + h \operatorname{ctg} i \pm \sqrt{h^2 \operatorname{ctg}^2 i + h^2 + d^2}$$

Hogy ezek a nullhelyek U_{ss} -nek és U_{sz} -nek csakugyan szélsőérték-helyei- és ha igen, e helyeken maximumuk vagy minimumuk van-e, azt a második deriváltjaik e helyeken felvett értékeinek vizsgálatával dönthetjük el. Képezzük tehát az U''_{ss} és U''_{sz} második deriváltakat:

$$U''_{ss} = \left(\frac{2d\sigma c_i}{r_1^2 r_2^2} \right)' [(s-c)^2 + 2h \operatorname{tg} i (s-c) - (h^2 + d^2)] + \frac{4d\sigma c_i}{r_1^2 r_2^2} (s-c + h \operatorname{tg} i)$$

$$U''_{sz} = \left(\frac{2d\sigma s_i}{r_1^2 r_2^2} \right)' [(s-c)^2 - 2h \operatorname{ctg} i (s-c) - (h^2 + d^2)] + \frac{4d\sigma s_i}{r_1^2 r_2^2} (s-c - h \operatorname{ctg} i)$$

Ha az első deriváltak 0-helyeit ide behelyettesítjük, akkor a jobboldali első tagok eltűnnek, a második tagok zárójelbe foglalt részei pedig a 0-helyeket kifejező képletek négyzetgyökös részébe mennek át:

$$\left. \begin{array}{l} U''_{ss}(p_1) \\ U''_{ss}(p_2) \end{array} \right\} = \pm \frac{4d\sigma c_i}{r_1^2 r_2^2} \sqrt{h^2 \operatorname{tg}^2 i + h^2 + d^2}$$

$$\left. \begin{array}{l} U''_{sz}(q_1) \\ U''_{sz}(q_2) \end{array} \right\} = \pm \frac{4d\sigma s_i}{r_1^2 r_2^2} \sqrt{h^2 \operatorname{ctg}^2 i + h^2 + d^2}$$

Látjuk, hogy ha – mint előbb is, – d, σ, c_i és s_i egyike sem 0, akkor U_{ss} és U_{sz} második deriváltjai az első deriváltak 0-helyein 0-tól különböznek, tehát ezek a helyek U_{ss} -nek és U_{sz} -nek csakugyan szélsőérték-helyei.

$0 < i < \pi$ lévén, $\operatorname{sg} \sin i = +1$, tehát, tekintettel c_i és s_i jelentésére:

$$\operatorname{sg} c_i = \operatorname{sg} \cos i$$

$$\operatorname{sg} s_i = +1$$

Ezek figyelembevételével és a nyilvánvalóan pozitív tényezők elhagyásával:

$$\operatorname{sg} U''_{ss}(p_1) = -\operatorname{sg} U''_{ss}(p_2) = \operatorname{sg} \sigma \cos i$$

$$\operatorname{sg} U''_{sz}(q_1) = -\operatorname{sg} U''_{sz}(q_2) = \operatorname{sg} \sigma$$

Tehát mindkét anomáliakomponens két szélsőérték helyén a második deriváltjaik ellentétes előjelűek, ami azt jelenti, hogy mindkét komponens két szélsőértéke egymással ellentétes jellegű: az egyik maximum, a másik minimum.

A p_1 , p_2 és q_1 , q_2 szélsőérték helyek közül az 1-es indexűek a 0-helyképlet négyzetgyökös részének pozitív értékéhez, a 2-es indexűek a negatív értékéhez tartoznak, tehát az 1-es indexűek a nagyobbik abszcisszájú, a 2-es indexűek a kisebbik abszcisszájú szélsőérték helyet jelentik.

Jelöljük most e szélsőérték helyek abszcisszáit úgy, hogy a jelölés a szélsőérték jellegét is kifejezze. Legyen tehát a p_1 , p_2 abszcisszáik közül U_{ss} maximum helyének abszcisszája P , minimum helyének abszcisszája p , a q_1 , q_2 abszcisszáik közül U_{sz} maximum helyének abszcisszája Q , minimum helyének abszcisszája pedig q . (Az eddig pontokat jelentő P és Q jelek további tárgyalásunkban csak a most bevezetett jelentésben fordulnak elő.)

Mint hogy a második derivált a maximum helyen negatív, a minimum helyen pozitív, és mivel azt, hogy a maximum- és a minimum hely közül melyiknek az abszcisszája kisebb, az abszcisszáik különbségének előjelével adhatjuk meg, azért a most bevezetett jelöléssel a második deriváltak előjelére, illetve a szélsőértékek jellegére és sorrendjére vonatkozó eredményünk a következőképpen fejezhető ki:

$$\operatorname{sg}(p - P) = \operatorname{sg} \sigma \cos i$$

$$\operatorname{sg}(q - Q) = \operatorname{sg} \sigma$$

Az első egyenlőségéből következik, hogy ha $\sigma \cos i > 0$, azaz ha

$$\sigma > 0 \quad \text{és} \quad 0 < i < \frac{\pi}{2}$$

vagy ha

$$\sigma < 0 \quad \text{és} \quad \frac{\pi}{2} < i < \pi$$

akkor

$$P < p$$

tehát U_{ss} kisebbik abszcisszájú szélsőérték helye maximum, a másik minimum. Ha pedig $\sigma \cos i < 0$, azaz ha

$$\sigma > 0 \quad \text{és} \quad \frac{\pi}{2} < i < \pi$$

vagy ha

$$\sigma < 0 \quad \text{és} \quad 0 < i < \frac{\pi}{2}$$

akkor

$$p < P$$

tehát U_{ss} kisebbik abszcisszájú szélsőértékhelye *minimum* és a másik maximum.

A második egyenlőségből pedig az következik, hogy a $0 < i < \pi$ feltételt kielégítő és $\frac{\pi}{2}$ -től különböző minden i -re, pozitív σ esetén U_{sz} kisebbik abszcisszájú szélső értéke *maximum*, negatív σ esetén pedig *minimum*.

Az $i = \frac{\pi}{2}$ esetet, tehát a függőlegesen álló végtelen réteg esetét külön kell majd megvizsgálunk.

Foglalkozzunk most a ΔH és ΔZ *mágneses anomáliák* s szerinti deriváltjaival:

$$(\Delta H)' = \kappa(c_\theta \lambda' - s_\theta \varphi') \cos \alpha$$

$$(\Delta Z)' = \kappa(s_\theta \lambda' + c_\theta \varphi')$$

A λ' és φ' deriváltak kifejezéseit behelyettesítve és a közös tényezőt kiemelve itt a következő eredményre jutunk:

$$(\Delta H)' = \frac{2d\kappa c_\theta}{r_1^2 r_2^2} [(s-c)^2 + 2h \operatorname{tg} \vartheta (s-c) - (h^2 + d^2)] \cos \alpha$$

$$(\Delta Z)' = \frac{2d\kappa s_\theta}{r_1^2 r_2^2} [(s-c)^2 - 2h \operatorname{ctg} \vartheta (s-c) - (h^2 + d^2)]$$

Látjuk, hogy e deriváltak, éppúgy, mint maguk a hatások, abban különböznek a megfelelő gravitációs mennyiségek kifejezéseitől, hogy itt σ helyett κ , i helyett ϑ szerepel és hogy ΔH és $(\Delta H)'$ -ben még a $\cos \alpha$ tényező is fellép.

Az $1:r_1^2 r_2^2$ tényező és valóságos hatók esetén a d és a κ tényezők természetesen itt is 0-tól különbözők.

Az i helyébe lépő ϑ szög a $0 < i < \pi$ feltétel helyett az abból következő

$$-I_s < \vartheta < \pi - I_s$$

feltételnek tartozik eleget tenni, ami I_s lehetséges értékeit figyelembe véve azt jelenti, hogy a ϑ szög 0 , $\frac{\pi}{2}$ és π is lehet. Tehát a c_θ és s_θ együttthatók eltűnésének kizárása itt azt jelenti, hogy itt a $\vartheta = 0$, $\frac{\pi}{2}$ és π szögeket, vagyis a \mathfrak{H}_{sz}

térerősséggel *megegyező* irányban, arra pozitív értelemben *merőlegesen* és a vele *ellenkező* irányban lejtő végtelen rétegeket kell kizárni tárgyalásunkból. (Viszont az $i = \frac{\pi}{2}$ -nek megfelelő függőleges réteget általában nem kell kizárnunk, csak $I_s = 0$ esetén, mert akkor ϑ megegyezik i -vel.)

Továbbá ki kell zárni még azt az esetet is, ha a végtelen ható réteg csapásiránya megegyezik a mágneses meridián irányával, mert akkor $\alpha = \frac{\pi}{2}$ lévén $\cos \alpha = 0$.

Itt tehát a gravitációs ható réteg egyetlen $i = \frac{\pi}{2}$ esetével szemben a $\vartheta = 0$,

$\frac{\pi}{2}$, π és az $\alpha = \frac{\pi}{2}$ eseteket kell kizárni és majd külön vizsgálat tárgyává tenni.

