

MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET KIADVÁNYA

GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK

SZERKESZTI:
SZÉNÁS GYÖRGY

XVI. KÖTET, 1–2. SZÁM



MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST

1967

Felelős szerkesztő:

MÜLLER PÁL

Szerkesztő bizottság:

ÁDÁM OSZKÁR, BARTA GYÖRGY, BENCZE PÁL, EGYED LÁSZLÓ, ERKEL
ANDRÁS, HAÁZ ISTVÁN, KERTAI GYÖRGY, POSGAY KÁROLY,
SZILÁRD JÓZSEF, TAKÁCS ERNŐ

Szerkesztő:

SZÉNÁS GYÖRGY

Felelős kiadó: Müller Pál

A kiadói munkálatokat a Műszaki Könyvkiadó végezte – Műszaki szerkesztő: Nagy Imre

Azonossági szám: 41 112 – Ívterjedelem: 10,5 (A/5)

66.11., – 2368. Állami Nyomda

A. АДАМ

О КРИТИКЕ ПРАЙСА МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОГО МЕТОДА (MT)
(ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРНОСТИ ПОЛЯ ПУЛЬСАЦИЙ)

Вслед за изложением критики Прайса магнитотеллурического метода (MT) в статье дается сравнительное математическое обсуждение выводов советской геоэлектрической школы и Прайса. Делается попытка определить величину „ ν ”, характеризующую размерность поля источника, по мировым наблюдениям пульсаций. Расчеты привели к положительным результатам для магнитотеллурического метода по пульсациям типа pc , и особенно типа pt . В статье изложены еще проблемы, поставленные применением теории Прайса.

A. ÁDÁM

ON PRICE'S CRITICISM OF THE MAGNETOTELLURIC METHOD (MT)
(DETERMINING THE DIMENSION OF THE FIELD OF PULSATIONS)

After describing Price's criticism of the magnetotelluric method (MT) the paper presents a comparative mathematical discussion of the demonstrations given by the Soviet school of geoelectric methods and by Price. Endeavours are made to determine the value „ ν ” characterizing the dimension of the source field from observations of pulsations covering the whole Earth. The calculations have given positive results in favour of the magnetotelluric method for pc and particularly pt type pulsations. Problems involved in the application of Price's theory are also discussed in the paper.

A MAGNETOTELLURIKUS (MT) MÓDSZER PRICE-FÉLE KRITIKÁJÁRÓL
(A PULZÁCIÓS TÉR KITERJEDÉSÉNEK MEGHATÁROZÁSA)

ÁDÁM ANTAL

1. Bevezetés

Alig közölte CAGNIARD (1953) alapvető elméletét a MT-módszerről, máris bírálója akadt WAIT személyében (1954). A módszer átfogó kritikai elemzését azonban, – figyelembevée WAIT egyszerűsítő megállapításait is – csak évekkel később végezte el A. T. PRICE (1962, 1964) a globális földmágneses szondázások ismert teoretikusa. Nem véletlen tehát, hogy éppen PRICE vállalkozott erre a feladatra és a MT-módszerekből elméletileg is azt hiányolta, ami a földmágneses szondázások egyik lényeges mozzanatát alkotja: az indukáló tér globális vizsgálatát. PRICE közleménye közel 10 évvel CAGNIARD munkája

A kézirat 1966. II. 2-án érkezett.

után éppen akkor jelent meg, amikor szerte a Földön elvégezték az első MT-szondázásokat és megindult a MT-szondázásokban rejlő lehetőségek kutatása.

Ennek a tanulmánynak az a célja, hogy PRICE tételeinek összefoglalása után elemezze az elméletből a gyakorlati kutatás számára adódó következtetéseket és feladatokat, valamint azok megoldási lehetőségeit.

2. A MT-elméletek összehasonlítása

21. A Price-féle elmélet elvi összefoglalása és indoklása

Mielőtt PRICE elméletének tételeit összehasonlítanánk valamelyik korábbi, pl. akár a CAGNIARD, akár a ТИХОНОВ-iskola levezetésével, érdemes idézni PRICE (1964) általános elvi megjegyzéseit a mágneses változások és a magneto-tellurikus adatok értelmezéséről.

A CAGNIARD-féle MT-módszerben (implicit!) benne van az a feltevés, hogy az indukáló tér eloszlását nem szükséges ismerni, ha az indukált áramokat, illetve a megfelelő indukált teret számítjuk.

A magnetotellurika a lokális kutatások közé tartozik, akárcsak a föld-mágneses változásokra (főként a H_z/H_θ hányadosra) felépített és kisebb területre vonatkozó vezetőképességeloszlási vizsgálatok. PRICE ennek ellenére CAGNIARD-dal szemben azt állítja, hogy az indukáló tér ismerete általában a mérési terület közvetlen környékén nem elegendő. Az indukált áramok ui. a teljes indukáló tér természetétől és megoszlásától, valamint a megfelelő dimenziójú területen a vezető közeg közepes sajátságaitól is függenek. Mínthogy a tér gyakran globális méretű, ez azt jelenti, hogy a gömbfelületre megadott módszerek valamelyikét kell alkalmazni. Ismerve a változó terek (mint pl. az öblök, s_e , s_q) kiterjedését, valamint ezekkel az egész Földre és különböző mélységekre számított átlagos vezetőképességértékeket, a teljes indukált áramrendszer közepes nagyságát és mélység szerinti eloszlását meghatározhatjuk. A probléma ezek után az adott közepes indukált áramrendszernek a lokális vezetőképesség inhomogenitások által létrehozott „újraelosztására” (redistribution) korlátozódik.

Megjegyzem, hogy a MT anizotrópiával foglalkozó munkáimban (ÁDÁM, 1963, 1964) az abszolút ellipsziseknek megfelelő tenzort éppen a PRICE-féle elvekben hangsúlyozott teljes indukációs áramköri ellenállás (Z_e) figyelembevételével fejeztem ki.

Kérdés, hogy ennek a problémának matematikai megfogalmazására milyen módszert talált PRICE és hogyan tette azt numerikus számítással a gyakorlat számára is használhatóvá?

22. Az elméletek összehasonlító matematikai tárgyalása

Az alábbiakban összehasonlítjuk PRICE (1962) matematikai levezetését a szovjet geoelektromos-iskola (БЕРДИЦЕВСКИЙ, 1960) képleteivel. A levezetés elektromágneses CGS rendszerben történik, $\mu = 1$ (mágneses permeabilitás) a terek harmonikus változását $e^{i\omega t}$ időtényezővel vesszük figyelembe, az eltolási áramokat pedig elhanyagoljuk ($T > 1$ sec általában). A koordináta

rendszerünkben a Föld a $z > 0$ félférteket foglalja el és a vezetőképesség csak z függvénye:

MAXWELL egyenletek:

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = 4 \pi j = 4 \pi \sigma(z) \mathfrak{E} \quad (1) - (I)$$

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E} = -i\omega \mathfrak{H} \quad (2) - (II)$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{E} = 0 \quad (3) - (III)$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{H} = 0 \quad (4) - (IV)$$

\mathfrak{E} és \mathfrak{H} szétválasztása végett képezzük (2) rotációját és (1)-ből helyettesítsük be $\operatorname{rot} \mathfrak{H}$ -t:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathfrak{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{E} - \nabla^2 \mathfrak{E} = -\nabla^2 \mathfrak{E} = -4 \pi i \omega \sigma(z) \mathfrak{E} \quad (5) - (V)$$

A szovjet geoelektromos-iskola levezetése

Csak z irányban terjedő síkhullámokra történik a levezetés, tehát x és y irányban nincs változás. Ennek megfelelően a MAXWELL egyenletek komponensekre bontva:

$$\left\{ \begin{array}{l} 4\pi\sigma(z)\mathfrak{E}_x = -\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z} \end{array} \right. \quad (1/a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 4\pi\sigma(z)\mathfrak{E}_y = \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial z} \end{array} \right. \quad (1/b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 4\pi\sigma(z)\mathfrak{E}_z = 0 \end{array} \right. \quad (1/c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i\omega \mathfrak{H}_x = -\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial z} \end{array} \right. \quad (2/a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i\omega \mathfrak{H}_y = \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} \end{array} \right. \quad (2/b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i\omega \mathfrak{H}_z = 0 \end{array} \right. \quad (2/c)$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{E} = \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z} = 0 \quad (3/a)$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{H} = \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z} = 0 \quad (4/a)$$

Az elektromágneses hullámokkal össze nem függő sztatikus tereket elhagyva ($\mathfrak{E}_z = 0$, $\mathfrak{H}_z = 0$) a visszamaradó négy egyenlet szétesik két csoportra. Ezek közül válasszuk ki (1/a) és (2/b) egyenleteket \mathfrak{H}_y és \mathfrak{E}_x -re nézve. Ennek megfelelően (5) írható:

$$\nabla^2 \mathcal{E}_x = \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial x^2} = 4\pi i \omega \sigma(z) \mathcal{E}_x \quad (5)$$

ahol

$$\sqrt{-4\pi i \omega \sigma(z)} = k \quad \text{hullámszám} \quad (6)$$

Innen:

$$\mathcal{E}_x = A_m e^{-k_m z} + B_m e^{k_m z} \quad (7)$$

és

$$\mathcal{H}_y = \frac{k_m}{i\omega} [B_m e^{k_m z} - A_m e^{-k_m z}] \quad (8)$$

ahol A_m és B_m a vezető paramétereitől és a változás frekvenciájától függő állandó. z szintben, többretegű szelvény esetén, az m . réteg határán a két komponens hányadosa, azaz az impedancia:

$$Z^m(z) = \frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{H}_y} = \frac{i\omega}{k_m} \frac{A_m e^{-k_m z} + B_m e^{k_m z}}{B_m e^{k_m z} - A_m e^{-k_m z}} \quad (9)$$

Price levezetése

Tetszőleges indukáló mágneses térnél a MAXWELL-féle egyenletek, $j_z = 0$ és $\mathcal{E}_z = 0$ feltevéssel, minthogy az áramok a vezető felszínével párhuzamosan folynak:

$$4\pi\sigma(z)\mathcal{E}_x = \frac{\partial \mathcal{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial z} \quad (I/a)$$

$$4\pi\sigma(z)\mathcal{E}_y = \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{H}_z}{\partial x} \quad (I/b)$$

$$0 = \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y} \quad (I/c)$$

$$i\omega \mathcal{H}_x = -\frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial z} \quad (II/a)$$

$$i\omega \mathcal{H}_y = \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial z} \quad (II/b)$$

$$i\omega \mathcal{H}_z = \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial x} \quad (II/c)$$

$$\operatorname{div} \mathcal{E} = \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial y} = 0 \quad (III/a)$$

$$\operatorname{div} \mathcal{H} = \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{H}_z}{\partial z} = 0 \quad (IV/a)$$

(III/a) alapján P potenciállal kifejezve az \mathfrak{E} komponenseit kapjuk:

$$\mathfrak{E}_x = \frac{\partial P}{\partial y} \quad \text{és} \quad \mathfrak{E}_y = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (\text{VI})$$

(Síkhullámoknál összehasonlításul

$$\mathfrak{E} = -\text{grad } P; \quad \text{tehát pl. } \mathfrak{E}_x = -\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)$$

Az (5)–(V) megoldása felépíthető a következő formájú „elemi megoldásból”:

$$\mathfrak{E} = e^{i\omega t} Z(z) \mathfrak{F}(x, y) \quad (\text{VII})$$

($Z(z)$ nem azonos az impedanciával!)

ahol

$$\mathfrak{F}(x, y) = \left(\frac{\partial P}{\partial y}, -\frac{\partial P}{\partial x}, 0 \right) \quad (\text{VIII})$$

Ennek megfelelően az (V) egyenlet:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \nu^2 P = 0 \quad (\text{IX})$$

ahol

$$\nu^2 = \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \frac{1}{Z(z)} - 4\pi i \omega \sigma(z), \quad \text{amelyből} \quad (\text{X})$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = \left\{ \nu^2 + 4\pi i \omega \sigma(z) \right\} Z \quad (\text{X/a})$$

Ezek a továbbiakban jelentős szerepet játszó ν érték meghatározó egyenletei.

(II)-ből meghatározható a mágneses tér a (VII) és (VIII) egyenlet figyelembevételével:

$$i\omega \mathfrak{H} = -e^{i\omega t} \left(\frac{\partial Z}{\partial z} \frac{\partial P}{\partial x}, \frac{\partial Z}{\partial z} \frac{\partial P}{\partial y}, \nu^2 Z P \right) \quad (\text{XI})$$

illetve $\sigma = 0$ esetén (X/a) megoldására kapott

$$Z = A'e^{-\nu z} + B'e^{\nu z} \quad (\text{XII})$$

egyenlettel kifejezve

$$i\omega \mathfrak{H} = -\nu \text{grad} \{ (-A'e^{-\nu z} + B'e^{\nu z}) P(x, y, \nu) \} = \text{grad } \Omega \quad (\text{XIII})$$

ahol

$$\Omega = (Ae^{-\nu z} + Be^{\nu z}) P(x, y, \nu) \quad (\text{XIV})$$

és

$$A = -A'\nu/i\omega; \quad B = B'\nu/i\omega \quad (\text{XV})$$

$\vec{\Omega}$ a vezetőkön kívül a mágneses tér skalár-potenciálja.

A két tangenciális komponens komplex hányadosa:

$$\frac{E_x}{i\omega H_y} = -\frac{E_y}{i\omega H_x} = -Z(0)/(\partial Z/\partial z)_0 = \frac{A' + B'}{\nu(A' - B')} \quad (\text{XVI})$$

tehát függ ν -től.

Ez a komplex kifejezés pl. a $\sigma_2 = 0$ vezetőképességű alapkőzetten nyugvó és D vastagságú, σ_1 vezetőképességű üledékekkel jellemzett szelvényre

$$\frac{E_x}{i\omega H_y} = \frac{\Theta + \nu + (\Theta - \nu)e^{-2\Theta D}}{\Theta[\Theta + \nu - (\Theta - \nu)e^{-2\Theta D}]} \quad (\text{XVII})$$

ahol

$$\Theta^2 = \nu^2 + 4\pi i\omega\sigma_1 = \nu^2 + i\alpha^2 \quad (\text{XVIII})$$

és

$$\Theta = \sqrt{2} \left[\left\{ (\alpha^4 + \nu^4)^{\frac{1}{2}} + \nu^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \nu^2 \right]^{\frac{1}{2}} + i \left\{ (\alpha^4 + \nu^4)^{\frac{1}{2}} - \nu^2 \right\} \quad (\text{XIX})$$

szintén függvénye ν valós mennyiségnek.

23. A „ ν ” paraméter és befolyása a magnetotellurikus értékekre

PRICE szerint a ν paraméter reciprokl értéke az indukáló tér (= forrás tér) horizontális kiterjedésének mértéke. Egyszerű esetben pl.

$$\Omega = Ae^{-\nu z} P(x, y, \nu) = Ae^{-\nu z} \cos \nu x$$

a vezetón kívüli mágneses skalárpotenciálban $\lambda = 2\pi/\nu$ hullámhosszúságú mezőnek felel meg x irányban. A CAGNIARD által vázolt esetet kapjuk $\nu = 0$, $P = y$ értékeknél.

ν szélsőértékeire Price $\nu_1 = 1,57 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$ ($L_1 = \frac{2\pi}{\nu_1}$ = a Föld kerülete)

és $\nu_2 = 1,57 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ ($L_2 = \frac{2\pi}{\nu_2}$ az ionoszférás áramok magasságának négyszerese) értékeket adta meg.

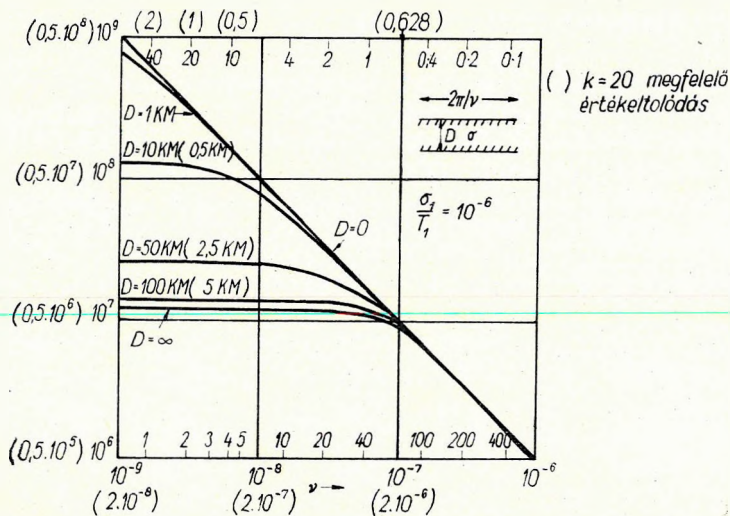
A (XVIII) képletnek megfelelő komplex hányadost D és ν függvényében PRICE után az 1. ábrán mutatjuk be. $\frac{\sigma}{T} = \frac{10^{-14} [\text{emu}]}{10^2 [\text{sec}]} = \frac{10^{-3} [\Omega^{-1} \text{m}^{-1}]}{10^2 [\text{sec}]}$ esetében.

Láthatjuk, hogy a komplex hányados (impedancia) bizonyos értékeknél kisebb, mint a CAGNIARD-féle feltevés szerint ($\nu = 0$) lennie kellene. Ennek eredményeként természetesen a mélységlépték is eltolódik és D értékét is túlbecsüljük, ha a CAGNIARD-féle elméleti görbékkel végezzük el a kiértékelést.

Megjegyezzük, hogy a csehszlovák kutatók 1965-ben $\frac{\rho_z}{\rho_1} \left(\frac{A_1}{h_1} \right)$ elméleti görbét

közöltek a tér dimenziójának (β) függvényében ($\beta = A_1/L$; ahol $L = \frac{2\pi}{\nu}$;

; $A_1 = \sqrt{10T\rho_1}$ (PETR, PĚČOVA, PRAUS, 1964), amellyel a számítást kétréteges szelvény esetén a PRICE-féle elméletnek megfelelően elvégezhetjük.



1. ábra. Az $E/\omega H$ érték változása az indukáló tér dimenzióinak függvényében Price szerint (A zárójeles értékek a Magyar Medence geoelektromos viszonyainak megfelelően módosítva.)

Фиг. 1. Изменение величины $E/\omega H$ в зависимости от размерностей возбуждающего поля по Прайсу. (Указанные в скобках значения поправлены в соответствии с геоэлектрическими условиями Венгерского бассейна)

Fig. 1. Variation of the value $E/\omega H$ as a function of the dimensions of the inductive field. (The values in parenthesis are modified according to the geoelectric conditions of the Hungarian basin)

Felvetődik a kérdés, hogy PRICE 21. pontban vázolt elképzelését a közepes (indukált) áramrendszernek lokális vezetőképességi inhomogenitásoknak megfelelő újra-elosztásáról mennyiben veszi figyelembe a fenti matematikai levezetés?

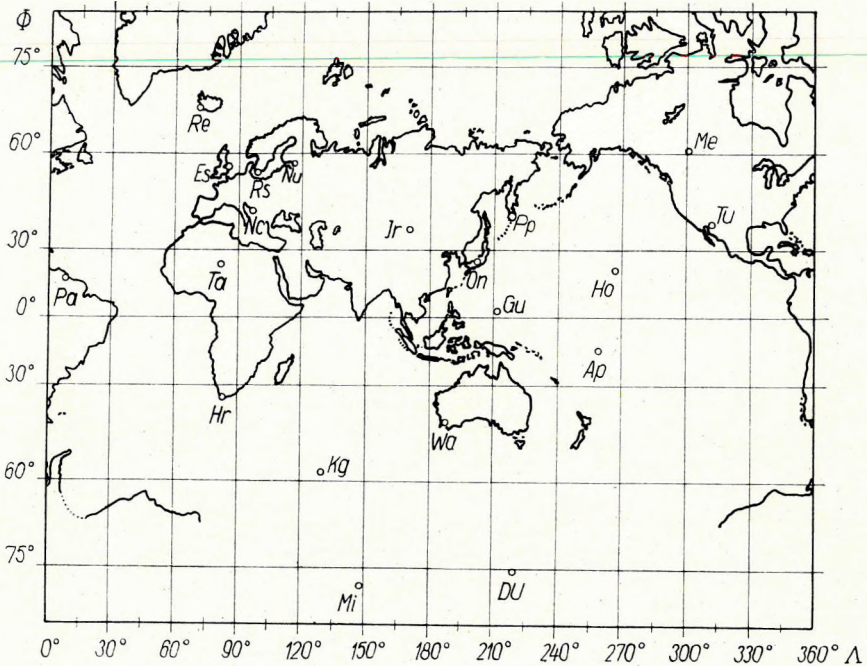
Erre nézve kísérleti anyag nem áll rendelkezésünkre.

3. A tér kiterjedésének (: dimenzióinak) meghatározásáról

A tér terjedelmének, vagy ha a térbeli eloszlást periódikusnak tekintjük, hullámhosszának meghatározásával, PRICE becsléseitől eltekintve, eddig nem foglalkoztak. Ismeretes az irodalomban néhány jellegzetes változástípus, mint pl. az öbölháborgások, S_q -járás stb. equivalens ionoszférás áramrendszere. Ezekből nyerhetünk már ν -re nézve néhány tájékoztató adatot. Ezek azonban többnyire nagyperiódusú változások és feltehetően ezekre adta meg PRICE a $\nu = 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ -es „jó közelítő” értéket. A felszínközeli gyakorlati kutatás, de a felsőköpeny vizsgálata számára is igen érdekesek a pulzációs terek. Bár számos koherenciavizsgálatról tudunk a pulzációkra vonatkozóan, amint arról korábban (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965) összefoglalalán beszámoltunk, ezekből a pulzációs tér dimenzióira nézve nem tudunk exakt következtetést leszűrni, az államások kis száma, valamint eloszlása miatt, legfeljebb alsó (és a kutatás számára nem kedvező) határbecsléseket végezhetünk. Ebben a

munkában az eddigi térelemzésünk (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965, 1965/a) eredményeit szeretnénk a pulzációs tér dimenzióinak becslésére felhasználni.

Térelemzésünkben 19 obszervatórium pulzációregisztrátumait dolgoztuk fel. Az állomások eloszlását a 2. ábra mutatja. „Első közelítésben” azonos forrásból eredőnek tekintettük azokat a pulzációkat, amelyek az egyes állomásokon azonos ütemben változó amplitúdójú zavart hoznak létre, figyelmen kívül hagyva a koherenciát, sőt a frekvenciák azonosságát is. (Ezt előtanulmánynak tekintjük a koherens pulzációk vizsgálatához.) 1958. június 9-én

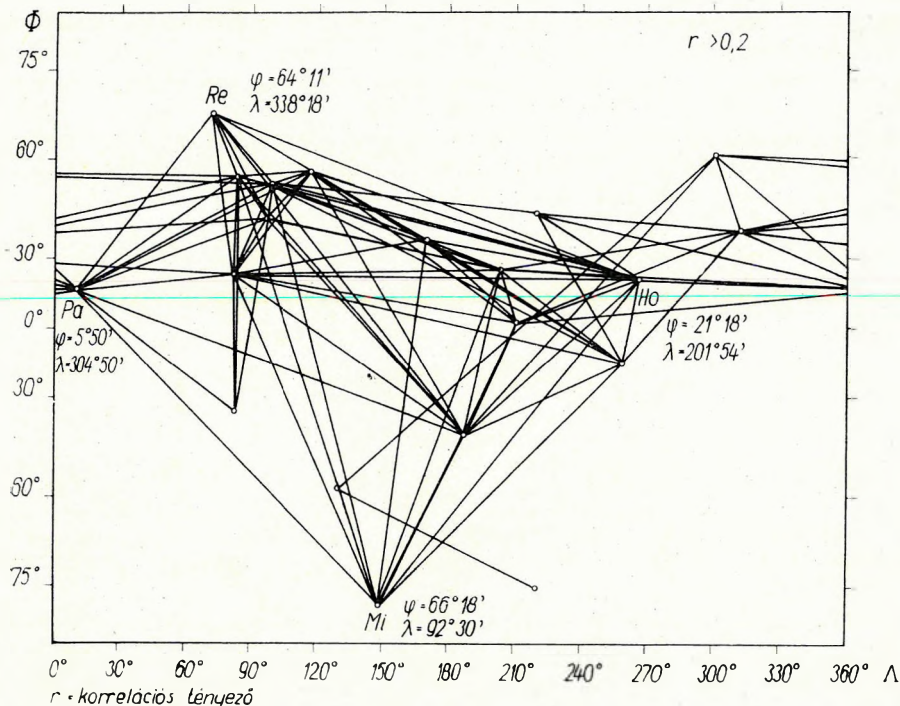


2. ábra. A pulzációs tér elemzésére felhasznált obszervatóriumok térképe (Ádám, Verő, Wallner 1965)

Фиг. 2. Карта с указанием обсерваторий, использованных для анализа поля пульсаций. (Адам, Верё, Валнер, 1965)

Fig. 2. Map of observatories used for analysing the field of pulsations. (Ádám, Verő, Wallner 1965)

6 órán keresztül (0–1, 7–8, 12–13, 13–14, 18–19, 20–21 h GMT között), 2,5 percenként az egyes szakaszok maximális amplitúdóit olvastuk ki és minden egyes obszervatóriumpárra kiszámítottuk a korrelációt. A világméretű eloszlási függvény meghatározására a 6 (vagy egyes esetekben kevesebb) korrelációs faktor mediánját használtuk fel és bizonyos korrelációnál (így 0,8; 0,6; 0,4; 0,2) jobb kapcsolatú obszervatóriumokat a térképi ábrázolásnál összekötöttük (l. pl. a 3. ábrán a 0,2-nél jobb korrelációban levő állomásokat). Jellegzetes pc-s (12–13 h GMT) és pt-s órára (18–19 h GMT) a 0,6-nál jobb korrelációjú állomások térképét külön is megrajzoltuk (l. 4. és 5. ábra).



3. ábra. 0,2-nél jobb korrelációjú obszervatóriumok az 1958. június 9-i átlagos pulzációs tér esetén (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

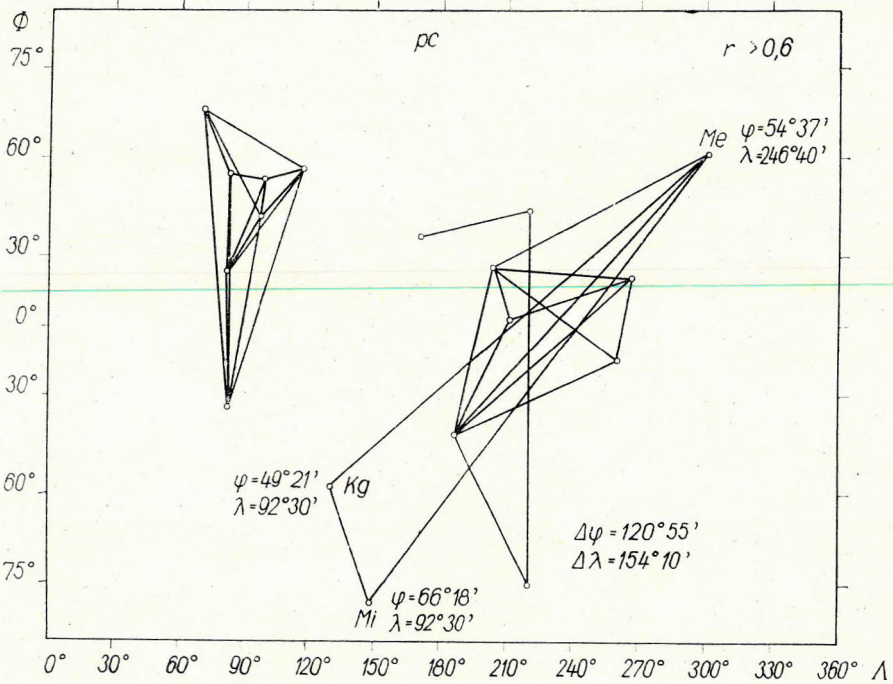
Фиг. 3. Обсерватории с корреляцией лучшей 0,2 для поля средних пульсаций 9-го июня 1958 г. (Адам, Верё, Валлер, 1965)

Fig. 3. Observatories with a correlation better than 0,2 for the field of average pulsation on the 9th of June, 1958 (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

A pc-s és pt-s források térbeli dimenzióinak különbsége feltűnő. A pt (pi2) típusú pulzációk, mint az amplitúdóváltozások alapján számított korrelációs térkép mutatja, nemcsak a helyi idő szerinti éjszakai oldalon jelentkeznek, hanem a nappalin is, és ezért forrás dimenziói lényegesen nagyobbak, mint azt az eddigi pt tanulmányok alapján várhatjuk. A pt-nek a Föld nappali oldalán pc-növekedés felel meg, mint azt korábbi tanulmányunkban (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965/a) részletesen elemeztük és kimutattuk.

Ha ezek után számszerű értékeket szeretnénk kapni a tér dimenzióira a fenti vizsgálatból, tisztáznunk kell, hogy milyen korrelációs határokat kell alapul vennünk. PRICE az $L = \frac{2\pi}{\nu}$ értéket hullámhossznak nevezi, és ez magá-

ban foglalja a periodicitás fogalmát, azaz pl. a korreláció (r) csökkenését egyről nullára, majd növekedését nulláról egyre. Ezen az alapon a határokat a még kapcsolatnak nevezhető 0,2-es korrelációs térkép alapján számíthatjuk. Fel-



4. ábra. pc-típusú pulzációs tér esetén egymással 0,6-nál jobb korrelációban levő obszervatóriumok (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

Фиг. 4. Обсерватории в взаимной корреляции лучшей 0,6 для поля пульсаций типа pc. (Адам, Верё, Валнер, 1965)

Fig. 4. Observatories with a mutual correlation better than 0,6 for the field of pc type pulsations. (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

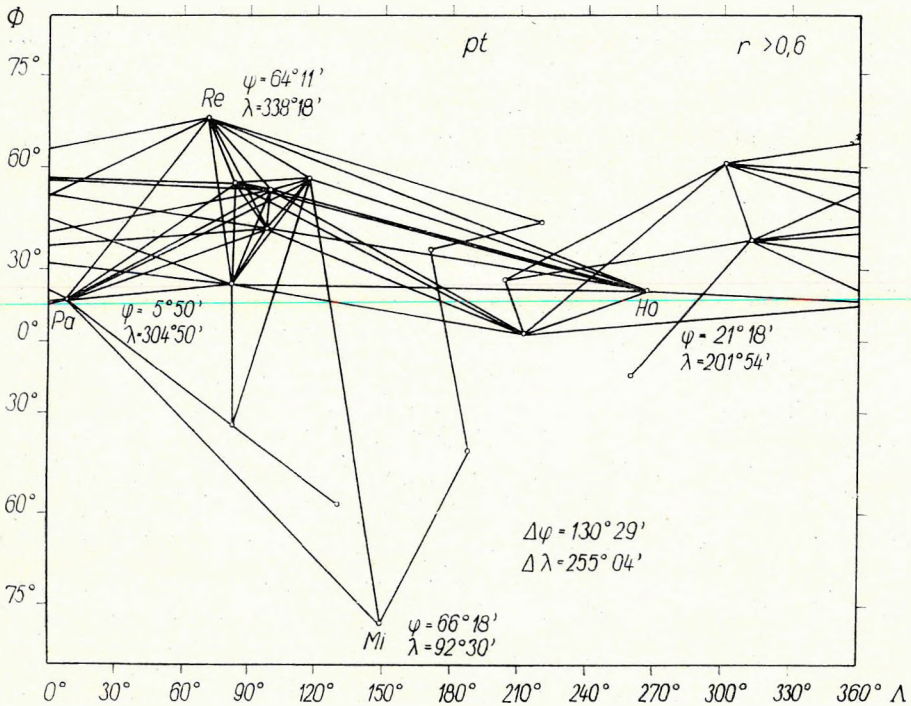
tétlenül mindkét gömbi koordináta irányában meg kell a ν értéket adni, mint-hogy a szélességi irányban ν (sok esetben lényegesen) nagyobb. Így az 1958. június 9-i átlagos pulzációtér számára a következő értékek adhatók meg:

$$r = 0,2 \text{ alapján } \left. \begin{array}{l} \nu_b = 4,3 \cdot 10^{-9}; (\Delta\varphi = 130,5^\circ); (L_\varphi = 14\,500 \text{ km}; 2,76) \\ \nu_\lambda = 2,2 \cdot 10^{-9}; (\Delta\lambda = 255^\circ); (L_\lambda = 28\,400 \text{ km}; 1,41) \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{rendű} \\ \text{szférikus} \\ \text{harm.} \end{array}$$

Ha szigorúbb határt szabunk, pl. 0,6-os korrelációt és külön vizsgáljuk a pc és pt típusú pulzációkat akkor pc-nél:

$$\begin{array}{l} \nu_\varphi = 4,7 \cdot 10^{-9} (\Delta\varphi = 121^\circ) L_\varphi = 13\,400 \text{ km } 2,98 \text{ rendű szf. harmonikus} \\ \nu_\lambda = 3,7 \cdot 10^{-9} (\Delta\lambda = 154^\circ) L_\lambda = 17\,000 \text{ km } 2,34 \text{ rendű szf. harmonikus} \end{array}$$

pt-nél a 0,6-os korreláció határai megegyeznek a 0,2-re számított értékkel az átlagos pulzációs tér esetében.



5. ábra. pt (pi2) típusú pulzációs tér esetén egymással 0,6-nál jobb korrelációjú obszervatóriumok (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

Фиг. 5. Обсерватории в взаимной корреляции лучшей 0,6 для поля пульсаций типа pt (pi2). (Адам, Верё, Валнер, 1965)

Fig. 5. Observatories with a mutual correlation better than 0,6 for the field of pt (pi2) type pulsations (Ádám, Verő, Wallner, 1965)

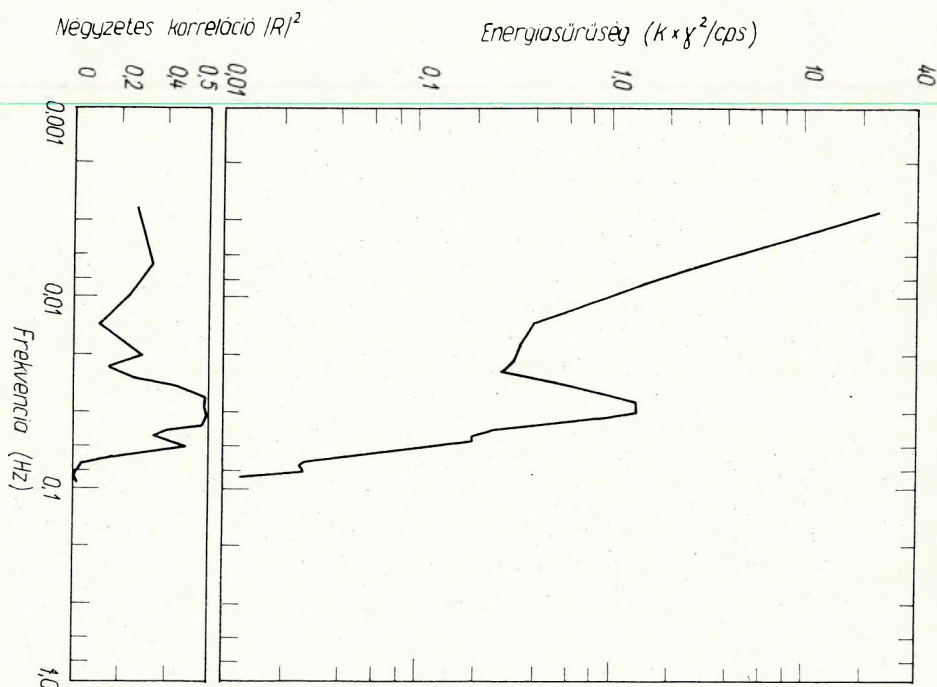
(Tetszésszerinti korrelációs határ megválasztása mellett számíthatók a ν értékek az előbb említett tanulmányunkban (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965) között

$$R = 0,94 e^{-0,2\Delta t - 0,23\Delta\varphi} + 0,06$$

korrelációs egyenlet alapján, ha az egyik határra nézve (t , vagy φ) valamilyen adatunk van. Δt a két obszervatórium helyi ideje közötti különbséget jelenti órákban. $\Delta\varphi$ -t pedig 10° -os egységben kell behelyettesíteni.)

Az előzőekben említett kutatásainknál szigorúbb koherencia-vizsgálatokat végeztek S. P. SRIVASTAVA, J. L. DOUGLASS, S. H. WARD (1963). 6 állomást helyeztek el mintegy 100 km távolságban egymástól közel észak–déli irányban Meanook és Cardston között. A pulzációknál megfelelő ionoszférás források (hidromágneses hullámokból keletkezett!) magasságából következtetve ($D - F_2$ réteg) ilyen távolságra vártak szabálytalanságot. A H_z (vertikális) és H_x (észak–déli irányú horizontális) mágneses komponens jó korrelációja $T = 30$ sec mellett megerősítette a síkhullám feltevés helyességét a kér-

déses területen. Különösen jó korrelációt kaptak a frekvenciaspektrum csúcsainál. (L. a 6. ábrán.) Ez WARD elméletének alátámasztását adja, amely szerint jel és zajtípusú pulzációk vannak. A jeltípusú pulzációk dimenziói világmérőek, míg a zaj lokális ionoszférás forrásokból származik. A jeltípusú pulzációknál a $\varrho(\sqrt{T})$ diagram szórása is lényegesen kisebb.¹ WARD és munkatársai dimenziószámítást nem végeztek.



6. ábra. Energiasűrűség és négyzetes korreláció (R^2) a frekvencia függvényében az észak-déli földmágneses komponensben Srivastava, Douglass és Ward (1963) 3. sz. mérési pontján (1961. augusztus 18-án, $10^{09} - 11^{06,5}$ LMT)

Фиг. 6. Плотность энергии и квадратная корреляция (R^2) в зависимости от частоты по меридиональной составляющей геомагнитного поля, на пункте измерения № 3 Стривастава, Дугласса и Варда (1963). (18-го августа 1961 г., $10^{09} - 11^{06,5}$ LMT)

Fig. 6. Energy density and square correlation (R^2) as a function of frequency in the North-South geomagnetic component on the measuring point No. 3. of Srivastava, Douglass and Ward (1963) (On the 18th of August, 1961, $10^{09} - 11^{06,5}$ LMT)

TAKÁCS ERNŐ (1964) a $\left| \frac{H_z}{E} \right| (\varphi)$ függvényt kívánja a pulzációs tér jellemzé-

sére felhasználni, a belső eredetű, azaz az altalajból származó szabályos rész levonása után. Kétségtelen, hogy a maradék kapcsolatban van a forrás természetével, egy állomás adataiból azonban a forrás méreteire és „helyváltásaira” következtetni eléggé bizonytalannak látszik.

¹ Ez a tény alátámasztja a tellurikus tér homogeneitásának jellemzésére bevezetett paraméterünk helyességét (Ádám, Verő, 1962), amely relatív tellurikus-ellipszis pontszórásán alapszik.

4. Néhány gyakorlati következtetés

PRICE vizsgálatait üledékes medencékre, így hazai viszonyokra is először TAKÁCS ERNŐ értelmezte (1964). Erre (XVII) képlet ad lehetőséget. Ha $\sqrt{\sigma_1/T_1}$ érték megváltozik, az 1. ábrán ν K -szorosára nő, D és $\frac{E_x}{i\omega H_y}$ pedig K -ad részére csökken, ahol

$$K = \sqrt{\frac{\sigma_2 T_1}{\sigma_1 T_2}}; \sigma_1 = 10^{-14} [\text{emu}]; T_1 = 100 \text{ sec}$$

TAKÁCS $\sigma_2 = 10^{-12}$ [emu] és $T_2 = 20$ sec mellett végezte el átszámítását, így: $K = 22,3$. ($K = 20$ -nak megfelelő koordináta-eltolódásokat is feltüntetjük az 1. ábrán.) A helyzet tehát lényegesen javult. (A tér dimenziójára nézve a követelmény 22,3-ed részére csökkent.) Szinte lokális méretű terekkel végezhető a kutatás az eredeti CAGNIARD-féle feltevésnek megfelelően, ha az üledékvastagság kb. 0,5 km-nél nagyobb.

PRICE által közölt térdimenziók a fenti követelményeket messzemenően kielégítik (sőt PRICE modelljénél ($\sigma/T = 10^{-16}$ emu/sec) is használható a $\nu = 0$ közelítés $D \geq 10$ km esetén).

A fenti értékekkel kapcsolatban lényeges az, hogy a terek dimenziói az ionoszféra magasságával nincsenek kapcsolatban, annak sokszorosát teszik ki.

A felsőköpenykutató MTSz-kal kapcsolatban gyakran hangoztatják az utóbbi időben (Empfehlungen der VII. Tagung, Moskau, 1964), hogy azokat a kristályos kőzet kibúvásban ($\rho \gg 1000 \Omega\text{m}$) legcélszerűbb elvégezni, mert így a jólvezető üledék hatása a kiértékelést nem zavarja, a nagyobb mélységű szakasz több részlete kifejezésre juthat a látszólagos ellenállásban. Ennek ellene mond a Price-féle elmélet, amely szerint (l. a fenti számításokat!) a tér dimenzióinak a szerepe éppen ebben az esetben jelentősen megnőhet. A szondázási helyek kiválasztása csakis a kétféle szempont összeegyeztetésével történhet.

Érdekes kérdést vet fel a $\nu_\varphi \neq \nu_z$ egyenlőtlenség is. Eszerint a különböző irányú terekkel végzett mérések jósága, megbízhatósága különböző. Ez pl. az $\rho(\sqrt{T})$ görbe szórásában, az anizotrópia-ellipszisek bizonytalanságában is kifejezésre juthat. A Nagycenk melletti obszervatórium MTSz görbénél is megfigyelhető egy ilyen tendencia ($\mu_{e_x} < \mu_{e_y}$).

A 3. fejezetben pt-re megadott lényegesen nagyobb forrásméretek alapján javasolható, hogy a MTSz-pulzációs szakaszát főként éjjeli mérésekkel meghatározott pt-pulzációk alapján számítsák ki.

Mint hogy a kéreg legfelső részén (10–15 km mélyen) rendszerint a pc 4, de főként a pc 5 pulzációk ($T = 45–150$ sec és $T = 150–600$ sec) segítségével több helyen (Rügen szigetén, Nagycenk mellett, Srobarován stb.) jólvezető réteget indikáltak az MTSz-görbékkel és ez az ismert hőmérséklet-mélység összefüggésekkel nehezen magyarázható, szükségesnek látszik elsősorban a pc 5 pulzációk térelemzése. Ezek, mint ismeretes, a korábbi nevezéktan szerinti Lpc-k, főként a sarkvidéki övekre, tehát viszonylag szűkebb területre jellemzőek. Ettől függetlenül a (látszólagos) jólvezető rétegek tektonikai ere-

detűek is lehetnek. Felmerülhet a parthatás kérdése, sőt közeli magmatartályokat is jelezhetnek. A kérdés eldöntése esetenként további alapos vizsgálatot igényel.

PRICE egyébként a MT-módszert az impedancia modulusának és argumentumának egyidejű meghatározásával kívánja pontosabbá tenni. Ez az eljárás egy fölös adatot szolgáltat, amellyel a tér dimenziói is meghatározhatók. Erre nézve kísérletet kellene végezni valamilyen ismert és nyugodt településű geológiai alakzat felett.

Megjegyezzük még, hogy PRICE munkája eddig viszonylag kis visszhangot keltett, feltehetően azért, mert a gyakorlati jellegű kutatást kevésbé érinti. A szovjet irodalom például szintén keveset foglalkozott a kérdéssel azon kívül, hogy az 1964. évi regionális konferencián Moszkvában a magnetotellurikával kapcsolatos ajánlások közé bevettük a kérdés megvizsgálását.

Megoldásra vár még az elmélet kidolgozása többretegű modelleknél.

IRODALOM

- ÁDÁM, A. (1963): A földkéreg és a felső-köpeny elektromos ellenállásviszonyainak kutatása Magyarországon földi elektromágneses térrel. Kandidátusi értekezés.
- ÁDÁM, A. (1964): Über die Berechnung der magnetotellurischen (MT) Anisotropie. Freiburger Forschungshefte, C 168, 1–48, Berlin.
- ÁDÁM, A. – VERŐ, J. (1962): Előzetes beszámoló a MTA Geofizikai Kutató Laboratóriumának országos földi áramméréseiről. Geofizikai Közlemények, X, (1–4), 27–37, Budapest.
- ÁDÁM, A. – VERŐ, J. – WALLNER, Á. (1965): A földi elektromágneses tér pulzációinak térbeli eloszlása. I. rész. A pulzációk eloszlása a földrajzi hosszúság és szélesség függvényében az egész Földön Geofizikai Közlemények.
- ÁDÁM, A. – VERŐ, J. – WALLNER, Á. (1965/a): A földi elektromágneses tér pulzációinak térbeli eloszlása II. rész. A pc és pt (π^2) típusú pulzációk kapcsolata. Geofizikai Közlemények.
- БЕРДИЧЕВСКИЙ, М. Н. (1960): Электрическая разведка методом теллурических токов. Гостоптехиздат.
- SRIVASTAVA, S. P. – DOUGLASS, J. L. – WARD, S. H. (1963): The application of the magnetotelluric and telluric methods in Central Alberta. Geophysics.
- CAGNIARD, L. (1953): Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. Geophysics, 18, 605–635, Littleton.
- Empfehlungen der VII. Tagung der Europäisch-Asiatischen Region Moskau, Juni 1964., Empfehlung C 4. 1.
- PETR, V. – PĚČOVÁ, J. – PRAUS, O. (1964): A study of the electric conductivity of the Earth's mantle by magnetotelluric measurement at Srobárova (Czechoslovakia). Geofysikální Sborník, 208, 407–447., Prága.
- PRICE, A. T. (1962): The theory of magnetotelluric methods when the source field is considered. Journal of Geophysical Research, 67., (5), 1907–1918, Washington.
- PRICE, A. T. (1964): A note on the interpretation of magnetic variations and magnetotelluric data. Journal of Geomagnetism and Geoelectricity, XV, (4), 241–249. Tokió.
- TAKÁCS, E. (1964): Magnetotellurikus műszer és módszerfejlesztési vizsgálatok és alkalmazásuk a geofizikai kutatásban. Kandidátusi értekezés.
- WAIT, I. R. (1954): On the relation between telluric currents and the earth's magnetic field. Geophysics, 19, 281–289, Littleton.
- WIESE, H. (1962): Geomagnetische Tiefentellurik. Teil II. Geofisica pura e applicata, 52, 83–103, Milano.

A. АДАМ, Я. ВЕРЁ

ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ-
ПРИ НАЛОЖЕНИИ ВАРИАЦИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ ПЕРИОДАМИ

В работе установлено, что при наличии двух или некоторых периодов в оформлении суммы наибольшую роль играет компонент, частичная сумма которого доминирует в данный период. Если частичная сумма одного из компонентов представляет собой половину от частичной суммы другого, то она оказывает влияние на результирующую сумму, равное всего ок. 10%, таким образом такие участки могут приниматься за единственный период.

A. ÁDÁM, J. VERŐ

INVESTIGATION OF THE METHODS OF PROCESSING TELLURIC SURVEY DATA
IN THE CASE OF SUPERPOSITION OF VARIATIONS WITH VARIOUS PERIODS

It is stated in the paper, that in the presence of two or more periods the component with the highest partial total within the given space of time dominates in the formation of the total. If one of the components has a partial total running to the half of that of the other, then it influences the resulting total only to an extent of abt. 10%, thus sections like this can be taken for a single period.

A TELLURIKUS MÉRÉSEK FELDOLGOZÁSI MÓDSZEREINEK VIZSGÁLATA
KÜLÖNBÖZŐ PERIÓDUSÚ VÁLTOZÁSOK SZUPERPOZÍCIÓJÁNÁL

ÁDÁM ANTAL és VERŐ JÓZSEF

I. rész

Totális módszer

A magnetotellurikus szondázási görbék meghatározásához ismernünk kell az elektromos és mágneses tér amplitúdóját különböző periódusú változásoknál. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy az egyes periódusokat tisztán, más zavaró periódusok nélkül kell előállítanunk. Ez a probléma azonban nemcsak a magnetotellurikus méréseknél jelentkezik, hanem a tellurikában is. Egyes vidékeken olyan nagy lehet a (bázishoz képest számított) frekvenciafüggőség, hogy elhanyagolása a területarány-értékek hibáját okozhatja. Előfordulhat az is, hogy éppen a területarányt kívánjuk a periódus függvényében vizsgálni (relatív tellurikus frekvenciaszondázás). Felmerül tehát az a kérdés, hogy

A kézirat 1966. II. 2-án érkezett.

mennyire érzékenyek a tellurikus mérések feldolgozási módszerei különböző periódusok keveredésére, milyen mértékű idegen periódus jelenléte engedhető meg egy regisztrátumon, hogy azt még egyetlen periódusúnak tulajdonítsuk?

A továbbiakban ezeknek a szempontoknak alapján akarjuk elemezni az egyes feldolgozási módszereket (totális, relatív-ellipszis, abszolút-ellipszis). Jelen I. résznek nevezett tanulmányunkban a totális módszerrel foglalkozunk.

„Totális változás” alatt — KUNETZ (1957) nyomán — egyértelmű időfüggvényeknél, mint amilyen az elektromos télerősség időbeli változásait leíró görbe is, a függvényt leíró görbe megvizsgálandó tartományának kezdő és végső pontja között az egymás után következő összes maximumok és minimumok ordinátái közötti különbségek abszolút értékének összegét értjük:

$$V_x = \sum_{t_1}^{t_2} |\Delta x| \quad (1)$$

Itt az egyes Δx -ek két-két szélsőérték ordinátája közötti különbséget jelentik. Az 1. képlet hasonló módon írható fel a tellurikus abszolút ellipszis meghatározásához szükséges többi komponens esetére is. Közvetlen regisztrálással többnyire az északi (x) és keleti (y) komponens határozzák meg. A harmadik, általában 45° -os komponens szerkesztéssel, vagy számítással állítják elő.

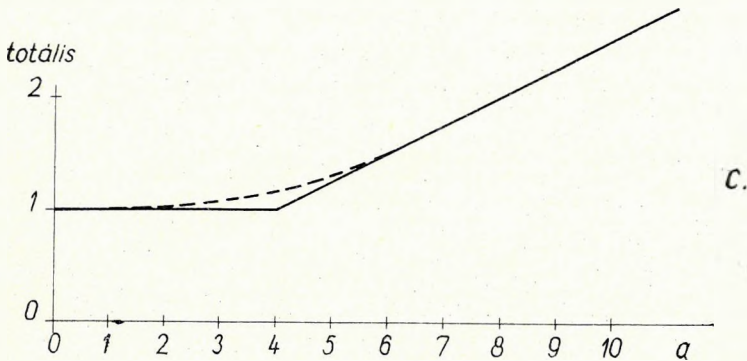
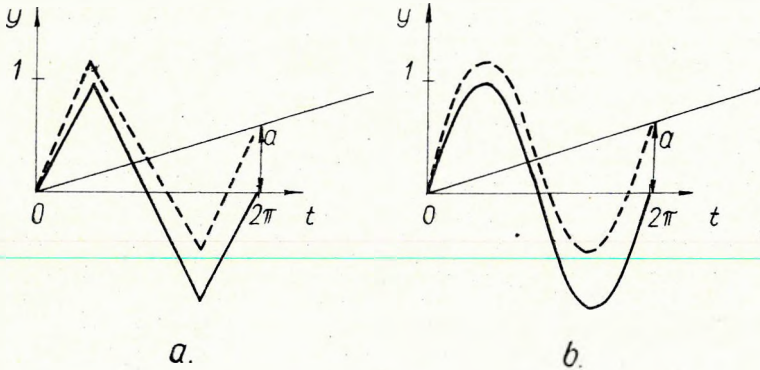
A tanulmányunkban tárgyalt probléma már eddig is érdeklődést keltett (ÁDÁM, 1958., THIEME, 1963). Ők azt tételezték fel, hogy a totális módszer a kisebb periódusokat emeli ki. Emiatt ajánlotta ÁDÁM (1958) a totális módszer fenti kifejezése helyett a

$$V'_x = \int_{t_1}^{t_2} x dt \quad (2)$$

integrál alkalmazását, hogy mérsékelje a kisperiódusok szerepét a totálisban. THIEME (1963) azt vizsgálta meg, hogy 6 : 1 periódusarányú változásoknál a nagyperiódus mennyire érezteti hatását. (Amplitúdója a kisperiódus amplitúdójának 2,5-szerese volt.) Megállapította, hogy a nagyperiódus egy teljes periódusa alatt nem lehet kimutatni a totális változását. Ha a nagyperiódusnak nem teljes periódusát vizsgáljuk, akkor a totális — THIEME által hibának tekintett — változása 7%-ot is elérhet.

Vizsgálatainkat¹ azzal a legegyszerűbb esettel kezdtük, amikor tetszés szerinti periódusú, egységnyi amplitúdójú háromszöghullámra egyirányú lineáris változás szuperponálódik. Ez a lineáris változás a tellurikában a polarizáció lehet. Az 1. ábrán bemutatjuk a totális változását a kisperiódus egy teljes periódusa alatt a lineáris változás mértékének függvényében. Ha nem háromszög-, hanem szinusz-hullámról van szó, akkor az 1/c. ábrán szaggatott vonallal jelölt mértékben változik meg a totális. Kismértékű polarizációnál ez a növekedés $1 + a^2/8\pi^2$ arányú, ahol a az egy periódusra jutó polarizáció a kisperiódus amplitúdójának egységében, a következő megfontolás alapján.

¹ Tanulmányunkban azzal kívánunk foglalkozni, hogy egy komponens totálisát milyen mértékben módosítja adott mértékű polarizáció, vagy két különböző periódus interferenciája. A számított harmadik komponensre fejtegetéseink értekezéseink szintén vonatkoznak. Az időszakos állomásellipszis területének adott komponenshiba esetén való változására ebben a részben nem térünk ki.



1. ábra. Egyirányú lineáris változás hatása háromszög- és sín-hullám totálisára, a lineáris változás mértékének függvényében (a a hullám amplitúdójának egységében kifejezve)

Fig. 7. Влияние одностороннего линейного изменения на сумму треугольной и синусоидальной волны в зависимости от величины линейного изменения (a выражено единицами амплитуды волны)

Fig. 1. The influence of unidirectional linear variation on the total of triangular and sinusoid waves as a function of the extent of linear variation (a is given in units of the wave amplitude)

Feladatunk meghatározni az

$$y = \sin x + \frac{ax}{2\pi} \tag{3}$$

függvény totálisát 0 és 2π között. A szélső értékek helye

$$y' = \cos x + \frac{a}{2\pi} \tag{4}$$

alapján: $\cos x = -a/2\pi$.

Ha feltételezzük, hogy a kicsi, vagyis $\arccos(-a/2\pi) = \frac{\pi}{2} + \frac{a}{2\pi}$, ill. $\frac{3\pi}{2} - \frac{a}{2\pi}$, akkor a függvény értéke a szélső értékek helyén a következő:

$$y_{\max} = \sqrt{1 - (a/2\pi)^2} + \frac{a}{2\pi} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{a}{2\pi} \right) \quad (5)$$

$$y_{\min} = -\sqrt{1 - (a/2\pi)^2} + \frac{a}{2\pi} \left(\frac{3\pi}{2} - \frac{a}{2\pi} \right) \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \Lambda \text{ totális } T &= (y_{\max} - y_0) + (y_{\max} - y_{\min}) + (y_{2\pi} - y_{\min}) = \\ &= 4 \sqrt{1 - (a/2\pi)^2} + 4(a/2\pi)^2 \end{aligned} \quad (7)$$

ahol y_0 -al, ill. $y_{2\pi}$ -vel jelöltük a függvény értékét a 0, ill. a 2π helyen. Sorbafejtés után kapjuk ebből közelítőleg

$$T = 4 + \frac{a^2}{2\pi^2} \quad (8)$$

Az eredeti totális 4, így a növekedés aránya:

$$\frac{T}{T_0} = 1 + \frac{a^2}{8\pi^2} \quad (9)$$

Amint az eddigiekből megállapítható, a nagyobb periódus szerepe akkor kezd jelentőssé válni, amikor az azonos időszakra vonatkozó totális érték a kétféle variációra közel egyenlő (gyakorlatilag ez azt jelenti, hogy kisebb mértékű polarizációnál a tellurikus regisztrátumok a totális módszerrel még feldolgozhatók korrekció alkalmazása nélkül is). A továbbiakban ezért az egyes összetevőket nem amplitúdójukkal, hanem az azonos időre vonatkozó totálisukkal jellemezzük (amplitúdó szorozva frekvenciával).

A következő lépésben olyan változások szuperpozícióját vizsgáltuk meg, amelyeknek periódusa 2:1 arányban állt. Ha a kisebb periódus amplitúdóját (a_2) változtattuk, az I. táblázat szerinti totális értékeket kaptuk.

I. táblázat

a_1		a_2		Eredő totális	Növekedés a nagyobb totálisú összetevő %-ában
amplitúdója	totális	amplitúdója	totális		
1	4	2	16	16,08	0,5
1	4	1	8	8,48	6
1	4	0,5	4	5,20	30
1	4	0,25	2	4,40	10
1	4	0,125	1	4,10	2,5

Az I. táblázatban szereplő eredő totálisok a két komponens sin és cos helyzetében számított totálisok közül a nagyobbak (sin helyzetnek neveztük azt az esetet, amikor mindkét összetevő a 0 pontban sin függvény szerint indult, cos helyzetben pedig cos függvény szerint). Így a feltüntetett értékek a totális növekedésének felső határát jelentik.

5:6 arányú periódusok szuperpozíciójánál 1:1 arányú totálisnál 24%-os, 1:2 arányú totálisnál 4–5%-os növekedést kaptunk.

Ezekből a vizsgálatokból is arra a következtetésre jutunk, hogy a totális növekedése az uralkodó totálisú komponenshez képest csak akkor nagyobb, ha a két rész-totális közel egyenlő.

II. táblázat

A kisperiódusú összetevők (k) periódusa a nagyperiódusú periódusának egységében	A totális növekedése				Maximum %
	sin	-sin helyzetben %	cos	-cos	
5/6	24				
2/3	26	26	27	27	27
1/2	30	30	25	25	30
1/3	22	32	32	22	32
1/4	30	27	25	28	30
1/5	7	32	28	32	32
1/6	14	28	25	30	30
1/2 és 1/3	48		43		
1/2, 1/3, 1/4, 1/5, 1/6	65		74		
az előző sor 1/∞-ig	57		∞		

A továbbiakban a periódus változásának hatását vizsgáltuk egyenlő nagyságú totálisok esetére szorítkozva. A II. táblázatban feltüntetjük, milyen arányban álló periódusok szuperpozícióját vizsgáltuk (mindegyiket sin és cos helyzetben). Ez a két fázishelyzet természetesen nem meríti ki az összes lehetőségeket, de az effektus nagyságáról jó tájékoztatást nyújt. Megjegyezzük, hogy az adatokat szerkesztés útján kaptuk meg, mert a matematikai meghatározás nagyon hosszadalmas lett volna. Alább az 1:2 arányban álló periódusokra a számítást is bemutatjuk.

A II. táblázat utolsó értékeit az

$$y = \frac{1}{1} + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{4} + \dots = \infty \quad (10)$$

végtelen sorból, ill. az

$$y = \pi - 2 \left(\frac{\sin x}{1} + \frac{\sin 2x}{2} + \frac{\sin 3x}{3} + \dots \right) \quad (11)$$

fűrészfog-rezgés alapján határoztuk meg. Az első sorozat ugyanis cos-helyzetben a 0-helyen adódik, s a függvénynek másutt negatív értéke is van.

A matematikai meghatározás módját a

$$y = \sin(x + x_0) + \frac{1}{2} \sin 2x \quad (12)$$

függvényen mutatjuk be. x_0 jelenti a kezdőpontbeli fázistolást, amely $0 - 2\pi$ között bármi lehet. Ennek a függvénynek differenciálhányadosa: $y' = \cos(x + x_0) + \cos 2x$ (ismét egyenlő totálisok esetére szorítkozunk!). Keresnünk kell az

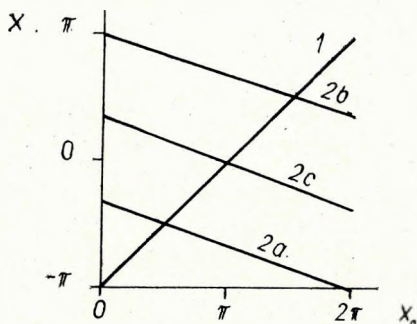
$$\cos(x + x_0) = \cos(2x + \pi) \quad (13)$$

egyenlet megoldását. Két megoldás van: az egyik

$$x = x_0 - \pi(2n + 1) \quad (14)$$

a másik

$$x = -\frac{x_0}{3} - \frac{(2n + 1)}{3} \pi \quad (15)$$



2. ábra. Az $y = \sin(x + x_0) + 1/2 \sin 2x$ függvény szélső-értékeinek helyzete az x_0 kezdeti fázistolás függvényében

Фиг. 2. Положение экстремальных значений функции $y = \sin(x + x_0) + 1/2 \sin 2x$ в зависимости от начального сдвига фазы x_0 ;

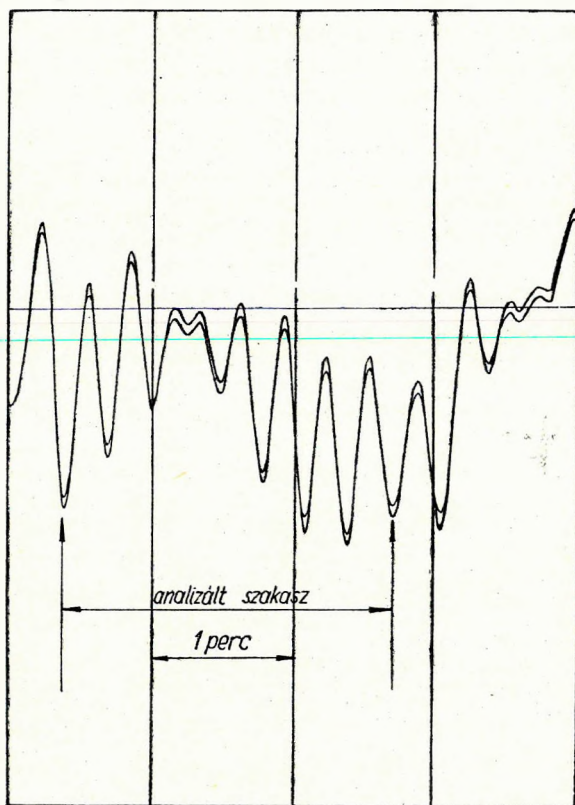
Fig. 2. Position of the extreme values of the function $y = \sin(x + x_0) + 1/2 \sin 2x$ as plotted against the initial phase shift x_0

alakú. Az első esetben csak $n = 0$ -nál (1. megoldás), a másodikban $n = 0, 1, 2$ -nél (2/a., 2/b., 2/c. megoldás) kapunk független megoldásokat, vagyis lehetséges szélső-érték helyeket. A 2. ábrán x_0 függvényében mutatjuk be a szélsőértékek helyének változását. Ahol a két szélsőérték egybeesik, mint pl. $x_0 = 0$ -nál az 1. és a 2/b. megoldás, ott nem szélsőérték, hanem inflexió pont van. A 2. ábra alapján eldönthetjük a szélsőértékek sorrendjét tetszőleges x_0 fázishelyzetre, s ezután nagyságukat is meghatározhatjuk az alábbi formulákból:

$$\left. \begin{array}{l} 1 \quad y = -1/2 \sin 2x_0 \\ 2/a. \quad y = 3/2 \sin(A - 60^\circ) \\ 2/b. \quad y = 3/2 \sin(A - 180^\circ) \\ 2/c. \quad y = 3/2 \sin(A - 300^\circ) \end{array} \right\} A = 2x_0/3 \quad (16)$$

A vázolt megoldás is mutatja, hogy a matematikai tárgyalás csak az egyenlő totálisoknál alkalmazható viszonylag egyszerűen, de akkor is az egyes szélső-érték helyek váltakozó jellege bonyolulttá teszi a számításokat.

II. táblázatunk szerint a periódusváltozás egyenlő totálisoknál hatástalan az eredő totálisra, vagyis bármilyen periódusok keveredése (egyenlő totálisnál), a kezdeti totális értéket kb. 30–32%-kal növeli.



3. ábra. Az analizált pc-pulzációk

Фиг. 3. Проанализированные пульсации pc

Fig. 3. Analysed pc-pulsations

Az elmondottakat egy gyakorlati példával is illusztráljuk. A 3. ábrán feltüntetett szakaszon meghatároztuk harmonikus analízissel az első 15 harmonikus amplitúdóját és totálisát. Az egyes komponensek adatai a III. táblázatban találhatók.

III. táblázat

A harmonikus			A harmonikus		
sorszáma	amplitúdója	totális	sorszáma	amplitúdója	totális
1	8,6	34	9	1,9	68
2	0,8	6	10	0,8	32
3	0,8	10	11	0,5	22
4	2,9	46	12	0,55	26
5	1,1	22	13	0,2	10
6	1,7	41	14	0,25	14
7	7,1	198	15	0,25	15
8	5,2	166			

A totálisok összege a 15. harmonikusig 710, a kiolvasott totális viszont csak 282. Ennek 70%-át a 7. harmonikus teszi ki, a 8-kal együtt pedig már 90%-ánál is többet, bár a totálisok összegében csak 50% a részük.

Vizsgálatainkat összefoglalva azt állapíthatjuk meg, hogy két vagy több különböző periódus jelenlétének a totális kialakításában annak a komponensnek van a legnagyobb szerepe, amelynek résztotálisa az adott időszakban a legnagyobb. Ha az egyik összetevő résztotálisa a másikénak fele, akkor az már csak kb. 10%-os mértékben befolyásolja az eredő totálíst, s így az ilyen szakaszok egyetlen periódusúaknak vehetőek. Gyakorlatilag legcélszerűbb az átlagamplitúdó periódus arányt képezni, mert ez arányos a totálissal, s ha ezek közül az egyik a többit legalább kétszeresen felülmúlja, úgy az egész szakaszra ez lesz az uralkodó periódus a totális szempontjából. Az egyes komponensek periódusának nincsen szerepe, illetve csak annyiban van, amennyiben a totális értéke változik egyenlő amplitúdó, de más periódusnál.

IRODALOM

- ÁDÁM, A. (1958): Über ein modifiziertes tellurisches Schurfgerät und dessen Verwendung zu tellurischen Untersuchungen grossen Ausmasses. Freiburger Forschungshefte, C 45, 52 – 61, Berlin.
- KUNETZ, G. (1957): Anwendung statistischer Eigenschaften der Erdströme in der praktischen Geophysik. Freiburger Forschungshefte, C 32, 5 – 19, Berlin.
- THIEME, H. (1963): Probleme und Erfolge der Tellurik bei der Erkundung hochohmiger Antiklinalstrukturen in der DDR (VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig).

А. АДАМ, И. ВЕРЕ

ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ВЕНГРИИ

В первой части работы излагаются вопросы точности в связи с определением кривых магнитотеллурического частотного зондирования (МТЗ), проведенного в обсерватории при с. Надьценк, анализируются аномалии сопротивления, предоставляются данные для интерпретации кривых относительного теллурического частотного зондирования.

В дальнейшем устанавливается корреляция данных глубины на карте кристаллического основания бассейна, составленной Кёрёши, с площадями относительных эллипсов, вычисленных для пульсаций $T = 25$ сек, с одной стороны, и тенденциями изменения последних между 25 и 100 сек., с другой. На основании такой корреляции определяется среднее сопротивление осадочной толщи (МТ) для территории страны и эффект мощности осадков, отражающийся в данных относительного теллурического частотного зондирования. Также даются формулы для вычисления тенденции (t) относительного теллурического частотного зондирования. В качестве примера применения этих формул показывается построение кривых МТЗ, зарегистрированных в обсерватории в г. Бая, на участке пульсаций.

Для оценки искажения теллурических пульсаций вводится характеристика (R) и изучается ее изменение в зависимости от различных параметров (напр. расстояние между станциями, активность и т.п.). По мнению авторов изменения обуславливаются прежде всего особенностями осадочной толщи.

Заключительная часть посвящена направленности эллипсов и описанию их особенностей в зависимости от геологического строения.

A. ÁDÁM, J. VERŐ

LATEST RESULTS OF ELECTROMAGNETIC MEASUREMENTS IN HUNGARY

The first part of this paper deals with questions of accuracy in connection with the determination of curves of magnetotelluric frequency soundings registered in the observatory at Nagyecenk, analyses the resistivity anomalies, furnishes data for the interpretation of relative telluric frequency soundings.

Further the depth data taken from the map of crystalline base of the Hungarian basin, compiled by Kőrössi, are correlated with the areas of relative ellipses, computed with $T = 25$ sec pulsations, on the one hand, and with their variation tendencies between 25 and 100 sec, on the other. On this basis, the average resistivity (MT) of sediments and the effect of sedimentary thickness are given, as expressed by the data of relative telluric frequency soundings. Formulas for computing the tendencies (t) of relative telluric frequency sounding are also discussed. As an example of applying these formulas the plotting of MTS curves of the Baja observatory is demonstrated on the section of pulsations.

For the evaluation of distortion of telluric pulsations a characteristic value (R) is introduced and its variations examined as a function of various parameters (distance between stations, activity etc.). According to the authors' opinion the distortions are due first of all to the underground structure.

The concluding part deals with the directivity of the ellipses and describes their characteristics in dependence on geological structures.

A kézirat 1966. II. 2-án érkezett.

A MAGYARORSZÁGI ELEKTROMÁGNESES MÉRÉSEK ÚJABB EREDMÉNYEI

ÁDÁM ANTAL és VERŐ JÓZSEF

1. Bevezetés

Az országos földiárammérések eredményeiről legutóbb 1963-ban számoltunk be. A Freiburger Forschungsheftben publikált részletes tanulmány (ÁDÁM, VERŐ, 1965) összefoglalása volt az addig végzett kutatásoknak. Azóta 25 újabb tellurikus bázispont regisztrátumát dolgoztuk fel. Ez mintegy 30%-os pontgyarapodást jelent térképeinken. Így érdemesnek látszik az ország regionális elektromos sajátságaira vonatkozó megállapításainkat kiegészíteni. Szükségesnek tartottuk ugyanakkor a relatív frekvenciaszondázások kiértékelésének alapjául szolgáló obszervatóriumi magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbék pontosabb meghatározását is az eddigi görbéink vázlatos jellege miatt. Ezt az obszervatórium újabb műszerei tették lehetővé.

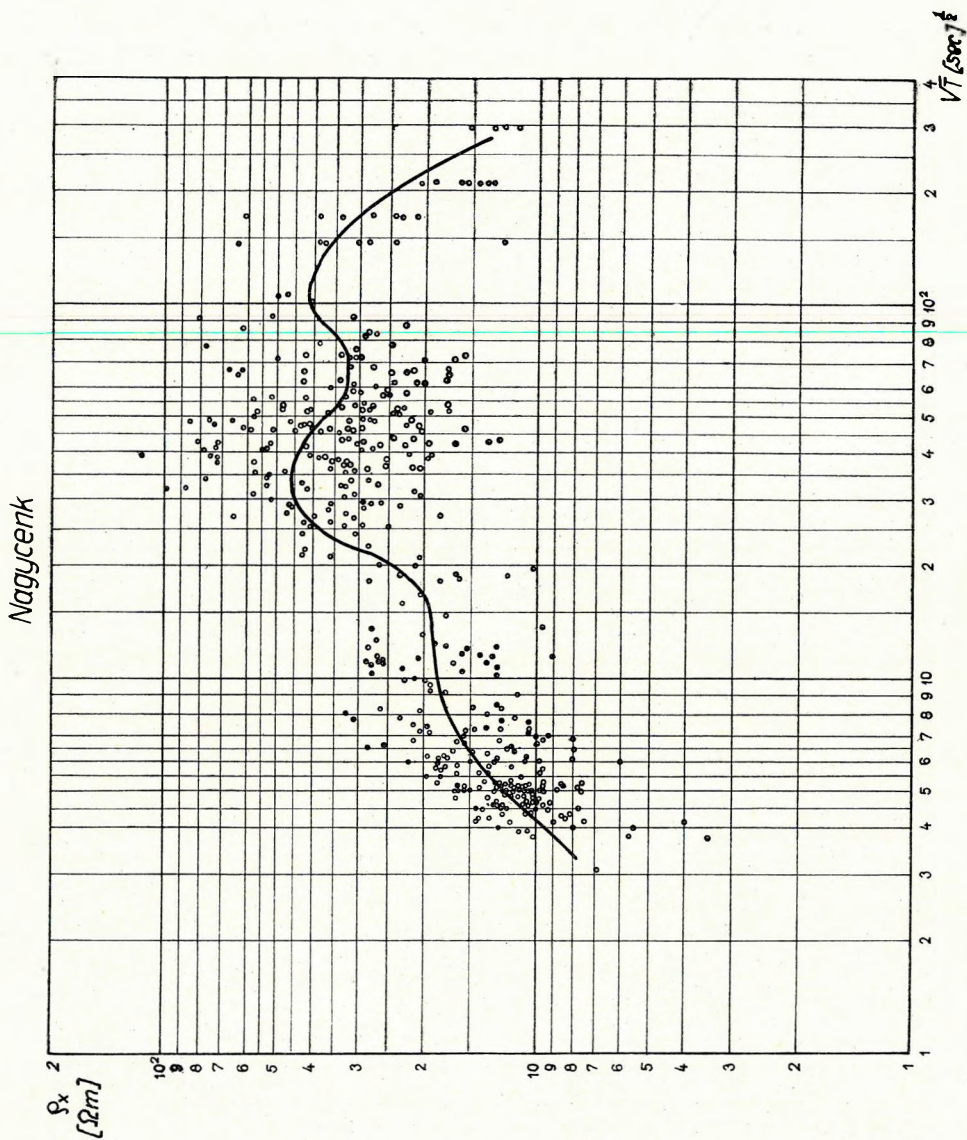
2. A Nagycenk melletti obszervatórium magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbéi (MTSz)

2.1. Mérés- és módszertехnikai kérdések

Az obszervatórium MTSz-görbéit $\sqrt{T} = 10$ [sec]^{1/2} értékig elektromágneses gyorsregisztrátumok (2 cm/perc filmelőtolás) $\sqrt{T} = 10 - 20$ [sec]^{1/2} értékeknél, az adatok átfedése miatt mind gyors-, mind lassú regisztrátumok (2 cm/óra tellurikus, 1,5 cm/óra a föld mágneses regisztrátumoknál a filmelőtolás), $\sqrt{T} > 20$ [sec]^{1/2}-nél pedig lassú regisztrátumok alapján határoztuk meg. (L. 1/a, 1/b ábrát és a 2. ábrán az a-t és b-t).

A földmágneses gyorsregisztrálás nagypermeabilitású maggal (permalloy-C) ellátott indukciós tekercs segítségével történt, amelyet egy (tranzistoros) egyenáramú erősítő közbeiktatásával csatlakoztattunk a (T9 típusú) foto-regisztrálóhoz. A perióduskarakterisztikát forgó mágnessel, illetve 10 sec-nál kisebb periódusoknál kismagnessel generátorral vettük fel. A műszer állandó ellenőrzése és hitelesítése is a fenti eszközökkel történt. Az alkalmazott, de nem maximális érzékenység $T = 8$ sec-nál $3,3 \cdot 10^{-3} \gamma/\text{mm} \sim 300 \text{ mm}/\gamma$ volt. A korábban magnetométerrel (Askania magnetométer differenciál fényelemes átalakítóval) felvett pulzációs görbeszakasz pontjai jól egyeznek az újabb eredményekkel, ami az indukciós elven működő érzékelő (magos tekercs) megbízhatóságának igazolásául is szolgál.

A földmágneses lassú regisztrátumok az obszervatórium DAN LA' COUR-féle variométereivel készültek.

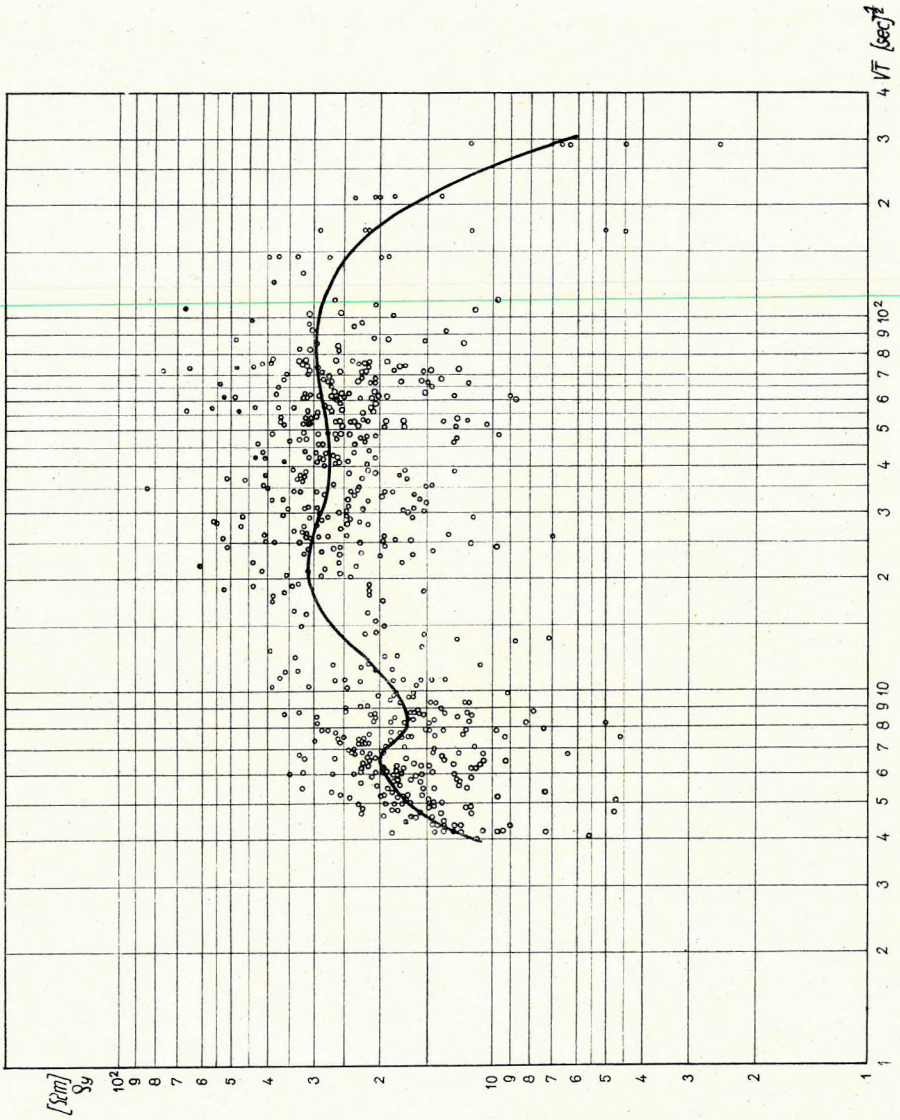


I/a. ábra. ρ_x magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbe pontszóródása a Nagyecenk melletti obszervatóriumban

Фиг. 1/a. Разброс точек по кривой ρ_x магнитотеллурического частотного зондирования в обсерватории при с. Надьценк

Fig. 1/a. Scattering of points on the curve ρ_x of magnetotelluric frequency sounding at the Nagyecenk observatory

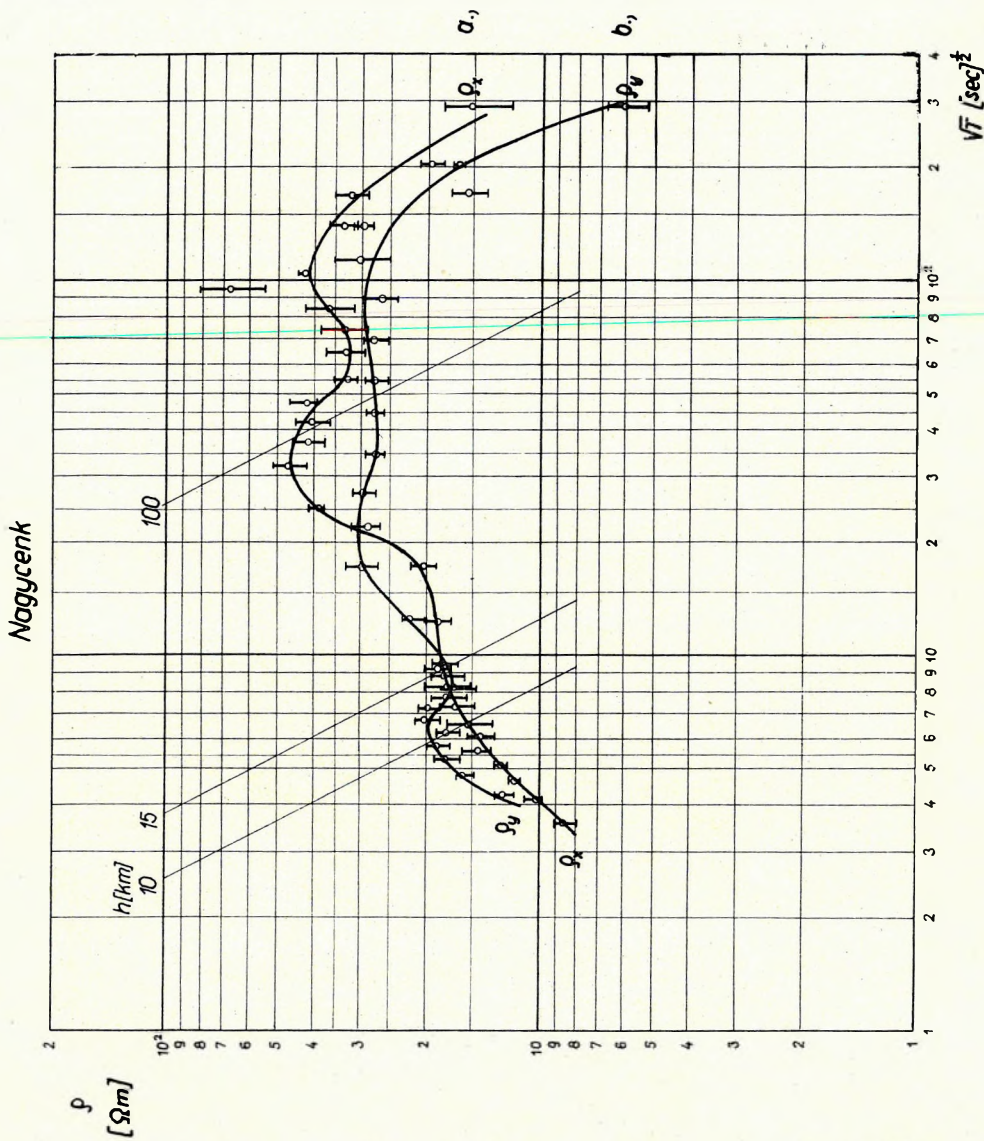
Nagyecenk.