Ha ennek megfelelően most feltesszük, hogy a nyilvánvalóan el nem tűnő tényezőkön kívül c_ϑ , s_ϑ és $\cos \alpha$ sem tűnik el, akkor $(\Delta H)'$ és $(\Delta Z)'$ is csak ott lehet 0, ahol e deriváltak szögletes zárójelben foglalt, s -ben másodfokú kifejezései eltűnnek. Észreint $(\Delta H)'$ és $(\Delta Z)'$ 0-helyeinek abszcisszái a következő másodfokú egyenleteket elégítik ki:

$$(\Delta H)' \dots (s - c)^2 + 2h \operatorname{tg} \vartheta (s - c) - (h^2 + d^2) = 0$$

$$(\Delta Z)' \dots (s - c)^2 - 2h \operatorname{ctg} \vartheta (s - c) - (h^2 + d^2) = 0$$

$(\Delta H)'$ nullhelyeit p_1 , p_2 -vel, $(\Delta Z)'$ nullhelyeit q_1 , q_2 -vel jelölve:

$$p_1 \left. \begin{array}{l} \\ p_2 \end{array} \right\} = c - h \operatorname{tg} \vartheta \pm \sqrt{h^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta + h^2 + d^2}$$

$$q_1 \left. \begin{array}{l} \\ q_2 \end{array} \right\} = c + h \operatorname{ctg} \vartheta \pm \sqrt{h^2 \operatorname{ctg}^2 \vartheta + h^2 + d^2}$$

Hogy ezek a nullhelyek ΔH -nak és ΔZ -nek csakugyan szélsőértékhelyei-e és ha igen, e helyeken maximumuk vagy minimumuk van-e, azt itt is a *második deriváltak* e helyeken felvett értékeinek vizsgálatával dönthetjük el. A második deriváltak:

$$(\Delta H)'' = \left(\frac{2d\kappa c_\vartheta}{r_1^2 r_2^2} \right)' [(s - c)^2 + 2h \operatorname{tg} \vartheta (s - c) - (h^2 + d^2)] \cos \alpha + \\ + \frac{4d\kappa c_\vartheta}{r_1^2 r_2^2} (s - c + h \operatorname{tg} \vartheta) \cos \alpha$$

$$(\Delta Z)'' = \left(\frac{2d\kappa s_\vartheta}{r_1^2 r_2^2} \right)' [(s - c)^2 - 2h \operatorname{ctg} \vartheta (s - c) - (h^2 + d^2)] + \\ + \frac{4d\kappa s_\vartheta}{r_1^2 r_2^2} (s - c - h \operatorname{ctg} \vartheta)$$

Ha ez első deriváltak 0-helyeit ide behelyettesítjük, akkor éppúgy, mint előbb, a következő eredményre jutunk:

$$\left. \begin{aligned} (\Delta H)''(p_1) \\ (\Delta H)''(p_2) \end{aligned} \right\} = \pm \frac{4d\kappa c_\theta}{r_1^2 r_2^2} \sqrt{h^2 \operatorname{ctg}^2 \vartheta + h^2 + d^2} \cdot \cos \alpha$$

$$\left. \begin{aligned} (\Delta Z)''(q_1) \\ (\Delta Z)''(q_2) \end{aligned} \right\} = \pm \frac{4d\kappa s_\theta}{r_1^2 r_2^2} \sqrt{h^2 \operatorname{ctg}^2 \vartheta + h^2 + d^2}$$

Látjuk, hogy ha – mint feltettük – d , κ , c_θ , s_θ és $\cos \alpha$ egyike sem nulla, akkor ΔH és ΔZ második deriváltjai az első deriváltak 0-helyein 0-tól különbözőnek, tehát ezek a helyek ΔH -nak és ΔZ -nek csakugyan szélsőértékhelyei.

Tekintettel c_θ és s_θ jelentésére és $\sin i$ pozitív voltára:

$$\operatorname{sg} c_\theta = \operatorname{sg} |\zeta_{sz}| \sin i \cos \vartheta = \operatorname{sg} \cos \vartheta$$

$$\operatorname{sg} s_\theta = \operatorname{sg} |\zeta_{sz}| \sin i \sin \vartheta = \operatorname{sg} \sin \vartheta$$

Mint hogy az $\alpha = \frac{\pi}{2}$ esetet kizártuk, az α azimut a

$$-\frac{\pi}{2} < \alpha < \frac{\pi}{2}$$

feltételnek tesz eleget, tehát $\cos \alpha$ pozitív.

Ezeket figyelembe véve és a nyilvánvalóan pozitív tényezőket elhagyva:

$$\operatorname{sg} (\Delta H)''(p_1) = -\operatorname{sg} (\Delta H)''(p_2) = \operatorname{sg} \kappa \cos \vartheta$$

$$\operatorname{sg} (\Delta Z)''(q_1) = -\operatorname{sg} (\Delta Z)''(q_2) = \operatorname{sg} \kappa \sin \vartheta$$

Tehát mindkét anomáliakomponens két szélsőérték helyén a második deriváltjaik itt is ellentétes előjelűek, azaz mindkét komponens két szélsőértéke egymással *ellentétes jellegű*: az egyik maximum, a másik minimum.

A szélsőérték helyek *jellegének* kifejezésére legyen itt is p_1 és p_2 közül ΔH maximumhelyének abszcisszája P , minimumhelyének abszcisszája p , a q_1 és q_2 abszcisszák közül ΔZ maximumhelyének abszcisszája Q , minimumhelyének abszcisszája q .

A gravitációs eset tárgyalásához hasonlóan e jelölésekkel a második deriváltak előjelére, illetve a *szélsőértékek jellegére* és sorrendjére vonatkozó eredményünk itt a következőképpen fejezhető ki:

$$\operatorname{sg}(p-P) = \operatorname{sg} \kappa \cos \vartheta$$

$$\operatorname{sg}(q-Q) = \operatorname{sg} \kappa \sin \vartheta$$

Az első egyenlőségből következik, hogy ha κ és $\cos \vartheta$ megegyező előjelűek, akkor $P < p$, tehát ΔH kisebbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, a másik minimum. Ha pedig κ és $\cos \vartheta$ különböző előjelűek, akkor $p < P$, tehát ΔH kisebbik abszcisszájú szélsőértéke *minimum* és a másik maximum.

A második egyenlőségből pedig az következik, hogy ha α és $\sin \vartheta$ megegyező előjelűek, akkor $Q < q$, tehát ΔZ kisebbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, a másik minimum. Ha pedig α és $\sin \vartheta$ különböző előjelűek, akkor $q < Q$, tehát ΔZ kisebbik abszcisszájú szélsőértéke *minimum* és a másik maximum.

A ΔH és ΔZ anomáliakomponensek szélsőértékhelyeinek jellegét és helyzetét a $\vartheta = 0, \frac{\pi}{2}$ és π esetben és az $\alpha = \frac{\pi}{2}$ esetet külön kell majd megvizsgálnunk.

X. Végtelen függőleges vagy ferde rétegnek tekinthető homogén ható test meghatározása a mért gravitációs és földmágneses anomáliákból

Ebben a fejezetben a homogén tömegeloszlású illetve homogén mágnesezettségű *végtelen függőleges vagy ferde réteg* gravitációs illetve mágneses hatása kiszámításának *fordított feladatával* foglalkozunk: a végtelen rétegnek tekinthető ható test helyzetét, méreteit, alakját és a tömegeloszlását illetve mágnesezettségét jellemző c, h, d, i, σ , illetve ϑ és α adatokat kívánjuk a *mért anomáliákból* meghatározni.

Láttuk, hogy ilyen végtelen réteg gravitációs és mágneses hatásából származó anomáliák szélsőértékhelyeinek abszcisszái a következő *másodfokú egyenleteket* elégítik ki:

$$U_{ss} \text{ és } \Delta H \dots (s-c)^2 + 2h \operatorname{tg} \beta (s-c) - (h^2 + d^2) = 0$$

$$U_{sz} \text{ és } \Delta Z \dots (s-c)^2 - 2h \operatorname{ctg} \beta (s-c) - (h^2 + d^2) = 0$$

ahol β a gravitációs esetben a ható réteg i lejtésszögét, a mágneses esetben pedig a $\vartheta = i - I_s$ szöget jelenti.

Ezekben az egyenletekben a ható réteget meghatározó adatok közül c az s mellett kivonandóként, h, β és d pedig az egyenletek együtthatóiban szerepelnek. Közelfekvő gondolat tehát, hogy a ható réteget jellemző adatok meghatározására a *másodfokú egyenlet gyökei és együtthatói* között fennálló ismert kapcsolatokat alkalmazzuk.

Eddig is alkalmazott jelölésünk szerint legyen:

U_{ss} és ΔH	maximumhelyének abszcisszája	P
	minimumhelyének	p
U_{sz} és ΔZ	maximumhelyének	Q
	minimumhelyének	q

Tekintsük s helyett az $s - c$ különbséget ismeretlennek, tehát a $P - c, p - c$ és $Q - c, q - c$ különbségeket másodfokú egyenleteink gyökeinek.

Alkalmazzuk először a gyökök szorzatára vonatkozó tételt. Minthogy a két másodfokú egyenlet szabad tagjai közösek, a gyökeik szorzata megegyezik egymással:

$$(P - c)(p - c) = (Q - c)(q - c) = -(h^2 + d^2)$$

$$Pp - (P + p)c = Qq - (Q + q)c$$

Innen a ható réteg keresztmetszetét felülről határoló vízszintes oldal *közepének abszcisszája*:

$$c = \frac{Qq - Pp}{Q + q - P - p}$$

Helyezzük most az abszcisszák kezdőpontját a c abszcisszájú pontba és legyen:

$$P - c = M \quad Q - c = N$$

$$p - c = m \quad q - c = n$$

Alkalmazzuk most a gyökök összegére vonatkozó tételt:

$$M + m = -2h \operatorname{tg} \beta$$

$$N + n = 2h \operatorname{ctg} \beta$$

Ezek felének -1 -szeres szorzatából vont négyzetgyök adja a ható réteg keresztmetszetét felülről határoló vízszintes oldal *mélységét*:

$$h = \sqrt{-\frac{M+m}{2} \frac{N+n}{2}}$$

A tárgyalt végtelen réteg esetén a gyökjel alatti mennyiség pozitív, tehát a négyzetgyöke valós szám. Ha a mért anomáliák szélsőértékhelyeinek abszcisszáiból a gyökjel alatt mégis 0 vagy negatív szám, azaz h -ra 0 vagy képzetes szám adódik, akkor az azt jelenti, hogy a mért anomáliák nem értelmezhetők ilyen végtelen réteg gravitációs vagy mágneses hatásaként.

A h mélység jelentésénél fogva csak pozitív lehet, tehát a négyzetgyök két értéke közül csak a pozitív előjelűt kell tekintetbe venni.

Alkalmazzuk ismét a gyökök szorzatára vonatkozó tételt:

$$Mm = Nn = -(h^2 + d^2)$$

Innen a ható réteg keresztmetszetének *fél vastagsága*:

$$d = \sqrt{-Mm - h^2} = \sqrt{-Nn - h^2}$$

és a teljes *vastagsága*:

$$D = 2d$$

A tárgyalt végtelen réteg esetén a gyökjel alatti mennyiségek itt is pozitívek és a két gyökjel alatti mennyiség megegyezik egymással. Ha a mért anomáliák szélsőértékhelyeinek abszcisszáiból és h -ból a gyökjel alatt mégis 0 vagy negatív szám, azaz d -re 0 vagy képzetes szám adódik, vagy ha a két gyökmennyiség jelentékenyen különbözik egymástól, akkor az ismét azt jelenti, hogy a mért anomáliák nem értelmezhetők ilyen végtelen réteg gravitációs vagy mágneses hatásaként.

Jelentésénél fogva d is csak pozitív szám lehet, tehát a négyzetgyök két értéke közül itt is csak a pozitív előjelűt kell tekintetbe venni.