I/b. ábra. Q_y magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbe pontszóródása a Nagyecenk melletti obszervatóriumban

Фиг. 1/б. Разброс точек по кривой Q_y магнитотеллурического частотного зондирования в обсерватории при с. Надьенк

Fig. 1/b. Scattering of points on the curve Q_y of magnetotelluric frequency sounding at the Nagyecenk observatory



2/a. ábra. ρ_x magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbe középváltozási Nagycecnk melletti obszervatóriumban

2/b. ábra. ρ_y magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbe középváltozási Nagycecnk melletti obszervatóriumban

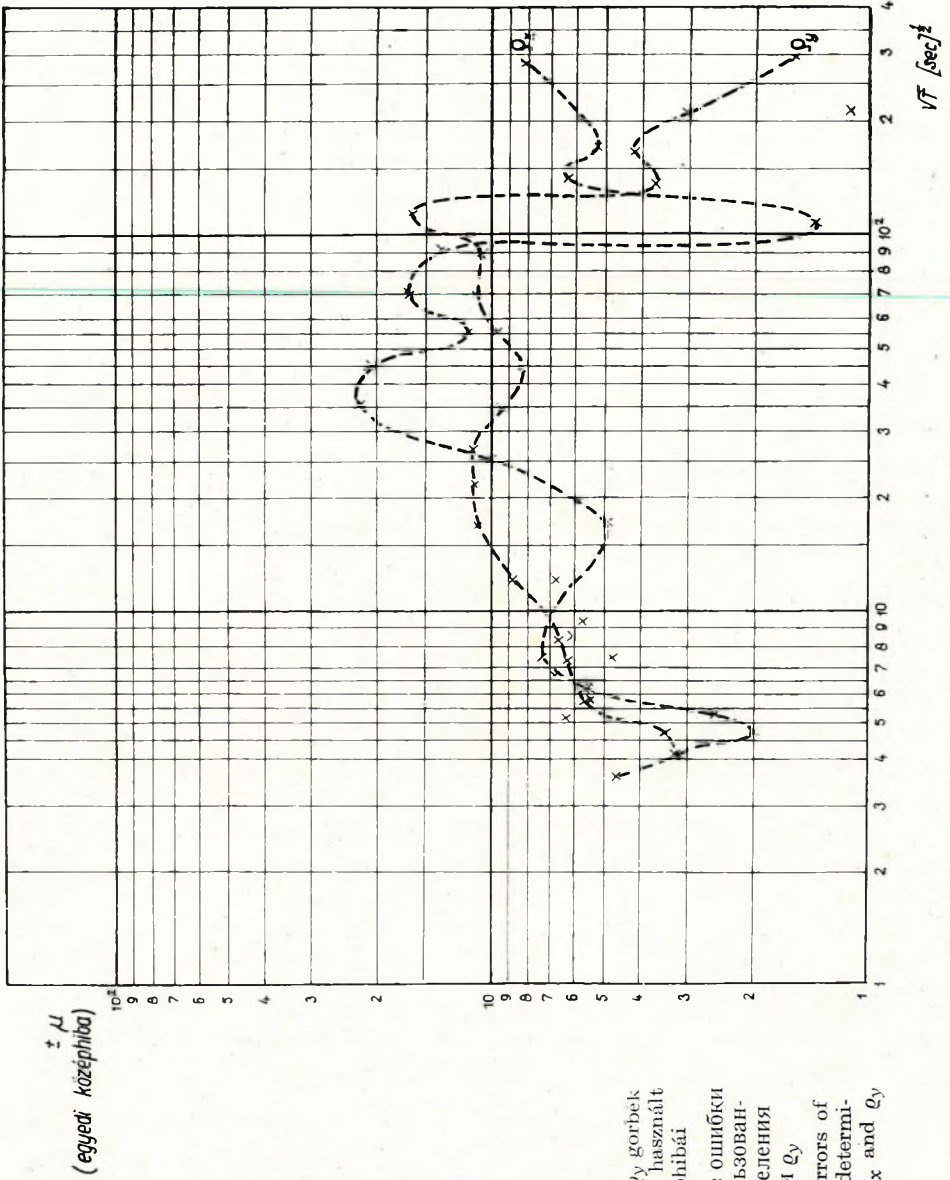
Фиг. 2/a. Кривая ρ_x магнитотеллурического частотного зондирования со средними ошибками в обсерватории при с. Надьценк

Фиг. 2/b. Кривая ρ_y магнитотеллурического частотного зондирования со средними ошибками в обсерватории при с. Надьценк

Fig. 2/a. Curve ρ_x of magnetotelluric frequency sounding with mean errors at the Nagycecnk observatory

Fig. 2/b. Curve ρ_y of magnetotelluric frequency sounding with mean errors at the Nagycecnk observatory

Nagysenk



ϵ_{μ}
(egyetlen középhiba)

2/c. ábra. Q_x és Q_y görbék meghatározására használt értékek középhibái

Фиг. 2/в. Средние ошибки значений, использованных для определения кривых Q_x и Q_y

Fig. 2/c. Mean errors of values used for determining the curves Q_x and Q_y

$\sqrt{T} = 10$ [sec]^{1/2}-ig a pulzációknak megfelelő MTSz görberészt $\Delta\sqrt{T} = 0,5$ -es szakaszokra bontva átlag 20–20 egyedileg kiolvasott változással határoztuk meg. A relatív középhiba a sok adatnak megfelelően ritkán nagyobb $\pm 10\%$ -nál.

$\sqrt{T} > 10$ [sec]^{1/2} esetén az adatok összevonása a középhibasámításához nagyobb $\Delta\sqrt{T}$ értékenként történt. Általában $\Delta\sqrt{T} \cong 5$. Az egyes szakaszok jellemzésére felhasznált adatok száma különböző és rendszerint 20-nál több, esetenként, kritikus szakaszoknál ennek többszöröse. A $\sqrt{T} > 10$ [sec]^{1/2}-es szakasznak a bizonytalanságával az alábbi indokok miatt külön fejezetben foglalkozunk. (2/c. ábra.)

Az MTSz pulzációs szakaszának meghatározása egyedileg kiválogatott szinuszos változások segítségével nem jelentett nehézséget, mert főként a p-típusú folyamatos pulzációsorozatban az egymásnak megfelelő tellurikus és földmágneses amplitúdókat ki lehetett jelölni. (Lényeges fázistolások nem jelentkeztek az ún. S-intervallumban.) A nagyobb periódusú változásoknál, főként az 1 óránál nagyobb periódusú öbölháborgásoknál a következők lényeges különbségek mutatkoznak a pulzációs szakaszhoz viszonyítva:

1. A változások többnyire egyedi jellegűek, azaz egy nyugalmi szintből emelkednek ki szinuszoidális formákkal a regisztrátumon.

2. Jelentős fázistolások vannak az összetartozó földmágneses és tellurikus komponensek között (ÁDÁM, 1964).

A fentiekből adódóan részben a periódus meghatározása, részben pedig az amplitúdók kijelölése bizonytalanná válhatik. Erre jellemző példaként emlékeztetünk azokra a nehézségekre is, amelyek az obszervatóriumi, periódusbontással történő adatfeldolgozásnál a 4. ($T = 12 - 24$ perc) és 5. ($T = 24 - 60$ perc) periódusosztályba tartozó változások elkülönítésénél jelentkeznek. A jelentős, $70 - 90^\circ$ körüli fázistolás (induktív hatás) ezeknél az egyetlen hullámból álló változásoknál látszólagos perióduskettőzéshez vezethet a tellurikus regisztrátumon a mágneses változáshoz viszonyítva (WALLNER, 1962). Így ugyanaz a változás a tellurikus regisztrátum feldolgozásánál a 4., a földmágneses feldolgozásnál pedig az 5. periódusosztályba kerülhet. A magnetotellurikus kiértékelő főként erősen aszimmetrikus (teljes hullámban a nyugalmi szinthez viszonyítva a + és - amplitúdó eltér) változásoknál hajlamos a tellurikus regisztrátumon csak a nagyobb amplitúdójú hullámot kiolvasni. Ez az elhanyagolás csökkenti a látszólagos fajlagos ellenállás (ϱ) értékét. Így például tellurikus keleti komponensben a hullám teljes amplitúdójának kiolvasásakor kapott ϱ_y -érték: 29,9, csak a nulla tengelytől mért nagyobbik amplitúdó kiolvasásakor pedig 14,1 Ωm (11 adat átlagértéke). Perióduskettőzés nélküli, de ugyanolyan periódusú változások felhasználásával ϱ_y értékére 21,8, illetve 23,4 Ωm -t kapott két független kiértékelő (21 adat átlagértéke). A különbség itt a kiolvasásnál elkövetett személyi hibából adódik. Helyes értékek meghatározásához célszerű tehát olyan változásokat kikeresni, amelyeknél perióduskettőzés nincs, amíg a fenti kérdést frekvencia-analízissel nem tisztázzuk.

22. A MTSz görbék megbízhatósága és a görbék változásainak indikációja az eloszlási diagramokban a $\sqrt{T} > 10[\text{sec}^{\frac{1}{2}}]$ periódusoknál

Ha a $\varrho(\sqrt{T})$ magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbéken a pontok szórását tanulmányozzuk, azt a következtetést kell leszűrniünk, hogy a görbe kellő pontosságú meghatározásához általában sok (egy-egy ponthoz legalább 10) adatot kell feldolgoznunk. Ez a munka történhetik a kvaziszinuszos változások egyedi kiválasztásával, vagy frekvenciaanalízis energiaspektrumával. Mithogy egyelőre az előbbi eljárást alkalmaztuk, most az egyedi változások válogatásának eredményét értékeljük az adatok megbízhatósága szempontjából. Mint ismeretes, a látszólagos fajlagos ellenállás relatív hibája a jólismert

$$\varrho = 0,2 T \left(\frac{E}{H} \right)^2 \quad (1)$$

összefüggés alapján

$$\pm \frac{\mu_n}{\varrho} = \pm \frac{\mu_T}{T} \pm 2 \frac{\mu_H}{H} \pm 2 \frac{\mu_E}{E} \quad (2)$$

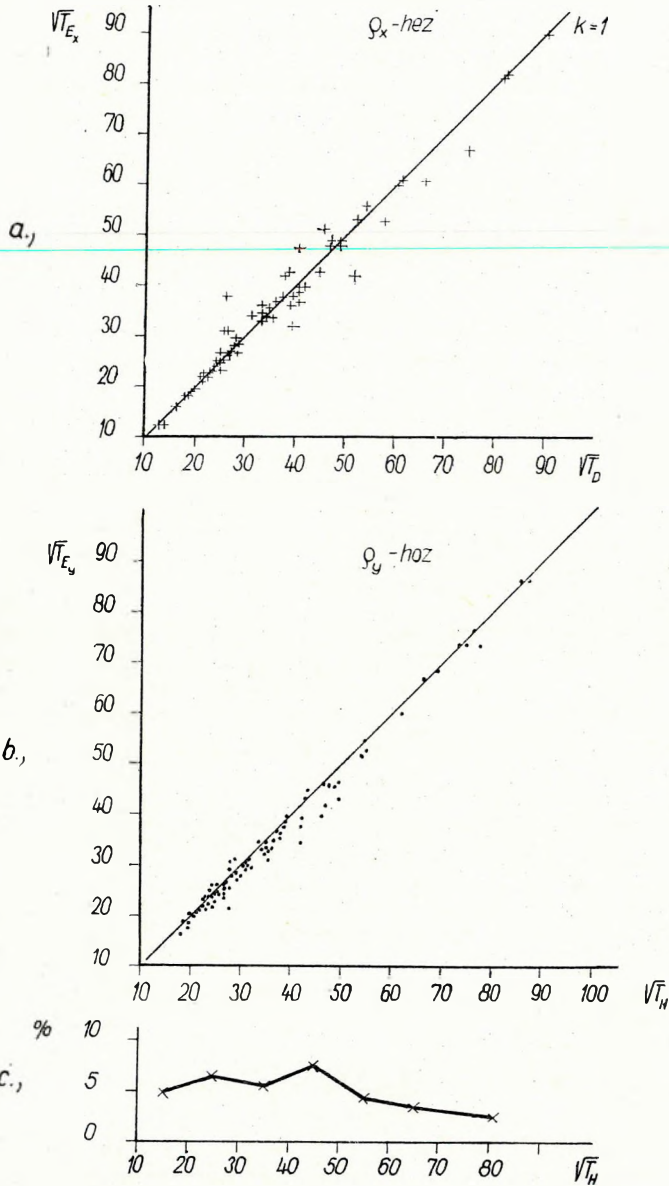
képletből adódik.

Ennek megfelelően a periódus és az összetartozó térerősség-amplitúdók bizonytalanságát kell megvizsgálnunk.

A periódus megbízhatóságát fokozhatjuk, ha mind a földmágneses, mind pedig a tellurikus komponens esetében kiolvassuk a regisztrátumból a periódust. Ez az eljárás lehetővé teszi a kiolvasott periódus középhibájának meghatározását. Ha az összetartozó periódusértékeket egymás függvényében ábrázoljuk, statisztikus képet kapunk a periódusmeghatározás pontosságáról a periódus függvényében. A Nagycenk melletti obszervatóriumból a 3. ábrán mutatunk ilyen periódusdiagramokat. Az $E_x - H_y$ ($\sim D$) térerősségeknél a periódus meghatározása bizonytalanabb, mint $E_y - H_x$ ($\sim H$)-nál; mindkét komponens-párnál fokozatosan romlik a nagyobb periódusok felé. A szórás az ábrán $\sqrt{T} = 40 - 50 [\text{sec}^{\frac{1}{2}}]$ -nél éri el a maximumát. (Mint látni fogjuk, ez az eloszlási diagramok jelentős torzulását eredményezi.) A periódus kiolvasási pontossága: $(\pm 0,2 \text{ mm}) \sim 48 \text{ sec}$ a földmágneses (filmelőtolás 15 mm/óra) és $\sim 36 \text{ sec}$ a tellurikus (filmelőtolás 20 mm/óra) felvételeken. A 3/c ábra szerint a két periódusadat, eltekintve a $\sqrt{T} = 40 - 50$ -es sávtól nem tér el egymástól jelentékenyen. Ez a vizsgálat is igazolja azt, amit a nagyobb periódusú változások periódusának meghatározásával kapcsolatban az előző fejezetben leírtunk.

Az amplitúdó meghatározása különösen a H_y ($\sim D$) mágneses komponens esetében bizonytalan. Ez természetszerűen adódik a D variométerek nagy skálaértékéből (ε). Így pl. a Nagycenk melletti obszervatóriumban $\varepsilon_D = 5,32 \gamma/\text{mm}$, míg $\varepsilon_H = 1,64 \gamma/\text{mm}$. Ennek megfelelően a változások amplitúdója különösen $\sqrt{T} < 30 - 40 [\text{sec}^{\frac{1}{2}}]$ -nél igen kicsi, és ezért már a kiolvasási hiba ($\pm 0,2 \text{ mm}$) a ϱ_x értékek nagy szóródását eredményezi a $\varrho_x(\sqrt{T})$ görbén, nem is beszélve az elektromágneses forrás, valamint az általa inhomogenitásából, anizotrópiájából.

Nagycenk



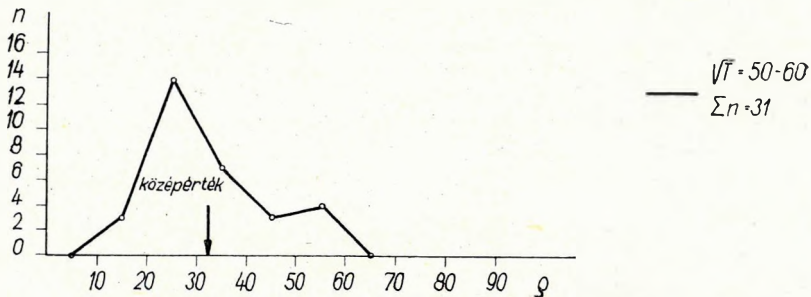
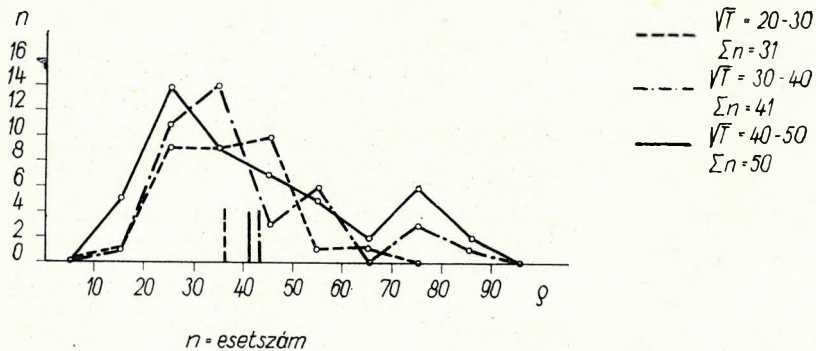
3. ábra. Összefüggés a tellurikus és mágneses komponens alapján meghatározott periódusok között $\sqrt{T} \approx 10$ értékek esetén a Nagycenk melletti obszervatóriumban

Фиг. 3. Связь между периодами, определенными по теллурической и магнитной составляющей при значениях $\sqrt{T} \approx 10$ в обсерватории при с. Надьценк

Fig. 3. Relationship between periods, determined on the basis of telluric and magnetic components for values $\sqrt{T} \approx 10$ at the Nagycenk observatory

ból származó pontszóródásról. A D -nél pl. a változások a 68%-a 2,5 mm-nél kisebb, sőt 49%-a kisebb, mint 1,5 mm (2 esettől eltekintve mind a $\sqrt{T} < 30-40$ [sec^{-1/2}] tartományban.) Hibátlannak tételezve fel a tellurikus térerősség értékét, a $\pm 0,2$ mm-es kiolvasási hiba 1,5 mm-es amplitúdót választva D -re, a ρ_x értékében $\sim 26\%$ -os relatív hibát eredményez. Ez a hiba lényegesen nagyobb a tellurikus komponensekben jelentkező bizonytalanságnál, így arra nem térünk ki.

Ha a fenti feldolgozási hibákból, továbbá a CAGNIARD-féle elmélet feltevéseinek nem teljesüléséből származó (síkhullám, forrás-dimenziók, altalaj horizontális inhomogenitásai stb.) pontszóródás alapján bizonyos sávokban, pl. $\Delta\sqrt{T} = 10$ értékenként megszerkesztjük a ρ értékek eloszlási diagramját, egyes sávokban a GAUSS, ill. PEARSON eloszlásnak megfelelő görbéket kapunk, más diagramok torzultak: a csúcs kiszélesedése vagy megkettőződése mutatkozik. Így a 4. ábrán fent $\sqrt{T} = 40-50$ [sec^{-1/2}] között. Az eloszlási diagramoknak ez a tulajdonsága a $\rho(\sqrt{T})$ görbék változásainak indikációja lehet.¹ Ha a Nagycenk melletti obszervatórium (E_x/H_y) impedancia alapján szerkesztett $\rho_x(\sqrt{T})$ görbéjét megvizsgáljuk a 4. ábrán bemutatott eloszlások is erre utalnak.



4. ábra. ρ értékek eloszlása különböző \sqrt{T} tartományokban

Фиг. 4. Распределение значений ρ в разных диапазонах \sqrt{T}

Fig. 4. Distribution of values ρ in various \sqrt{T} domains

¹ U. a periódus hibája miatt a görbe szomszédos szakaszából kerülnek át pontok, amelyek már a megváltozott ρ értékekkel jelentkeznek. Így a csúcsot az eloszlási diagramban meglapostítják, esetleg megkettőzik.

Megjegyezzük még, hogy az eloszlási görbe kettősségét akkor is megtartja, ha a vizsgált sávot felezzük (pl. $\sqrt{T} = 40 - 50$ helyett $\sqrt{T} = 40 - 45$ -t és $\sqrt{T} = 45 - 50$ -t külön vizsgáljuk). Ez a $\pm \mu_T$ említett bizonytalanságából következik. Hasonló hatás mutatkozik a tihanyi magnetotellurikus görbékben, vagy FOURNIER GARCHY-i ρ_{EW} görbéjén $\sqrt{T} = 30 - 100$ [$\text{sec}^{-\frac{1}{2}}$] között (FOURNIER, 1963).

A 2/c ábrán az egyes $\Delta\sqrt{T}$ sávokra kiszámított egyedi középhibákat mutatjuk be. (Nem a középérték középhibáját!) Ezek közelítőleg a ρ görbét követik, másszóval a százalékos hiba közel állandó (a ρ_x görbénél 20–55%, átlagosan 40%, a ρ_y görbénél 25–40%, átlagosan 35% a relatív, százalékos hiba) egy-egy meghatározás esetére, a napi járásból számított értékeken kívül.

A középérték $\pm \mu_o$ középhibáit a 2/a – 2/b ábrán tüntettük fel. Ezek nagysága természetesen a $\mu_o = \pm \sqrt{\frac{[vv]}{n(n-1)}}$ kifejezésének megfelelően lényegesen kisebb, mint az egyedi értéké.

ρ_x görbénél a középhiba határai: $\pm 1,5 \Omega\text{m}$ és $\pm 6,11 \Omega\text{m}$

ρ_y görbénél a középhiba határai: $\pm 1,23 \Omega\text{m}$ és $\pm 2,7 \Omega\text{m}$

(Ezekben a napi járásból számított értékek bizonytalansága nem szerepel. A százalékos középhiba határai: 5 és 15%.)

23. A magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbék értelmezése

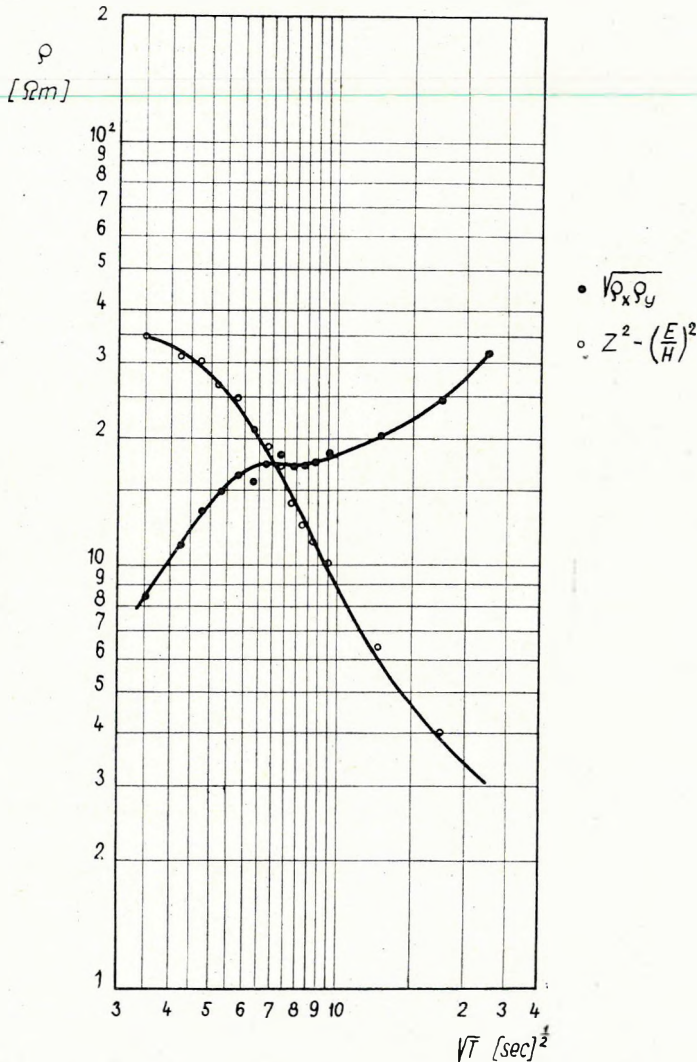
Bár korábbi tanulmányainkban közölt (ÁDÁM, 1964/a) magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbék (N_1, N_2) kevés adatukkal vázlatosak voltak, a mostani többszáz adattal részletesebben kirajzolt görbék (1., 2. ábra) főbb jellegzetességeit tartalmazták. Ennek megfelelően a kéreg- és a felső köpeny elektromos felépítéséről sem alkothatunk új képet a Nagycenk melletti obszervatóriumra nézve a lényeges vonásokban.

A vertikális elektromos szelvényben három jelentős változás mutatkozik. [A közelítő mélységadatokat (h) grafikus eljárással határoztuk meg (FOURNIER, 1965). A jólvezető réteg mélységét (h) megadó néhány tájékoztató egye-

nest a $h = \frac{\sqrt{10 \cdot \rho \cdot T}}{8}$ összefüggésnek megfelelően berajzoltunk a 2/a – b ábrára.]

Mind a ρ_x , mind a ρ_y görbe jelzi a ρ_{∞} -szintnek (medencealjzatnak) megfelelő ellenállásnövekedést. Ebben az első változás a ρ_y görbén jelentkezik határozottabban. Az ellenállás $\sqrt{T} = 6,75$ -től kezdve csökken. A jólvezető réteg mélysége mintegy 12 km. A réteg indikációjának kell tekinteni a ρ_x görbe ellaposodását is. Ennek a rétegnek a magyarázatával egyelőre nem tudunk érdemben foglalkozni. A második változás, amely a MTSz görbék növekvő tendenciáját megszakítja, a ρ_x görbében mutatkozik erőteljesebben ($\sqrt{T} = 35$ -től kezdődően) és megfelel annak az anomáliának, amelyet korábbi feltevéseinkben a szeizmikus kissebességű rétegnek (GUTENBERG-féle öv) tulajdonítottunk (ÁDÁM, 1964/a). Ennek mélysége az újabb görbe szerint nagyobb, kb. 100–110 km. (A kevésbé jól meghatározott korábbi ρ_x görbe alapján 70–80 km-es mélységet

határoztunk meg.) Ez az ország belsejében észlelt átlag 60–70 km mélységéhez viszonyítva tükrözheti a geotermikus képen az ország Ny-i felében jelentkező változást. A ϱ_y görbének is van $\sqrt{T} = 20-25$ -től kezdődően gyenge indikációja. A harmadik változást az S_q harmonikusaival számított ellenállásértékek jelzik, mintegy 250–400 km mélységtartományban. Ez a felső köpenyben levő kőzet-fázisváltozások következtében fellépő ellenállás-csökkenés.



5. ábra. $\sqrt{\varrho_x \varrho_y}$ és Z^2 görbék a Nagycenk melletti obszervatóriumban

Fig. 5. Кривые $\sqrt{\varrho_x \varrho_y}$ и Z^2 в обсерватории при с. Надьценк

Fig. 5. Curves $\sqrt{\varrho_x \varrho_y}$ and Z^2 at the Nagycenk observatory

A ϱ_x és ϱ_y görbe, amint az a fentiekből is kiviláglik, az általaj elektromos anizotrópiájára utal, nemcsak a pulzációknak megfelelő felszínközeli rétegekben, hanem a mélyebb övekben is. A MTSz-szondázás is igazolja az anizotrópiának azt a változását, amelyet a pulzációk, az öböllháborgások, valamint az S_q periódustartomány között kimutattunk (ÁDÁM, 1965).

A relatív tellurikus frekvenciaszondázások szemszögéből nézve nagy jelentősége van a bázis, esetünkben az obszervatóriumi általaj elektromos felépítésének. Minthogy a relatív tellurikus frekvenciaszondázások jórészt csak a pulzációk periódustartományára terjednek ki, a további elemzéseinkbe a MTSz-görbének is csak ennek megfelelő szakaszát vonjuk be. A relatív tellurikus frekvenciaszondázásoknál a periódus függvényében a relatív ellipszis területét ábrázoljuk. Így az obszervatórium általaj-hatásának kiszűrésekor sem használhatjuk külön-külön a ϱ_x és ϱ_y , MTSz görbét, hanem csak a $\varrho_{xy} = \sqrt{\varrho_x \varrho_y}$ átlaggörbét (L. 5. ábrát). A frekvenciaszondázást jellemző paramétereink az obszervatóriumi MTSz átlaggörbénél:

	t_{10-25} + 37,5	t_{25-100} + 9	$t_{100-500}$ + 14,6
azaz	$\varrho_{25}/\varrho_{10}$ 1,94	$\varrho_{100}/\varrho_{25}$ 1,36	$\varrho_{500}/\varrho_{100}$ 1,73

ahol a t a görbe átlagos iránytangense, az indexben megadott periódushatárok között. (L. részletesen a 3.2 fejezetben.)

3. A relatív tellurikus mérések értelmezése

31. A tellurikus izoareatérkép $T = 25$ sec-os változások esetén

A tellurikus kutatásnál egy-egy pont bemérésére szánt idő többnyire csak arra elegendő, hogy a pulzációs spektrum legnagyobb gyakoriságú változásával $T = 20 - 30$ sec-os pulzációkkal tájékozódjunk az általaj felépítéséről. Az így kapott információ, az S -intervallum periódushatárait jellemző egyenlőtlenség (BERDICSEVSKIJ, 1959), valamint a Magyar Medence mélység- és átlagos üledékellenállás értékei alapján a horizontális vezetőképességet (S) adja meg. (A ritka, 3–4 km-nél mélyebb medencereszeknél esetleg korrekció szükséges.)

A vizsgálatainkban feldolgozott bázisregisztrátumokból mi is ennek a 20–30 sec-os periódusnak megfelelő izoareaértéket tudtuk leggyakrabban meghatározni. A Nagycenk melletti obszervatóriumra vonatkoztatott egységes országos izoareatérképünk (6. ábra) ezekkel az adatokkal szerkesztettük meg. Ez, mint azt korábbi munkáinkban többször hangsúlyoztuk, segítséget ad az ipari tellurikus mérések adatai alapján az egész országot beborító egységes tellurikus térkép megszerkesztéséhez.

Bemutatott térképünk az alapközet mélységviszonyairól csak az ellenálláskorrekció elvégzése után adhat számszerű képet. Mint ismeretes, ennek szükségességét megítélhetjük, ha fúrásból, vagy esetleg szeizmikus mérésekből meghatározott mélységértékekkel vetjük össze tellurikus adatainkat és az összefüggéseket közös koordinátarendszerben ábrázoljuk. Mindeddig csupán tájé-

kozódó jelleggel végeztünk adatainkkal hasonló jellegű vizsgálatot, hogy az országos (regionális) átlagos üledék ellenállásviszonyokról felvilágosítást kapjunk. A mélységértékeket KÖRÖSSY LÁSZLÓNAK a kristályos medencealjzat mélységviszonyairól szerkesztett térképéről vettük. A 7. ábránkon a reciprok

ellipszis területét $\left(\frac{1}{A} = \frac{F \text{ obszerv.}}{F \text{ mozgó áll.}} \right)$ ábrázoltuk a ρ_{∞} szintnek tekintett

kristályos medencealjzat mélységének függvényében. A tellurikus paraméter és a mélység összefügg. A pontszóródás oka az üledék fajlagos ellenállásának változásán és szerkezeti hatásokon kívül a mélységbecslés bizonytalansága is lehet.² Ha a Nagycenk melletti obszervatórium alatt a ρ_{∞} -szint mélységét a szeizmikus adat alapján 1500 m-nek vesszük fel, akkor a kapcsolatot

jellemző egyenesnek $\left(\frac{1}{A} = 1, h = 1,5 \right)$ ponton kellene keresztül mennie. He-

lyette a mediánok közé interpolált egyenes az $\left(\frac{1}{A} = 1, h = 2 \right)$ ponton megy át. Ezt többféleképpen indokolhatjuk.

1. az ország átlagos üledékellenállása nagyobb, mint az obszervatórium altalajában levő üledékeké;
2. az ország átlagos üledék-medencealjzat ellenállásviszonya nagyobb, mint ua. az obszervatórium altalajában.

A 2. indok kevésbé valószínű, ha figyelembe vesszük azt, hogy az obszervatórium alatt a medencealjzat a Soproni Hegység kristályos palája.

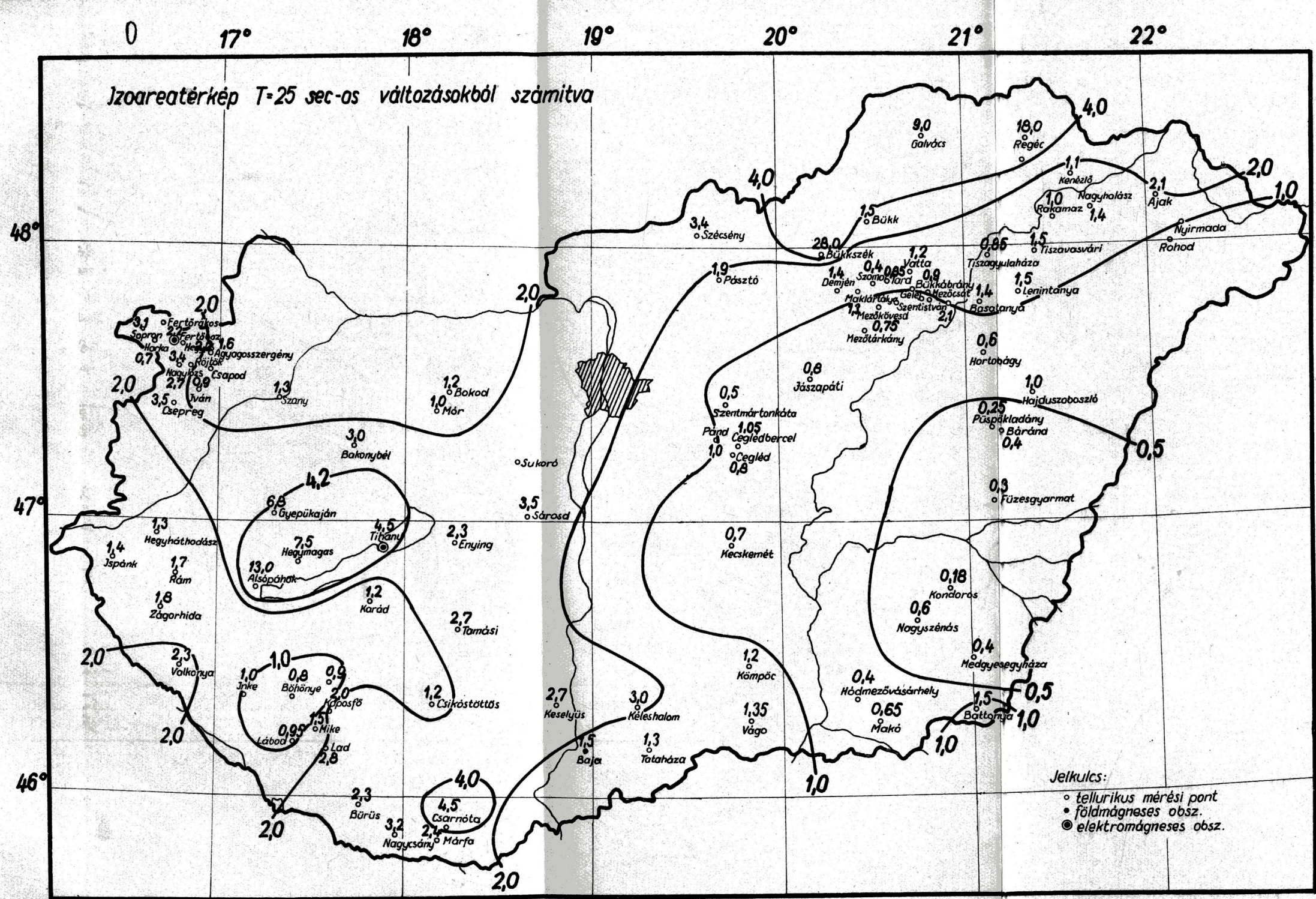
Így az 1. feltevést kell elfogadnunk. Számításunkban a Nagycenk melletti obszervatórium impedanciájából célszerű kiindulnunk (L. 5. ábrát). $Z_{eff} = \sqrt{Z_x Z_v}$ -ből (az 5. ábra szerint $T = 25$ sec körül az S -intervallumnak megfelelően Z -nek közel állandó értéke van) a magnetotellurikus szelvényezés képletével (BERDICSEVSKIJ, BRJUNELLI 1959) számított horizontális vezetőképeség $S = 457 \Omega^{-1}$. Ebből $\rho_{ii} = 3,3 \Omega\text{m}$, $h = 1500$ m mellett. Az országos átlagot jellemző $\frac{1}{A}(h)$ függvény szerint az $\frac{1}{A} = 1$ értékének $h = 2000$ m felel meg. Így

$$S = 457 = \frac{2000}{\rho \text{ ü. orsz.}}$$

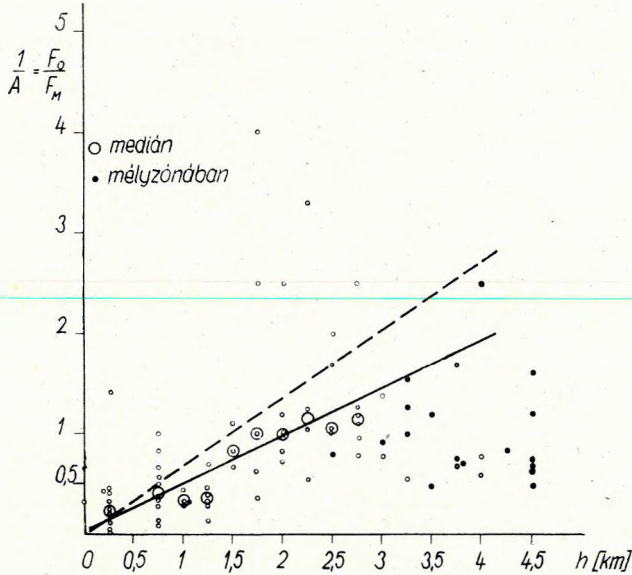
összefüggésből az országos átlagos üledékellenállásra $\rho_{ii, orsz.} = 4,37 \sim 4,4 \Omega\text{m}$ -t kapunk.

A 7. ábra ponteloszlásának további jellegzetessége még a nagy mélységeknél levő pontok kis $\frac{1}{A}$ értéke. (Ezek között a mélyzónabeli pontokat külön megjelöltük.) Ez arra utal, hogy a medenceüledékek, így a flis (10–200 Ωm , SZÉNÁS, 1965) és a vulkáni származékok (NYITRAY, 1963) jelentős része rosszabb vezető és tellurikus szempontból már vezérszintként is jelentkezhetik.