Tekintsük ismét a gyökök összegére vonatkozó tétel két egyenlőségét:

$$M + m = -2h \operatorname{tg} \beta$$

$$N + n = 2h \operatorname{ctg} \beta$$

Ezekből $\operatorname{tg} \beta$ kétféleképpen is kiadódik:

$$\operatorname{tg} \beta = -\frac{M + m}{2h} = \frac{2h}{N + n}$$

amely két értéknek természetesen kielégítően meg kell egyezniök egymással. [12]

E képletekből $\operatorname{tg} \beta$, azaz $\operatorname{tg} i$ és $\operatorname{tg} \vartheta$ az előjelükkel együtt adódnak. De meghatározható $\operatorname{tg} i$ és $\operatorname{tg} \vartheta$ előjele az U_{ss} és U_{sz} illetve a ΔH és ΔZ anomáliák szélsőértékeinek jellegére vonatkozó következő egyenlőségekből is:

$$\operatorname{sg}(p - P) = \operatorname{sg}(m - M) = \operatorname{sg} \sigma \cos i$$

$$\operatorname{sg}(q - Q) = \operatorname{sg}(n - N) = \operatorname{sg} \sigma$$

$$\operatorname{sg}(p - P) = \operatorname{sg}(m - M) = \operatorname{sg} \kappa \cos \vartheta$$

$$\operatorname{sg}(q - Q) = \operatorname{sg}(n - N) = \operatorname{sg} \kappa \sin \vartheta$$

Ezekből:

$$\operatorname{sg} \operatorname{tg} i = \operatorname{sg} \cos i = \operatorname{sg}(m - M)(n - N)$$

$$\operatorname{sg} \operatorname{tg} \vartheta = \operatorname{sg} \sin \vartheta \cos \vartheta = \operatorname{sg}(m - M)(n - N)$$

Ezek az előjelegyenlőségek azt jelentik, hogy ha az U_{ss} és U_{sz} , illetve a ΔH és ΔZ anomáliakomponensek kisebbik abszcisszájú szélsőértékei *megegyező jellegűek* (mindkettő maximum vagy mindkettő minimum) akkor $\operatorname{tg} i$ illetve $\operatorname{tg} \vartheta$ pozitív, ha *különböző jellegűek* (az egyik maximum, a másik minimum) akkor $\operatorname{tg} i$ illetve $\operatorname{tg} \vartheta$ negatív.

Természetesen $\operatorname{tg} i$ és $\operatorname{tg} \vartheta$ innen adódó előjelének meg kell egyeznie $\operatorname{tg} i$ és $\operatorname{tg} \vartheta$ -nak $\operatorname{tg} \beta$ kétféle képletéből kapott előjével.

Ha M , m és N , n az U_{ss} , U_{sz} gravitációs anomáliák szélsőérték helyeit jelölik, akkor $\operatorname{tg} \beta$ képletei közvetlenül a végtelen réteg $\beta = i$ lejtésszögét határozzák meg. A meghatározás teljesen *egyértelmű*, mert i csak a

$$0 < i < \pi$$

szögtartományba tartozó szög lehet és ebben a π szélességű nyílt szögtartományban csak egy olyan i szög van, amelynek a tangense megadott számmal egyenlő.

Hozzátehetjük még, hogy ha a szokásos tangenstáblázatokból visszakereséssel a $\operatorname{tg} i$ abszolút értékéhez tartozó I. negyedbeli, azaz hegyes szöget i_1 -nek találjuk és

$$\operatorname{tg} i > 0, \text{ akkor } i = i_1$$

ha pedig

$$\operatorname{tg} i < 0, \text{ akkor } i = \pi - i_1$$

Ha M , m és N , n a ΔH és ΔZ mágneses anomáliák szélsőértékhelyeit jelölik, akkor a $\operatorname{tg} \beta$ képleteiből adódó β szög nem közvetlenül az i lejtésszöget, hanem a $\vartheta = i - I_s$ szöget határozza meg. Ez a meghatározás is teljesen *egyértelmű*, mert ϑ csak a

$$-I_s < \vartheta < \pi - I_s$$

szögtartományba tartozhatik, ez is π szélességű nyílt szögtartomány, tehát ebben is csak egy olyan ϑ szög van, amelynek a tangense megadott számmal egyenlő.

Most azonban a $\operatorname{tg} \vartheta$ abszolút értékéhez a tangenstáblázatból visszakeresett ϑ_1 I. negyedbeli azaz hegyesszögből a $-I_s < \vartheta < \pi - I_s$ tartományba tartozó, adott előjelű és értékű $\operatorname{tg} \vartheta$ -nak megfelelő ϑ szög meghatározása bonyolultabb, mint előbb az i szögé volt, mert ϑ szögtartománya I_s értékétől és előjelétől függően más és más szögnegyedekre terjedhet ki, és egyszerre három síknegyedre is kiterjedhet.

1. Abban a szélső esetben, ha I_s (és egyúttal I is) a lehető legnagyobb értéket veszi fel:

$$I_s = I = \frac{\pi}{2}$$

vagyis ha a földmágneses térerősség \mathfrak{H} vektora függőlegesen lefelé mutat (az északi mágneses póluson), akkor ϑ szögtartománya:

$$-\frac{\pi}{2} < \vartheta < \frac{\pi}{2}$$

Tehát ekkor $\vartheta \left(= i - \frac{\pi}{2} \right)$ I. és IV. negyedbeli szög lehet és ezért ekkor:

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta > 0 \text{ akkor } \vartheta = \vartheta_1$$

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta < 0 \text{ akkor } \vartheta = -\vartheta_1$$

2. Ha I_s (és I) I. negyedbeli szög, vagyis ha a földmágneses térerősség vektora ferdén lefelé mutat (ez a *mágneses északi féltekén*, tehát nálunk is megvalósuló eset):

$$0 < I_s < \frac{\pi}{2}$$

akkor ϑ szögtartománya:

$$-\frac{\pi}{2} < -I_s < \vartheta < \pi - I_s < \pi$$

Tehát ekkor $\vartheta - I_s$ -nél nagyobb (I_s -nél kisebb abszolút értékű) IV. negyedbeli, I. negyedbeli és $\pi - I_s$ -nél kisebb II. negyedbeli szög lehet. Ezért ekkor:

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta > 0 \quad \text{akkor } \vartheta = \vartheta_1$$

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta > 0 \text{ és } \vartheta_1 < I_s \text{ akkor } \vartheta = \pi + \vartheta_1$$

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta < 0 \text{ és } \vartheta_1 > I_s \text{ akkor } \vartheta = \pi - \vartheta_1$$

3. Ha $I_s = I = 0$, vagyis ha a földmágneses térerősség vektora vízszintes (*a mágneses egyenlítőn*), akkor ϑ szögtartománya:

$$0 < \vartheta < \pi$$

Tehát ekkor $\vartheta (= i)$ I. és II. negyedbeli szög lehet. Ezért ekkor:

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta > 0 \text{ akkor } \vartheta = \vartheta_1$$

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta < 0 \text{ akkor } \vartheta = \pi - \vartheta_1$$

4. Ha I_s (és I) IV. negyedbeli szög, azaz ha a földmágneses térerősség vektora ferdén felfelé mutat (*a mágneses déli féltekén*):

$$-\frac{\pi}{2} < I_s < 0$$

akkor I_s negatív lévén, $-I_s = |I_s|$, és ϑ szögtartománya:

$$0 < |I_s| < \vartheta < \pi + |I_s| < 3\frac{\pi}{2}$$

Tehát ekkor ϑ $|I_s|$ -nél nagyobb I. negyedbeli, II. negyedbeli és $\pi + |I_s|$ -nél kisebb III. negyedbeli szög lehet, és ezért ekkor:

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta > 0 \text{ és } \vartheta_1 > |I_s| \text{ akkor } \vartheta = \vartheta_1$$

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta > 0 \text{ és } \vartheta_1 < |I_s| \text{ akkor } \vartheta = \pi + \vartheta_1$$

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta < 0 \text{ akkor } \vartheta = \pi - \vartheta_1$$

5. Végül abban a másik szélső esetben, ha I_s (és I is) a lehető legnagyobb abszolút értékű negatív értékét veszi fel:

$$I_s = I = -\frac{\pi}{2}$$

vagyis ha a földmágneses térerősség vektora függőlegesen felfelé mutat (*a déli mágneses póluson*), akkor $-I_s = \frac{\pi}{2}$ lévén:

$$\frac{\pi}{2} < \vartheta < 3\frac{\pi}{2}$$

Tehát ekkor $\vartheta \left(= i + \frac{\pi}{2} \right)$ II. és III. negyedbeli szög lehet, és ezért ekkor:

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta > 0, \text{ akkor } \vartheta = \pi + \vartheta_1$$

$$\text{ha } \operatorname{tg} \vartheta < 0, \text{ akkor } \vartheta = \pi - \vartheta_1$$

Ezzel a ϑ meghatározásának összes lehetséges eseteit tekintetbe vettük. Természetesen $i = I_s + \vartheta$ lévén, a mágneses anomáliákból ϑ -val együtt végtelen rétegünk i lejtésszöge is szintén *teljesen egyértelműen* meghatározható.

A szélsőértékek jellegének meghatározására vonatkozó egyenlőségekből az i illetve ϑ szög ismerete után σ illetve \varkappa előjele is meghatározható.

A ható réteg és a környezet σ sűrűségkülönbségének az előjele:

$$sg\sigma = sg(m - M)\cos i$$

$$sg\sigma = sg(n - N)$$

Az első egyenlőségből következik, hogy ha $\cos i$ pozitív, azaz ha i I. negyedbeli szög, és U_{ss} kisebbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, akkor σ pozitív, ha e szélsőérték *minimum*, akkor σ negatív.

Ha pedig $\cos i$ negatív, azaz ha i II. negyedbeli szög, és U_{ss} nagyobbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, akkor σ pozitív, ha e szélsőérték *minimum*, akkor σ negatív.

A második egyenlőségből egyszerűbb a következtetés: ha U_{sz} kisebbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, akkor σ pozitív, ha pedig e szélsőérték *minimum*, akkor σ negatív.

A ható réteg és a környezet \varkappa szuszceptibilitás-különbségének az előjele:

$$sg\varkappa = sg(m - M)\cos \vartheta$$

$$sg\varkappa = sg(n - N)\sin \vartheta$$

Az első egyenlőségből következik, hogy ha $\cos \vartheta$ pozitív, azaz, ha ϑ I. vagy IV. negyedbeli szög, és ΔH kisebbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, akkor \varkappa pozitív, ha e szélsőérték *minimum*, akkor \varkappa negatív.

Ha pedig $\cos \vartheta$ negatív, azaz ϑ II. vagy III. negyedbeli szög, és ΔH nagyobbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, akkor \varkappa pozitív, ha e szélsőérték *minimum*, akkor \varkappa negatív.