² Ezt a függvényt kisebb, szerkezetileg azonos felépítésű és homogén üledékellenállású területen pontosabban lehet meghatározni és ez szolgál alapul a komplex geoelektromos kutatásokban a vizsgált területen a ρ_{∞} szint mélységének számítására.



6. ábra. Izoareatérkép Magyarországról T = 25 sec-os változásokból számítva
 Фиг. 6. Карта одинаковых площадей для территории Венгрии по вариациям T = 25 сек.
 Fig. 6. Isoareal map for Hungary as computed with T = 25 sec variations



7. ábra. Az inverz relatív tellurikus ellipszis területe ($1/A$) és a Kőrössy-féle kristályos medence aljzat térképről vett mélységértékek (h) közötti összefüggés

Фиг. 7. Связь между площадью обратного относительного теллурического эллипса ($1/A$) и значениями глубины, взятых с карты Кёрёши кристаллического основания бассейна
Fig. 7. Relationship between the area of inverse relative telluric ellipse ($1/A$) and the depth values (h) taken from the map of crystalline bottom of the Hungarian basin, compiled by Kőrössy

A korábban közölt izoareatérképünk (ÁDÁM, VERŐ, 1964) az újabb pontok révén lényegesen nem változott. A 6. ábrán jobban kirajzolódnak a D-Dunántúli szerkezetek (Somogy–Zala) ahová az újabb pontok esnek. Ezek egy részéről a Geofizikai Közleményekben bővebb anyag felhasználásával (ERKEL, HOBOT, SZABADVÁRY, 1964) kimerítő értékelés jelent meg.

32. Relatív tellurikus frekvenciaszondázások értelmezése

Az újabb szondázási anyag ismertetése előtt áttekintjük azokat a vizsgálatokat, amelyekre a relatív tellurikus frekvenciaszondázásaink értelmezését felépítettük. Ezt most a számítási alap, a Nagycenk melletti obszervatórium magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbéjének pontosabb meghatározása indokolja, mert így lehetővé vált bizonyos átszámítások elvégzése.

A regisztrátumokat a különböző átlagperiódusú szakaszok szétválasztása után a tangens módszerrel (VERŐ, 1962) dolgozzuk fel és eredményül abszolút, majd ezekből relatív tellurikus ellipsziseket kapunk. A szondázási görbéken a periódus függvényében a relatív tellurikus ellipszisek területét (A) ábrázoljuk és ezekkel számítjuk a frekvenciaszondázási görbék tendenciáit $T = 10, 25, 100, 500, (1000)$ sec-os periódusok között.

Adva van tehát:

$$A_T = \left(\frac{F_M}{F_B} \right)_T = \mu_T^2 = \left(\frac{E_M^2}{E_B^2} \right)_T \quad (3)$$

ahol E_M a mozgó, E_B pedig a bázisponton az elektromos térerősség. (A leveztetés egyszerűsítése miatt az abszolút ellipszisek határesetével: körrel számolunk.) μ nem az ugyanígy jelölt középhiba.

Ha a felszínre elektromágneses síkhullám esik be, és a bázis, valamint a mozgó állomás környezetében az altalaj különböző felépítésű ugyan, de horizontálisan egynemű homogén rétegekből áll, akkor a fenti tellurikus paramétert közelítőleg kifejezhetjük a bázis és mozgó állomás impedanciájának (Z) hányadosával (ÁDÁM, 1963; JAKOVLEV, 1965)

$$\mu_T^2 = \left(\frac{E_M^2}{E_B^2} \right)_T = \left(\frac{Z_M^2}{Z_B^2} \right)_T = \left(\frac{\rho_M}{\rho_B} \right)_T \quad (4)$$

Ez $\rho = 0,2 \text{ TZ}^2$

összefüggés alapján tehát megadja az azonos periódusokhoz tartozó magneto-tellurikus látszólagos fajlagos ellenállások hányadosát a két pontra vonatkozóan. A relatív tellurikus frekvenciaszondázási görbék tendenciájának összehasonlítását, a $\rho(\sqrt{T})$ görbe ábrázolásának megfelelően logaritmikus léptékben kell elvégeznünk, ezért $\mu_{T_1}^2$, $\mu_{T_2}^2$ stb. hányadosából (t) kell kiindulnunk. Így pl. 25 és 100 sec közötti változás jellemzése

$$\frac{\mu_{100}^2}{\mu_{25}^2} = \frac{\left(\frac{Z_M^2}{Z_B^2} \right)_{100}}{\left(\frac{Z_M^2}{Z_B^2} \right)_{25}} = \frac{Z_{M100}^2}{Z_{B100}^2} = \frac{\rho_{M25}}{\rho_{B100}} = \frac{(t_{z^2})_M}{(t_{z^2})_B} = \frac{(t_\rho)_M}{(t_\rho)_B} \quad (5)$$

kifejezés alapján történhetik.

Ismerve az obszervatóriumban a magnetotellurikus frekvenciaszondázási görbék tendenciáit (t) a relatív tellurikus frekvenciaszondázási görbék jellemzésére felhasznált $t' (:t_{1-4})$ értékek átszámíthatók a mozgó állomás magneto-tellurikus frekvenciaszondázási görbéjének tendenciáivá. μ_T^2 értékek alapján a $\rho(\sqrt{T})$ görbe is megszerkeszthető a mozgó állomáson.

t' értékek számítása az egyes sávok összehasonlítása végett ún. sávkorrekcióva 1 és százalékosan történik:

$$t'_{25-100} = \left(\frac{(t_\rho)_M}{(t_\rho)_B} - 1 \right) \frac{25}{100} \text{ ha } \frac{(t_\rho)_M}{(t_\rho)_B} > 1 \text{ azaz } t_{25-100} (+) \quad (6/a)$$

$$t'_{25-100} = \left(1 - \frac{(t_\rho)_B}{(t_\rho)_M} \right) \frac{25}{100} \text{ ha } \frac{(t_\rho)_M}{(t_\rho)_B} < 1 \text{ azaz } t_{25-100} (-) \quad (6/b)$$

Ezzel a két formulával biztosítjuk azt, hogy a görbe egyenlő emelkedése (+), illetve esése (-) ugyanakkora, de ellentétes előjelű jellegszámot (t') kapja.

Így a mozgó állomás tendenciáit megkapjuk:

$$t_{eM} = \left(\frac{100}{25} t'_{25-100} + 1 \right) t_{eB} \quad \text{és} \quad (7/a)$$

$$t_{eM} = \frac{t_{eB}}{1 - \frac{100}{25} t'_{25-100}} \quad (7/b)$$

képletek alapján.

Figyelembe véve az obszervatóriumra megadott tendenciákat, a $T = 25$ és 100 sec közötti tartományban a mozgó pont MTSz görbéje párhuzamos a \sqrt{T} tengellyel, ha $t'_{25-100} = -9$. A fenti kifejezések csak közelítő számításra alkalmasak, mert a

$$Z = \frac{E}{H}$$

impedanciában szereplő horizontális mágneses komponens nagy területen már nem állandó s a homogeneitási feltételek sem teljesülnek az altalajban.

Az átszámítás kísérleteként bemutatjuk a bajai földmágneses obszervatórium lassú regisztrátumaival szerkesztett MTSz-görbét (8/a, 8/b ábra). Ezeket feltüntettük azokat a Q értékeket, amelyeket a relatív tellurikus frekvenciaszondázás alapján kaptunk a pulzációk periódustartományában. A két különböző eredetű görbeszakasz illeszkedése az ábrán látható.

A bajai magnetotellurikus görbék közelítő kiértékelése (FOURNIER, 1965) két jólvezető rétegre utal a felső köpenyben, bár a Q_x és Q_y görbén eltérő mélységben

Q_x -görbe	Q_y -görbe
1. réteg mélység: 60–70 km	35–40 km
2. réteg mélység: ~120 km	~130 km

A Q_x és Q_y görbe eltérésnek oka az obszervatórium környékén levő vetődésnek tulajdonítható, amely Kőrössy tektonikai térképe szerint (KŐRÖSSY, 1964) jelentős elvetési magasságú.

Az újabb relatív tellurikus frekvenciaszondázási görbéknek többnyire csak a 25–100 sec közötti szakaszát tudtuk meghatározni. Így térképünket (L. 9. ábrát) is csak a t'_{25-100} illetve – néhány esetben a 10 sec-ra kapott adatokat is figyelembe véve –, a $t'_{(10)25-100}$ értékekről szerkesztettük meg. Mint azt korábbi munkánkban (ÁDÁM, VERŐ, 1965) kiemeltük, az anomáliák egy része az üledékvastagságnak tulajdonítható. Ennek megfelelően a relatív tellurikus ellipszis területe (A) és t'_{25-100} között is összefüggésnek kell lennie.

10. ábránkon $\frac{1}{A}$ függvényében mutatjuk a t_{25-100} értékeket. Ezek közötti korrelációs tényező $k_1 = 0,29$ (illetve $k_2 = 0,27$, néhány szélső érték elhagyásával), míg az említett tanulmányunkban az üledékvastagság és t_{25-100} között 0.35-ös értéket adtunk meg. Ha az alföldi mélyzónákra (KŐRÖSSY V, VII-el

S/a. ábra. ϱ_x magnetotellurikus frekvenciaszonázási görbe a Bajai obszervatóriumban

S/b. ábra. ϱ_y magnetotellurikus frekvenciaszonázási görbe a Bajai obszervatóriumban

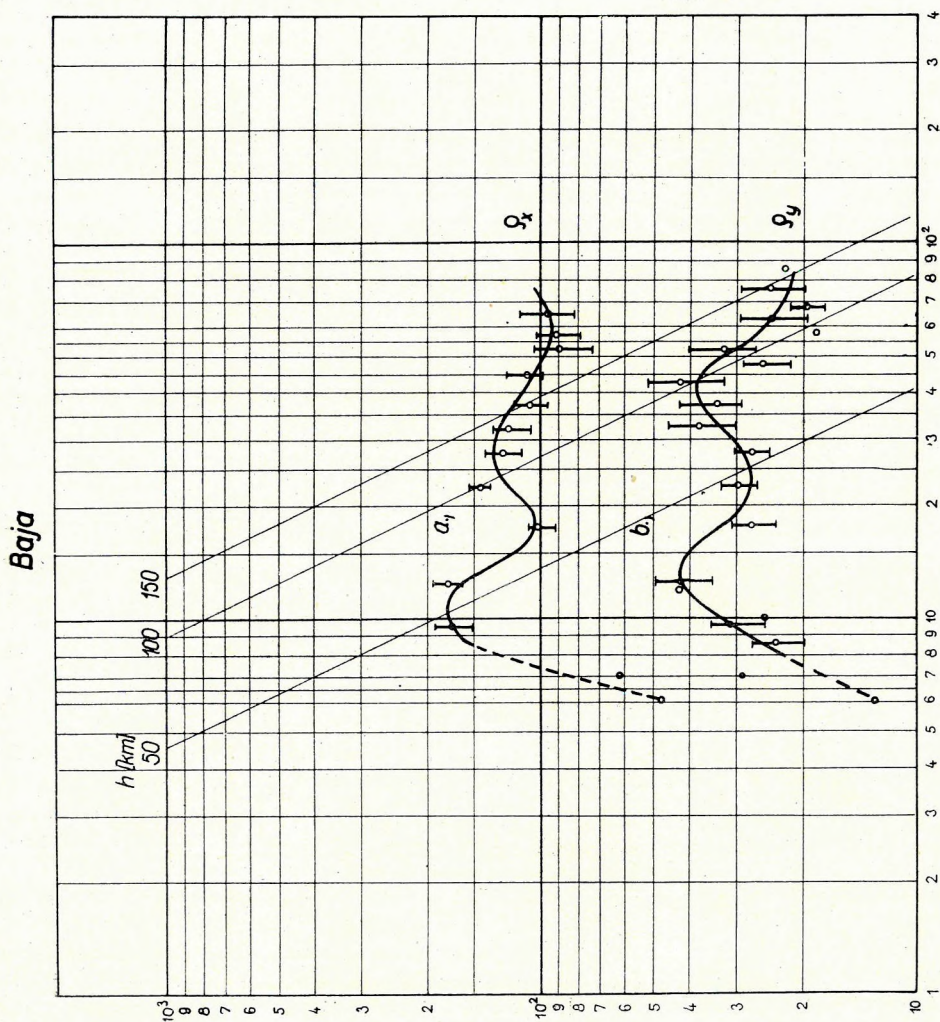
Fig. S/a. Кривая ϱ_x магнитотеллурического частотного зондирования в обсерватории в г. Бая

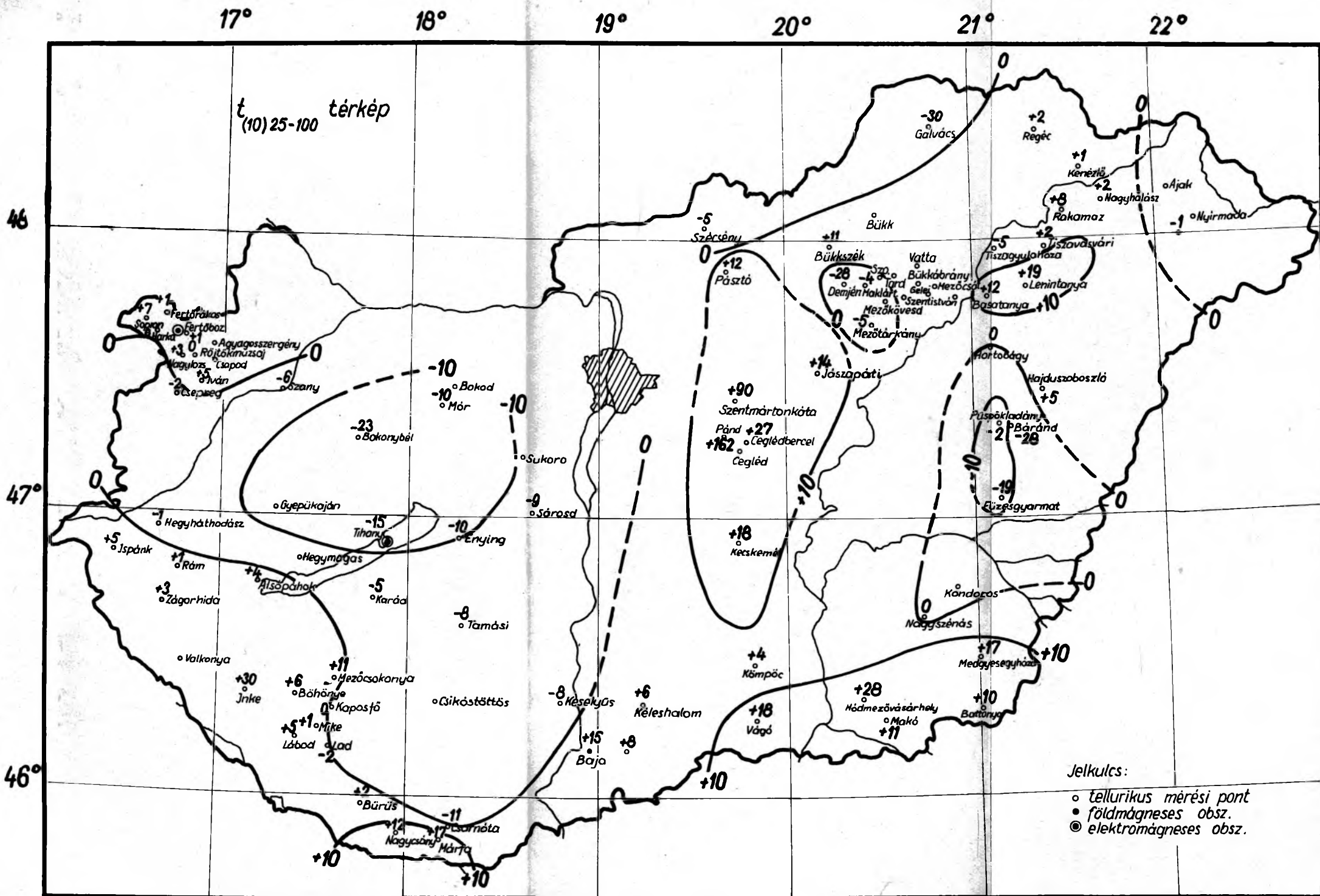
Fig. S/b. Кривая ϱ_y магнитотеллурического частотного зондирования в обсерватории в г. Бая

Fig. S/a. Curve ϱ_x of magnetotelluric frequency soundings at the Bajai observatory

Fig. S/b. Curve ϱ_y of magnetotelluric frequency soundings at the Bajai observatory

MT-us adat
relatív tellurikus mértékből számított adat



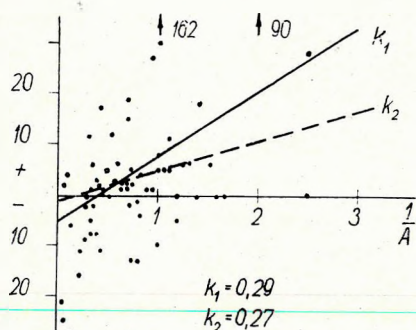


9. ábra. $t_{(10)25-100}$ térkép Magyarországról a relatív tellurikus frekvenciaszondázás alapján
 Фиг. 9. Карта $t_{(10)25-100}$ для территории Венгрии по относительному теллурическому частотному зондированию

Fig. 9. Map $t_{(10)25-100}$ of Hungary on the basis of relative telluric frequency soundings

jelölt területei, 1964) kapott tendenciákat vizsgáljuk, azok a $t_{25-100}(h)$ diagramban is kiütnek, jelezvén, hogy az elektromos vezérszintet a kristályos aljzat feletti üledékekben kell keresni.

Az új $t_{(10)25-100}$ térképünk pozitív tendenciájú területekkel gyarapodott a Duna–Tisza közén (Ceglédbercel, Pánd stb.) és a DNy Dunántúlon. Mindkét terület mélyzóna. Ez a földtani helyzet indokolja a relatív tellurikus frekvenciaszondázási görbék pozitív tendenciáit ($t_{(10)25-100}$), de nem magyarázza meg azok +100 körüli nagyságát, különösen a Duna–Tisza közén. Ez csak a vezérszint nagyon nagy ellenállásával (L. pl. a ceglédberceli görbét 11. ábrán), illetve az üledék és az alapkőzet jelentős ellenálláskontrasztjával indokolható. Az üledékhatás kiküszöbölése után fennmaradó tendenciák a fenti két tényezővel magyarázhatók és egyszersmind a 6. ábra térképének korrekciójában nyújthatnak segítséget.



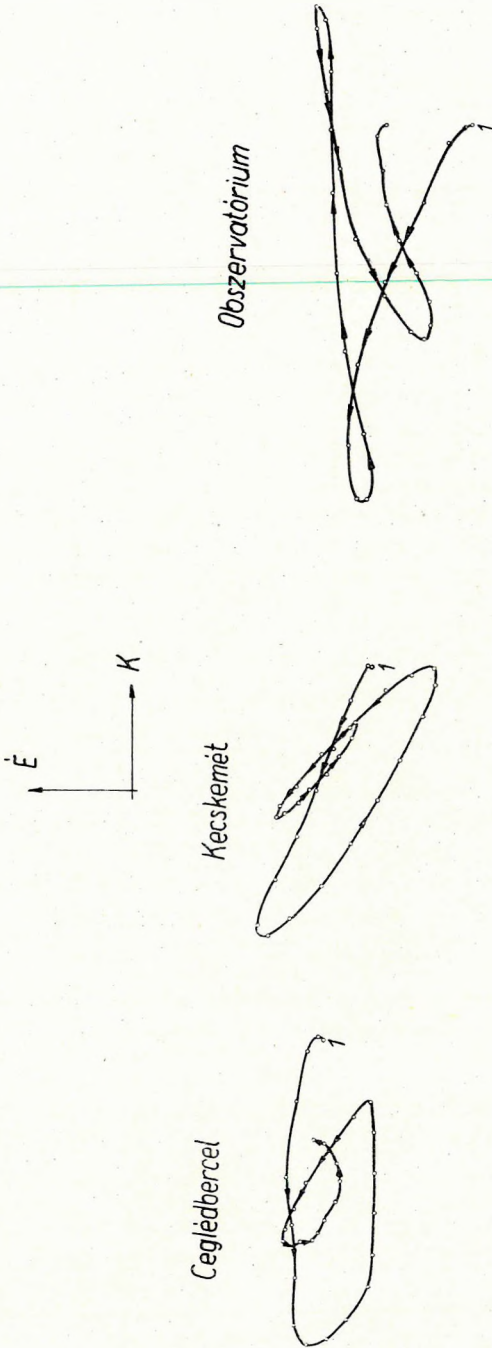
10. ábra.

10. ábra. t_{25-100} és $1/A$ közötti összefüggés
 Фиг. 10. Связь между t_{25-100} и $1/A$
 Fig. 10. Relationship between t_{25-100} and $1/A$

4. A tellurikus pulzációk terének torzulása és a torzulás okai

A tellurikus pulzációk terének nem lineáris torzulása miatt a tellurikus mérések bázisállomását a mérési pontoktól 100 km-nél messzebb ritkán szokták telepíteni. Mi vizsgálataink során a mozgó állomással a Magyarországon előforduló legnagyobb távolságig, mintegy 400–500 km-ig távolodtunk el. Kérdéses, hogy ilyen nagy távolságban nem jelentkezik-e már olyan nagy nem lineáris torzulás, amely a méréseket meghamisítja?

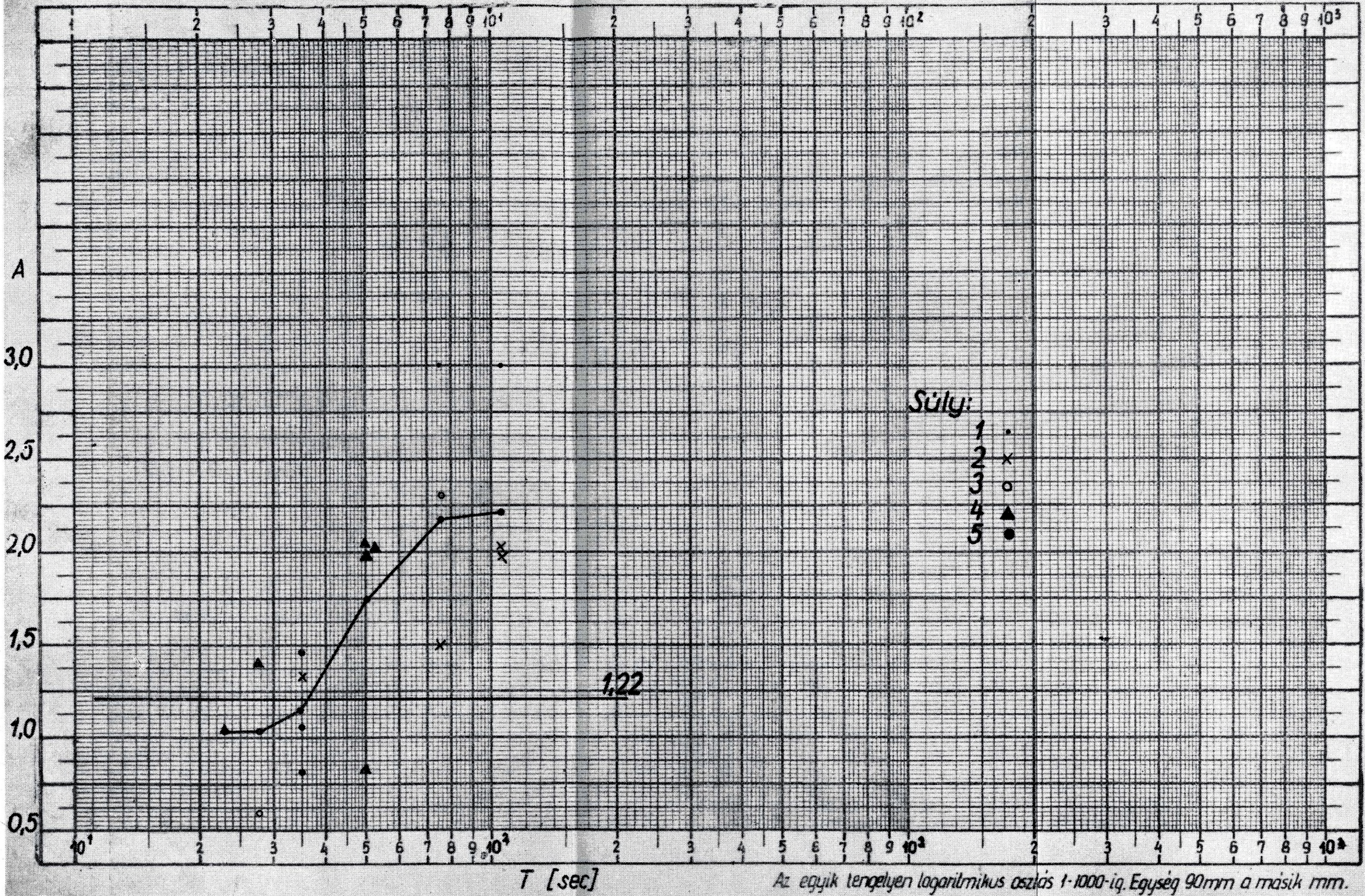
Már méréseink kezdetén tudatában voltunk annak, hogy ilyen nagy távolságban tökéletes egyezésre nem számíthatunk. A „nem tökéletes egyezés” mértékére a 12/a. ábrán bemutatjuk két egymásutáni pc3-típusú pulzációs hullám alakját a Nagycenk melletti obszervatóriumban, Ceglédbercelen és Kecskeméten. Jól látszik, hogy a Nagycenk melletti obszervatóriumban a vektordiagram sokkal inkább eltér a ceglédbercelitől, mint a kecskeméti, habár a Nagycenk–Ceglédbercel relatív ellipszise majdnem kör, a kecskeméti pontban pedig nagy excentricitású relatív ellipszist kapunk. Még két vektordiagrampart mutatunk be Nagycenk és Szentmártonkátá állomáson. Az első ismét egy pc 3, (12/b. ábra). A fellépő torzulás elég erős és részben nem is lineáris. A második pt (pi2) (12/c. ábra). Itt a két állomáson mért vektordiagram jól egyezik, a torzulás lineáris. Megjegyzendő, hogy Szentmártonkátán a Nagycenkre viszonyított ellipszisz eléggé elnyúlt. Mind a két említett esetben a regisztrátumokat jól lehetett egyeztetni az eltérések ellenére, habár



12/a. ábra. Egyidejű pc3-pulzációk vektor-diagramjai a Nagycenk melletti obszervatóriumból, Ceglédbercelről és Kecskemétről

Fig. 12/a. Векторные диаграммы одновременных пульсаций типа pc3 для обсерватории при с. Надьценк, Цегледберцел и Кечкемет

Fig. 12/a. Vector-diagrams of simultaneous pc3-pulsations from the Nagycenk observatory, Ceglédbercel and Kecskemét



Az egyik tengelyen logaritmusos osztás 1-1000-ig. Egység 90mm a másik mm.

11. ábra. Ceglédberceli relatív tellurikus frekvenciaszondázási görbe

Fig. 11. Кривая относительного теллурического частотного зондирования при с. Цегледберцели

Fig. 11. Curve of relative telluric frequency soundings at Ceglédbercel

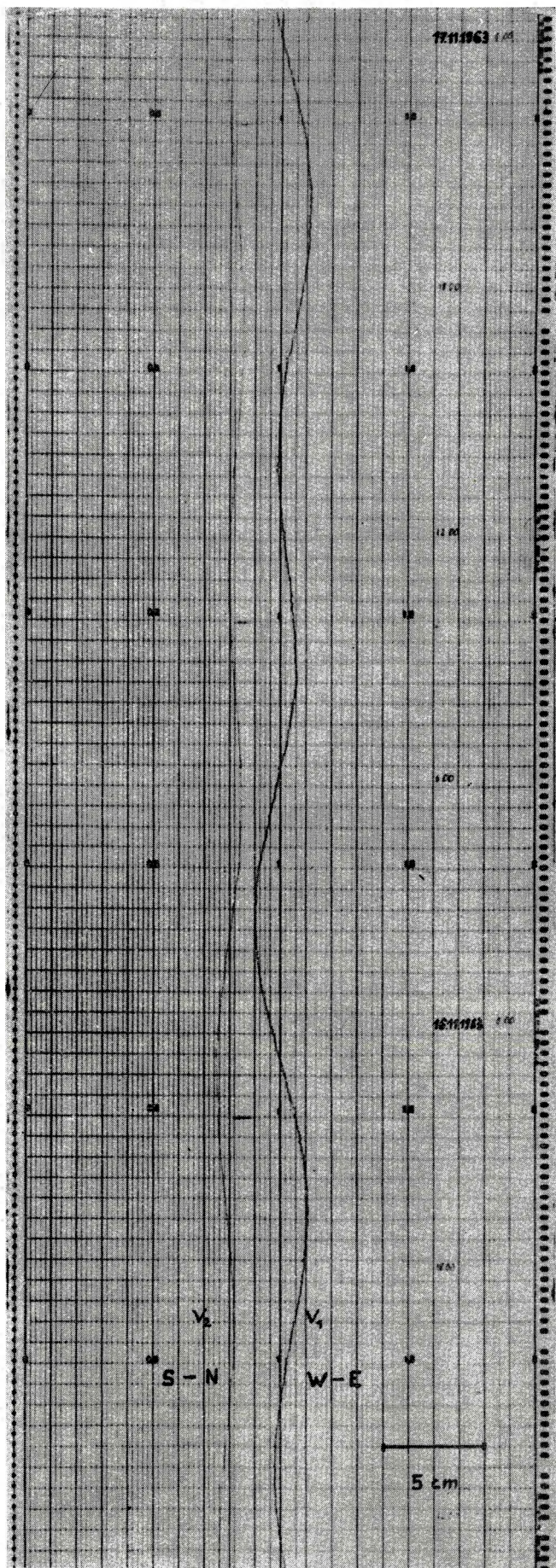
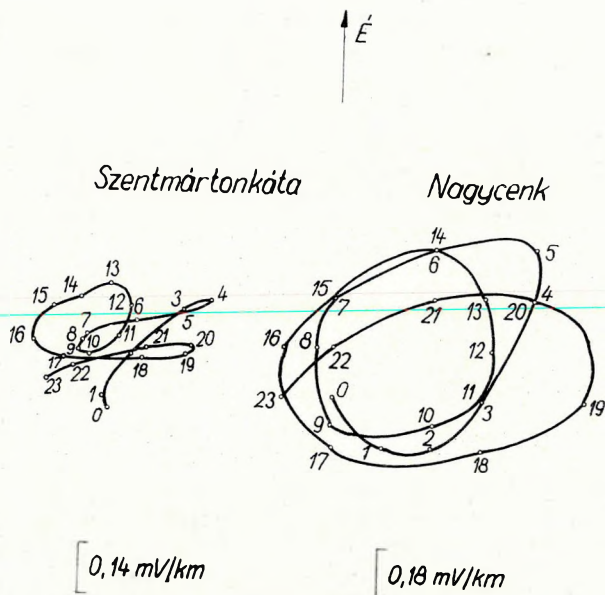


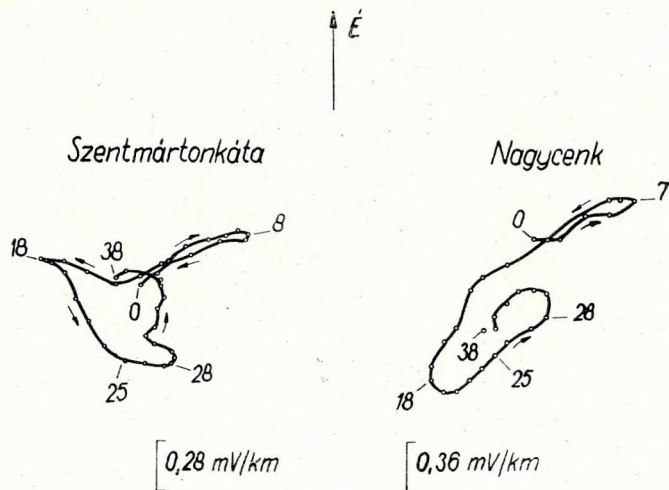
Abb. 8. Ausschnitt aus einer
 Vertikalpendelregistrierung
 8. ábra. Részlet egy vertikális ingával
 készített felvételtől
 Фиг. 8. Отрезок записи, полученной
 вертикальными весами



12/b. ábra. Egyidejű pc3-pulzációk az Observatóriumból és Szentmártonkátáról (periódus 25 sec)

Фиг. 12/б. Одновременные пульсации типа pc3 для обсерватории при с. Надьценк и Сентмартонката (период – 25 сек.)

Fig. 12/b. Simultaneous pc3-pulsations from the Observatory, and Szentmártonkátáról (period 25 sec)



12/c. ábra. Egyidejű pi2-pulzációk az előző két állomásról (periódus kb. 70 sec)

Фиг. 12/в. Одновременные пульсации типа pi2 для предыдущих двух станций (период ок. 70 сек.)

Fig. 12/c. Simultaneous pi2-pulsations from the previous two stations (period abt. 70 sec)

a helyzetet az is nehezítette, hogy mind a három tárgyalt állomáson a terítések iránya $22,5^\circ$ -kal eltért a nagyeceni irányokétól. Általában ritka az annyira torzult regisztrátum, amelynél az egyező szakaszok megtalálása lehetetlen.

Számszerűleg a torzulások hatását a következőképpen vizsgáltuk: az abszolút ellipszis-módszerrel végzett feldolgozás során meghatároztuk a Σx^2 , Σy^2 és Σxy értékeket. x és y a két komponenes térerősségének idő szerinti differenciálhányadosa. Egy-egy állomáson éppúgy, mint az obszervatóriumban N összetartozó összeg-hármasunk volt. Valamennyit összegezve kaptuk meg az illető állomás abszolút ellipszisének meghatározásához felhasznált értékeket. Legyenek ezek X^2 és Y^2 és XY . A továbbiakban csak X^2 és Y^2 értékét használjuk fel. Meghatározzuk az N részösszeg ezrelékes arányát X^2 -ből, és ugyanezt Y^2 -ből mind az obszervatóriumban, mind a mozgó állomáson. Ezeknek az ezrelékes arányoknak a különbségét előjelre való tekintet nélkül összegezzük komponensenként, majd a két komponensben kapott összegeket is összeadjuk, az így kapott végösszeg lesz az illető állomás R -je. Ezzel jellemezzük a torzulásokat. Ha a két állomáson nem egyeztek meg a terítési arányok, akkor ugyanezt az elvet használjuk, csak az egészet a $\Sigma(x^2 + y^2)$ értékekre végezzük el, és az így kapott eltérés-összeg kétszeresét vesszük. Az eljárást egy példával világítjuk meg.

1. táblázat

Σx_1^2	Σy_1^2	Σx_2^2	Σy_2^2	Σx_1^2	Σy_1^2	Σx_2^2	Σy_2^2	Δx^2	Δy^2
ezrelékes aránya a végösszegekből									
326	146	354	173	189	121	190	128	1	7
385	156	407	171	223	130	219	126	4	4
684	455	760	556	395	378	407	463	12	28
88	95	87	89	51	79	48	66	3	13
244	350	251	374	142	292	136	274	6	18
$X_1 = 1727$	$Y_1 = 1202$	$X_2 = 1859$	$Y_2 = 1363$					26	70

Ebben az esetben tehát $N = 5$, $R = 26 + 70 = 96$. Ez a szám egyúttal tájékoztatást ad arra vonatkozólag is, milyen mértékben erednek a kiolvasási hibákból az R értékben megnyilvánuló torzulások. Ugyanis ezek a kiolvasások ugyanarról a szakasztól történtek, csak más-más kiolvasó végezte őket. Ezek szerint a kiolvasási hibák kb. 100–150-es R értéket okozhatnak.

Az 1965. év elejéig feldolgozott 85 állomás R értékeiből a következőket állapíthatjuk meg: leggyakoribb a 350–500 közé eső R , a legnagyobb kissé meghaladja az 1000-et. Az alábbi összeállításban az egyes R értékekhez tartozó középhibákat tüntetjük fel. Ezek az értékek természetesen csak közelítőek, tájékoztatásul szolgálnak és az obszervatórium és a mozgó állomás közötti arányra vonatkoznak komponensenként.

R	középhiba
100	4%
200	7%
400	15%
600	20%
800	26%
1000	32%

Ezek szerint az egyes állomásokon 15–20%-os hibával számolhatunk átlagosan. Megjegyzendő, hogy ez a hiba részben a különböző irányítottságú ellipszisek lineáris torzulásából ered, s ezért a területarányban nem lesz kétszer akkora a középhiba, hanem annál valamivel kevesebb.

A következőkben sorravezessük az egyes tényezőket, amelyek az R értékére hatással vannak.

1. A statisztikus jellegű paraméterek közül N -nek, vagyis a kiolvasott szakaszok számának a növekedésével R is nő. Ezt empirikus úton a

$$\log R = 2,51 + \frac{\log N}{5}, \text{ ill. } R = 320 \cdot \sqrt[5]{N} \quad (8)$$

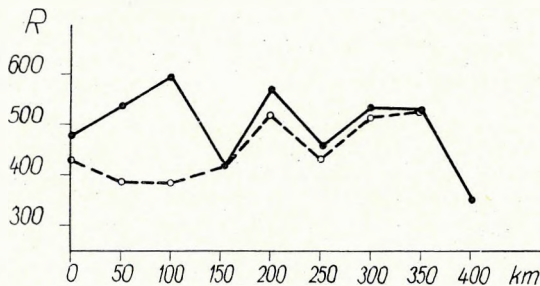
kifejezéssel lehet megközelíteni.

2. Nem független az R nagysága a pulzációs tevékenységtől sem. Ha X^2 -et és Y^2 -et $(\mu V/\text{km}/\text{sec})^2$ -ben fejezzük ki, akkor az

$$R = 200 + 90 \log (X^2 + Y^2) \quad (9)$$

alakú kifejezés elég jó közelítést ad, bár a pontok eléggé szórnak.

3. A különböző távolságban mért pontok átlagos R -je látható a 13. ábrán, (teljes vonallal rajzolva). Érdekes, hogy itt semmiféle kapcsolat nem látszik. Ha a közvetlenül az alaphegység (ρ_∞ -szint) felett mért pontokat elhagyjuk az összehasonlításból, akkor kapjuk a szaggatott vonalat. Itt már valamely emelkedést találunk, az egész közeli pontokon mért 400-ról kb. 500-ra.



13. ábra. Az R érték függése az állomások közötti távolságtól az összes (—) és a medencében levő pontok (---) alapján

Фиг. 13. Зависимость значения R от расстояния между станциями по всем пунктам (—) и по пунктам, расположенным в бассейне (---)

Fig. 13. Dependence of the value R on the distance between stations on the basis of all points (—) and of those located in the basin (---)

4. Az alaphegységen (ρ_∞ -szinten) mért pontokban az R átlaga 683, egyéb helyeken 460.

5. R értéke a területarány változásának nagyságától is függ a periódus függvényében. Ha a t_{25-100} értéke változik, az alábbi táblázat szerinti átlagos R -eket kapjuk:

t_{25-100}	R
0 — 4	512
5 — 9	486
10 — 14	565
15 —	625
nincsenek különböző periódusok	375

Mindezek alapján a következő megállapításokat tehetjük: a nem lineáris torzulások elsődlegesen nem a távolságtól, hanem az altalaj felépítésétől függenek. A távolsággal való változás is inkább úgy látszik, azzal függ össze, hogy nagyobb távolságban a hasonló elektromos altalaj-felépítés kevésbé valószínű. Természetesen a 4. és 5. pontban említettek egymással is kapcsolatban vannak [t értéke az alaphegység (ϱ_{∞} -szint) felett mért pontokban átlagosan 12, egyéb pontokban 7]. A forrás, tehát a rezgést előidéző ok hatását elsősorban a 2. pontban említettekben kell látnunk. Ez elég paradox módon azt a következtetést sugallja, hogy minél kisebb a tevékenység, annál kedvezőbb a nagy távolságú mérések szempontjából. Valószínűleg az amplitúdó növekedésével együtt fokozódik a zajjellegű zavarok hányada, s ezek 100 km nagyságrendű távolságon belül sem korrelálhatók. (Ennél a vizsgálatnál a geológiai felépítésnek nincsen hatása, mert minden esetben ugyanott, a Nagycenk melletti obszervatóriumban mértük a pulzációk amplitúdóját.) Nagyon kis amplitúdójú pulzációknál azonban már a kiolvasások pontatlansága egyre fokozódó mértékben nehezíti a mérést.