A második egyenlőségből pedig az következik, hogy ha $\sin \vartheta$ pozitív, azaz ha ϑ I. vagy II. negyedbeli szög, és ΔZ kisebbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, akkor \varkappa pozitív, ha e szélsőérték *minimum*, akkor \varkappa negatív.

Ha pedig $\sin \vartheta$ negatív, azaz ha ϑ III. vagy IV. negyedbeli szög, és ΔZ nagyobbik abszcisszájú szélsőértéke *maximum*, akkor \varkappa pozitív, ha e szélsőérték *minimum*, akkor \varkappa negatív.

Eddigi tárgyalásunk szerint a homogén tömegeloszlású végtelen függőleges vagy ferde réteg helyzetének, mélységének, szélességének és lejtésszögének meghatározásához az Eötvös-féle gravitációs illetve a földmágneses anomáliák szélsőértékhelyeinek csak az abszcisszáit, a réteg és a környezet sűrűség- illetve szuszceptibilitáskülönbsége előjelének a megállapításához pedig e szélsőértékeknek csak a jellegét kell ismerni. Maguknak a szélsőértékeknek, sőt semmiféle anomáliaértéknek az ismeretere az eddig tárgyalt számításokban nincs szükség. Az elvégzendő számítások is igen egyszerűek, különleges táblázatok, grafikonok, diagramok, nomogramok vagy más segédeszközök alkalmazása egyáltalán nem szükséges.

Mindez különösen a mágneses hatószámításban jelent figyelemreméltó körülményt. Ugyanis, ha a földmágneses anomáliák kiszámítása során alkalmazandó javítások (korrekciók) és redukciók eléggé kicsinyek, vagy ha a válto-

zásuk a mérés vonala mentén eléggé fokozatos, akkor a kiszámított anomáliák szélsőértékhelyei a javítatlan és redukálatlan mért értékek szélsőérték-helyeivel eléggé vagy teljesen megegyeznek. Tehát a ható réteg helyzete, mélysége, szélessége, lejtésszöge és a környezetéhez viszonyított szuszeptibilitás-különbségének az előjele már a mért értékek, sőt a *műszerleolvasások szélsőértékeinek a helyzetéből és jellegéből*, akár mérés közben a terepen is elég egyszerűen meghatározható.

A ható réteg és a környezet *sűrűség- és szuszeptibilitáskülönbsége értékének* kiszámítására azonban természetesen már az *anomáliák szélsőértékeit* magukat is fel kell használnunk, mert hiszen az anomáliák értékei a σ sűrűségkülönbséggel, illetve a κ szuszeptibilitás-különbséggel arányosak.

Az anomáliaértékek felhasználásában azonban óvatosaknak kell lennünk, mert az *anomáliák zérusszintjei* általában nem ismeretesek. Az U_{xx} , U_{xz} , illetve a H , Z mennyiségek normális értékei nem mindig adják meg ezt a zérusszintet, mert ezekhez nemcsak a keresett hatók lokális hatásai, hanem *ismeretlen regionális hatások* is hozzájárulhatnak.

Ha ezek a regionális hatások ismeretesek, akkor természetesen eljárásunk alkalmazása előtt a mért anomáliákból ezeket a regionális hatásokat le kell vonnunk.

Ha a regionális hatás nem ismeretes ugyan de feltételezhető, hogy a *mérés vonala mentén* (kielégítően) *állandó*, akkor ez a regionális hatás eljárásunk eddig tárgyalt részének alkalmazását egyáltalán nem érinti, a σ sűrűségkülönbség és a κ szuszeptibilitáskülönbség értékének kiszámításában pedig a most következő tárgyalás szerint küszöbölhető ki.

Először a σ *sűrűségkülönbség* kiszámítását tárgyaljuk. Az U_{ss} és U_{sz} anomáliákban jelentkező regionális hatásokat R_{ss} és R_{sz} -vel jelölve, U_{ss} és U_{sz} a következő teljesebb alakban fejezhető ki:

$$U_{ss}(s) = \sigma[c_i\lambda(s) - s_i\varphi(s)] + R_{ss}(s)$$

$$U_{sz}(s) = \sigma[s_i\lambda(s) + c_i\varphi(s)] + R_{sz}(s)$$

A zárójelbe tett s annak a helynek az abcisszáját jelenti, amely helyen jelölésünk a helytől függő mennyiségek értékét kifejezi.

Fejezzük ki a regionális hatással terhelt anomáliák értékeit végtelen rétegünk hatásának M , m és N , n szélsőérték-helyein, azaz fejezzük ki U_{ss} és U_{sz} *maximális és minimális értékeit*:

$$U_{ss}(M) = \sigma[c_i\lambda(M) - s_i\varphi(M)] + R_{ss}(M)$$

$$U_{ss}(m) = \sigma[c_i\lambda(m) - s_i\varphi(m)] + R_{ss}(m)$$

$$U_{sz}(N) = \sigma[s_i\lambda(N) + c_i\varphi(N)] + R_{sz}(N)$$

$$U_{sz}(n) = \sigma[s_i\lambda(n) + c_i\varphi(n)] + R_{sz}(n)$$

Ha a regionális hatások állandók, vagy legalább is a M és m , illetve N és n szélsőérték-helyeken *megegyező értékűek*:

$$R_{ss}(M) = R_{ss}(m) \quad R_{sz}(N) = R_{sz}(n)$$

akkor σ az U_{ss} , illetve U_{sz} anomáliák maximális és minimális értékeinek különbségéből e regionális anomáliáktól függetlenül meghatározható:

$$\sigma = \frac{U_{ss}(M) - U_{ss}(m)}{c_i[\lambda(M) - \lambda(m)] - s_i[\varphi(M) - \varphi(m)]}$$

$$\sigma = \frac{U_{sz}(N) - U_{sz}(n)}{s_i[\lambda(N) - \lambda(n)] + c_i[\varphi(N) - \varphi(n)]}$$

Az anomáliák maximális és minimális értékeinek különbségét az anomália-függvény *amplitúdójának* nevezhetjük. Tehát a *ható végtelen közeget* és a *környezet sűrűségének különbsége*, σ , az ismeretlen, de állandónak vagy legalább az anomáliák maximális és minimális helyén ugyanakkorának feltételezhető regionális hatástól függetlenül az U_{ss} és U_{sz} anomáliák *amplitúdóiból* számítható ki.

Az U_{ss} és az U_{sz} anomália amplitúdójából számított σ értékeknek (éppen úgy, mint a kétféleképpen kapott d , tg i és sg σ értékeknek) természetesen meg kell egyezniük egymással. Nagyobb eltérés azt jelenti, hogy a mért anomáliák nem értelmezhetők ilyen végtelen réteg gravitációs hatásaként, viszont a kétféleképpen kapott értékek *kielégítő megegyezése* az eljárás alkalmazhatóságát igazolhatja. Kisebb eltérés esetén a két érték *aritmetikai közepét* fogadjuk el a ható réteget jellemző adatként:

$$\sigma = \frac{\sigma_{ss} + \sigma_{sz}}{2}$$

Természetesen σ most az *előjellel együtt* adódik és az *előjelének* meg kell egyeznie σ előbb kétféleképpen is megkapott előjellel.

Ezzel a homogén tömegeloszlású végtelen ferde rétegnek feltételezett ható test c , h , d , i és σ jellemző adatait mind meghatároztuk.

Most térjünk át a \varkappa *szuszceptibilitáskülönbség* kiszámítására. A ΔH és ΔZ anomáliákban jelentkező regionális hatásokat R_H és R_Z -vel jelölve, ΔH és ΔZ a következő teljesebb alakban fejezhető ki:

$$\Delta H(s) = \varkappa[c_\beta\lambda(s) - s_\beta\varphi(s)] \cos \alpha + R_H(s)$$

$$\Delta Z(s) = \varkappa[s_\beta\lambda(s) + c_\beta\varphi(s)] + R_Z(s)$$

Ha R_H és R_Z ismét *állandók* vagy legalább is az illető anomália szélső-értékhelyein *megegyező értékűek*:

$$R_H(M) = R_H(m) \quad \text{és} \quad R_Z(N) = R_Z(n)$$

akkor σ kiszámításához hasonlóan:

$$\varkappa = \frac{\Delta H(M) - \Delta H(m)}{c_\beta[\lambda(M) - \lambda(m)] - s_\beta[\varphi(M) - \varphi(m)]} \sec \alpha$$

$$\varkappa = \frac{\Delta Z(N) - \Delta Z(n)}{s_\beta[\lambda(N) - \lambda(n)] + c_\beta[\varphi(N) - \varphi(n)]}$$

Tehát a ható réteg és a környezet szuszeptibilitásának különbsége, κ is, az ismeretlen, de állandónak vagy legalább az anomáliák maximális és minimális helyén ugyanakkorának feltételezhető regionális hatástól függetlenül a ΔH és ΔZ anomáliák amplitúdóiból számítható ki.

A ΔH és a ΔZ amplitúdójából számított két κ értéknek (éppenúgy, mint a kétféleképpen kapott d , $\text{tg } \theta$ és $\text{sg}\kappa$ értékeknek) természetesen meg kell egyezniük egymással. Nagyobb eltérés azt jelenti, hogy a mért anomáliák nem értelmezhetők ilyen végtelen réteg mágneses hatásaként, viszont a kétféleképpen kapott értékek kielégítő megegyezése az eljárás alkalmazhatóságát igazolhatja. Kisebbségi eltérés esetén a két érték aritmetikai közepét fogadjuk el a ható réteget jellemző adatként:

$$\kappa = \frac{\kappa_H + \kappa_Z}{2}$$

Természetesen az anomáliák amplitúdóiból κ is az előjellel együtt adódik és ennek az előjelnek meg kell egyeznie κ előbb kétféleképpen is megkapott előjellel.

Ezzel a homogén indukált mágnesezettségű végtelen függőleges vagy ferde rétegnek tekinthető ható test c , h , d , θ , i és κ jellemző adatait mind meghatároztuk.

A ható meghatározása után a kapott hatótest hatásának kiszámításával győződhetünk meg arról, hogy e ható számított hatása a mért anomáliákkal kielégítően megegyezik-e.

Nem várható, hogy a kiszámított hatás menete a mért anomáliák menetével teljesen megegyező legyen, mert a mért hatást nemcsak regionális hatások, hanem szomszédos lokális hatások is befolyásolhatják. Azt azonban elvárhatjuk, hogy a számított hatásnak csakugyan az alapul vett P , p és Q , q helyeken legyenek a szélsőértékei és hogy az anomáliakomponensek számított amplitúdói a mért amplitúdókkal kielégítően megegyezzenek. Amplitúdóbeli eltérés csak abból eredhet, hogy a számított hatást, pl. a mágneses hatást nem komponensenként külön az illető komponens amplitúdójából kapott κ_H -vel, illetve κ_Z -vel, hanem mindkét komponens hatását ezek κ aritmetikai középértékével számítjuk ki. Ez esetben az szükséges, hogy a ΔH anomáliák mért és számított amplitúdójának hányadosa a $\kappa_H:\kappa$ hányadossal, a ΔZ anomáliák mért és számított amplitúdójának hányadosa pedig a $\kappa_Z:\kappa$ hányadossal kielégítően megegyező legyen.

Hasonló követelményt állapíthatunk meg az U_{ss} és U_{sz} gravitációs anomáliák mért és számított amplitúdóinak hányadosára is.

Ha a mért anomáliákból kiszámított ható test számított hatása a tárgyalt értelemben kielégítően megegyezik a mért anomáliákkal, akkor a számított hatás alapján meghatározhatjuk még a mért anomáliák eddig ismeretlen nullvonalát és ezzel a lokális anomáliákhoz hozzájáruló szintén ismeretlen, a mérés vonalának a maximumot és a minimumot magában foglaló intervallumában állandónak feltételezett regionális hatás értékét is.

Itt azt a közelfekvő gondolatot alkalmazzuk, hogy az anomáliák mért amplitúdóit a számított maximum és minimum abszolút értékének arányában ketté osztó, az abszcissa tengellyel párhuzamos egyenest tekintjük az illető anomália nullvonalának és e nullvonal képviselte anomáliaértéket a konstans regionális anomália értékének.

IRODALOM

- [1] L. pl. POGÁNY Béla, *Az elektromágneses tér*. Budapest, 1927. 19. § (30 a^{'''}), 89. old.
POGÁNY ψ potenciálja megfelel $-W$ -nek és $\text{grad } \frac{1}{r}$ helyébe $-\text{grad } \frac{1}{r}$ teendő (91. és 92. old.).
- [2] POGÁNY, *id. mű*, 19. § (30 c), 92. old.
- [3] *Bestimmung der Gradienten der Schwerkraft und ihrer Niveauflächen mit Hilfe der Drehwaage*, Verhandl. d. XV. allg. Konferenz der Internat. Erdmessung in Budapest, 1906. Bd. I. 337–395. – EÖTVÖS Loránd összegyűjtött munkái (Roland EÖTVÖS Gesammelte Arbeiten). A MTA megb. sajtó alá rendezte SELÉNYI Pál. Budapest, 1953. 91–160 old. IV. Beziehung zwischen den Störungen der Schwerkraft und des Erdmagnetismus, (18), 158 old.
- [4] H. HAALCK, *Die magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik*. Sammlung geophysikalischer Schriften herausgegeben von Prof. Dr. C. Mainka, Nr. 7. Berlin 1927. 48. old.
- [5] EÖTVÖS, *id. mű*, (20), 159. old.
- [6] L. pl. K. JUNG, *Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und KrümmungsgröÙe*. Zeitschrift f. Geophysik, Jahrg. 3. 1927, Heft 6. II. Annahmen und Vereinfachungen, 5. 260 old.
- [7] L. pl. H. HAALCK, *Die gravimetrischen Verfahren der angewandten Geophysik*. Samml. geophys. Schriften herausgeg. von Prof. C. Mainka, Nr. 10. Berlin 1929. IV. e) Der theoretische Zusammenhang zwischen erdmagnetischen und Drehwaagemessungen. (III), 160 old.
- [8] L. pl., $i = \pi - \alpha$, $q = \beta$ jelöléssel: H. REICH – R. v. ZWERGER, *Taschenbuch der angewandten Geophysik*. Leipzig 1943. B. Schweremessungen. Von K. SELLIEN u. R. v. ZWERGER. III. Drehwaagemessungen. 10. a) Formeln für einfache zweidimensionale Störungskörper. e) Ein aus unendlicher Tiefe schief aufsteigender Spalt. 179. old.
- [9] REICH – ZWERGER, *id. mű*, E. Magnetische Messungen. Von M. Rössiger. V. Auswertung von beob. Störungskurven. 7. Schichten (Platten) seitlich und nach unten unbegrenzt. 309 old. és 310 old. ¹ láhjegyz.
- [10] RENNER János és SZÉCSÓDY Miklós, *Egy egyszerű eszköz a gravitációs számítások megkönnyítésére*. Geodéziai Közöny XIII. évf. 1937. 5–8. sz.
- N. SZÉCSÓDY és J. RENNER, *Ein einfaches Instrument zur Erleichterung der Gravitationsberechnungen*. Beiträge zur angewandten Geophysik Bd. 6, Heft 3, 1937, 307–310 old.
- [11] EGYED László, *Felszínalatti táblás előfordulások adatainak meghatározása gravitációs és mágneses mérések alapján*. Bányászati és Kohászati Lapok, 1944. évi 8. sz. Lásd $s - c = \zeta$, illetve α , $h = c$, $i = \pi - \alpha$, $(p_1, p_2) = (\zeta_1, \zeta_2) = (x_1, x_2)$ jelöléssel a ζ -ra, illetve x -re közzölt másodfokú egyenleteket és nullhelyeiket.
- [12] 1952-ben megjelent dolgozatomban (Geofizikai Közlemények, I. köt. 5. sz. 1952. 41–50 old.) $\text{tg } \beta$ értékét a c helyre interpolált anomáliaértékekből határoztam meg (47 old.). Később (Geofizikai Közlemények, IV. köt. 2. sz. 1955. 45–56 old.) olyan képletet közöltem (46 old.), amely (a most közölt két képlet szorzata lévén) h -től függetlenül adja $\text{tg}^2 \beta$ értékét. A most közölt képletek a h mélységet is tartalmazzák ugyan, mégis lényegesen egyszerűbbek, mert a gyökvonásból eredő kétértékűség ezekben nem jelentkezik.

A SZERKESZTŐSÉG MEGJEGYZÉSE

A tanulmánnyal kapcsolatban a szerkesztőbizottság megjegyzi, hogy a mágneses hatószámítás kérdése hazai vonatkozásban ezzel korántsem tekinthető megoldottnak. A tapasztalatok és bizonyos elvi megfontolások arra utalnak, hogy Magyarországon a földmágneses anomáliákat jelentős mértékben vulkáni kőzetek, mégpedig bázisos paleo- és neovulkánitok okozzák (diabáz, bazalt, andezit). Kisebbszerepük van ebből a szempontból a savanyú vulkánitoknak (riolit, dacit, az andezit egyes válfajai), a neogén összletben néha tekintélyes vastagságot elérő különféle vulkáni tufáknak, a felszíni gránitoknak és kristályos paláknak; ebből következőleg a medence kristályos alaphegységének is. Utóbbinak csak bizonyos pásztái mágnesesek.

Az irodalom szerint a bázisos vulkáni kőzetekben az indukált mágnesezettség mellett a remanens mágnesezettség is jelentős szerepet kaphat, sőt uralkodó is lehet. Könnyen elképzelhető, hogy a magyar medence – egyéb sajátosságai mellett – a remanens mágnesezettség uralkodó szerepével is kitűnik – ebben az esetben viszont a hatószámításokat egészen más módon kell végezni.

Felhívjuk erre Olvasóink figyelmét, mert úgy véljük, hogy a földmágneses módszerfejlesztésnek ez a gondolat lehet a vezérlő szempontja.

Maga a remanens mágnesezettség természetesen nem kizárólagos hazai probléma. Emellett tanúskodnak a legújabb ilyen tárgyú közlemények, sőt néhányat a kérdés iránt érdeklődő Olvasók figyelmébe ajánlunk:

Henderson, R. G. és Zietz, J. 1957. Graphical calculation of total intensity anomalies of threedimensional bodies. *Geophysics*, 22.

Girdler, R. W. és Peter, G. 1960. An example of the importance of natural remanent magnetisation in the interpretation of magnetic anomalies. *Geophysical Prospecting*, 8.

Bott, M. H. P. és Masson-Smith, D., 1957. Interpretation of a vertical field magnetic survey in NE England. *Quart. J. Geol. Soc. London*, 113.

Bott, M. H. P. 1963. Two methods applicable to computers for evaluating magnetic anomalies due to finite three dimensional bodies. *Geophysical Prospecting*, 11., 3.

Az utóbbi tanulmány különös érdeme – és egyúttal a fejlődés irányát is mutatja – hogy a megoldást elektronikus számítógépre programozva keresi.

Д-Р ШЕБЕШТЬЕН КАРОЙ – МОРВАИ ЛАСЛО – КАРАШ ДЬЮЛА – КАРАШ ДЬЮЛАНЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ
КАРОТАЖНЫХ МАТЕРИАЛОВ СКВАЖИН, БУРЯЩИХСЯ НА ВОДУ

В связи с работами по поиску и разведке вод весьма существенным является определение распространения и пористости водоносных песчаных коллекторов. В работе описываются некоторые методы для определения пористости. Отдельные приемы иллюстрируются расчетными примерами.

K. SEBESTYÉN – L. MORVAI – GY. KARAS – ZS. KARAS
STUDY FOR QUANTITATIVE INTERPRETATION OF WATERWELL-LOGS

Both in prospecting and in exploitation of water, the knowledge of the extension and porosity of container sands is very important. Methods for the determination of the porosity of such are described, with numerical examples.

VIZSGÁLATOK VÍZKUTATÓ FŰRÁSOK MENNYISÉGI KIÉRTÉKELÉSÉVEL
KAPCSOLATBAN

SEBESTYÉN KÁROLY – MORVAI LÁSZLÓ – KARAS GYULA – KARAS GYULÁNÉ

A vízkutató fúrásoknál a mélyfúrési geofizikai mérésanyag a földtani megismerés egyik igen lényeges alapja. Lehetővé teszi a tároló rétegek felismerését, a réteghatárok pontos meghatározását, a tároló homok agyagosságának észlelését stb. A vízkészletekkel való tervszerű gazdálkodás azonban szükségessé teszi a rendelkezésre álló készletek megismerését is. Ez pedig feltételezi nem csak a tároló rétegek összvastagságának és kiterjedésének, hanem azok porozitásának ismeretét is. A tároló kiterjedése és összvastagsága a karottázs szelvények korrelációjából, a porozitás pedig azok mennyiségi kiértékeléséből határozható meg.

Az alábbiakban a porozitás meghatározásának néhány módszerét tekintjük át abból a szempontból, hogy mennyire alkalmazhatók azok víztároló homokok esetében.