Végeredményben azt állapíthatjuk meg, hogy a tárgyalt nem-lineáris torzításokat elsősorban az egyes pontok geológiai felépítése okozza.

5. Újabb adatok a tellurikus abszolút-ellipszisek magyarországi irányajsajátságairól

Előző tanulmányunkban (ÁDÁM, VERŐ, 1965) foglalkoztunk a tellurikus abszolút-ellipszisek irányajsajátságaival. Megállapítottuk, hogy ezeknek átlagos irányítottsága 70° irányú, és a két tengely aránya kb. 1,4 : 1. Azóta 13 új pontunk van a Dunántúlon, 12 pedig az Alföldön. Ez a több mint 30%-os szaporodás az akkor közölt ellipszis paramétereket alig módosította. Az eddigi összes pont alapján az obszervatóriumra, mint bázisra vonatkozó átlagos relatív ellipszis adatait (zárójelben a régebbi adatok) a II. táblázatban láthatók:

2. táblázat

	Pontok száma	a	b	c	d
Dunántúl	42 (29)	1,15 (1,20)	-0,11 (-0,12)	-0,13 (-0,13)	0,88 (0,85)
Alföld	38 (26)	1,05 (1,05)	-0,09 (-0,08)	-0,12 (-0,10)	0,96 (0,95)
Északi Hegyvidék	11 (11)	0,94	0,05	0,12	1,08
Magyarország . . .	91 (66)	1,07 (1,08)	-0,08 (-0,08)	-0,10 (-0,08)	0,94 (0,93)

Ezeknek az adatoknak az alapján feltételezhető, hogy a jelenlegi összes pontból számított országos átlag már nagyon közel van a valóságos átlaghoz, és az újabb pontok kevés változást okoznak.

Ez az adatmennyiség már alkalmasnak látszott arra, hogy megvizsgáljuk, mennyire függ az átlagos irányítottság az ellipszis területétől, vagyis a ρ_{∞} szint mélységétől. A III. táblázatban ezeket az adatokat tüntetjük fel, a jobb összehasonlítás kedvéért egyenlő nagyságú területre átszámítva:

3. táblázat

Terület	0,25–0,5	0,5–1,0	1,0–2,0	2,0–4,0	4,0–
<i>a</i>	0,95	1,04	1,06	1,14	1,25
<i>b</i>	–0,02	–0,06	–0,04	–0,14	–0,15
<i>c</i>	–0,08	–0,05	–0,03	–0,17	–0,14
<i>d</i>	1,05	0,97	0,94	0,90	0,82
φ	74°	71°	67°	76°	50°
<i>A/B</i>	1,85	1,65	1,55	1,25	1,15

(Az *a*–*d* együtthatók az obszervatóriumra vonatkozó relatív ellipsziszre, a φ *A*, *B* értékek az abszolút ellipsziszre vonatkoznak.) A táblázat adatai alapján kiderül, hogy kb. az obszervatóriumra vonatkozóan 4-szeres területű ellipszisekig (durván 300 m-es üledékvastagság) az ellipszisek irányítottsága 70° körüli, de a terület növekedésével az irányítottság egyre csökken. 4-en felüli területeknél már nem jelentkezik az irányítottság.

Ezeknek az adatoknak a tükrében mit jelenthet ez az átlagos irányítottság? Mindenesetre világos, hogy nem eredhet a felszín közelében levő kőzetektől. A felszín közelébe nyúló ρ_{∞} szint (alaphegység) esetében sok véletlen hatás összecsapása, más szóval nagyon eltérő alakú ellipszisek átlaga okozza a közel kör alakú eredőt. Világos, hogy a hatót nagyobb mélységben, vagy a primér térben kell keresnünk. Az utóbbi lehetőséget előző tanulmányunkban már megvizsgáltuk és elvetettük. Ugyancsak negatív eredménnyel végződött a különböző vastagságú üledékek szintvonalaival való egyeztetési kísérlet is. Ezek szerint csak az ρ_{∞} szintet alkotó kőzetek, vagy a felette elhelyezkedő üledékek elektromos sajátságaival lehet magyarázni.

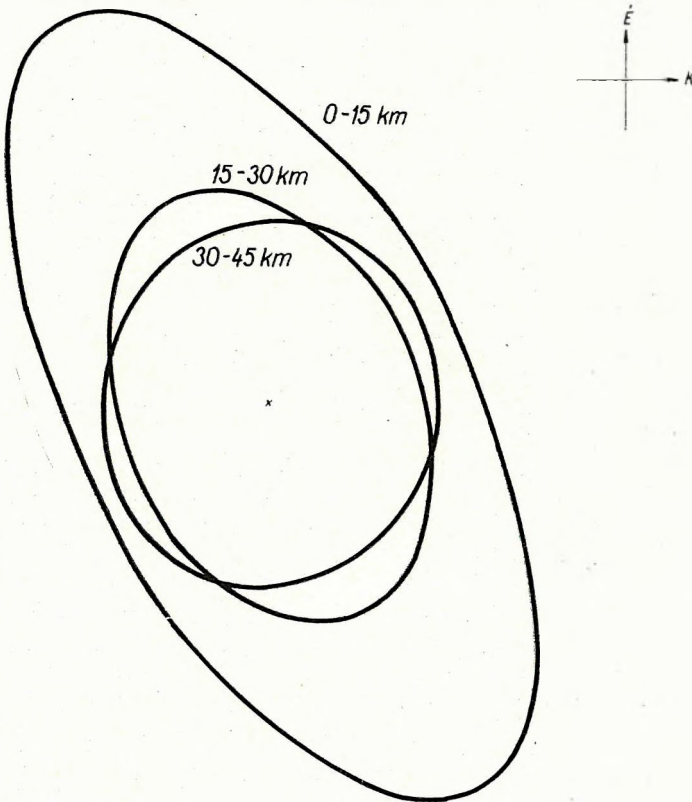
Érdekes ezzel kapcsolatban a Balaton-menti nagy vető mentén az ellipszisek viselkedése. 1962–63 folyamán ezen a környéken végeztünk méréseket, s ezeknek, valamint régebbi pontjainknak alapján világos, hogy itt erős irányítottságot találunk erre a nagy törésvonalra merőlegesen, ami azt mutatja, hogy a törésvonal jóvezetőként viselkedik. A IV. táblázatban a különböző távolságokban mért ellipszisek átlagait foglaljuk össze (relatív ellipszisek az obszervatóriumra vonatkozóan):

4. táblázat

Távolság a törésvonaltól	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	Terület
0–15 km	3,02	–0,63	–0,84	1,94	5,30
15–30 km	1,72	–0,24	–0,20	1,27	2,13
30–45 km	1,46	0,02	0,02	1,31	1,90

Az átlag-képzéshez rendre 6, 5 és 9 pontot használtunk fel. (L. 14. ábrát.)

Ezeknek az adatoknak az alapján a törésvonal hatása mintegy 30 km távolságig követhető. Mivel itt az ellipszisek átlagos területe már nem túlzottan nagy, nem a felszín közelében fekvő, hanem mélyebben elhelyezkedő ρ_{∞} -szinttel számolhatunk. A törésvonal közvetlen hatása (tehát a jólvezető üledékréteg vastagságának hirtelen ugrásszerű változása és ennek következtében az ellipszisek megnyúlása a törésvonalra merőlegesen) valószínűleg nem okoz ilyen nagy távolságban ilyen nagy excentricitást. Fel kell tételeznünk, hogy a törésvonal kialakulásával együtt az egész alaphegységet alkotó kőzet-tömeg olyan deformáción ment keresztül, amely a törésvonal irányával párhuzamosan az ellenállást nagymértékben csökkentette (pl. párhuzamos hasadékrendszer). Egyébként ugyanerre a következtetésre jutottunk a Soproni-medencével kapcsolatban az Alpok keleti határát jelző törésvonalnál is (VERŐ, 1965).



14. ábra. Az obszervatóriumra vonatkozó relatív ellipszisek alakja a Balaton-menti vetőtől különböző távolságokra

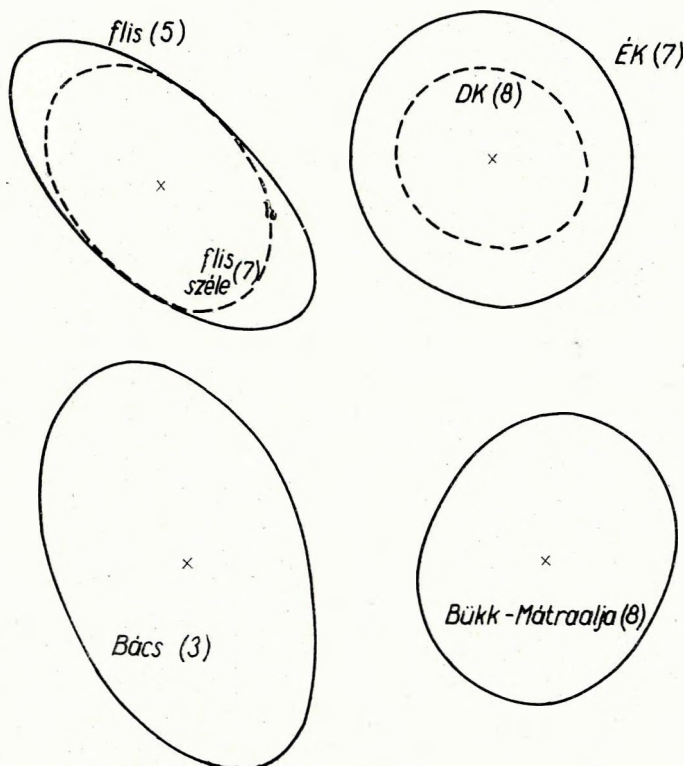
Фиг. 14. Форма относительных эллипсов, относящихся к обсерватории, при разных расстояниях от сброса вдоль оз. Балатона

Fig. 14. Form of relative ellipses relating to the observatory on various distances from the fault along the Balaton

Az Alföldön mért pontok számának szaporodásával irányítottsági vizsgálatokat tudunk végezni ezen a területen is. KÖRÖSSY LÁSZLÓ térképe alapján különítettük el a flis-területet (5 pont), ennek peremterületét mintegy 10–15 km szélességben (7 pont), a flis-övtől DK-re fekvő területet (8 pont), a Mecsek eltemetett folytatását Bács (3 pont), a Mátra és Bükk alatti terület (8 pont), a Nyírség és környékének (ÉK, 7 pont) területét. Az átlagos ellipszisek ezekre a területekre a következők: (L. V. táblázatot).

5. táblázat

Terület	a	b	c	d	Terület
Flis	1,16	-0,26	-0,58	1,06	1,08
Flis széle	1,01	-0,14	-0,22	0,87	0,85
DK	0,74	-0,04	-0,05	0,75	0,55
Bács	1,60	-0,25	-0,22	1,16	1,81
Mátraalja	1,16	0,00	0,09	1,02	1,18
ÉK	1,17	-0,04	0,00	1,11	1,30



15. ábra. A relatív ellipszisek átlagos alakja az Alföld különböző tájegységein

Фиг. 15. Средняя форма относительных эллипсов в различных районах Большой Низменности

Fig. 15. Average form of relative ellipses in various regions of the Hungarian Plain

Az ellipszisek alakja a 15. ábrán látható. A területek közül csak a flis és annak pereme, valamint a Mecsek folytatása jelentkezik az átlagos ellipszisekben. A Mecsek folytatásában az átlagos irányítottág merőleges a Mecsek csapására. A flis területén viszont kb. ÉNy – DK-i irányú polarizáció jelentkezik. Ez a polarizáció még a flis-terület szélén túl is uralkodik egy darabig. Újabb felfogás szerint a flis nem tekinthető egységes képződménynek, mégis elektromos szempontból, úgy látszik, jelentékeny hatása van.

A felhasznált új adatok egy része a M. Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, illetve a Miskolci Nehézipari Műszaki Egyetem Geofizikai Tanszékének méréseiből származik. A fenti két intézményhez csatlakozott 1964 óta a OKGT Szeizmikus Üzem geoelektromos csoportja is az adatszolgáltatásban. A fenti intézmények munkatársainak ezúton mondunk köszönetet jó együttműködésükért. Ugyancsak köszönet illeti meg SZÁDECZKY-KARDOSS GYULÁT, a MTA Geodéziai Kutató Laboratóriumának munkatársát is, aki készségesen segített bennünket a mérési pontok földrajzi koordinátáinak meghatározásában

IRODALOM

- ÁDÁM, A. (1963): A földkéreg és felső köpeny elektromos ellenállásviszonyainak kutatása Magyarországon földi elektromágneses térrel. (Kandidátusi értekezés.)
- ÁDÁM, A. (1964): Über die Berechnung der magnetotellurischen (MT) Anisotropie. (Freiberger Forschungshefte, C. 168. 1–48. Leipzig.)
- ÁDÁM, A. (1964/a): A kéreg és a felső köpeny elektromos felépítése Magyarországon a magnetotellurikus és relatív tellurikus frekvenciaszondázások alapján. (Geofizikai Közlemények, XIII. (2) 141–161. Budapest.)
- ÁDÁM, A. (1965): A napi járás (S) harmonikusából számított magnetotellurikus értékek bizonytalanságáról MTA Műszaki Tudományok Osztályának Közleményei, 35, (1–4) 133–147, Budapest).
- ÁDÁM, A. – VERŐ, J. (1965): Über die Ursachen der Erdstromverteilung in Ungarn mit besonderer Berücksichtigung der Geologie des Landes. (Freiberger Forschungshefte C 174, 7–34, Leipzig.)
- Бердичевский, М. Н., Брюнелли, В. Е. (1959) Теоретические предпосылки магнетотеллурического профилирования (Известия А. Н. СССР, сер. геоф. (7) 1061–1069. Москва.)
- ERKEL, A., HOVOT, J., SZABADVÁRY, L. (1964): Komplex geoelektromos medencekutató mérések D-Dunántúl területén (Geofizikai Közlemények, XIII. (3) 273–288. Budapest.)
- FOURNIER, H. (1963): La Spectrographie directionelle Magnétotellurique. (Annales de Géophysique, 19, (2) 138–148, Paris.)
- FOURNIER, H. (1965): Abaque des solutions du système:
- $$q = 0,2 T \left(\frac{E}{H} \right)^2 ; h = \frac{\sqrt{10 \cdot q \cdot T}}{8}$$
- (Institut de Physique du Globe kiadványa.)
- Яквлев, И. А. (1965) Картирование кровли низкоомных отложений методом теллурических токов (Прикладная Геофизика, 43, 60–70, Москва.)
- KÖRÖSSY, L. (1964): Tectonics of the Basin Areas of Hungary. (Acta Geologica, VIII. 377–395, Budapest.)
- NYITRAY, T. (1963): Jelentés az 1963. évben Szabolcs-Szatmár megyében végzett dipol equatorialis szondázásokról. (Kézirat.)
- SZÉNÁS, GY. (1965): A geofizikai térképezés földtani alapjai Magyarországon. (M. Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézet Évkönyve II. kötet, Budapest.)
- VERŐ, J. (1962): A tellurikus állomásellipszis számítása. (Geofizikai Közlemények X. kötet (1–4) 155–161.)
- VERŐ, J. (1965): A Soproni Medence környékének földáramviszonyai. (MTA Műszaki Tudományok Osztályának Közleményei, 35 (1–4) 119–128, Budapest.)
- WALLNER, Á. (1963): A Nagycenk melletti obszervatórium földmágneses feldolgozási módszerei és az eredmények összehasonlítása a tellurikus adatokkal. (Magyar Geofizika, IV. (3–4) 177–186. Budapest.)

БИСТРИЧАНЬ, ЭДЭ

КОРОТКОПЕРИОДНЫЙ ВЕРТИКАЛЬНЫЙ СЕЙСМОГРАФ С БОЛЬШИМ
УВЕЛИЧЕНИЕМ

В работе дается короткое описание о создании короткопериодного вертикального сейсмографа с большим увеличением, т.е. излагается проведенная перестройка известного сейсмографа системы Кирноса.

BISZTRICSÁNY EDE:

KURZPERIODISCHER VERTIKALSEISMOGRAPH MIT GROSSER
VERGRÖSSERUNG

In dieser Arbeit wird kurz über die Konstruierung eines kurzperiodischen Vertikal-seismograph mit grosser Vergrösserung, bzw. über den Umbau des bekannten Kirnos-Seismographs berichtet.

RÖVIDPERIÓDUSÚ NAGY NAGYÍTÁSÚ VERTIKÁLIS SZEIZMOGRÁF

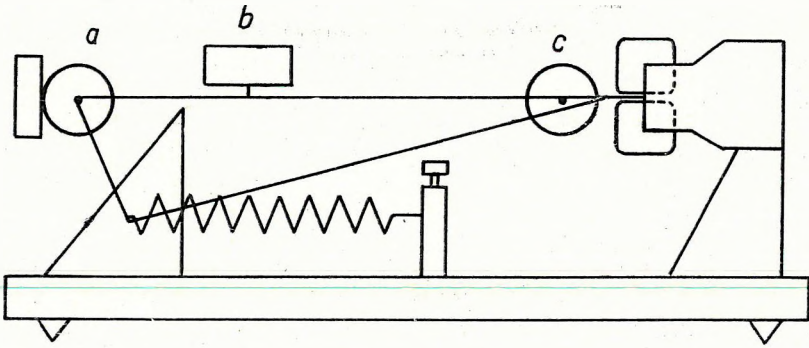
BISZTRICSÁNY EDE

A Mátrában (Piszkéstető) létesített új korszerű földrengésjelző állomáson rövidperiódusú ($T_1 \sim 1$ sec) nagy nagyítású ($V \sim 200\,000$) szeizmográfot állítottunk fel. Az ilyen típusú készülék közeli kis rengések észlelésére alkalmas, de távolabbi rengések térhullámain is jól regisztrálja.

A rendelkezésünkre álló Kirnos-típusú vertikális inga főbb konstansai a következők:

$$\begin{aligned} T_1 &= 12 \text{ sec} && \text{az inga saját periódusa,} \\ l &= 105 \text{ cm} && \text{redukált ingahossz,} \\ V &= 700 && \text{a készülék nagyítása.} \end{aligned}$$

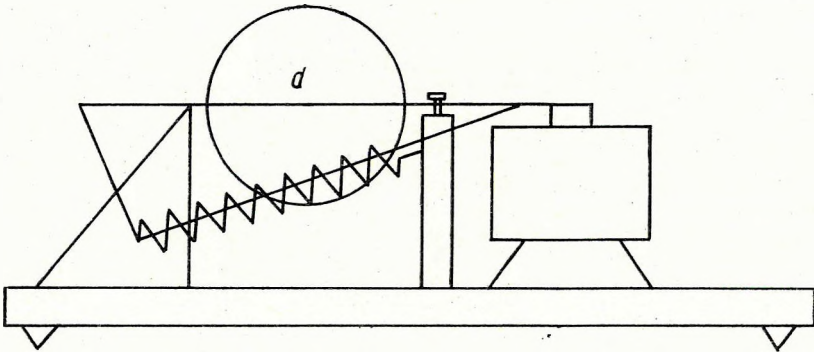
Abból a célból, hogy a redukált ingahosszt csökkentjük az 1. ábrán a , b és c -vel jelzett súlyokat eltávolítottuk és egyetlen nagyobb súllyal – mégpedig egy 26 kg súlyú ólommal töltött vörösréz hengerrel – helyettesítettük (2. ábra). Az inga elektrodinamikussá tettük, a tekercsekhez gyűrű-mágnes alkalmaztunk.



1. ábra

Фиг. 1.

Abb. 1



2. ábra

Фиг. 2.

Abb. 2

A módosított Kirnos inga konstansai végeredményben a következők:

$$T_1 = 1,2 \text{ sec,}$$

$$T_2 = 0,08 \text{ sec,}$$

$$D_1 = 0,43,$$

$$D_2 = 3,6,$$

$$\sigma^2 = 0,73,$$

$$V = 261\,000,$$

$$T = \text{a saját periódus,}$$

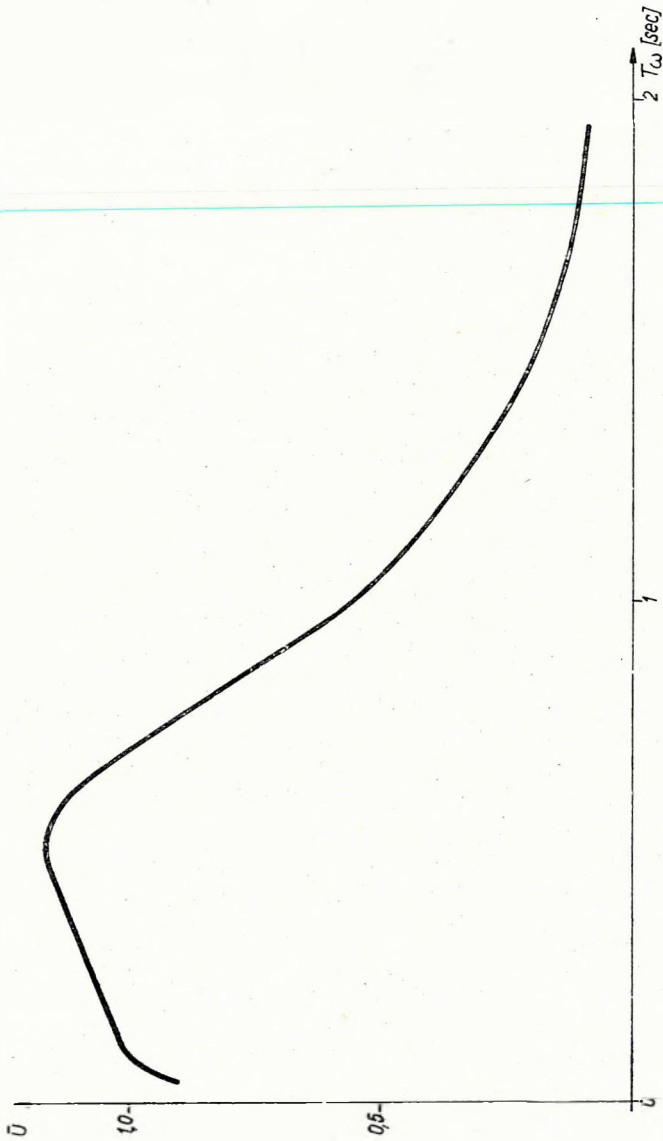
$$D = \text{csillapítás,}$$

$$\sigma^2 = \text{kapcsolási tényező,}$$

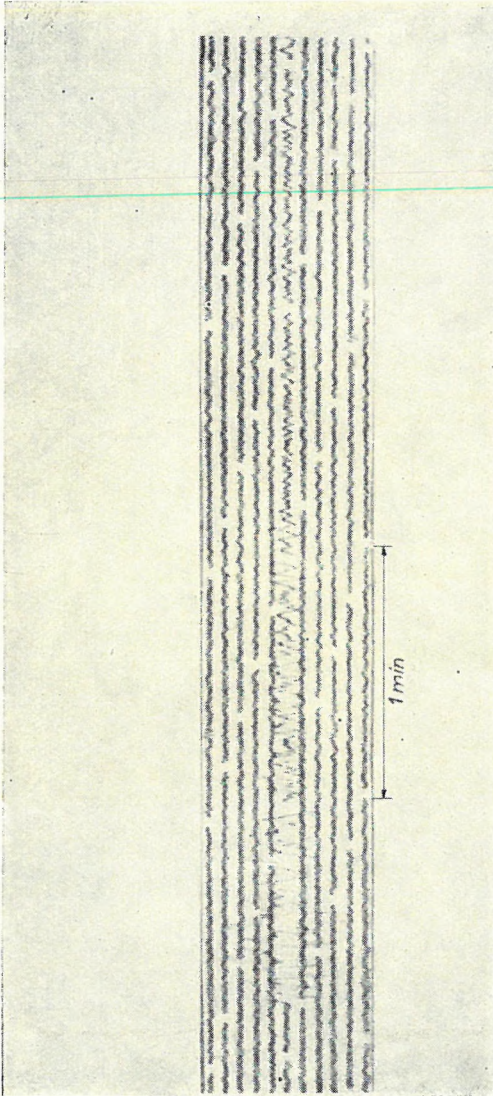
$$V = \text{a készülék nagysága.}$$

Az 1 index az ingára, a 2 index a galvanométerekre vonatkozik.

A készülékekre a fenti értékkel számolt frekvencia (versus amplitudo) karakterisztika (U) görbét a 3. ábrán mutatjuk be. A készüléknek a mátrai állomáson regisztrált szeizmogramja a 4. ábrán látható.



3. ábra
Фиг. 3.
Abb. 3



4. ábra
Фиг. 4.
Abb. 4

М. ХАРТНЕР

АППАРАТУРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
УПРУГИХ ВОЛН В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Настоящая статья должна рассматриваться как предварительная работа в области исследования скорости распространения упругих волн в горных породах в их естественном залегании, а также в образцах пород. В работе дается описание аппаратуры для изучения скорости в образцах и приводятся некоторые осциллограммы и данные измерения. Описанная ультразвуковая аппаратура работает в импульсном режиме, измеряет время распространения акустических колебаний, проходящих через изучаемый образец, с применением электрострикционных преобразователей колебаний и осциллографической записи и вычисляет скорость распространения волн на основе пути звука.

M. HARTNER

DEVICE FOR DETERMINING PROPAGATION VELOCITY
OF ELASTIC WAVES IN ROCK SAMPLES

This paper should be regarded as an introductory publication on velocity determination in rocks in situ and on rock samples. The author describes a device for carrying out velocity investigations on rock samples and demonstrates several oscillograms and measurement data. The discussed ultrasonic device works in impulse operation, measuring the propagation time of acoustic vibrations passing through rock samples by the use of electrostrictional vibration transformers and oscillograph registration, and computing the propagation velocity on the basis of the sound path.

KÖZETMINTÁKBAN TERJEDŐ RUGALMAS HULLÁMOK SEBESSÉGÉNEK
MEGHATÁROZÁSÁRA SZOLGÁLÓ BERENDEZÉS

HARTNER MIHÁLY

Bevezetés

A szeizmikus hullámsebesség-vizsgálatok zömmel az üledékes kőzetekre terjednek ki és földtani információ szerzés céljából folynak. Az üledékes kőzeteknek ásványi összetétel, kor, települési mélység, szerkezet stb. szerinti osztályozása többé-kevésbé hullámsebesség szerinti osztályozásnak is tekinthető. A hullámsebességet pedig a nyomás, a hőmérséklet, a porozitás, a nedvesség-

tartalom stb. is befolyásolja, a rugalmas állandókkal való jól ismert függvény kapcsolata mellett. A hullámsebesség és az említett tényezők közötti összefüggés átfogó tanulmányozása számos rezgési probléma megoldásához vezetett. Kiterjedten alkalmazzák a közlekedés, az üzemelő gépek stb. mikro-szeizmáinak (E. HAHN, 1956), a bányászatban kőzetek feszültségeloszlásának (M. UHLMANN, 1957; L. SIMÁNE, 1965) stb. vizsgálatára.

I. Bányabeli és laboratóriumi sebességvizsgálatok

A felszínalatti bányászatban alkalmazandó új fejtési módszerek bevezetése, a teljes mechanizálásra való törekvés, a gazdaságosabb termelés igénye, a bányában fellépő erők megfékezése és felhasználása stb. arra készítették a bányászokat, hogy behatóan foglalkozzanak kőzetnyomás-vizsgálattal (W. KUNDORF, D. ROTTER, 1961).

BUCHEIM is in situ állapotú kőzeteken és laboratóriumban kőzetmintákon nyomás hatására fellépő kőzetsebesség-változás-vizsgálatokról számol be. Megemlíti, hogy az eredményes és biztonságos bányaművelés kőzetmechanikai folyamatok vizsgálatára alkalmas új módszerek bevezetését követeli meg.

A kőzetek mindenkori nyomáseloszlásáról és a nyomás időbeli változásáról a bányamérési módszerek tájékoztató jellegű adatai nem kielégítőek. Kiegészítődök a vágat és művelés körzetében fellépő tömegelmozdulás- és kőzetfeszültség-adatokkal. E vizsgálatok, Meisser szerint, a geofizika feladatkörébe tartoznak, ugyanis a kőzetek természetes állapotának megváltoztatása nélkül, a kőzetbelső fizikai tulajdonságaira utaló adatokat egyedül geofizikai vizsgálati módszerek szolgáltatnak. Ezek közül a legreményteljesebbnek az akusztikus nyomásslévényezés tűnik.

Kutatók sora (HEINRICH, MÜLLER, WÖHLBIER, OBERT, HUGHES, CROSS, JONES, GILBERSTEIN, GURVICS, SANGIN, VILENSZKAJA) foglalkozott sebességvizsgálattal. Különböző fizikai paraméter sebesség-módosító hatásán kívül a szeizmikus hullámsebességnek és a rugalmassági állandónak nyomásfüggését is megállapították. Az in situ méréseken kívül, a kérdéses kőzeten, laboratóriumi vizsgálatok is szükségesek ahhoz, hogy meghatározott nyomás igénybevételnél a fellépő sebességváltozásra és fordítva, a sebességváltozásból a nyomásigénybevételre lehessen következtetni.

Az indirekt módszerek helyett, ma az oszcillografikus „rövid-idő” mérési módszerek, meghatározott hangúton mérve a hullámfront „átfutási” idejét, direkt sebesség-meghatározást tesznek lehetővé.

A szokásos regisztrálási technika optimálisan 10 μ s-os időmérést enged meg. Ha azonban 1 m-es hangút vizsgálatnál a nyomás hatására fellépő sebességváltozás-méréstől 1%-os pontosságot kívánunk meg, a műszer feloldóképességének, az impulzus és a beérkezési-jel emelkedési idejének 0,2 mikroszekundum (μ s) pontosságúnak kell lennie. A kívánt pontosságot csak az elektron-sugaras oszcillogram elégíti ki.

Mivel bányában kőzetnyomás hatására két vagy három egymásra merőleges és egymástól eltérő nagyságú feszültség lép fel, ezért laboratóriumban is egyenlőtlen nyomás igénybevétel mellett kell a sebességváltozásokat tanulmányozni (W. BUCHHEIM, 1953).

Az 50-es években számos vizsgálatot végeztek ultrahangos berendezéssel, rezgésfelvétellel, ill. rezgéskeltésre piezoelektromos vagy magnetosztrikciós rezgésátalakítókat használva a már említett „rövid-idő”-regisztrálási metodika mellett.

II. Impulzus-módszerrel működő kőzetsebességmérő elve

A berendezés segítségével meghatározhatjuk rugalmas hullámok terjedési sebességét kőzetmintákban. Elektroakusztikai átalakítók által előállított mechanikai rezgéseket a vizsgálandó anyagba sugározva és meghatározott hangúthoz tartozó átfutási idejüket mérve, a vizsgált anyagra jellemző sebesség számítható.

A szeizmikus mérésekhez hasonlóan itt is szükség van rezgéskeltésre, a rezgés felvételére és a rezgési folyamatot regisztráló berendezésre.

A lejátszódó fizikai jelenségek elvileg mindkét módszernél hasonlóak. A közöttük levő eltérést főleg a méretkülönbségek hozzák létre (berendezés, mérési technika).

Kőzetmintákban a sebességértékeket csak úgy tudjuk kellő pontossággal meghatározni, ha a sebességhez használt minta hosszát legalább mm, a beérkezési időt pedig néhány tized μsec pontossággal határozzuk meg. A szeizmikus hullámok különféle jelenségeinek laboratóriumi méretekben történő rekonstruálására a rezgés frekvenciáját 01–1 MHz tartományban kell megválasztani.

III. A mérőberendezés leírása

A kőzetmintákban terjedő ultrahang terjedési sebességének meghatározására szolgáló berendezést az 1. ábrán látható elvi vázlat szemlélteti.

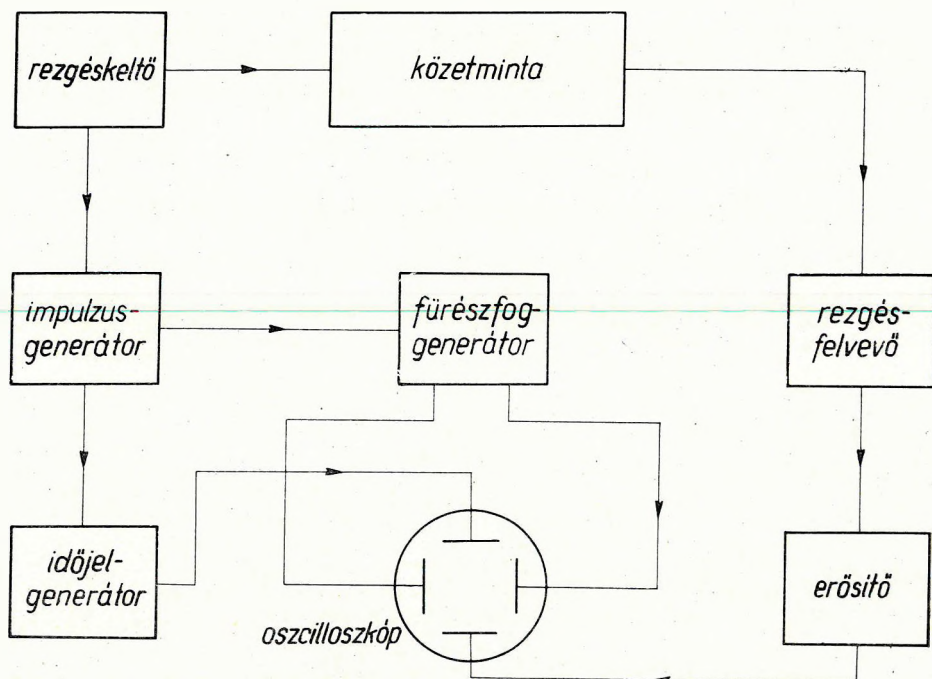
A berendezés időjel-, impulzus- és fűrészrezgés-generátorból, rezgéskeltőből, rezgésfelvevőből, erősítőből és oszcilloszkópból áll. Az impulzus-generátor rövid idejű feszültség-impulzusait a rezgéskeltő mechanikai impulzusokká alakítja át, amelyek a vele jó mechanikai csatolásban levő kőzetmintában rugalmas rezgéseket keltenek. A rezgések a rezgésfelvevőhöz érve visszalakulnak elektromos jelekké, melyek megfelelő erősítés után az oszcilloszkóp ernyőjén válnak láthatóvá.

1. Impulzus-generátor

Az impulzus-módszerrel dolgozó készülékek központi vezérlő szerve az impulzus-generátor, amely szabályos időközökben vezérlő impulzusokat állít elő. Ezek a jelek indítják az oszcilloszkóp elektronsugara egy-egy vízszintes eltérését létrehozó fűrészfog-generátort és gerjesztik a rezgéskeltőt.

Azért alkalmazhatunk impulzus alakú jeleket, mert mind a földrengés-hullámok, mind pedig a szeizmikus rezgések alakja impulzus jellegű.

Berendezésünkben az impulzusok időtartamát, az irodalmi adatokkal összhangban, 0,5–10 μsec közötti tartományban állítjuk be.



1. ábra. A mérőberendezés elvi vázlata

Фиг. 1. Принципиальная хсема аппаратуры

Fig. 1. Block diagram of the device

2. Elektroakusztikus-átalakítók

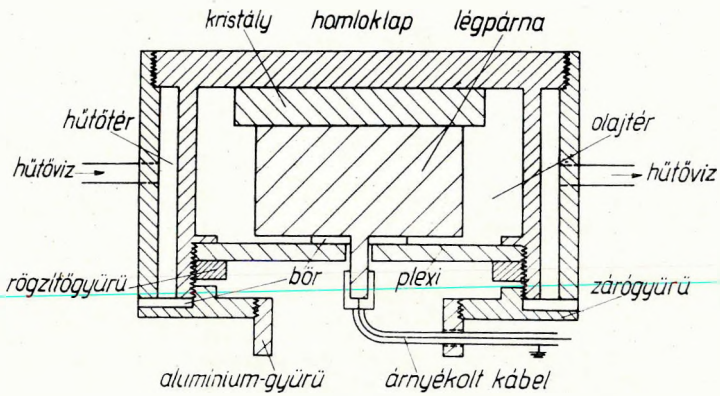
Rezgésátalakítónak két korong alakú, elektrosztrikiós hatású, kis gerjesztő feszültséget igénylő 0,4 MHz önfrekvenciájú báriumtitanát kerámiát használtunk (B. CARLIN, 1960). Az ultrahang-energia-sugárzás növelése érdekében pedig légpárnás megoldást alkalmaztunk.

Ha az említett átalakítót nem impulzus-gerjesztéssel, hanem folyamatos üzemmódban működtetjük az átalakító felmelegedését és a teljesítményre káros hatását megelőzve, a leadott teljesítmény az 5–10 W/cm² értéket nem haladhatja meg. Az elektromos impulzusokat a légpárnát biztosító szelence csapján át a 2. ábrán látható módon juttattunk az elektroakusztikus átalakítókra.

3. Időmérő oszcilloszkóp

A vizsgálandó közetmintán áthaladó szeizmikus hullámfront terjedési idejének mérésére oszcillo-szinkroszkópot használtunk.

Erősítője a gyakorlatban előforduló legrövidebb impulzusokat is átviszi. A szinkronizáló jelre indító fűrészfog-generátor csak egyszeri lefutáshoz ad eltérítő feszültséget, s a fűrészrezgés csak a következő impulzusra indul el ismét.

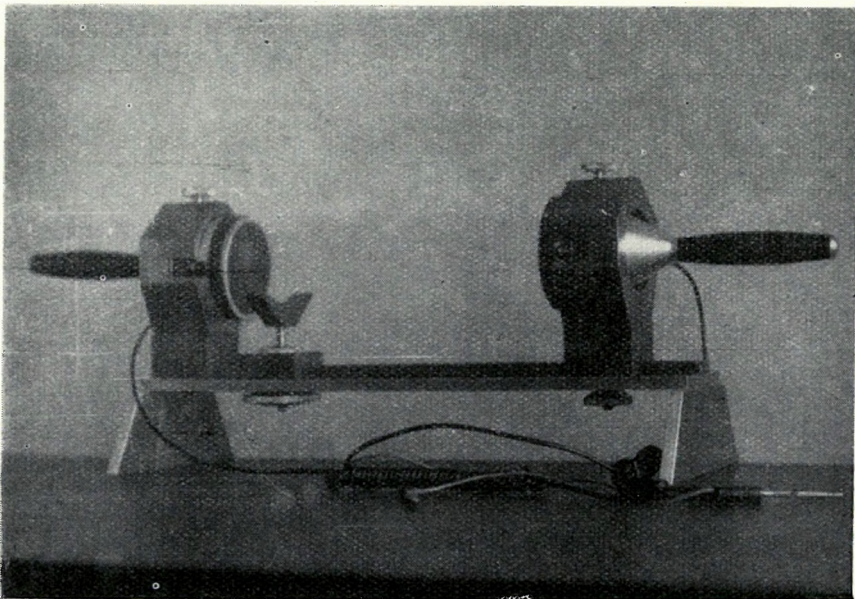


2. ábra. Adó-, ill. vevőfej vázolata

Фиг. 2. Схема головок приемника и передатчика

Fig. 2. Scheme of the transmitting and receiving heads

Az időjel-generátor indított üzemmódban 10 μ sec időközökben kb. 0,5 μ sec-os fénykioltással ad időjelet. Ez a generátor ugyancsak a szinkronizáló jel hatására indul és áll le a fűrész-generátorral szinkron lefutásban.



3. ábra. Adó-vevőegység

Фиг. 3. Приемно-передаточный блок

Fig. 3. Transmitter-receiver unit

1. Adó-vevő egység

Az adó-vevő egység a két rezgésátalakító fejből, valamint a kőzetminta befogására szolgáló berendezésből áll. Az adófej tartója rögzített, míg a vevőfej tartója vezetősín mentén a kőzetminta hosszának megfelelően állítható (3. ábra).