A homokos tárolók olajkutatók szempontjából történő kiértékelése széles statisztikán alapuló matematikai összefüggéseken és az ezekben szereplő paraméterek mért értékein alapszik.

Ezek a következőkben foglalhatók össze:

1. A rétegvíz fajlagos ellenállása „ R_w ” (elektrokémiai aktivitása „ a_w ”) a fúróiszap filtrátumának fajlagos ellenállása „ R_{mf} ” (elektrokémiai aktivitása „ a_{mf} ”) és a természetes potenciál között fennáll az

$$SSP = -k \log \frac{a_w}{a_{mf}} = -k \log \frac{R_{mf}}{R_w}$$

összefüggés.

A rétegvíz fajlagos ellenállásának kiszámítása ebből az összefüggésből lehetséges.

2. A vízzel telített tiszta homokréteg ellenállásának „ R_0 ” és a telítő rétegvíz fajlagos ellenállásának hányadosa állandó érték: a formáció ellenállástényező

$$F = \frac{R_0}{R_w}$$

3. A tiszta homokok porozitása „ Φ ” és a formáció ellenállástényező közötti legáltalánosabb kapcsolat a következő

$$F = \frac{a}{\Phi^m}$$

4. Az $SSP = -k \log \frac{F R_{mf}}{F R_w} = -k \log \frac{R_{x0}}{R_0}$ összefüggés, mely az 1. alattiból

F -fel történő egyszerű bővítéssel nyerhető, a számítások közé bevonja az iszap-filtrátummal teljesen átjárt rétegszakaszt, a kiöblített zónát is.

A fúróluk falán iszaplepeny képződik, melynek tulajdonságai feltétlenül figyelembe veendőek akkor, ha kis behatolóképeségű mérőrendszerrel történik a fajlagos ellenállás mérése. Az előbbi összefüggésekben szereplő legfontosabb paraméterek: a rétegvíz fajlagos ellenállása, az érintetlen réteg valóságos fajlagos ellenállása, az elárasztott zóna, a kiöblített zóna és az iszaplepeny fajlagos ellenállása.

Ha az olajkutatókban ismert összefüggéseket kívánjuk alkalmazni, akkor számos nehézségbe ütközünk, amelyek részben alapvető jellegűek, részben a meglévő diagramok elégtelen terjedelméből következnek. Elvi jellegű az a kérdés, hogy elfogadható-e a formáció ellenállástényező és a porozitás között az általánosan feltételezett $F = 0,81/\Phi^2$ összefüggés. A gyakorlat azt mutatja, hogy még az 1,3-as porozitás kitevő is nagyobb, mint ami az egészen laza, homokos tárolókhoz alkalmas volna. Éppen ezért az $m = 2$ feltételezéssel kiszámított diagramok nem használhatók. A másik elvi jellegű problémakör a rétegvíz ionkoncentrációjának meghatározásához kapcsolódik. Ezzel a kérdéssel kapcsolatban már korábban történtek vizsgálatok (1). Ezek a vizsgálá-

tok akkor elsősorban arra irányultak, hogy a rétegvizeknek a SSP-ből kiszámítható összetétele mennyire egyezik a víz elemzése útján meghatározhatóval. A rétegvíz tulajdonságainak PS görbék alapján történő meghatározását kísérő bizonytalanságok megkerülését célozzák a mikroszondával történő mérések. Ha ugyanis fel lehet tételezni, hogy a mikroszondával végzett mérések behatolása teljesen az átöblített zóna területére esik, akkor az iszapfiltrátum fajlagos ellenállásának ismeretében a formáció ellenállástényező meghatározható.

A felsoroltak mellett új utakat nyit meg a porozitás meghatározására a gamma-gamma mérések felhasználása. Ezek alapján három eljárást vizsgáltunk és hasonlítottunk össze, melyek a jelenleg általánosan alkalmazott, vagy nehézségek nélkül kezelhető mérési komplexum alapján a porozitás meghatározását számszerűleg lehetővé teszik.

I. Alapösszefüggések

Az első eljárás a bevezetőben ismertetett alapösszefüggéseket tartalmazza. Felhasználja:

1. R_{mf} értékét, amely az iszap ismert hőmérsékleten mért fajlagos ellenállásából az $R_{mf} = 0,75 R_m$, összefüggéssel nyerhető.

2. R_0 értékét, melyet megfelelő pontossággal ad meg az $M^5,26AO,24B$ gradiens szonda. A számításokat természetesen csak vastag ($h > 5$ m) rétegekre végezzük el.

3. SP értékét, melynek a rétegvastagságból eredő korrekciója az általánosan ismert diagramokkal határozható meg.

4. K értékét, amely a hőmérséklet ismeretében határozható meg.

Ezen adatok felhasználásával meghatározható R_w értéke az 1. ábrán közölt diagramból.

R_0 és R_w hányadosa, vagyis a formáció ellenállástényező ismeretében a porozitás a bevezetésben említett $F = a/\Phi^m$ összefüggésből számítható.

Ez az összefüggés azonban az általában alkalmazott $F = 0,81/\Phi^2$ alakban nem vezet megfelelő eredményhez. Tapasztalataink szerint a legjobb közelítést az $F = 1/\Phi^{1,3}$ alakú kifejezés adja. A számítás menetét, ill. a felhasznált mennyiségeket a Királyhegyes Új Barázda T.Sz. fúrás karotázis szelvényein (2. ábra) mutatjuk be.

Vizsgált réteg települési mélysége: 344–359 m, PS anomália: $-7,2$ mV.
Képződmény hőmérséklete: 27°C

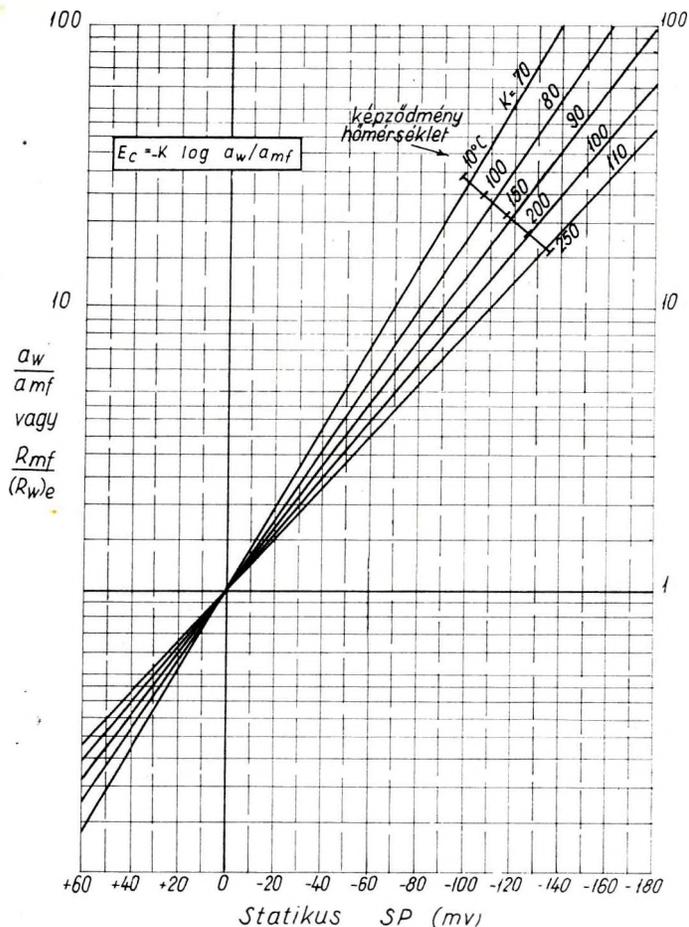
R_m a képződmény hőmérsékletén: $4,4$ ohmm.

Ezekből R_w számított értéke: $2,63$ ohmm. Továbbá $R_0 = 31$ ohmm.

$F = R_0/R_w = 11,8$

Végül $\Phi = 15\%$.

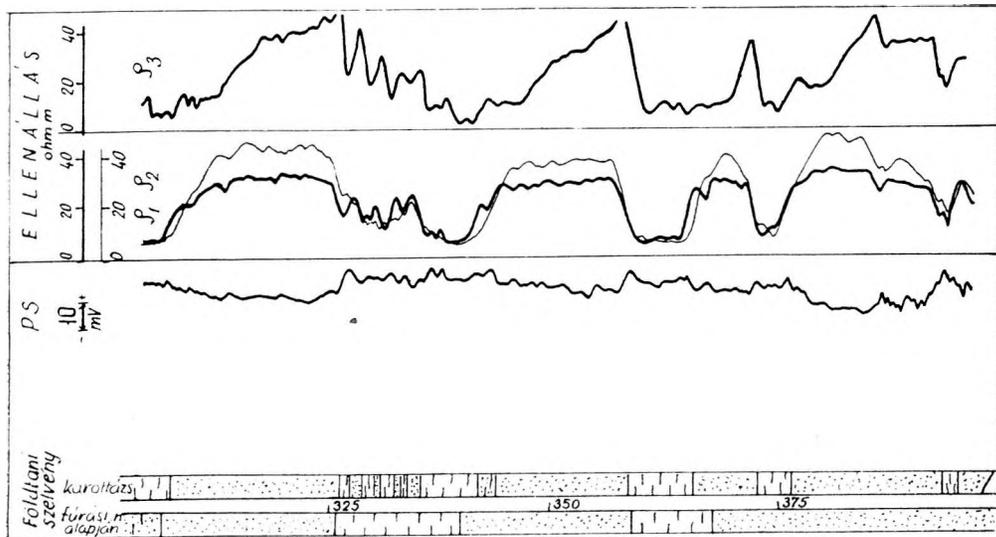
Ezzel az eljárással végzett számítások eredményeit foglalja össze I. táblázatunk. A táblázatban összehasonlítás céljából feltüntettük az olajkutatásban szokásos porozitás kifejezésekkel nyerhető porozitás értékeket is. A legvalószínűbb értékeket az általunk használt összefüggés adja.



1. ábra. $E_c = -k \log \frac{a_w}{a_{wf}}$ összefüggés grafikus ábrázolása.

Фиг. 1. Графическое изображение соотношения $E_c = -k \log \frac{a_w}{a_{wf}}$

Fig. 1. Graphical presentation of the relation $E_c = -k \log \frac{a_w}{a_{wf}}$.



2. ábra. Királyhegyes Új Barázda TSz. fúrás karottázs szelvénye.