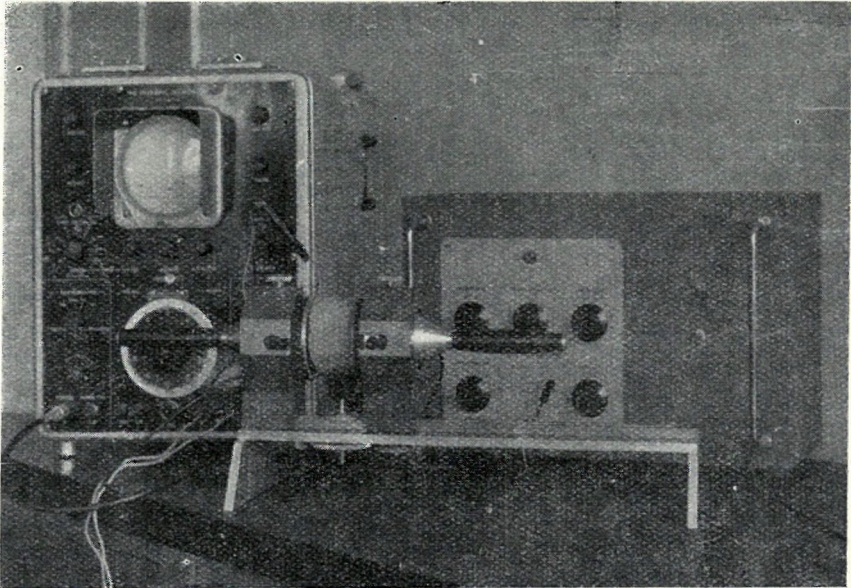
Az adófejből kilépő mechanikai energiát a legkisebb veszteséggel kell a kőzetmintába juttatni. Ezt a kőzetminták véglapjainak párhuzamosításával és síkfelületűre csiszolásával, valamint optimális energiaátadást biztosító csatoló közeg felhasználásával érhetjük el.

IV. Mérési eredmények

Az adó-, ill. a vevőfej homlokfrontját képező rézlap vastagsága miatt – amelyen a keltett impulzusnak rugalmas hullám alakjában szintén át kell haladnia – a beérkezési időket korrigálni kell. Ez látszólag növeli a kőzetmintán áthaladó rugalmas hullám terjedési idejét. Számításaink és méréseink szerint ez az érték $\pm 2,5 \mu\text{sec}$.

Méréseket nemcsak fémeken (Al, Cu), hanem az OKGT Alföldi Kőolajfúrési Üzem kőzettárából kapott, elsősorban alföldi fúrásokból származó kőzetmintákon végeztünk.

Az időmérést oszcillogramon rögzítettük, a kőzetminták paramétereit és a mérés során alkalmazott impulzus-generátor elektromos adatait az 1. táblázatban tüntettük fel. Ismerve az oszcillogramról leolvasott és korrigált időt,



4. ábra. Mérőberendezés

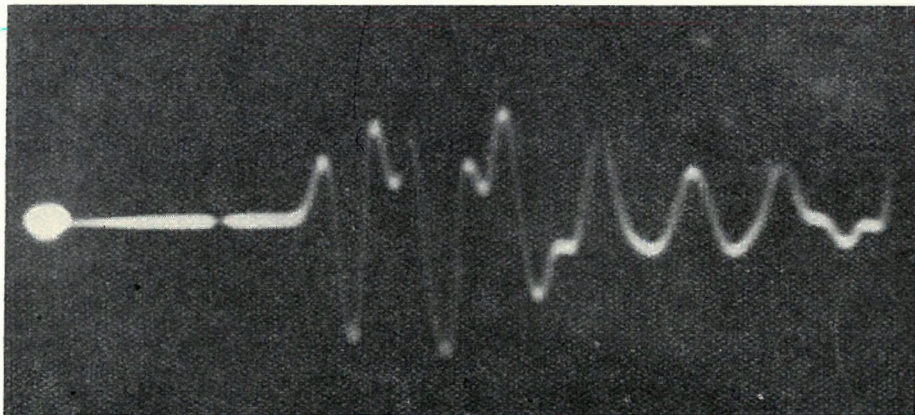
Фиг. 4. Измерительная аппаратура

Fig. 4. Measuring device

valamint a kőzetminta hosszát (vastagságát), kiszámítottuk a kőzetmintákban terjedő rugalmas hullámok terjedési sebességét (4. ábra).

A táblázatban közölt terjedési sebességek a minta méreteitől függő korrekcióval végtelen kiterjedésű közegre átszámíthatók (RAYLEIGH, 1894), (5. ábra).

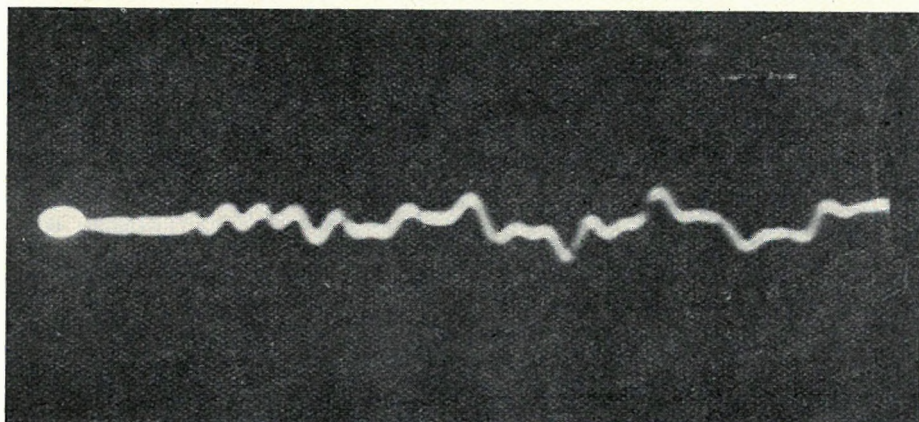
A dolgozat a Nehézipari Műszaki Egyetem (Miskolc) Geofizikai Tanszékén készült.



5/a. ábra. A Józsa - 1 fúrásból származó homokkő oszcillogramja

Фиг. 5/a. Осциллограмма, полученная для песчаника из скважины Южа - 1

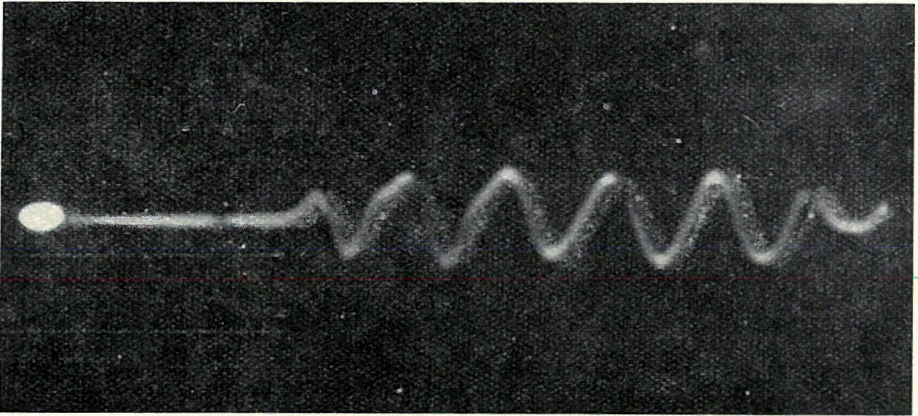
Fig. 5a. Oscillogram of sandstone taken from bore-hole Józsa - 1



5/b. ábra. A Zagyarékas - 1 fúrásból származó riolituffa oszcillogramja

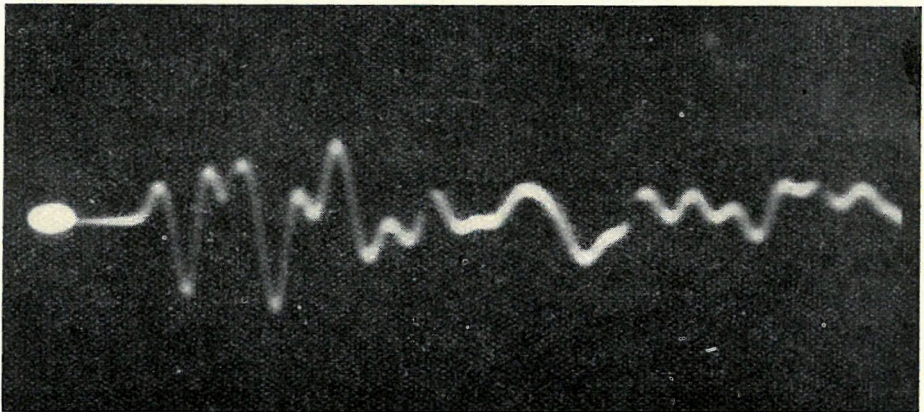
Фиг. 5/б. Осциллограмма, полученная для риолитовых туфов из скважины Задварекаш - 1

Fig. 5b. Oscillogram of rhyolite tuff, taken from bore-hole Zagvarékas - 1



5/c. ábra. A Hajduszoboszló - 9 fúrásból származó finomszemű homokkő oszcillogramja
 Фиг. 5/c. Осциллограмма, полученная для тонкозернистого песчаника
 из скважины Хайдусобосло - 9

Fig. 5c. Oscillogram of fine-grained sandstone, taken from bore-hole Hajduszoboszló - 9



5/d. ábra. A Vég - 1 fúrásból származó csillámkvarcit oszcillogramja
 Фиг. 5/d. Осциллограмма, полученная для слюдяного кварцита из скважины Вег - 1
 Fig. 5d. Oscillogram of mica quartzite, taken from bore-hole Vég - 1

IRODALOM

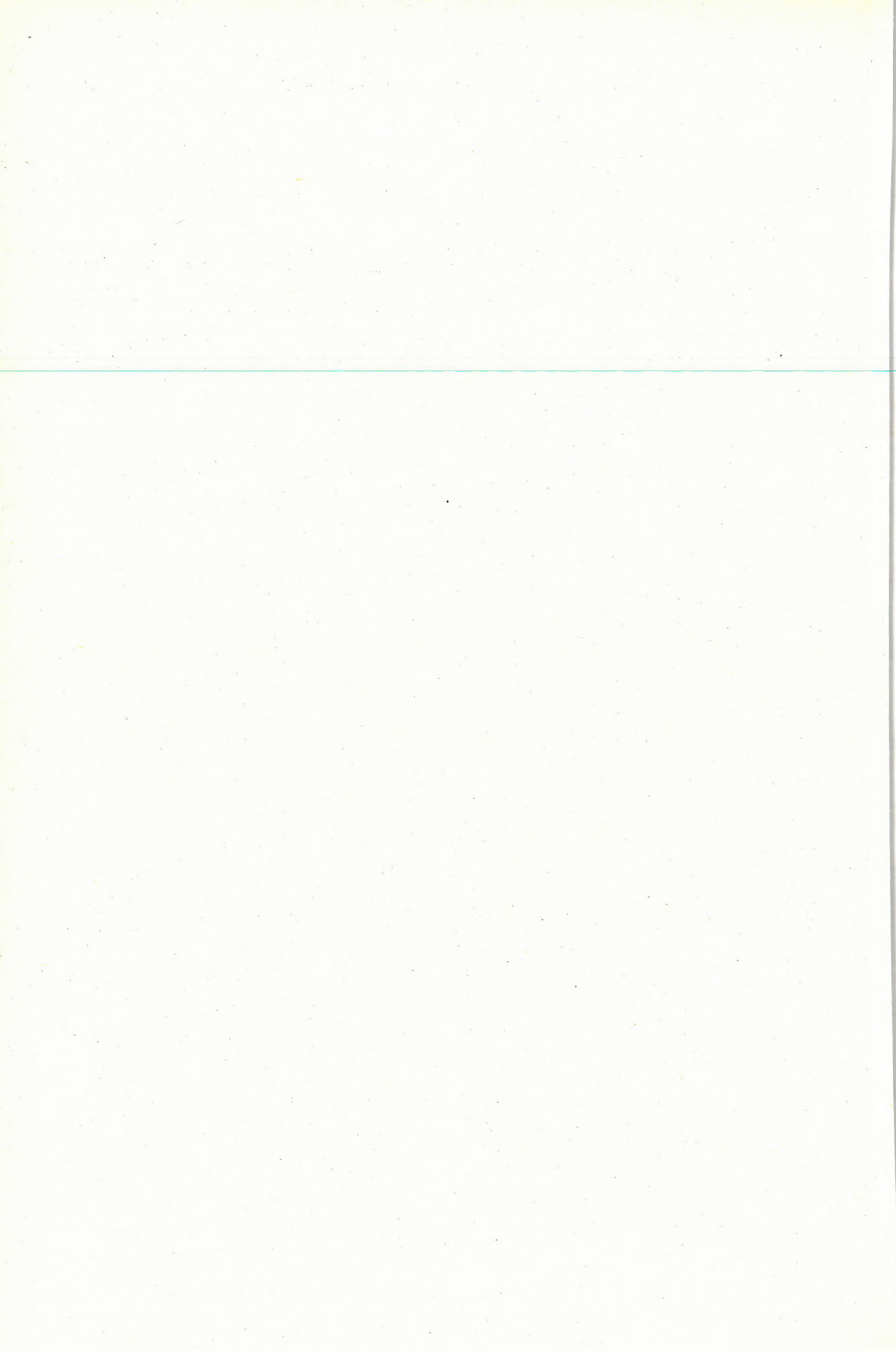
- E. HAHN (1956): Die Anwendung der seismischen Magnitude und der Seismizität auf neuzeitliche Erschütterungsmesstechnik bei Verkehr und in der Industrie. Freib. Forsch.-H. C 25.
 M. UHLMANN (1957): Über die Erkundung der Spannungsverhältnisse in Stützfeilern des Kali- und Steinsalzbergbaus auf akustischer Basis. Freib. Forsch.-H. C 36.
 L. SIMÁNE (1965): Seismoakustische Untersuchung der Gebirgsschläge im Erzrevier „Brezové Hory“ Příbram Freib. Forsch.-H. C 174.
 W. KUNDORF és D. ROTTER (1961): Eine Untersuchung über die Anwendung der Methode natürlicher hochfrequenter seismischer Felder (Eigenimpulsmethode) im Steinkohlen und Erzbergbau. Freib. Forsch.-H. C 120.

W. BUCHHEIM (1953): Zum Problem der Drucksondierung in Gesteinen auf akustischer Basis. Freib. Forsch.-H.
 B. CARLIN (1960): Ultrasonics. New York.
 A. E. CRAWFORD (1955): Ultrasonics Engineering. London.
 TH. F. HUETER—R. H. BOLT (1955): Sonics. New York.
 TARNÓCZY (1963): Ultrahangok. Budapest.
 RAYLEIGH (1894): The Theory of Sound I. New York.
 CSÓKÁS J. (1964): Jelentés kőzetmintákban terjedő rugalmas hullámok sebességének meghatározására szolgáló berendezésről. Miskolc.

1. táblázat

Fúrás megnevezése	Fúrómag mélysége (m)	Fúrómag kora	Kőzettípus	Fúrómag-hossz (cm)
Józsa - 1	1923 - 1925	paleogén	homokkő	5,2
Zagyvarékas - 1	2562 - 2563,7	miocén	riolittufa	2,9
Hajdúszoboszló - 9	1399 - 1402	felsőeocén	finomszemű homokkő	4,0
Vég - 1	1265 - 1266	paleozoikum	csillámkvareit	1,0

Fúrómag átmérő (cm)	Látszólagos beérkezési idő (μ sec)	Korrektíós állandó (μ sec)	Korrigált beérkezési idő (μ sec)	Terjedési sebesség (m/sec)	Ismétlődési frekvencia (cps)	Impulzus-hossz (μ sec)	Gerjesztő feszültség (V)
8,7	14,1	2,5	11,6	4470 ± 118	200	1,5	18
9,2	17,6	2,5	15,1	1920 ± 77	200	2,0	80
7,6	13,5	2,5	11,0	3640 ± 118	200	1,5	50
9,4	4,8	2,5	2,3	4350 ± 525	200	1,5	10



Э. МИТУХ

О РЕЗУЛЬТАТАХ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРОЕНИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ
СЕЙСМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В ВЕНГРИИ

В настоящей работе дается обзор полученных до сих пор результатов глубинного сейсмического зондирования земной коры. Затем описываются предварительные результаты исследований, проведенных в 1965 г.

E. MITUCH

SEISMIC INVESTIGATION OF THE EARTH'S CRUST AND THE RECENT PROGRESS
OF IT IN HUNGARY

The results of seismic deep-soundings obtained so far, are summed up, further, the first outlines of the results of the year 1965 are described.

A FÖLDKÉREGKUTATÁS LEGÚJABB EREDMÉNYEI MAGYARORSZÁGON

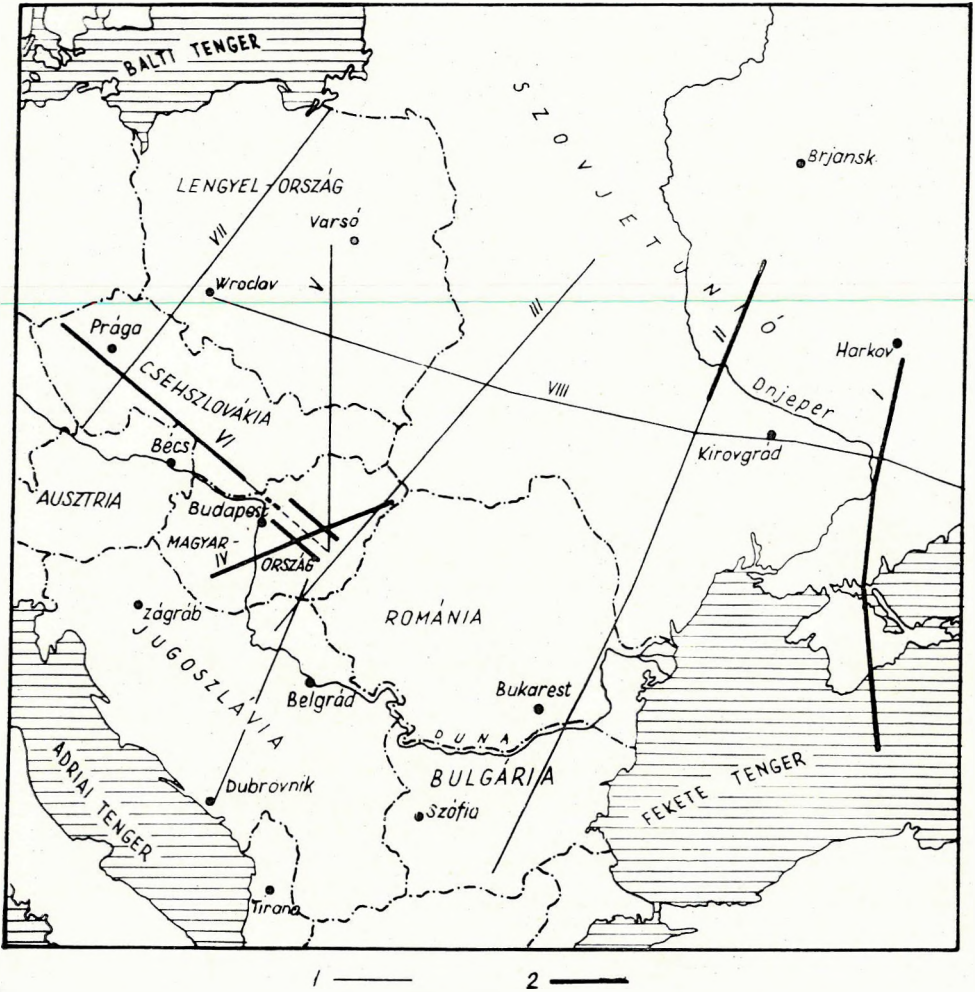
MITUCH ERZSÉBET

A földkéregkutatás általában és a szeizmikus földkéregkutatás különösen manapság a nemzetközi földtani és geofizikai kooperációk érdeklődésének előterében van. Az Európai Szeizmológiai Unió, a Kárpát – Balkán Asszociáció geofizikai és tektonikai szekciói, továbbá az Upper Mantle Project a legfontosabb szervezetek, amelyek jelenleg ezt a kutatást figyelemmel kísérik.

Magyarországnak fontos szerepe van ebben a programban. A Kárpátok ívén belül fekszik, tehát a Kárpátokat (Dinaridákat) harántoló csaknem minden kéregkutató vonalnak szükségképpen a magyar medencét is harántolnia kell vagy benne kell végződnie (1. ábra). Részben ennek tulajdonítható a magyar medence viszonylag nagy felmértége, részben azonban saját érdeklődésünknek. Már az első mélyszondázások rávilágítottak ugyanis arra a tényre, hogy a földkéreg Magyarországon különösen vékony (22 – 24 km). Számos nagytektonikai probléma megoldását véljük ezeknek a kutatásoknak a segítségével megtalálni.

Ezen általános feladaton belül a fontosabb részletfeladatok a Mohorovičić és Conrad határfelületek mélységének (domborzatának) meghatározása, kéregdimenziójú tektonikus övek nyomozása; és az ilyen bonyolult kutatásnál elkerülhetetlen állandó műszaki nehézségek leküzdése, vagyis módszertani kutatások.

A kézirat 1966. V. 16-án érkezett.



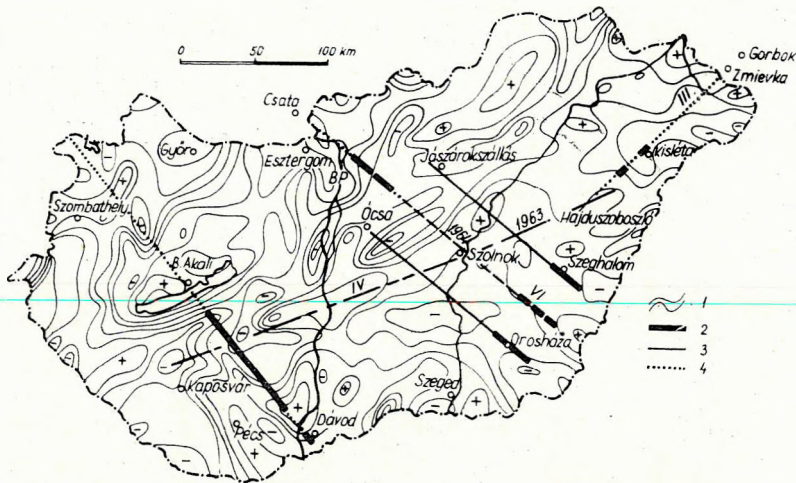
1. ábra. A nemzetközi szeizmikus földkéregkutató vonalak
1 tervezett vonal; 2 mért vonal

Fig. 1. The International Seismic Crust-program
1 planned; 2 finished

Fig. 1. Международные профили ГСЗ земной коры
1 - проектные профили; 2 - замеренные профили

1965-ben három programot (154 km) teljesítettünk (2. ábra).

1. Az 1964-ben harántlövéllel mért vonalat (a VI. nemzetközi vonal magyarországi szakaszát) DK felé 22 km-rel harántlövéllel meghosszabbítottuk, és ÉNy-on vonalmenti refrakciós lövéssel bekötöttük a csehszlovák vonalszakaszba (2. és 3. ábra). DNy-on a Moho-ról kis energiájú beérkezéseket



2. ábra. A hazai szeizmikus kéregkutatás vonalai 1965 végén
 1 Bouguer anomáliák; 2 a VI. nemzetközi vonal kiegészítése; a dunántúli vonal 1965. évi szakasza; 3 korábbi mérések; 4 tervezett mérések.

Fig. 2. The National Crust-program at the End of 1965

1 Bouguer anomalies; 2 Prolong. of the Int. Prof. No VI; the Transdanubian Profile 1965;
 3 earlier profiles; 4 planned profiles

Fig. 2. Исследование земной коры сейсмическим методом в Венгрии к концу 1965 г.
 1 – аномалии Буге; 2 – дополнительный участок международного профиля № IV;
 участок профиля ГСЗ Задунайской области, проведенный в 1965 г.; 3 – профили ранее
 проведенных работ; 4 – профили проектируемых работ ГСЗ

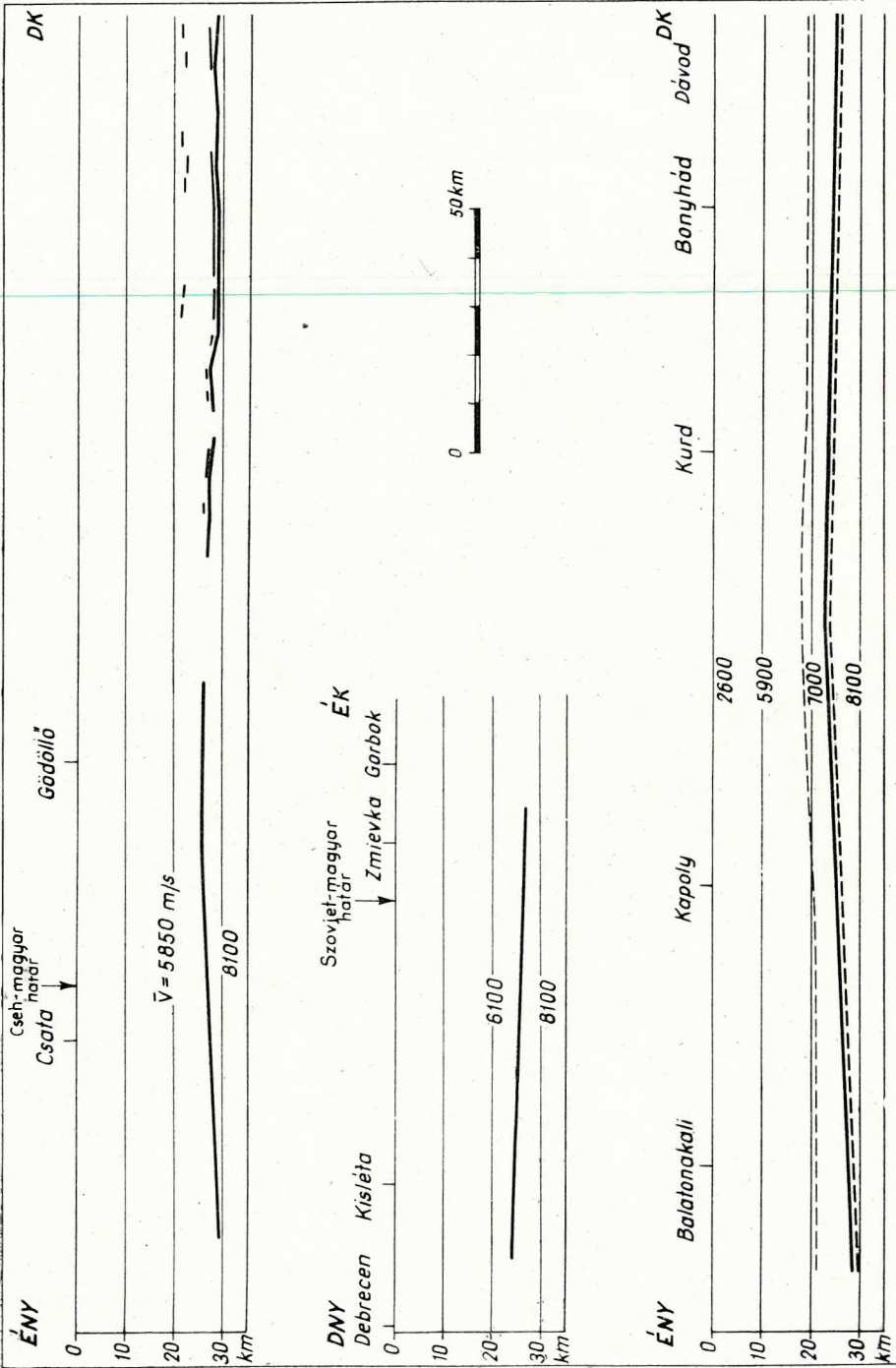
kaptunk, viszont újra megjelentek a kettős határfelületre utaló fázisok (MITUCH, 1966). A Moho szintje ÉNy-on és DK-en egyaránt kezdi mutatni a süllyedést, amelyet a geoszinklinálíshoz való közeledés miatt természetesnek tarthatunk.

5. Balatonakali és Dávod között önálló vonalat mértünk (2. és 3. ábra). Ezt a vonalat nagyenergiájú, néha kettős hullámcsoportú Moho beérkezések jellemzik. A beérkezések nagy része szélesszögű (kritikus) reflexió. A Moho-szint Kúrdnál 23,5 km, a Bakonynál eléri a 27,5 km mélységet. Ennek geotektonikai okát később vizsgáljuk.

3. A magyar–szovjet méréssel előkészítettük az 1966. évi közös refrakciós mérést. Ezzel a méréssel a III. nemzetközi vonalat összekötjük Kaposvár–Hajdúszoboszló csapásmenti vonalunkkal, amely nem más, mint a IV. nemzetközi vonal (2. és 3. ábra). Jóllehet a mérés célja csupán metodikai, együttműködési kísérlet volt, a Moho mélységét is sikerült meghatározni (3. ábra). Az előzetes adatok azt mutatják, hogy a Moho ÉK (a Kárpátok) felé dől.

IRODALOM

MITUCH, E. (1966): A magyarországi kéregkutatás folytonos harántszelvényezéssel kapott eredményei. Geofizikai Közlemények, XV. 1–4.



3. ábra. A III. és VI. nemzetközi vonal magyarországi szakasza és a Dávod - Akali vonal
 Fig. 3. The National Sections of Int. Profiles III and IV, and the Transdanubian Profile

W. MUNDT

A FÖLDMÁGNESES ANOMÁLIÁK STATISZTIKAI VIZSGÁLATA AZ NDK TERÜLETÉN

Az NDK területén 8 szelvénymenti autokorrelációs elemzéssel képet kapunk a földmágneses anomáliákat okozó hatók mélységéről és mágnesezettségéről. Az empirikus függvényekkel való összehasonlításhoz szükséges elméleti autokorrelációs függvények kiszámításához dipólusok véletlen megoszlását használjuk fel. A tanulmány azoknak a vizsgálatoknak folytatása, amelyek ugyanezen problémára vonatkozóan mágnesez egypólusok véletlen megoszlását alkalmazták.

Az eredő mélységtartomány, valamint a mágnesezettségi értékek szerint a kapott mélységek a házikus kristályösszlet felszínét és ezáltal a Conrad-felszín mélységét mutatják.

В. МУНДТ

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ АНОМАЛИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРРИТОРИИ ГДР

Посредством автокорреляционного анализа, проведенного по 8 профилям на территории ГДР, получено представление о глубине залегания и магнитности источников аномалий геомагнитного поля. Для вычисления теоретических автокорреляционных функций, необходимых для сопоставления с эмпирическими функциями, принимается случайное распределение диполей. Тем самым настоящая работа представляет собой продолжение исследований автора в области этой же проблемы, в процессе которых применялось случайное распределение единичных магнитных полюсов.

Результирующий диапазон глубин, а также магнитность свидетельствуют о том, что полученные величины глубин отображают поверхность базальной кристаллической толщи, т.е. глубину залегания поверхности Конрада.

STATISTIK GEOMAGNETISCHER ANOMALIEN IM GEBIET DER DDR (AUTOKORRELATIONSANALYSE)

W. MUNDT

1. Einleitung

Die statistische Bearbeitung des Beobachtungsmaterials der Landesvermessung der DDR zur Epoche 1957,5 schließt eine Autokorrelationsanalyse ein. Unter Verwendung einer von SERSON und HANNAFORD (1957) angegebenen Methode gestattet dieser Formalismus die Bestimmung der mittleren Tiefen derjenigen Quellen des Feldverlaufs, deren Strukturen der Analyse unterworfen werden. Die ersten Ergebnisse der Untersuchungen wurden

vom Verfasser bereits dargestellt (im Druck). Es mußte zunächst geprüft werden, inwieweit diese Methode auch auf kurzen Profilen mit einer relativ geringen Zahl von Stichproben anwendbar ist, nachdem SERSON und HANNAFORD sie zur Analyse langer aeromagnetischer Profile verwendet hatten. Die resultierenden Ergebnisse zeigten die Anwendbarkeit der Methode.

Zur Berechnung der theoretischen Autokorrelationsfunktionen, mit denen die empirischen Kurven verglichen wurden, ist zunächst eine zufällige Verteilung von Einzelpolen verwendet worden. Das ergab sich aus praktischen Gesichtspunkten, da die numerische Berechnung der Funktionen für diesen Fall bedeutend einfacher ist, als bei Verwendung einer Dipolverteilung. Inzwischen liegen die theoretischen Autokorrelationsfunktionen für eine zufällige Verteilung von Dipolen ebenfalls vor. Infolge ihrer bedeutend größeren Verwandtschaft mit der physikalischen Realität sollen sie die bezüglich Einzelpolverteilungen erhaltenen Ergebnisse stützen, sowie für detailliertere Untersuchungen mit dieser Methode eine gesicherte Grundlage liefern.

Im folgenden sind die unter Verwendung einer Dipolverteilung erhaltenen Ergebnisse zu diskutieren und mit den entsprechenden Resultaten bezüglich einer zufälligen Verteilung von Einzelpolen zu vergleichen. Dazu wurden die gleichen Profile wie bei den Einzelpolverteilungen zugrunde gelegt.

2. Methode

Da die Methode bereits dargestellt wurde, sollen hier lediglich noch einmal die Grundzüge erläutert werden. Die Grundlage zu dieser Methode besteht darin, daß die Autokorrelationsfunktionen des anomalen Feldverlaufs längs Profilen in ihrer Form den Autokorrelationsfunktionen von Zufallsreihen ähneln, die gewissen Glättungsprozessen unterworfen wurden. Es besteht daher die Möglichkeit, die aus dem Beobachtungsmaterial berechneten Funktionen mit solchen Autokorrelationsfunktionen zu vergleichen, die aus einer zufälligen Verteilung magnetischer Pole resultieren. Dabei können, wie bereits angedeutet, Einzel- oder Dipole verwendet werden. Der notwendige Glättungsprozeß für die theoretischen Funktionen ist hierbei dadurch gegeben, daß die Funktionen stets für eine gewisse Entfernung von den Quellen bestimmt werden. Für den Fall optimaler Übereinstimmung beider Autokorrelationsfunktionen entsprechen die Parameter der Polverteilung den gesuchten Größen. Das sind die Tiefe der Anomalienquellen sowie deren Magnetisierung, die allerdings nicht völlig voraussetzungsfrei bestimmt werden kann.

Die analytische Darstellung der theoretischen Autokorrelationsfunktionen ist relativ einfach, da zwischen den einzelnen Polen auf Grund der Zufallsverteilung keine von der Schrittweite abhängige Korrelation besteht.

Bezeichnet man mit F_x , F_y und F_z die X -, Y - und Z -Komponente des Feldes eines Einzel- bzw. Dipols an der Erdoberfläche, mit σ die Zahl der Pole pro Flächeneinheit und mit K einen Parameter, der im wesentlichen die mittlere Polstärke bzw. das Dipolmoment darstellt, ergibt sich für die Autokorrelationsfunktionen bei einer Korrelation in X -Richtung folgende allgemeine Form:

$$\left. \begin{aligned}
 R_x(\tau) &= \sigma \cdot K \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} F_x(x, y, z) F_x(x + \tau, y, z) dx \\
 R_y(\tau) &= \sigma \cdot K \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} F_y(x, y, z) F_y(x + \tau, y, z) dx \\
 R_z(\tau) &= \sigma \cdot K \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} F_z(x, y, z) F_z(x + \tau, y, z) dx
 \end{aligned} \right\} (1)$$

Für den hier interessierenden Fall einer zufälligen Verteilung senkrecht stehender Dipole ergeben sich die folgenden Gleichungen, die für ein Koordinatensystem gelten, dessen Ursprung im Meßpunkt liegt:

$$\left. \begin{aligned}
 R_x(\tau) &= \sigma \cdot M^2 \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{9z^2 x(x + \tau)}{[(x^2 + y^2 + z^2)((x + \tau)^2 + y^2 + z^2)]^{\frac{5}{2}}} dx \\
 R_y(\tau) &= \sigma \cdot M^2 \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{9z^2 y^2}{[(x^2 + y^2 + z^2)((x + \tau)^2 + y^2 + z^2)]^{\frac{5}{2}}} dx \\
 R_z(\tau) &= \sigma \cdot M^2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{[(x^2 + y^2 + z^2)((x + \tau)^2 + y^2 + z^2)]^{\frac{3}{2}}} dx \right. \\
 &\quad - \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{3z^2}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}} ((x + \tau)^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}} dx \\
 &\quad - \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{3z^2}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}} ((x + \tau)^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} dx \\
 &\quad \left. + \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{9z^4}{[(x^2 + y^2 + z^2)((x + \tau)^2 + y^2 + z^2)]^{\frac{5}{2}}} dx \right\} (2)
 \end{aligned} \right\}$$

Diese Integrale lassen sich mit einem elektronischen Rechenautomaten bequem numerisch integrieren. Führt man die Integration für verschiedene Tiefenwerte z aus, kann man unter Variation des Parameters σM^2 die optimale Zuordnung der theoretischen und empirischen Autokorrelationsfunktionen vornehmen.

Die empirischen Funktionen sind nach der Gleichung

$$R(\tau) = \frac{1}{N - \tau} \sum_{x=1}^{N-\tau} u(x)u(x + \tau) \tag{3}$$

berechnet worden, worin N die Zahl der auf dem Profil vorliegenden Meßwerte u angibt. Für u können die allgemein gemessenen Größen D , H und Z gesetzt werden. Liegen die Profile in $N-S$ -Richtung, sind die empirischen Kurven für H mit den theoretischen Funktionen für X , diejenigen für D mit denen für Y und beide Z -Funktionen zu vergleichen. Bei $E-W$ verlaufenden Profilen ist H den Kurven für Y , D denen für X und wiederum Z denen für Z zuzuordnen. Bilden die Untersuchungsprofile mit dem geographischen Meridian den Winkel α , sind streng genommen die Kurven für $H \cos \alpha$ mit den theoretischen Kurven für X sowie die für $H \sin \alpha$ mit denen für Y zu vergleichen.

3. Anwendung

Die Methode wurde auf 8 Profile angewandt, die schon bei den Analysen bezüglich Autokorrelationsfunktionen für Einzelpolverteilungen benutzt wurden. Die $N-S$ -Profile liegen bei $\lambda = 11,5^\circ E$; $12,3^\circ E$ und $14,0^\circ E$, die $E-W$ -Profile bei $\varphi = 51,2^\circ N$; $52,2^\circ N$ und $53,4^\circ N$. Zur Berechnung der empirischen Funktionen wurden Stichproben im Abstand von 5 km zugrunde gelegt. Diese Werte wurden durch Interpolation aus den Isolinienkarten gewonnen, die aus der geomagnetischen Landesvermessung der DDR zur Epoche 1957, 5 resultieren. Der Punktabstand der Landesaufnahme schwankt etwa zwischen 5 und 15 km mit einem mittleren Abstand von ~ 9 km. Ein geringerer Punktabstand als 5 km konnte daher keineswegs verwendet werden, andererseits war ein Abstand von etwa 5 km erforderlich, um eine ausreichende Zahl von Stichproben für jedes Profil zu erhalten; denn für die maximale Ausdehnung der Korrelation ist etwa

$$T_{\max} \leq \frac{1}{5} N \quad (4)$$

anzunehmen.

4. Ergebnisse

Es sollen nicht sämtliche 24 Kurven wiedergegeben werden. In den Abbildungen 1–8 sind lediglich die Funktionen bezüglich der Z -Komponente graphisch dargestellt. Hierbei wurden die empirischen Kurven sowohl mit den theoretischen Kurven bezüglich einer zufälligen Verteilung von magnetischen Einzelpolen, als auch mit denen bezüglich einer Zufallsverteilung von Dipolen verglichen. Die Kreise entsprechen den aus der beobachteten Feldverteilung errechneten Werten, während die ausgezogenen Kurven die Einzelpolverteilung, die durchbrochenen Kurven die Dipolverteilung repräsentieren. Man erkennt eine in der Mehrzahl der Fälle gute Approximation der empirischen Kurven durch die theoretischen. Allerdings muß festgestellt werden, daß die Kur-

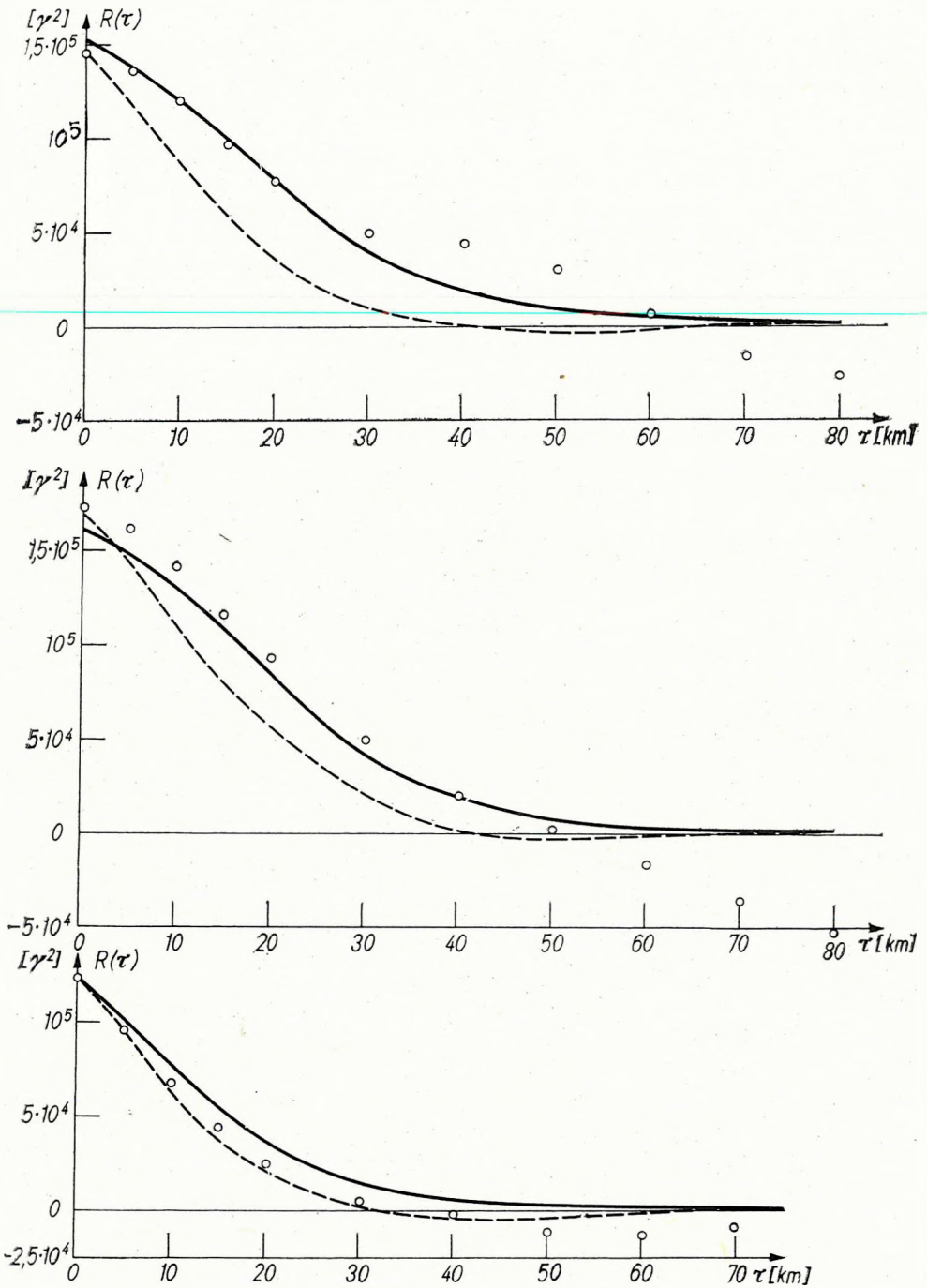


Abb. 1—3: Autokorrelationsfunktionen für Z auf N—S-Profilen

1—3. ábra. Z-re vonatkozó autokorrelációs függvények É—D irányú szelvényeken

Фиг. 1—3. Автокорреляционные функции для величины Z по меридиональным профилям

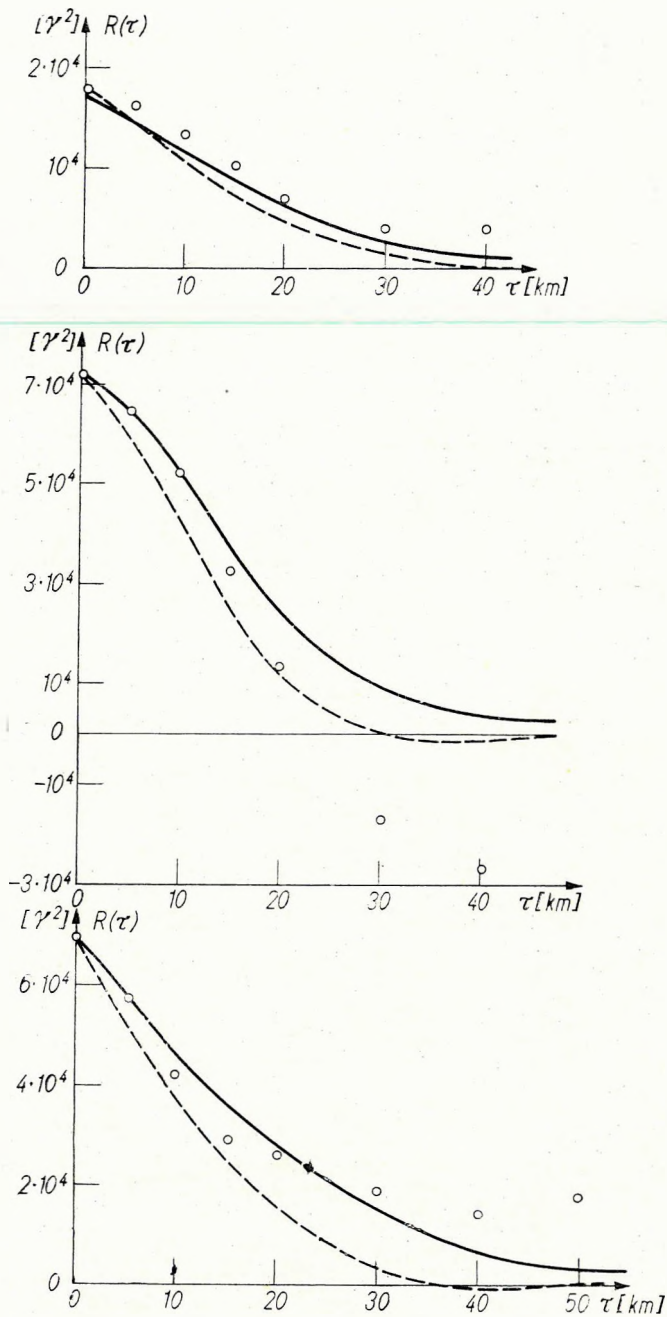


Abb. 4-6: Autokorrelationsfunktionen für Z auf E-W-Profilen

4-6. ábra. Z-re vonatkozó autokorrelációs függvények K-Ny irányú szelvényeken

Фиг. 4-6. Автокорреляционные функции для величины Z по широтным профилям

von der Einzelpolverteilungen eine bessere Annäherung als die Kurven der Dipolverteilungen liefern.

■ In der Tabelle 1 werden sämtliche Tiefenwerte bezüglich D , H und Z für Einzelpol- und Dipolverteilungen zusammengestellt. Da, wie zu erwarten war, eine Streuung der Tiefen für jedes Profil vorhanden ist, sind Mittelwerte und mittlere Fehler berechnet worden. Man erkennt, daß die Mittelwerte bezüglich Dipolanordnungen generell etwa 1–2 km größere Tiefen als

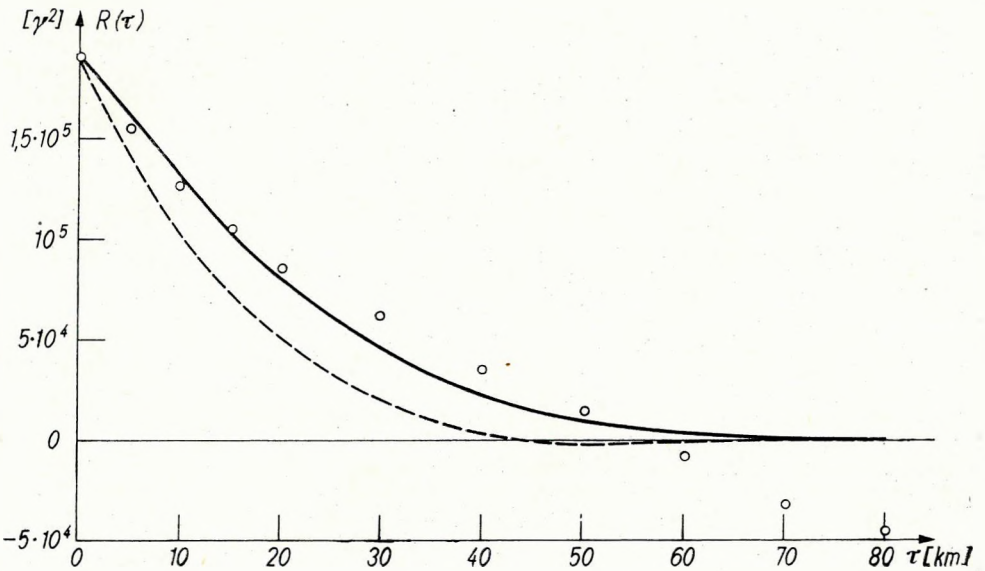
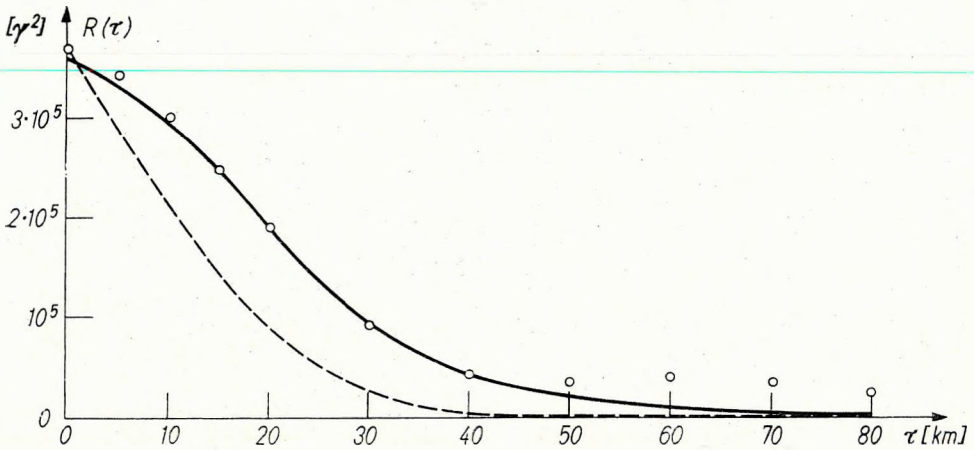


Abb. 7–8: Autokorrelationsfunktionen für Z auf Diagonalprofilen

7–8. ábra. Z -re vonatkozó autokorrelációs függvények diagonális szelvényeken

Фиг. 7–8. Автокорреляционные функции для величины Z по диагональным профилям

die Einzelpolverteilungen ergeben. Außerdem sind die mittleren Fehler für diese Werte größer, als diejenigen bezüglich Einzelpolverteilungen. Es ist daher eine Entscheidung zu treffen, welchen Werten mehr Vertrauen geschenkt werden darf. Infolge ihrer größeren Verwandtschaft mit der physikalischen Realität sollte man sich für die Ergebnisse bezüglich der Dipolverteilungen entscheiden, obwohl sie eine größere Streubreite aufweisen. Letztere resultiert jedoch hauptsächlich aus den Ergebnissen für die *Z*-Komponente, die durchweg oberhalb derer für die anderen Komponenten liegen. Da die Angleichung der Kurven für die *Z*-Komponente aber am genauesten erfolgen kann, besitzen diese Werte das größte Gewicht, so daß die mittleren Fehler nicht überbewertet werden dürfen.

5. Diskussion

Aus den in der Tabelle angeführten Mittelwerten geht hervor, daß die mittlere Tiefe der Anomalienquellen etwa bei 10–14 km liegt, wobei als wahrscheinlichster Wert etwa 12 km angenommen werden dürfte. Das sind jedoch nur Mittelwerte. Für Profile auf oder parallel zu großen tektonischen Strukturen ist mit z. T. tieferen, hauptsächlich aber wohl mit flacheren Lagen der Anomalienquellen zu rechnen. Aus diesen Gründen erscheint es möglich, daß die nach dieser Methode ermittelten Tiefen die Oberkante des basischen Kristallins darstellen, d. h. etwa der Tiefe der CONRAD-Diskontinuität entsprechen. Es könnte allerdings auch der Bereich der in Deutschland bereits mehrfach nachgewiesenen FÖRTSCH-Diskontinuität sein, [FÖRTSCH (1952), LIEBSCHER (1964)], die etwa bei 10–11 km liegt und die obere Grenze einer Dioritschicht darstellen soll.

Diese Annahmen werden durch die Werte für die Magnetisierung der Quellenzonen gestützt, die sich ebenfalls, wenn auch nicht voraussetzungs-frei, nach dieser Methode berechnen lassen. Sie liegen etwa bei 10^{-2} bis 10^{-3} cgs und ließen sich im basischen Kristallin bzw. in der Dioritschicht leichter deuten als z. B. im oberen granitischen Kristallin. Durch die Annahme einer genügend starken Thermoremanenz wären diese Werte jedoch auch in diesen Regionen denkbar. Eine endgültige Entscheidung über diese Fragen werden erst detailliertere Untersuchungen bringen.

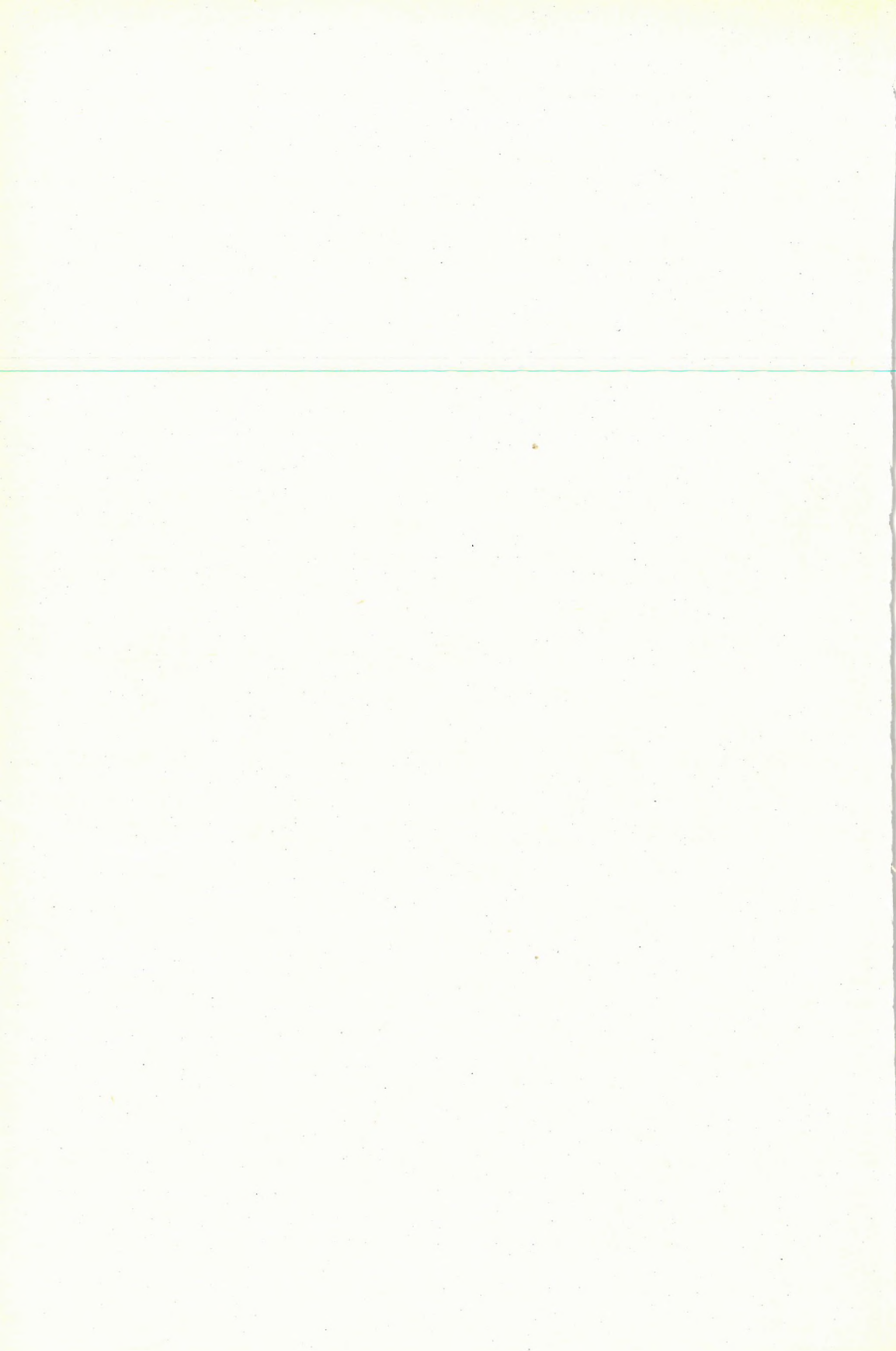
LITERATUR

- FÖRTSCH, O.: (1952) Analyse der seismischen Registrierungen der Großsprengung bei Haslach im Schwarzwald am 28. April 1948, Geolog. Jahrbuch, Bd. 66, 64–80.
- LIEBSCHER, H. – J.: (1964) Deutungsversuche für die Struktur der tieferen Erdkruste nach reflexionsseismischen und gravimetrischen Messungen im deutschen Alpenvorland, Z. f. Geophysik, H. 2, 51–96.
- MUNDT, W.: (1965) Zur Statistik geomagnetischer Anomalien im Gebiet der DDR, Gerlands Beiträge zur Geophysik BD. 74, H. 2, 106–113.
- SERSON, P. H. & W. L. W. HANNAFORD: (1957) A statistical analysis of magnetic profiles, J. Geophys. Res. 62, 1–18.

Tabelle 1.

Tiefe der Anomalienquellen (km)

Profil	D		H		Z		Mittelwert	
	Ein- zelpole	Dipole	Ein- zelpole	Dipole	Ein- zelpole	Dipole	Ein- zelpole	Dipole
P_1 } E-W	10	12	8	10	10	15	9 ± 1	12 ± 2
P_2 }	11	11	9	9	9	14	10 ± 1	11 ± 2
P_3 }	11	11	8	11	10	14	10 ± 1	12 ± 1
P_4 } N-S	12	9	14	14	11	15	12 ± 2	13 ± 3
P_5 }	10	11	11	11	11	15	11 ± 1	12 ± 2
P_6 }	10	12	14	13	9	14	11 ± 3	13 ± 1
P_7 } Diagonal	14	12	10	13	10	14	11 ± 2	13 ± 1
P_8 }	10	12	11	14	10	14	10 ± 0	13 ± 1



T. HEMET

О КОЛЕБАНИИ ЦИКЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Наличие 11-летнего периода солнечных пятен объясняется в настоящей работе соединением планет. Исследования показывают, что в изменении активности солнечных пятен из 9 планет решающую роль играет совместное приливное действие планет Венеры – Юпитера – Земли. Тесное соединение указанных трех планет повторяется через 10,4 или 12,0 лет. Среднее значение этих величин (11,2 лет) почти точно совпадает с средней продолжительностью цикла солнечных пятен. Колебание длительности цикла определяется различием времени, в течение которого планеты, в пределах одного цикла, входят в соединение. Этой разностью вызывается усиленная или ослабленная активность солнечных пятен и большая или меньшая продолжительность циклов.

T. NÉMETH

DIE SCHWANKUNG DER SONNENFLECKENPERIODE

Die Existenz und die Eigentümlichkeiten des Sonnenfleckenzklus werden im Aufsatz mittels der Konjunktionen der Planeten erklärt. Es ergibt sich aus den Untersuchungen, dass von den neun Planeten die Zusammenwirkung des Planetentripels Venus – Erde – Jupiter die ausschlaggebende Rolle spielt. Die sogenannten engen Konjunktionen der drei Planeten treten in Zeitabständen von 10,4 bzw. 12,0 Jahren auf. Der Mittelwert von diesen: 11,2 Jahre stimmt beinahe mit der Länge der Sonnenfleckensperiode überein. Die Schwankung der Periode wird durch hervorgerufen, dass die Planeten – innerhalb eines Zyklus – mit verschiedener Geschwindigkeit in die Konjunktion hineingehen. Diese Geschwindigkeitsdifferenz hat eine stärkere bzw. schwächere Entwicklung der Sonnenflecktätigkeit in den einzelnen Zykeln und auch die längere bzw. kürzere Dauer der Periode zur Folge.

A NAPFOLTOKILUS INGADOZÁSA

NÉMETH TIVADAR

Amióta SCHWABE (1843) a napfoltok rendszeres megfigyelésével megállapította, hogy a foltok megjelenésében szabályos változások vannak, vagyis a naptevékenység erősségében mintegy 11 éves periódicitás mutatkozik, sokan kísérelték meg ennek okát felderíteni. A kutatások ez ideig nem vezettek elégtő eredményre. Ugyancsak nem lehetett megokolni a ciklushossz 3–4 évet kitevő ingadozását.

A kézirat 1966. III. 25-én érkezett.

A naptevékenység kutatására vonatkozóan elért eredmények és próbálkozások általában három kategóriába foglalhatók össze:

- a) Matematikai-statisztikai és fizikai vizsgálatok (GLEISSBERG, 1952; WALDMEIER, 1955; VITINSZKI, 1963; KING-HELE, 1963),
- b) Perióduskeresés (STUMPF, 1930; SCHÖVE, 1955),
- c) Tömeghatás (bolygóegyüttállások) (WOLF, 1859; CLAYTON, 1943; KOPPE, 1948).

Az utóbbi kutatás első úttörője WOLF (1859) volt. Az összes bolygók tömeghatása segítségével a napfolt-ciklushosszra elméletileg 11,29 évet számított, de nem tudott magyarázatot adni a ciklus nagy ingadozására (WOLF, 1892).

A szerző a napfolttevékenység változását és a ciklus ingadozását az árapályhatással hozza kapcsolatba, kiindulva abból a tényből, hogy a bolygók a Napra kiváltó hatást fejthetnek ki, vagyis az árapályhatás révén bizonyos együttállásokban a Napon több folt képződhet (CLAYTON, 1943). A bolygók tömeghatása a Napon lejátszódó jelenségeket siettetheti és megnövelheti.

Az árapálykeltő hatást többféleképpen lehet jellemezni (ANDERSON, 1954; DEZSŐ-GERLEI, 1954). A fellépő „erő” minden számításnál a bolygótávolságok harmadik hatványával fordítottan, a tömegekkel pedig egyenesen arányos (I. táblázat).

I. táblázat

A bolygók keringési ideje és tömeghatása
 Время обращения и действие масс планет
 Umlaufzeit und Gravitationswirkung der Planeten

Bolygók	Sziderikus keringési idő (év)	Szinódikus keringési idő (év)	Árapályhatás a Napon	Árapályhatás (relatív) (Anderson 1954)	Precessziós hatás (Dezső-Gerlei 1954)
Mercur	0,24084	0,31726	1,04	0,0123	0,32
Venus	0,61519	1,59872	2,09	0,0404	1,14
Föld	1,00004	1,00000	1,00	0,0187	1,00
Mars	1,88089	2,13539	0,03	0,0006	0,02
Jupiter	11,86178	1,09211	2,20	0,0422	1,89
Saturnus	29,45660	1,03518	0,11	0,0019	0,08
Uranus	84,01209	1,01209	0,02	0,0004	—
Neptunus	164,78201	1,00614	—	—	—
Pluto	248,421	1,00409	—	—	—

Mivel az árapályhatás akkor a legnagyobb, amikor a bolygók a Nappal egy vonalba kerülnek, a döntő szerepet az együttállások időpontjaiban fellépő erők játsszák. Azt a helyzetet, amikor a bolygókhoz húzott irányoknak a nap-egyeneslítő síkjára való vetületei által alkotott szög, ill. annak mellékszöge 0 és 15 fok között van, *szoros együttállásnak* nevezzük. Ha a Föld mozgását vesszük, akkor a fok helyett a két bolygóval együttálló Föld-helyzetek időkülönbségét, azaz a napot is használhatjuk (a Föld napokban kifejezett keringési idejének számértéke, 365 nap majdnem megegyezik 360 fokkal). A következőkben két együttállás időbeli különbségét mindig napokban adjuk meg.

Az árapályhatás szempontjából a kilenc bolygó közül a Venust, a Jupitert és a Földet vettük tekintetbe, egyrészt azért, mert e három bolygó hatása az összes hatás 80%-nál többet jelent, másrészt, mert a napfoltciklus idejének és változásának magyarázatához ez is elegendő. (A teljes és részletes napfolt-előrejelzéshez természetesen minden bolygót tekintetbe kell venni megfelelő arányban.) Amint majd látjuk, e három bolygó szoros együttállásainak időpontjai már közel esnek a napfoltmaximum idejéhez. A Venus – Föld együttállásai 9,6 hó alatt, a Jupiter – Föld együttállásai 6,5 hó alatt következnek egymásután. E két időszak közös többszöröse csak 10,4 év vagy 12,0 év lehet, ha a szoros együttállás definíciója által megkívánt közelítést biztosítani akarjuk. A kettő középértéke 11,2 év. Ez az időszak majdnem megegyezik a napfolt-ciklushosszal.

II. táblázat

A Venus és a Jupiter együttállásai 1924–1963 között
 Соединения Венеры и Юпитера за период с 1924 по 1963 гг.
 Konjunktionen der Venus und des Jupiters zwischen 1924 und 1963

A Venus alsó együttállása	A Jupiter legközelebbi oppozíciója illetve konjunkciója ()	Δ nap	A Venus felső együttállása	A Jupiter legközelebbi konjunkciója illetve oppozíciója ()	Δ nap
1	2		3	4	
1962. XI. 12.	1962. VIII. 31.	73	1963. VIII. 30.	(1963. X. 8.)	(– 39)
61. VI. 10.	(61. I. 5.)	(95)	62. I. 27.	62. II. 8.	– 12)
59. IX. 1.	(59. XII. 5.)	(– 95)	60. VI. 22.	(60. VI. 20.)	(2
58. I. 28.	58. IV. 17.	– 79	58. XI. 11.	58. XI. 5.)	6)
56. VI. 22.	(56. IX. 4.)	(– 74)	57. IV. 14.	(57. III. 17.)	(28
54. XI. 15.	55. I. 15.	– 61	55. IX. 1.	55. VIII. 4.	28)
53. IV. 13.	(53. V. 25.)	(– 42)	54. I. 30.	(53. XII. 13.)	(48
51. IX. 3.	51. X. 3.	– 30	52. VI. 24.	52. IV. 17.	68)
50. I. 31.	(50. II. 3.)	(– 3)	50. XI. 13.	(50. VIII. 26.)	(79
48. VI. 24.	48. VI. 15.	9	49. IV. 16.	46. I. 1.	105
46. XI. 17.	(46. X. 31.)	(17)	47. IX. 3.	47. XII. 1.	– 89)
45. IV. 15.	45. III. 13.	33	46. II. 1.	(46. IV. 13.)	(– 71
43. IX. 6.	(43. VII. 30.)	(38)	44. VI. 27.	44. VIII. 31.	– 65)
42. II. 2.	41. XII. 8.	56	42. XI. 16.	(43. I. 11.)	(– 56
40. VI. 26.	(40. IV. 11.)	(76)	41. IV. 19.	41. V. 19.	– 30
38. XI. 20.	38. VIII. 21.	91	39. IX. 5.	(39. IX. 27.)	(– 22)
37. IV. 18.	37. VII. 15.	– 88	38. II. 4.	38. I. 29.	6)
35. IX. 8.	(35. XI. 27.)	(– 80)	36. VI. 29.	(36. VI. 10.)	(19)
34. II. 5.	34. IV. 8.	– 62	34. XI. 18.	34. X. 27.	22
32. VI. 29.	(32. VIII. 26.)	(– 58)	33. IV. 21.	33. III. 9.)	(43)
30. XI. 22.	31. I. 6.	– 45	31. IX. 7.	31. VII. 25.	44
29. IV. 20.	(29. V. 15.)	(– 25)	30. II. 6.	(29. XII. 3.)	(65)
27. IX. 10.	27. IX. 22.	– 12	28. VII. 1.	28. IV. 7.	85
26. II. 7.	(26. I. 25.)	(13)	26. XI. 20.	(26. VIII. 15.)	(95)
24. VII. 1.	24. VI. 5.	26	25. IV. 23.	(25. VII. 10.)	(– 78)

A Venus–Jupiter–Föld együttállásait a II. táblázat mutatja 40 év alatt (1924–1963). Az első oszlopban a Venus alsó, a harmadik oszlopban pedig a Venus felső együttállása szerepel a Jupiter legközelebbi bármilyen fajta együttállásával (oppozícióval, ill. konjunkcióval).

A táblázatból látható, hogy a kis különbségek időpontjai – amelyek a szoros együttállást jelentik – majdnem egybeesnek a napfoltmaximum éveivel. A táblázat második részében a szoros együttállás időpontjai 1960 és 1938 (a napfoltmaximum éve: 1957 és 1937), az első részében pedig 1950 és 1927 (ekkor a napfoltmaximum éve: 1947 és 1928). A szoros együttállások között a különbség mindkét esetben 22,4 év. Ez a időszak nem más, mint a HALE-féle napfoltperiódus. Ebből az értékből is a ciklushossz 11,2 év.

A közvetlen egymásután következő szoros együttállások időpontjainak különbsége 10,4, ill. 12,0 év; középértékük 11,2 év. Hogy a napfoltok átlagos ciklushossza 11,2 évnél mégis rövidebb, abból következik, hogy az együttállásoknak az itt adottnál hosszabb sorozatában többször szerepel a 10,4 év kétszerese (20,8), mint a 12,0 év kétszerese (24,0). Emiatt az eltérés miatt az együttállásokból számítható ciklus pontos hossza 11,067 év. Ezt az értéket azonban csak abban az esetben kaphatjuk meg, ha legalább 38 együttállási ciklus összidejét (420,55 év) közepeljük. Ebben az esetben 11-szer fordul elő a 20,8 év és 8-szor a 24,0 év. A napfoltokra vonatkozó hosszú észlelési sorozat (1626,0–1957,9) közepelésénél már 11,063 év az átlagos napfoltciklushossz. A rövidebb észlelési sorozatban viszont előfordulhatnak egymásután 10, ill. 12 év körüliek is.

III. táblázat

A napfoltciklusok gyakorisága (1610–1960)

Повторяемость продолжительности цикла солнечных пятен (1610—1960 гг.)

Häufigkeit der Sonnenfleckenperiodenlängen (1610–1960)

A ciklushossz (év)	Előfordulások száma M–M	Előfordulások száma m–m
7,2 – 7,9	1	–
8,0 – 9,5	6	4
9,6 – 11,1	11	15
		18 } 19
11,2 – 12,7	8	8
12,8 – 14,3	3	3
14,4 – 15,9	1	1
16,0 – 16,8	1	–
		13 } 12

A 20,8 és 24,0 éves szakaszok különböző előfordulási aránya a napfolt-észlelési anyagból is kimutatható. E célból elkészítettük 1610-től 1960-ig az egyes szakaszok gyakoriságát (III. táblázat). Maximumtól maximumig számítva, a 11,1 évnél rövidebb szakaszok 18-szor, a hosszabbak 13-szor fordultak elő. Minimumtól minimumig mérve pedig 19/12 az arány. Ezek az értékek megegyeznek az együttállásokból származó aránnyal. Az együttállások esetében is 343,2 évre esik 31 ciklus 18/13 arányban. A lehetséges arányösszetétel szabja meg részben a nagyobb periódusokat és az erősebb, ill. a gyengébb naptevékenységű szekuláris időszakokat.

Hogy a 11 éves napfoltciklust valóban a 20,8 és a 24,0 éves együttállások szövődménye szolgáltatja, periódus-analizissel is kimutatható. Egy periódus

realitását a SCHUSTER-féle kritérium szabja meg. Egy periódus akkor tekinthető reálisnak, ha az alábbi egyenlőtlenség fennáll:

$$\frac{A}{\sigma \sqrt{\frac{\pi}{n}}} \geq 3.$$

Itt A a számított amplitúdó, σ a vizsgált sorozat négyzetes eltérése, n pedig a sorozat elemeinek száma. Λ nevezőt együttesen expektanciának (E) nevezik

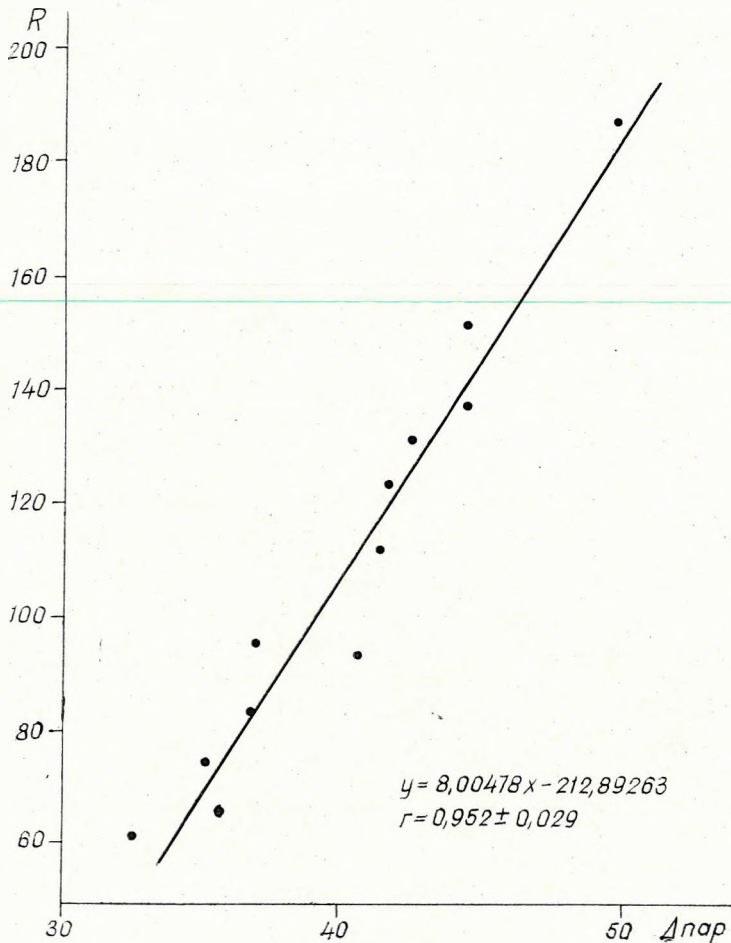
Ezzel a módszerrel az 1805–1958 közötti évek napfoltadatait analizáltuk. A napfolt sorozatot úgy raktuk össze, hogy minden második ciklus napfoltértékét negatív jellel vettük a HALE-féle periódus szerint. Ebben az esetben a 20,8 éves periódusra az amplitúdó az expektancia 2,5-szerese, a 24,0 évesnél pedig 2,0-szerese. A 20, 22, 23, 25 éves periódusok az expektancia egyszerűsét sem érték el.

Ha viszont ugyanezt az időszakot teljesen az együttállások alapján rakjuk össze, akkor is megkaphatjuk e két fontos szakaszt, de sokkal élesebben. Itt azonnal a 20,8, ill. a 24,0 évesek felére számítottuk ki az amplitúdót. Ebben az esetben az egyes ciklusokat a 10,4 évesekhez, más ciklusokat a 12,0 évesekhez soroltuk, mégpedig aszerint, ahogy az együttállások megkívánták. Az analízis a következő eredményt adta: A 10,4 éves ciklusnál az amplitúdó az expektancia 2,6-szerese, a 12,0 évesnél 3,1-szerese. A szomszédos, 9, 11, ill. 13 évek amplitúdói az expektancia félszeresét sem érték el. A 10,4 évesnél azért kisebb az amplitúdó, mert e rövid periódus erősen aszimmetrikus.

Az együttállás adataiból a várható napfoltszámot úgy lehet kiszámítani (II. táblázat), hogy megnézzük az együttállások közötti különbségi napok értékváltozásának mértékét (a Δ -val jelölt oszlopot). Itt nem is a különbségek abszolút értéke a döntő, hanem az, hogy egy maximális értékből indulva, mennyi idő alatt érik el a különbségi napok a legkisebb értékeket. Ez a csökkenés nem lineáris az idővel. Az eltérés abból származik, hogy a bolygók pályái nem körök, hanem különféle ellipszisek és keringési sebességük a pálya más-más részén eltérő.

Ha nagyon gyorsan csökkennek a különbségek értékei, akkor a megfelelő ciklusban erősebb lesz a naptevékenység. Lassú csökkenésnél viszont gyengébb lesz a maximális napfoltszám. Ez egyúttal megszabja a napfoltciklus alakját is. A napfolttevékenység erőssége az együttállások közötti napok sorozatának csökkenési tendenciájától függ!

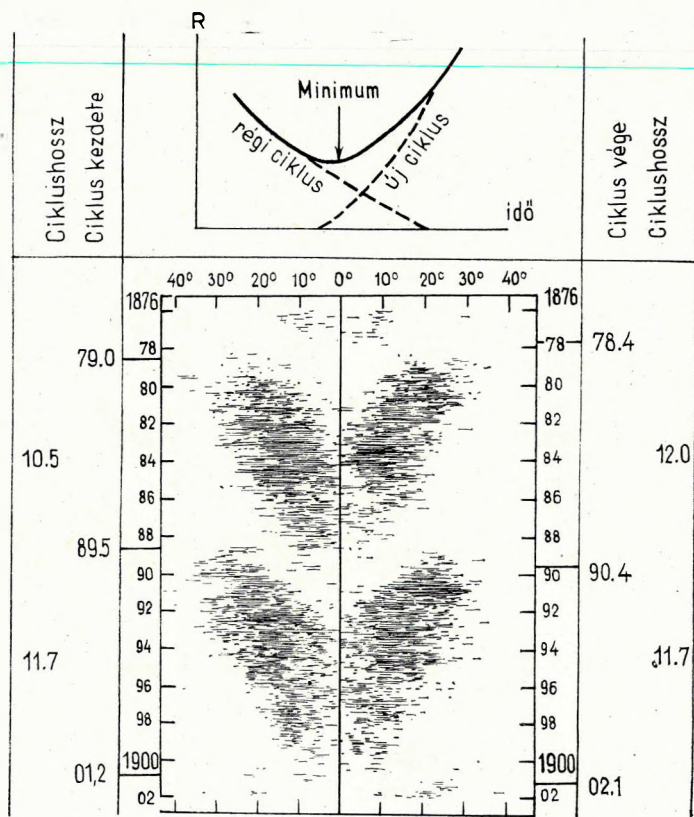
A számítást úgy kell elvégezni, hogy a szoros együttállás előtti 5. és 6. együttállás különbségi napjaiból kell levonni a szoros együttállás előtti különbségi napját és a kapott értékeket lehet kapcsolatba hozni a maximális napfoltszámmal (egymás melletti szoros együttállások közül az időben előbb megtörtént szoros együttállás különbségi napjával kell számolni; ezt egy későbbi dolgozatban részletezzük). Ezen szempont tekintetbevételével napfoltelőrejelzést készítettünk a maximum éveire 1831–1960 között (1. ábra). Az ábra szerint a különbségi napok változása és a napfoltszám között közelítőleg lineáris kapcsolat áll fenn, a korrelációs együttható $\approx 0,95$.



1. ábra. A különbségi napok változása és a maximális napfoltszám 1831 – 1960 között
 Фиг. 1. Зависимость изменений разностных дней от максимального числа солнечных пятен с 1831 по 1960 гг
 Abb. 1. Zusammenhang der Änderung der Differenztage und der maximalen Sonnenfleckenzahl zwischen 1831 – 1960

A különbségi napok értéksorából a tényleg észlelt ciklushossz és a minimum ideje is megmagyarázható. Ebben az esetben nem a különbségek csökkenését kell figyelembe venni, hanem a szoros együttállástól (legkisebb különbségből) indulva a különbségek abszolút értékekben való növekedését. *A növekedés mértékétől függ a tényleges ciklus leszálló ágának hossza.* Ha a különbségi napok változásának értékeit kiszámítjuk, akkor megkaphatjuk a napfoltminimum értékeihez tartozó időpontokat (ezt az eljárást szintén egy későbbi dolgozatban részletezzük). A különbségek változásai nemcsak a simított napfoltszámhoz tartozó időpontokat adják meg, hanem az egyik oszlop különb-

ségi napjai segítségével a ciklus vége, a másik oszlop adataival pedig az új ciklus kezdete is kiszámítható. Előfordulhatnak olyan esetek is, különösen hosszabb (24,0 éves) együttállásoknál, hogy a régi ciklus már befejeződött, mielőtt az új ciklus megkezdődött volna. Viszont megtörténhetik az is hogy a régi és az új ciklus egybeolvad (2. ábra). A különbségi napok segítségével, hasonlóan a maximális napfoltszám-előrejelzéshez, a minimum évében is lehet a napfoltszámokat előrejelezni.