Fig. 2. Каротажная кривая скважины, пробуренной в районе Крайнедеш на территории сельскохозяйственного кооператива „Új Barázda”

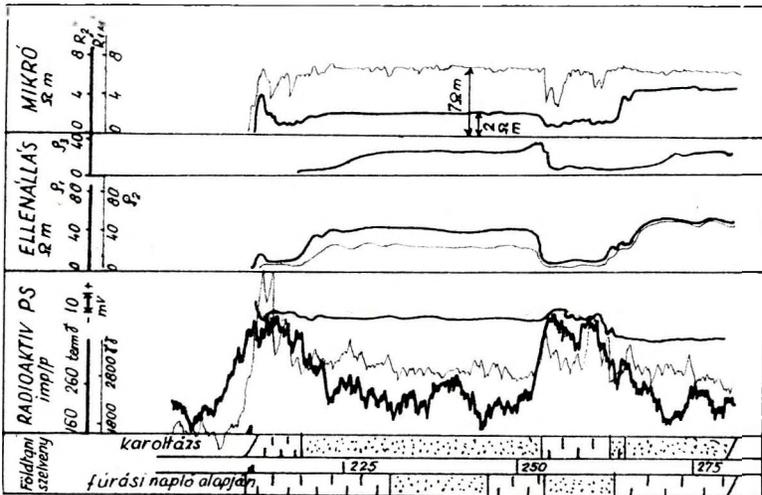
Fig. 2. Well-log of the bore hole in the area of Királyhegyes (agricultural co-operative „Új Barázda”)

I. táblázat

Fúrás helye	Rétegmélység	F	ϕ %			
			$F = \frac{1}{1,3}$ ϕ	$F = \frac{1}{1,5}$ ϕ	$F = \frac{0,62}{2,15}$ ϕ	$F = \frac{0,81}{2}$ ϕ
összefüggés alapján						
Királyhegyes	344 - 359	11,8	15	19	25	26
Új Barázda TSz	398 - 463	6,1	25	30	32	36
	505 - 520	8,1	20	25	30	32
Pitvaros	490 - 505	11,4	15	20	26	27
	518 - 540	13,5	14	18	24	25
	560 - 572	13,2	14	18	24	25
Hódmezővásárhely ...	219 - 253	6,7	23	28	33	35
Dózsa TSz	265 - 280	9,0	18	23	28	29
Nagyszénás Szoc. Otthon	190 - 195	6,0	25	30	32	37
Óföldsék	276 - 282	14,5	13	17	20	24
Domaszék	227 - 235	11,2	16	20	26	27

II. Mikroszondás eljárás

Azok a problémák, amelyek a rétegvíz fajlagos ellenállásának *PS* alapon történő meghatározásában rejlenek, az előbb ismertetett eljárások alkalmazhatóságát csökkentik. Elsősorban magának a *PS*-nek a „tisztasága” is gyakran kérdéses. Nincs ugyanis megbízható mértéke annak, hogy a *PS* létrejöttében milyen része van a filtrációs jelenségeknek. Másrésztől hazai viszonylatban biztosak lehetünk abban, hogy a *PS* kialakításában a Ca^{++} és Mg^{++} ionok is résztvesznek. Ezek a nehézségek a mikromérések felhasználásával elkerülhetőnek látszanak. (Mikroszondás felvétellel kiegészített vízkutató szelvényt mutat 3. ábránk). A kiértékelés alap gondolata az, hogy a mikroszondával



3. ábra. Mikroszondás felvétellel kiegészített szelvény vízkutató fúrásban.

Фиг. 3. Разрез водопоисковой скважины, дополненный кривой микрозонда

Fig. 3. Microsonde completed water-well log.

végzett mérésekből a kiöblített zóna fajlagos ellenállása „ R_{x0} ” meghatározható, amiből:

$$F = \frac{R_{x0}}{R_{mj}}$$

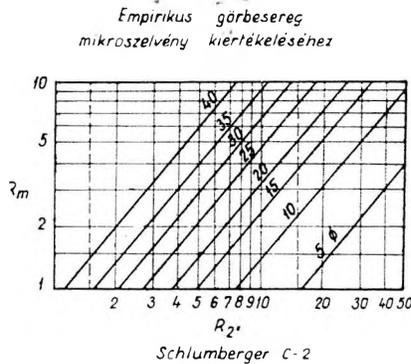
alapján F számítható.

A gyakorlati kivitel azonban vízkutatás vonatkozásában számos nehézségbe ütközik. Legfigyelemre méltóbb tény az, hogy valószínűleg a különleges

rétegvízviszonyok következtében a mikrogradiens görbe általában nagyobb fajlagos ellenállást mutat, mint a mikropotenciál görbe. Ez eleve problematikusá teszi a szokásos nomogramok alkalmazását.

A különleges viszonyokat tükrözi az is, hogy a porózus rétegeknél nincs „pozitív elválás”; a mikrogradiens görbe mutatja általában a nagyobb látszólagos ellenállás értékét.

A klasszikus kiértékelési táblázatok közül a legjobb közelítésnek az ú. n. Schlumberger C-2 táblázat mutatkozott, ha 20% maradék olajtelítettséget feltételezve a táblázat adataira, azokat visszaszámoltuk 0% olajtelítettségre. (Ezt mutatja a 4. ábra.)



4. ábra. Empirikus görbesereg mikroszelvény kiértékeléshez.

Фиг. 4. Семейство эмпирических кривых для интерпретации материалов, полученных микрозондом

Fig. 4. Set of empirical curves for interpretation of microlog.

Jobb közelítést kaptunk, ha az alapfeltevést az alábbiak szerint módosítottuk.

Feltételezhető, hogy a mikroszondákkal mért látszólagos fajlagos ellenállás értékek a párhuzamosan kapcsolt iszaplepeny „ R_{mc} ” és iszapfiltrátummal telített zóna „ R_{∞} ” fajlagos ellenállásának eredője:

$$\frac{1}{R_{\infty}} + \frac{1}{R_{mc}} = \frac{1}{R}$$

A különböző behatolású mikroszondákkal történő méréseknél az egyes komponensek különböző súllyal jönnek számításba. Feltesszük, hogy a mikrogradiens ($R_{1 \times 1'}$) görbe közelítőleg R_{mc} értékét méri, továbbá R_{mf} egyenlő $0.75 R_m$.

A mikropotenciál (R_2'') görbe tehát a következő érték

$$\frac{1}{R_{x0}} + \frac{1}{R_{mc}} = \frac{1}{R_2''}$$

innen R_{x0} , ennek ismeretében F számolható.

Az eljárás természetesen közelítés csupán és tiszta homokokra vonatkoztatható. A Φ meghatározására a $F = \frac{1}{\Phi^m}$ formulát alkalmaztuk:

$$m = 1.3 \text{ mellett.}$$

A számítás menete a 3. ábrán bemutatott fúrásra a bejelölt adatokkal az alábbi:

$$R_{1'x1'} = 7 \text{ ohmm}$$

$$R_{2'} = 2 \text{ ohmm}$$

$$R_m = 5.7 \text{ ohmm}$$

Fentiekből $R_{x0} = 28$ ohmm. Továbbá

$$F = \frac{R_{x0}}{R_{mf}} = 6.6. \quad \text{Végül: } \Phi = 24\%.$$

Hasonló számítások eredményét néhány, az első eljárással is feldolgozott fúrásra a II. táblázat tartalmazza. A táblázatban feltüntettük a Schlumberger táblázattal nyert porozitásértékeket is.

II. táblázat

Fúrás helye	Rötegmélység m	Módosított eljárással		Schlumberger C-2 tábla alapján Φ %	Szelvényből Φ	Sűrűség g/cm ³
		F	Φ			
Nagyszénás	205 - 213	4,5	30	40	37	2,04
Szoc. Otthon	190 - 195	3,9	36	40	45	1,92
Királyhegyes						
Új Barázda TSz	505 - 520	7,25	22	38	-	-
	398 - 463	5,24	28	39	-	-
	344 - 359	10,6	16	38	-	-
	b					
Domaszék	245 - 248	4,05	34	36	40	1,99
	227 - 235	2,67	44	38	40	2,00
Pitvaros	490 - 505	4,65	30	40	37	2,04
Óföldrék	276 - 282	13,10	14	35	40	1,99
Hódmezővásárhely	219 - 253	6,6	24	40	31	2,14
Dózsa TSz.....	265 - 280	3,21	39	39	-	-

III. Gamma-gamma eljárás

Korábban utaltunk arra, hogy a gamma-gamma eljárás alkalmas lehet a homokos tárolók (elsősorban tiszta homokok) porozitásának meghatározására.

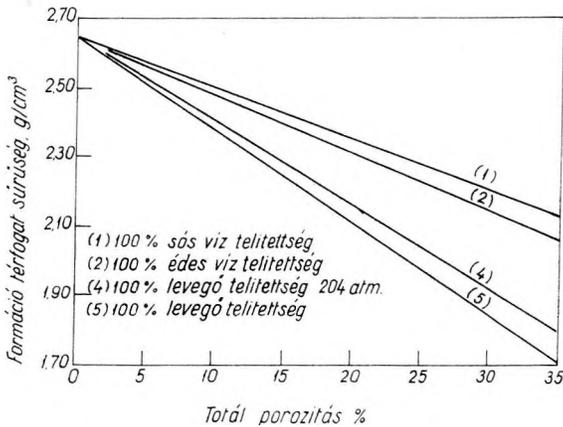
A homokréteg térfogatsűrűsége „ ρ_b ”, a tárolt folyadék sűrűsége „ ρ_f ”, a kőzetmátrix sűrűsége „ ρ_s ” és a porozitás között fennáll ugyanis a

$$\rho_b = (1 - \Phi)\rho_s + \Phi\rho_f$$

amiből a porozitás kifejezve:

$$\Phi = \frac{\rho_s - \rho_b}{\rho_s - \rho_f}$$

Feltételezzük, hogy vízzel van telítve a réteg, akkor $\rho_f = 1$. Ha a kiöblített zóna átmérője elég nagy, akkor feltételezhető, hogy a gamma-gamma effektus ennek tartományában játszódik le. Ekkor a folyadék sűrűségéeként az iszap-filtrátum sűrűségét kell alkalmazni, amely nagyobb sótartalmú iszapoknál számottevő eltérést adhat.



5. ábra. Összefüggés a porozitás és a térfogati sűrűség között.

Фиг. 5. Зависимость пористости от объемной плотности

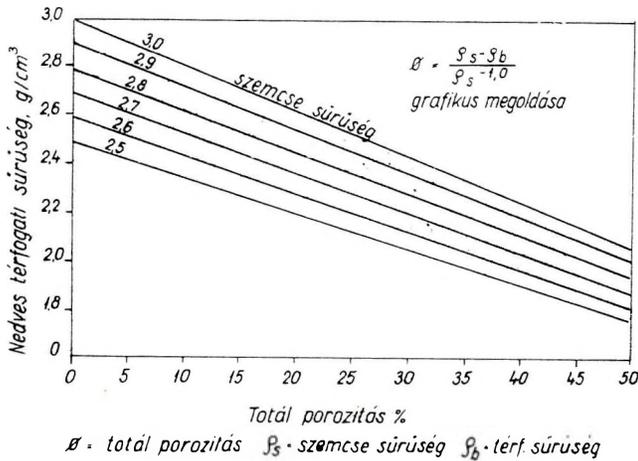
Fig. 5. Porosity versus density.

Az 5. ábra a porozitás és a térfogati sűrűség közötti összefüggést mutatja levegővel, édes és sós vízzel telített homokrétegre, ha a kőzetmátrix sűrűsége 2.65 g/cm³. Más kőzet porozitásának meghatározására is alkalmazható az

eljárás, feltéve hogy a mérés térfogatában csak a kőzetanyag és a kitöltő folyadék van jelen. A 6. ábra víztelítettség esetén adja a

$$\Phi = \frac{\rho_s - \rho_b}{\rho_s - 1}$$

összefüggés alapján néhány kőzetmátrix sűrűsége a porozitás értékét.



6. ábra. $\Phi = \frac{\rho_s - \rho_b}{\rho_s - 1,0}$ összefüggés grafikus ábrázolása.

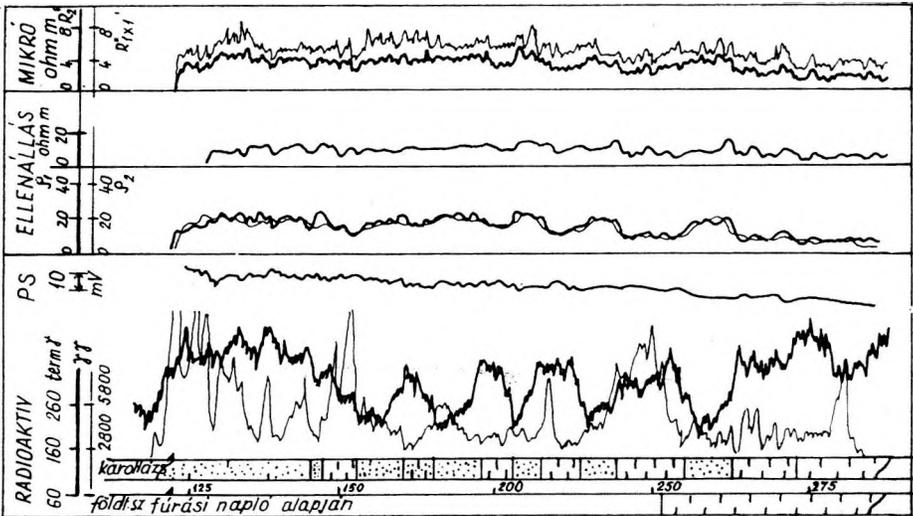
Фиг. 6. Графическое изображение зависимости $\Phi = \frac{\rho_s - \rho_b}{\rho_s - 1,0}$

Fig. 6. Graphical presentation of the relation $\Phi = \frac{\rho_s - \rho_b}{\rho_s - 1,0}$.

A gyakorlatban a sűrűség meghatározása a gamma-gamma görbe alapján megfelelő mérési eljárást (falhoz szorított gamma-szonda és izotóp) a mérés szabványviszonyokra való korrekcióját és megfelelő kalibrációs görbe használatát tételezi fel.

A 7. és 8. ábra egy-egy fúrást ábrázol, melyben mindhárom kiértékelési eljáráshoz szükséges görbe felvétele megtörtént.

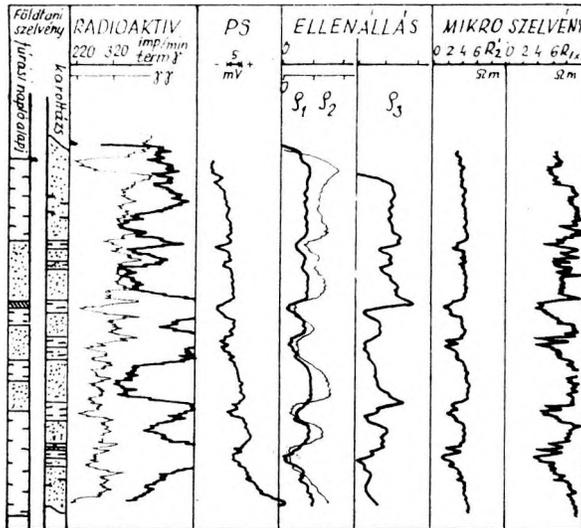
II. táblázatunk néhány rétegre a mikroszondás mérések és a gamma-gamma görbe alapján meghatározott porozitást mutatja. A gamma-gamma eljárás értékét növeli, hogy közvetlenül porozitás adatokat ad, nincs szükség az előzőekben bizonytalanságot jelentő porozitáskitevő ismeretére. Hátránya viszont, hogy abszolút porozitás értéket szolgáltat, amely nem szükségképpen egyezik a vízre vonatkozó effektív porozitással.



7. ábra. Nagyszénás Szociális Otthon fúrás karottázs szelvénye.

Fig. 7. Каротажная кривая скважины, пробуренной на территории Надьсенашского дома призрения

Fig. 7. Well-log of a bore hole in Nagyszénás (social welfare home).



8. ábra. Domaszék közkút fúrás karottázs szelvénye.

Fig. 8. Каротажная кривая колодца общественного пользования в с. Домашек

Fig. 8. Well-log of the common well in Domaszék.

A porozításra vonatkozó táblázatok adatait összehasonlítva, egyrésztől megfelelő egyezéseket, másrésztől jelentős eltéréseket tapasztalunk. Az eltérések okát vizsgálva megállapítható, hogy az eltéréseket főként a tárolók agyagossága okozza. Az agyagosságra vonatkozóan a természetes gamma aktivitás mértékéből tehetünk következtetéseket.

Az eddigiekből — összehasonlítást téve az egyes eljárások között alkalmazhatósági területük és megbízhatóságuk szempontjából — további feladatok adódnak a vízkutatás mennyiségi értékelése terén.

A természetes potenciál és ellenállás mérések alapján történő értelmezésnél az agyagosság hatásának további mélyreható vizsgálata szükséges.

A mikroszondás mérések felhasználása terén, mint a fejtegetésekből kitűnt, nem alkalmazhatók az egyéb területen kidolgozott görbesereggek, grafikonok. Itt pontosabbá kell tenni a formáció faktor megállapítását, esetleg mikromérés sorozat elvégzése útján. Az agyagosság mértékének pontosabb ismerete az elektromos mérések kiértékelési lehetőségének kibővítésén túl, úgy gondoljuk lehetővé teszi a gamma-gamma mérés alapján történő porozítás meghatározás kiterjesztését részben agyagos tárolók esetére is.

IRODALOM

1. *Dr. Sebestyén Károly — Sajti László*: A vízkutató fúrások mélyfúrasi geofizikai vizsgálata. (Geofizikai Közlemények 1960. VIII. 1–2. szám.)
2. *J. J. Pickell — J. G. Heacock*: Density Logging (Geophysics, 1960. VIII.)
3. *Schlumberger*: Log Interpretation Charts Schlumberger Well Surveying Corporation. Houston, Texas 1959. szeptember.

TARTALOM

Előszó	5
<i>Pintér Anna</i> : A gravitációs tér évszázados változásáról	7
<i>Sz. Aczél Etelka</i> : A függővonal évszázados változásáról	21
<i>Renner János</i> : A függővonalelhajlás Magyarország egyes területein	33
<i>Oszlaczky Szilárd – Tóth Géza</i> : A Nap és Hold gravitációs hatásának megfigyelése hazánkban	39
<i>Andrássy László – Sebestyén Károly</i> : A gamma-gamma eljárás mérés technikájára és kiértékelésére végzett kísérletek néhány eredménye	49
<i>Ádám Oszkár</i> : Szeizmikus felvételek frekvenciaanalízise	61
<i>Erkel András – Király Ernő – Szabadvány László</i> : A GE-típusjelű geoelektromos ellenállásmérő műszer család	71
<i>Haáz István</i> : Gravitációs és mágneses hatású függőleges vagy ferde réteg meghatározása a mért anomáliákból	83
<i>Sebestyén Károly – Morvai László – Karas Gyula – Karas Gyuláné</i> : Vizsgálatok vizkutató fúrások mennyiségi kiértékelésével kapcsolatban	123

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
<i>Пинтер А.</i> : Вековая вариация поля силы тяжести	7
<i>Ацел Э.</i> : Вековая вариация отклонения отвеса	21
<i>Реннер Я.</i> : Отклонение отвеса в некоторых районах Венгрии	33
<i>Ослацки С. — Тот Г.</i> : Наблюдения над гравитационным воздействием Солнца и Луны в Венгрии	39
<i>Андраши Л. — Шебештьен К.</i> : О некоторых результатах работ по усовершенствованию техники измерения и интерпретации при применении метода гамма — гамма каротажа	49
<i>Адам О.</i> : О частотном анализе сейсмических записей	61
<i>Эркел А., Кирай Э., Сабадвари Л.</i> : О серии вариантов геоэлектрической разведочной аппаратуры типа GE	71
<i>Хаз И.</i> : Об определении вертикального или наклонного пласта с гравитационным или магнитным эффектом по измеряемым аномалиям	83
<i>Шебештьен К., Морvai Л., Караш Д., Караш Д-нэ</i> : Исследования в области количественной интерпретации каротоажных материалов скважин, бурящихся на воду	123

CONTENTS

Preface	5
<i>A. Pintér</i> : The secular variation of the gravity field	7
<i>E. Aczél</i> : Secular variation of deviation of the vertical	21
<i>J. Renner</i> : Deviation of the vertical in certain areas of Hungary	33
<i>Sz. Oszlaczký — G. Tóth</i> : Observations of the gravitational effects of sun and moon in Hungary	39
<i>L. Andrásy — K. Sebestyén</i> : Some results of experiments concerning the technology and interpretation of density logging	49
<i>O. Ádám</i> : Frequency analysis of seismic records	61
<i>A. Erkel — E. Király — L. Szabadváry</i> : The series of geoelectric resistivity-meters type „GE”	71
<i>I. Hááz</i> : Bestimmung einer senkrechten oder schiefen unbegrenzten Schicht aus ihren gravimetrischen und magnetischen Störwirkungen	83
<i>K. Sebestyén — L. Morvai — Gy. Karas — Zs. Karas</i> : Study for quantitative interpretation of waterwell-logs	123