2. ábra. A „lepkediagram” alapján a napfoltciklusok kezdete és vége

Fig. 2. Начало и конец циклов солнечных пятен по диаграмме бабочек
 (Ciklushossz = Продолжительность цикла; Ciklus kezdete = Начало цикла; Ciklus vége =
 Конец цикла; Régi ciklus = Старый цикл; Új ciklus = Новый цикл; Idő = Время)

Abb. 2. Anfang und Ende der Sonnenfleckperioden auf Grund des Schmetterling-Diagramms
 (Ciklushossz: Länge des Zyklus; Ciklus kezdete: Anfang des Zyklus; Ciklus vége: Ende des Zyklus;
 Régi ciklus: alter Zykel; Új ciklus: neuer Zykel; Idő: Zeit)

A napfoltminimumok és maximumok időpontja az együttállások alapján
1831–1978 között

Сроки минимумов и максимумов солнечных пятен на основе соединений за период а
1831 по 1978 гг.

(Észlelt = наблюдаемые; számított = расчетные)

Die Daten der Sonnenfleckennaxima und Minima auf Grund der Konjunktionen zwischen
1831–1978

(Észlelt = Beobachtet, Számított = Berechnet)

Minimum			Maximum		
észlelt	számított	Δ év	észlelt	számított	Δ év
1833,9	1834,1	-0,2	1837,2	1837,5	-0,3
1843,5	1843,5	0,0	1848,1	1847,8	0,3
1856,0	1855,7	0,3	1860,1	1860,0	0,1
1867,2	1867,3	-0,1	1870,6	1870,7	-0,1
1878,9	1878,5	0,4	1883,9	1883,7	0,2
1889,6	1889,8	-0,2	1894,1	1894,1	0,0
1901,7	1901,5	0,2	1906,4	1906,7	-0,3
1913,6	1912,9	0,7	1917,6	1917,2	0,4
1923,6	1923,5	0,1	1928,4	1928,7	-0,3
1933,8	1933,8	0,0	1937,4	1937,2	0,2
1944,2	1944,4	-0,2	1947,5	1947,8	-0,3
1954,3	1954,3	0,0	1957,9	1957,7	0,2
1964,8	1965,0	-0,2		1968,4	
	1976,7				

A napfoltmaximum, ill. a minimum számított idejének eredményeit a IV. táblázat mutatja. Az észlelt és a számított értékek átlagos eltérése mindössze $\pm 0,2$ év. Feltűnően nagy az eltérés 1913-ban, ez az év azonban már januártól kezdve teljesen az új ciklushoz tartozik.

A következőkben még arra is részletes felvilágosítást adhatunk, hogy a napfoltmaximum éve miért tolódik el sokszor ± 2 , sőt ± 3 évre a szoros együttállás időpontjától?

A Venus és a Jupiter együttállásai (II. táblázat) azt mutatják, hogy a táblázat két különböző részében a 20,8, ill. a 24,0 év szövődménye miatt 1,6 évnnyi eltérés is előállhat. A további ciklushossz-változást még elősegíti a naptevékenység különbözősége, ami egyúttal a már említett különbségi napok tendenciájának függvénye. Ha az együttállásokból számított napok változásából nagyobb napfoltértékeket kapunk, akkor a napfoltminimum időpontja után rövidebb időn belül következik a napfoltmaximum éve. Ha viszont kisebb a különbségi napok csökkenése, akkor későbbre várható a maximális napfoltszám. E különbsőség miatt előállhat az 1831–1960 közötti időszakban a maximumtól – maximumig számított napfoltciklusokban 8,9, ill. 12,7 évnnyi időtartam. Az ingás 3,8 év. Viszont a minimumtól – minimumig számított ciklushossz 9,8, ill. 12,2 év lehet, vagyis az ingás mindössze 2,4 év. Tehát a minimumok közötti időtartam sokkal állandóbb. Ez a jelenség az észlelt időpontokból számított ciklushosszaknál is fellép.

A 11, ill. 22 éves főperiódusokon kívül, hosszabb, ill. rövidebb kvázipériódusok is léteznek és ezek a szakaszok a bolygók együttállásával szintén megmagyarázhatók.

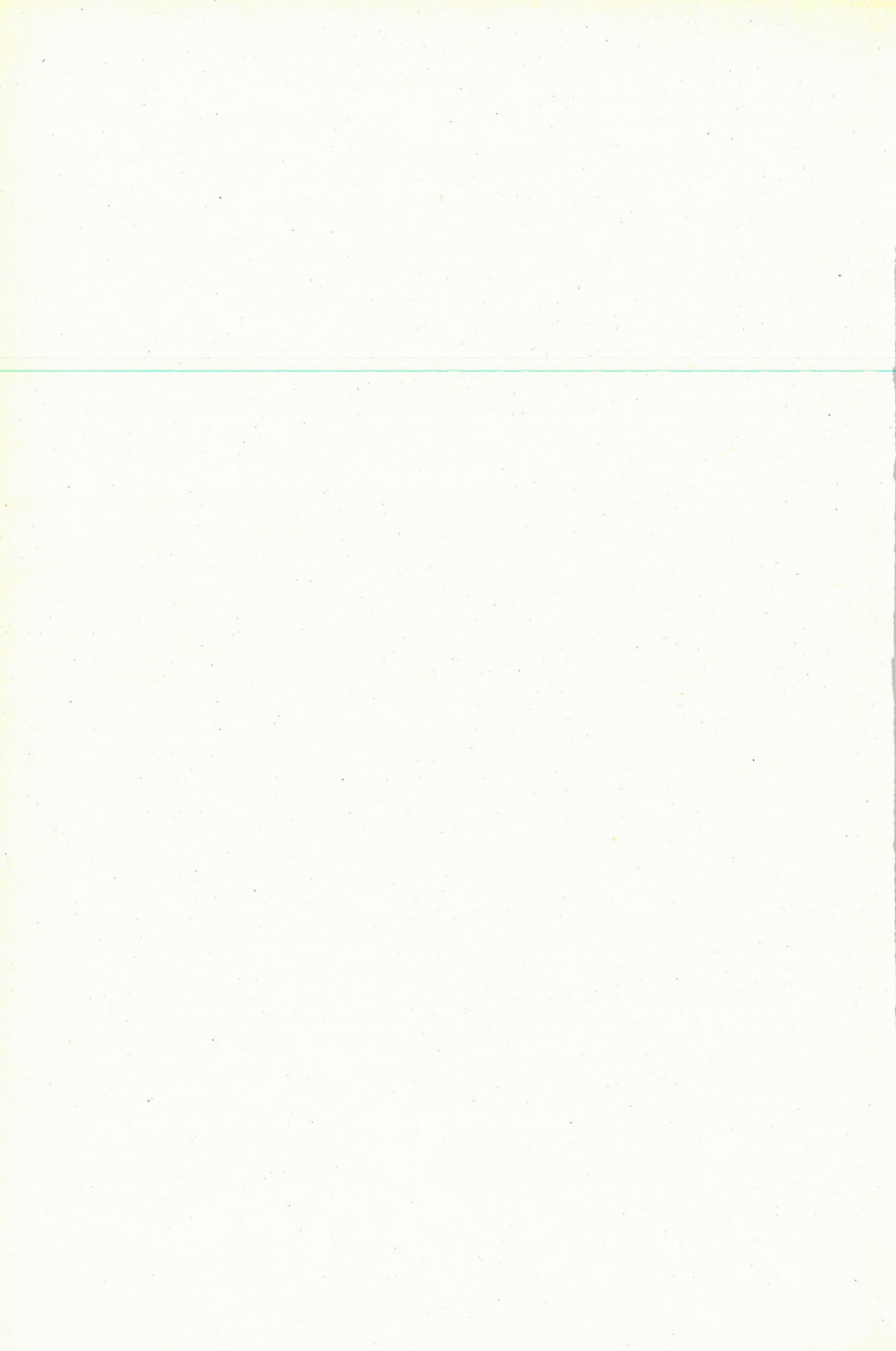
Mivel az együttállások a csillagászatban nagy pontossággal kiszámíthatók évszázadokra, sőt évezredekre is, ezért az együttállásokból nyert adatok birtokában a nagyon régi napfoltmegfigyelések ellenőrizhetők (SCHOVE 1955).

A Venus–Jupiter–Föld együttállásaiból a napfolttevékenységben kimutathatók kb. 80, és 200, ill. 400 éves szekuláris szakaszok is. Abban a században, amelyben a szoros együttállások között a II. táblázathoz hasonlóan szerkesztett összeállítás mindkét részében a 20,8 éves szakasz kétszer is előfordul egymásután, erős lesz a napfolttevékenység több cikluson keresztül, viszont a ciklushosszak 11 évnél rövidebbre várhatók. Ha a szoros együttállások között a 20,8, ill. a 24,0 évnyi különbség váltakozva fordul elő mindkét részben, akkor kisebb napfoltértékek fordulnak elő, de rendszerint hosszabbak lesznek a napfoltciklusok. Tehát az együttállásokból elméleti számításokkal nemcsak a ciklushosszak maximális, ill. minimális értékei adhatók meg hanem a legyengébb, ill. a legerősebb naptevékenységű évek napfoltszámértékei is. Ezért a napfoltmaximum évében az évi közepes napfoltszám 30, ill. 200 lehet, vagyis az évi közepes relatív napfoltszám a maximum évében e két határ között váltakozhatik.

Ebben a leírt felfogásban az a leglényegesebb, hogy módot ad a 11 éves napfoltciklus ingadozásának magyarázatára. Ez a periódus a vizsgálat szerint csak a 10,4, ill. a 12,0 éves szakaszokból tevődhet össze. A vizsgálatból az is kiderült, hogy nem elég az előrejelzésnél a szoros együttállások időpontjait tekintetbe venni, hanem azt is, hogy az együttálló bolygók milyen gyorsan kerülnek közel egy vonalba. A két együttállás közötti változás viszonylagos sebessége, ill. gyorsulása szabja meg a naptevékenység erősségét és a ciklus hosszát.

IRODALOM

- ANDERSON, C. N. (1954): Notes on the sunspot cycle J. Geoph. Res. 59.
 CLAYTON, H. H. (1943): Solar Relations. Canton, USA.
 DEZSŐ, L. – GERLEI, O. (1954): A naptevékenység és a bolygók. Csillagászati Évkönyv, Budapest
 GLEISSBERG, W. (1952): Die Häufigkeit der Sonnenflecken. Scientia Astr., Bd. 2. Berlin.
 KING-HELE, P. G. (1963): Pred. of future sunspot cycles. Nature, Vol. 99. Cambridge.
 KOPPE, H. (1948): Kalendermässige Bindung im Witterungsablauf und kosmische Steuerung. Ann. Met.
 SCHOVE, D. I. (1955): The sunspot cycle, 649 B. C. to A. D. 2000. J. Geoph. Res. 60.
 SCHWABE, S. H. (1843): Astr. Nachrichten Nr. 495.
 STUMPF, K. (1930): Neue Analyse der Sonnenfleckenrelativzahlen. Prager Geoph. Studien, Band 65. Praga.
 VITINSZKIJ, JU. I. (1963): Prognozi szolnecnoj aktivnoszti. Moszkva.
 WALDMEIER, M. (1955): Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. Leipzig.
 WOLF, R. (1859): Astr. Mitteilungen Nr. 8. Zürich.
 WOLF, R. (1892): Handbuch der Astr. Bd. II. S. 413.



M. SCHNEIDER

A VERTIKÁLIS INGA ALKALMAZÁSA FÜGGŐVONAL- INGADOZÁSOK KIMUTATÁSÁRA

A jelenlegi mérőtechnika lehetővé teszi, hogy szabadon felfüggesztett vertikális ingáknak a földi árapály okozta kitéréseit mérhessük. A függővonal ilyen ingadozása közepes szélességeken mintegy $\pm 0,015''$ nagyságú.

A kísérleti eszköz elvileg két egymás mellett felfüggesztett 2,5 m hosszú, 20 kg tömegű rúd, amelyek kitéréseit egy vivőfrekvenciás üzemi differenciáltranszformátor mérte és az értékeket 25 m távolságra vezeték vitte át. A regisztrálás az Alt-Elisabeth mintabányában három hónapon át folyamatosan történt. Ellenőrzésül a függővonal ingadozását klasszikus módszerrel, horizontális ingákkal is regisztrálták ugyanabban a bányában.

A harmonikus analízisek eredményei és a műszer járása azt mutatják, hogy vertikális ingákkal függővonal-észlelés tartós üzemeltetéssel lehetséges. Az árapályösszetevőknek a horizontális és vertikális ingákkal nyert közepes harmonikus állandói jobban egyeznek egymással, mint azokkal, amelyek Schweydarnak 1910–1915 között a Reiche Zeche bányában végzett függővonal-észlelései adtak. Az eltérések okait az állomás környezetében levő kőzetek termoelektikus sajátosságaiban és tektonikai rendellenességekben keressük. Ezeket csak a bánya különböző helyein végzett tartós észlelésekkel lehet tisztázni.

Az eddigi tapasztalatok módot nyújtanak arra, hogy a készülék mechanikus részének méreteit jelentősen csökkentjük, a távvezeték hosszát pedig növeljük. Megfelelő szerkesztéssel a vertikális ingák fűrölyükbe helyezhetők. Ily módon mérsékelt költséggel süríthető az árapály-kutatásra és a földkéreg recens mozgásának tanulmányozására szolgáló klinométer-állomások hálózata.

М. ШНЕЙДЕР

ИЗУЧЕНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТВЕСА ВЕРТИКАЛЬНЫМ МАЯТНИКОМ

Существующий уровень техники измерений позволяет с хорошей воспроизводимостью измерять отклонения свободно висящего маятника, связанные с отклонением отвеса за счет земных приливов, которые для средних широт составляют около $\pm 0,015''$.

Создано опытное устройство, состоящее в принципе из двух висящих друг около друга рычагов длиной 2,5 м и массой 20 кг. Отклонения последних измерялись дифференциальным трансформатором несущей частоты и передавались проводами на место измерения, находящееся на расстоянии 25 м. При помощи этого устройства в опытной шахте „Альт-Елизабет“ в течении трех месяцев непрерывно регистрировались отклонения отвеса в двух компонентах. Для проверки этих измерений в этой же шахте были установлены горизонтальные маятники, которые одновременно измеряли отклонения отвеса обыкновенным методом.

Результатами гармонических анализов и смещением нуля выявлена принципиальная возможность наблюдения в продолжительном режиме над отклонениями отвеса, при помощи вертикальных маятников. Сопоставление средне-гармонических

постоянных для отдельных частичных приливов показывает, что данные вертикального и горизонтального маятников совпадают между собой лучше, чем с данными Швейдера, проводившего наблюдения над отклонениями отвеса в шахте „Рейхе Цехе“ в период с 1910 по 1915 г.г. Предполагается, что эти различия обусловлены локальными различиями термоупругих свойств горных пород в окружности пункта наблюдений, а также тектоническими особенностями. Они могут быть выявлены только путем одновременного проведения продолжительных измерений в различных местах шахты.

Накопившийся опыт позволяет значительно уменьшить габариты механической части устройства и практически произвольно увеличить расстояние передачи. После решения соответствующих конструкционных вопросов вертикальный маятник может использоваться в скважинах. Таким образом создается возможность без больших затрат значительно расширить клинометрическую сеть для исследования земных приливов и для изучения современных движений земной коры.

M. SCHNEIDER

DAS VERTIKALPENDEL ALS INDIKATOR FÜR LOTSCHWANKUNGEN

Im Jahre 1643 versuchte der provencalische Edelmann Alexander CALIGNON DE PEYRINS mit Pendeln bis zu 30 Fuß Länge zeitliche Änderungen der Lotrichtung nachzuweisen. Trotz der unzureichenden meßtechnischen Mittel wurden die Versuche von zahlreichen anderen Forschern und mit unterschiedlichen Ergebnissen bis in die Mitte des 19. Jahrhunderts fortgesetzt. Auch den Gebrüdern DARWIN mißlang der experimentelle Nachweis für die Existenz der aus der Theorie bekannten Lotschwankungseffekte. Als v. REBEUR-PASCHWITZ nach 1890 den lunaren Einfluß auf die Richtung des Lotes mit Horizontalpendeln messen konnte, verlor das Vertikalpendel als Indikator für Lotschwankungen an Interesse. Trotz weitgehender konstruktiver Vervollkommnung der Horizontalpendel sind jedoch gewisse prinzipielle Schwierigkeiten hinsichtlich der Konstanz der Gleichgewichtslage sowie der Stabilität und Bestimmung der Neigungsempfindlichkeit, vor allem aber in Fragen der Aufstellung erhalten geblieben. Denn die Aufstellung kann im allgemeinen nur in speziell hergerichteten isothermen Meßkammern, meist in bergbaulichen Anlagen, erfolgen.

Der gegenwärtige Stand der Meßtechnik läßt nun die konstruktiven Vorteile des Vertikalpendels in Anbetracht der Schwierigkeiten bei der Bedienung der Horizontalpendel in neuem Lichte erscheinen. Als GRAF im Jahre 1958 vorschlug, ein frei hängendes Pendel für die Lotschwankungsbeobachtungen zu verwenden, lag der Gedanke nahe, diese mit einer Fernübertragung der Meßwerte zu verbinden und in Zukunft in Bohrlöchern auszuführen. Im Jahre 1962 gelangen am Institut für theoretische Physik und Geophysik der Bergakademie Freiberg Versuche, die Lotschwankungen mit einem 2,5 m langen frei hängenden Stab als Verschiebung des unteren Endes gegen eine feste Bezugsmarke über längere Zeit zu messen. Die erdzeitenbedingte Änderung der Lotrichtung beträgt in Freiberg ca. $\pm 0,015$, d. h. die Verschiebung des Pendelendes $\pm 0,2 \mu\text{m}$. Dieser Schwankungsbetrag wurde auf etwa $2 \mu\text{m}$ reproduzierbar erfaßt. Als Meßwertübertrager diente ein trägerfrequent betriebener Differentialtransformator.

Nach dem gleichen Prinzip arbeitet eine Vertikalpendelapparatur, deren Konstruktionsprinzip GRAF das erste Mal auf der Generalversammlung der

Iugg in Berkeley 1963 zusammen mit Ergebnissen von Registrierversuchen in einem Bohrloch bekanntgegeben hat.

Ohne zunächst Messungen in einem Bohrloch zu beabsichtigen, d. h. ohne auf eine räumliche Beschränkung Wert zu legen, wurde in Freiberg eine verbesserte Apparatur zur gleichzeitigen Messung von Lotschwankungen in zwei Komponenten entwickelt und in der Lehrgrube Alt-Elisabeth der Bergakademie erprobt. Das Ziel der Arbeiten waren meßmethodische Untersuchungen und der Nachweis für die prinzipielle Eignung im Dauerbetrieb. Die Versuchsanordnung besteht aus einem elektronischen und einem mechanischen Meßteil. Der Aufbau ist für die beiden Komponenten völlig gleichartig.

Abb. 1 zeigt den voll transistorisierten elektronischen Meßteil. Er ist feuchtigkeitsdicht gekapselt und enthält im wesentlichen den Generator für die 5 kHz Trägerfrequenz, ein Abgleichglied für die Festlegung des elektrischen Arbeitspunktes, einen Resonanzverstärker, einen phasenempfindlichen Gleichrichter und einen Tiefpaß zur Beseitigung kurzperiodischer Störspannungen. Die Signalspannung wird mit einem elektronischen Kompensationsbandschreiber registriert.

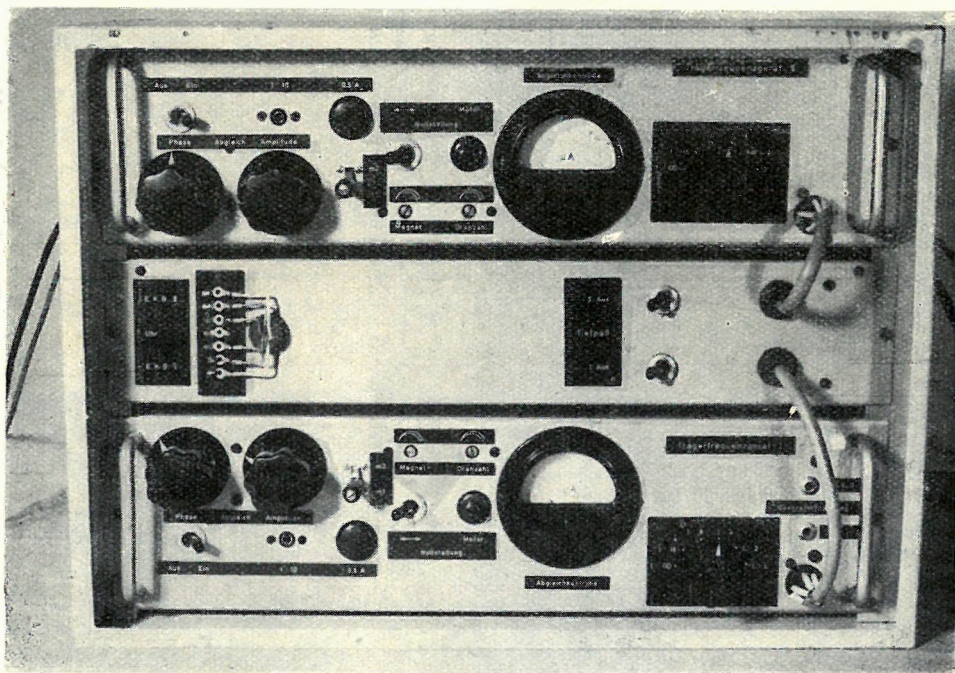


Abb. 1. Trägerfrequenzgerät mit zwei Kanälen

I. ábra. Kétesatornás vivőfrekvenciás műszer

Fig. 1. Двухканальный прибор несущих частот

Abb. 2 zeigt eine Gesamtansicht des mechanischen Meßteiles vor der Installation. Er besteht aus einem Trage teil, den nebeneinander hängenden Pendelstangen und dem Basisaufbau. Jedes Pendel besteht aus einem 20 kg

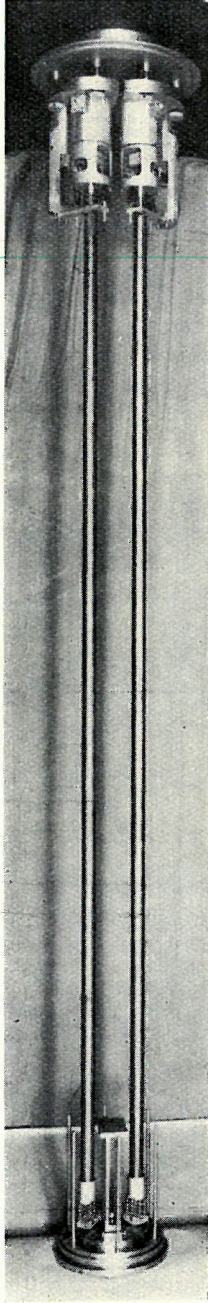


Abb. 2. Gesamtansicht des mechanischen Messteiles vor der Installation

2. ábra. A berendezés mechanikai mérőegységének képe

Фиг. 2. Общий вид механической измерительной части аппаратуры

schweren und 2,5 m langen Messingstab, der an einer Blattfeder aufgehängt ist. Das Tragteil wurde an einem kräftigen Hydronalium-Stück befestigt, das in der Firste der Strecke einbetoniert war.

Abb. 3 zeigt den Basisaufbau. Am unteren Ende des Pendels befindet sich ein Teller, von dem Zusatzmassen von 120 mg zur Eichung des Systems mit Hilfe kleiner Elektromagneten abgehoben werden können. Am Pendel befindet sich ein Kern aus Mu-Metall. Er ragt in einen handelsüblichen Differentialtransformator hinein. Die Verschiebung des Kerns infolge der Pendelbewegung moduliert die Amplitude der Trägerfrequenz. Der Differentialtransformator ist fest mit dem Basisaufbau verbunden und stellt die Bezugs-lage dar. Er kann mit einem Kreuzschlitten durch einen Motor justiert werden. Justierung und Eichung erfolgten durch Fernbedienung. Das Pendel war zur Eliminierung der seismischen Bodenunruhe mit Öl gedämpft. Die mittlere Dämpfungszahl betrug $\mu = 28$, die Eigenperiode war 2,69 s. Die Rückstellmomente infolge der Blattfederaufhängung und des Differentialtransformators konnten bei den gewählten Dimensionen völlig gegen das Rückstellmoment infolge des Eigengewichtes der Pendel vernachlässigt werden.

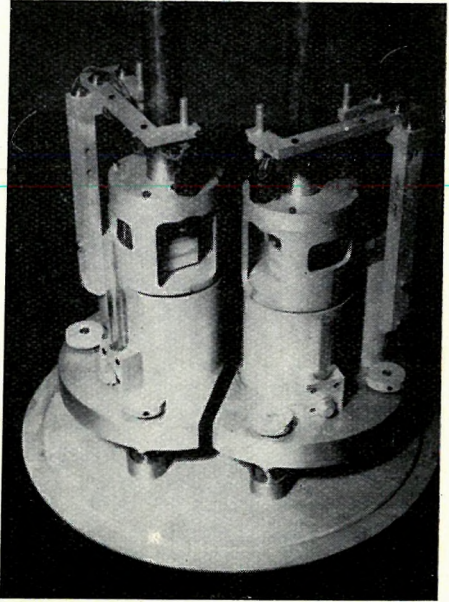


Abb. 3. Basisaufbau der Vertikalpendel-Ver-suchsapparatur

3. ábra. A kísérleti vertikális inga alapjának felépítése

Фиг. 3. Конструкция основания вертикаль-ных весов

Abb. 4 zeigt den Meßplatz mit dem Trägerfrequenzgerät, dem elektronischen Kompensationsbandschreiber, einer Kontaktuhr und einem Stromver-sorgungsgerät. Der Meßplatz lag 25 m vom Meßort, an dem die Pendel installiert waren, entfernt. Die Signalspannung wurde mit Leitungen über-tragen.

Abb. 5 zeigt das Meßort mit dem installierten mechanischen Meßteil. Die Pendel sind durch eine Blechumhüllung gegen Feuchtigkeit geschützt. Es herrschte nahezu 100%ige Luftfeuchtigkeit. Der Basisaufbau steht auf einem Eisenträger. Die Kammer konnte hermetisch von der Umgebung ab-geschlossen werden. Sie wurde 5 Monate lang nicht betreten, bis sich Korro-sionsschäden an den Leitungen bemerkbar machten. Sie lag in 77 m Tiefe in einer alten Strecke, 75 m vom Schacht entfernt. Das umgebende Gestein ist außerordentlich fester Gneis.

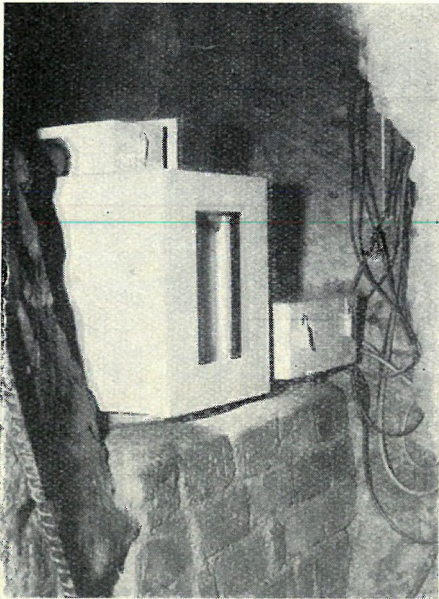


Abb. 4. Untertägiger Messplatz mit elektronischem Kompensationsbandschreiber, Trägerfrequenzgerät, Kontaktuhr und Messgerät
 4. ábra. Földalatti mérőhely elektronikus kompenzációs regisztrálóval, vivőfrekvenciás műszerrel, kapcsolóórával és mérőműszerrel
 Фиг. 4. Подземное рабочее место с электронным компенсационным регистратором, прибором несущих частот, контактными часами и измерительным прибором

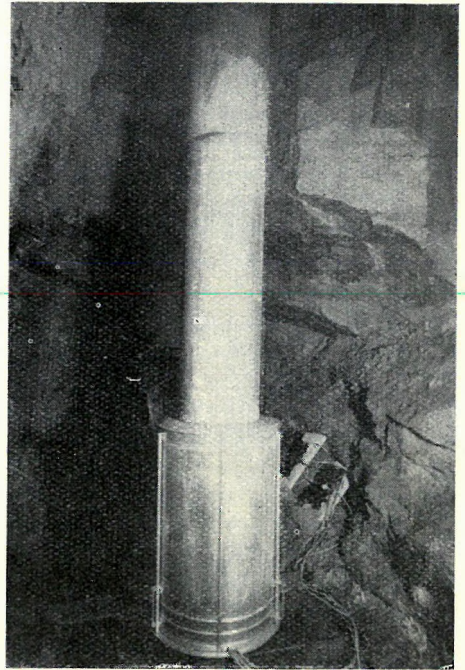


Abb. 5. Messkammer mit betriebsbereit installierter Vertikalpendelapparatur

5. ábra. Mérőkammer felállított, üzemkész vertikális ingával

Фиг. 5. Измерительная камера с установленными вертикальными весами

Abb. 6 zeigt die Apparatur in betriebsbereitem Zustand. Die Schutzhülle ist hochgehoben.

Die Lotschwankungsmessungen mit den Vertikalpendeln wurden mit Hilfe von Horizontalpendeln kontrolliert. Dazu wurde in etwa 250 m Entfernung von der Vertikalpendelstation in 154 m Tiefe eine Meßkammer angelegt. Abb. 7 zeigt den Betonsockel, auf dem drei Horizontalpendel nach TOMASCHEK – ELLENBERGER aufgestellt sind. Die beiden äußeren Pendel arbeiten zur gegenseitigen Kontrolle im nahezu gleichen Azimut, das mittlere dazu senkrecht. Die Registrierung der Lotschwankungen erfolgte photographisch mit Lichtzeigern von 5 m Länge in einem anderen Raum. Die Neigungsempfindlichkeit der Instrumente wurde aus den Schwingungszeiten bestimmt.

Für beide Stationen liegen von 6. 9. bis 6. 12. 1963 auswertbare Registrierungen vor. Die Abb. 8 und 9 zeigen gleichzeitige Ausschnitte. Die Breite der Registrierstreifen beträgt 25 cm für die Vertikalpendel und 18 cm für die Horizontalpendel. Da zur Zeit der Beispiele Neumond herrschte, wird ein Ein-

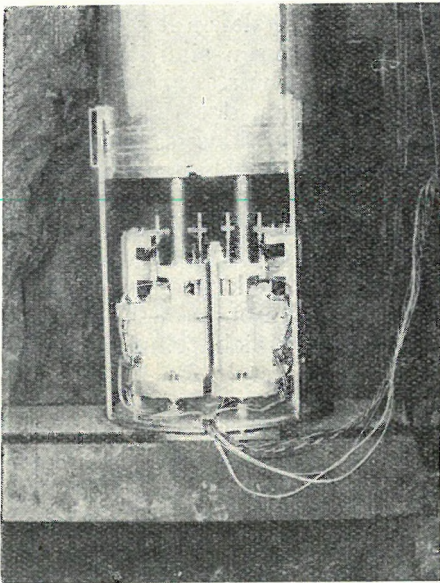


Abb. 6. Betriebsbereite Vertikalpendelapparatur mit abgehobener Schutzumkleidung

6. ábra. Üzemkész vertikális inga védőburkolat nélkül

Фиг. 6. Готовые к действию вертикальные весы без предохранительного кожуха

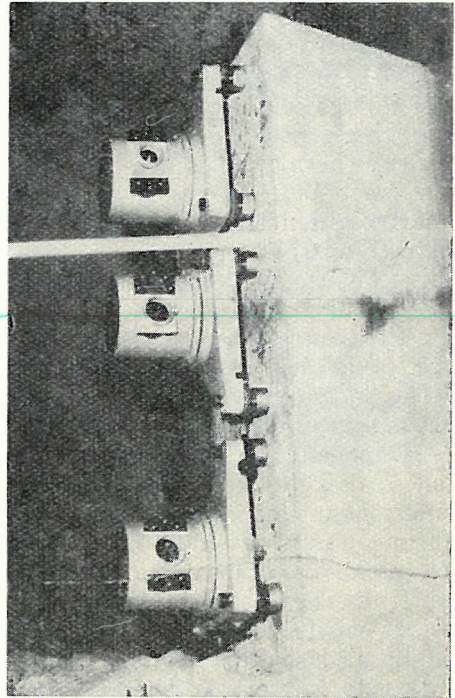


Abb. 7. Horizontalpendel nach Tomaschek-Ellenberger in der Kontrollstation

7. ábra. Tomaschek – Ellenberger-féle horizontális inga az ellenőrző állomáson

Фиг. 7. Горизонтальные весы системы Томашек – Эллиенбергера на контрольной станции

druck von den Maximalamplituden vermittelt. Der mittlere Skalenwert für die Vertikalpendelregistrierungen betrug $1,5 \cdot 10^{-3}/\text{mm}$, für die Horizontalpendelregistrierungen $6 \cdot 10^{-3}/\text{mm}$. Die Empfindlichkeit der Horizontalpendel wurde so gering gewählt, um wegen der Instabilität des Untergrundes größere Nullpunktgänge zu vermeiden und um die Anhängigkeit der Eigenperiode von der Amplitude möglichst vernachlässigen zu können. Der Skalenwert der Horizontalpendelregistrierungen blieb während der ganzen Registrierdauer praktisch konstant, die der Vertikalpendelregistrierungen nahmen um 20% zu. Letzteres wurde durch Alterungsvorgänge im elektronischen Meßteil und durch Korrosionserscheinungen in den Meßleitungen hervorgerufen. Die Nullpunktgänge der Vertikal- und Horizontalpendel sind miteinander nach Richtungssinn und Betrag nicht vergleichbar. Sie betragen etwa 0,6 für das dreimonatige Registrierintervall bei den Vertikalpendeln; bei den Horizontalpendeln sind sie kleiner als 0,1 im Meridian, aber 2,5 im ersten Vertikal, besitzen aber für die beiden parallelen Pendel entgegengesetzte Vorzeichen.

Die mittleren harmonischen Konstanten, d.h. die Verminderungsfaktoren und die Phasenverschiebungen, für die wichtigsten Partialtiden zeigt die Ta-

belle. Es sind gleichzeitig die Ergebnisse der klassischen Messungen von SCHWEYDAR aus den Jahren 1910–1915 in Freiberg aufgenommen. Mit $V_{1,2}$ sind die Vertikalpendel und mit $J_{1,2,3}$ die Horizontalpendel bezeichnet. Wenn man berücksichtigt, daß die Vertikalpendel und Horizontalpendel nicht an der gleichen Stelle gearbeitet haben und dadurch verschiedenen lokalen, insbesondere thermoelastischen Einflüssen unterworfen gewesen sind, kann man von einer befriedigenden Übereinstimmung der Ergebnisse sprechen. Besonders in den Halbtagstiden M_2 und S_2 ist festzustellen, daß die neuen Ergebnisse untereinander besser übereinstimmen als mit den klassischen Werten SCHWEYDARS. Die mit den Vertikalpendeln gewonnenen Ergebnisse sind daher als reell anzusehen.

Es kann nicht beurteilt werden, welche Werte für Freiberg als repräsentativ anzusehen sind, die alten von SCHWEYDAR oder die unweit von seiner Meßstelle entfernt gefundenen neuen. Die Unterschiede können auf lokale tektonische und thermoelastische Ursachen zurückzuführen sein.

Ohne auf die Einzelheiten näher einzugehen, läßt sich prinzipiell feststellen, daß die Vertikalpendel in der beschriebenen Gestalt für Lotschwankungsmessungen im Dauerbetrieb geeignet sind. Nach den vorliegenden Erfahrungen lassen sich die Dimensionen des mechanischen Teiles noch beträchtlich herabsetzen und die Übertragungstrecke vergrößern. Nach geeigneter konstruktiver Gestaltung der Vertikalpendel können diese in Bohrlöchern eingesetzt werden. Dadurch kann man das Netz der klinometrischen Stationen für die Erdzeitenforschung und für das Studium rezenter Bewegungen der Erdkruste mit erträglichem Kostenaufwand erheblich verdichten.

Mittlere Ergebnisse der Lotschwankungsbeobachtungen in Freiberg

Ost – West-Richtung

Pendel bzw. Quelle	O ₁		K ₁		M ₂		S ₂	
	γ	α	γ	α	γ	α	γ	α
V ₁	0,623	+ 2° 0	0,661	– 7° 6	0,756	– 7° 7	0,730	– 7° 4
	35	2,7	49	10,7	8	0,2	21	1,4
J ₁	0,773	– 30° 8	0,861	– 25° 1	0,807	– 10° 0	0,783	– 9° 6
	41	3,7	28	2,0	13	0,5	45	1,9
J ₃	0,695	+ 24° 2	0,793	+ 14° 2	0,815	– 4° 9	0,735	– 6° 8
	40	2,6	50	3,6	12	1,0	41	2,5
SCHWEYDAR	0,788	– 0° 6	0,810	– 1° 6	0,607	+ 0° 8	0,667	+ 4° 6
	40	4,4	18	0,3	18	1,6	48	3,2

Nord – Süd-Richtung

Pendel bzw. Quelle	O ₁		K ₁		M ₂		S ₂	
	γ	α	γ	α	γ	α	γ	α
V ₂	0,730	+ 19° 4	0,433	– 7° 8	0,678	– 4° 1	0,725	– 3° 5
	275	10,6	38	7,6	17	1,2	23	2,1
J ₂	0,991	– 11° 3	1,043	– 8° 2	0,674	– 5° 0	0,662	– 4° 6
	71	4,8	115	8,2	26	1,3	39	2,6
SCHWEYDAR	1,321	+ 186° 9	0,502	+ 138° 9	0,540	– 12° 5	1,086	+ 31° 1
	291	5,1	116	13,1	19	1,0	50	3,1

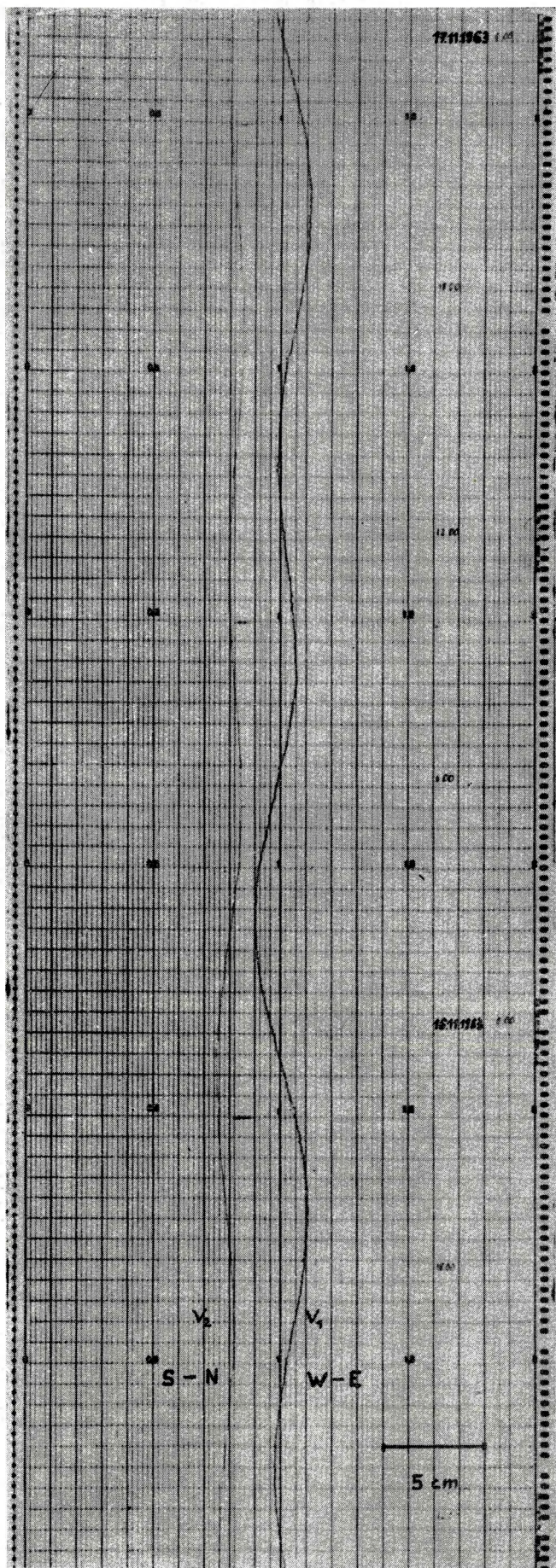


Abb. 8. Ausschnitt aus einer
Vertikalpendelregistrierung
8. ábra. Részlet egy vertikális ingával
készített felvételtől
Фиг. 8. Отрезок записи, полученной
вертикальными весами

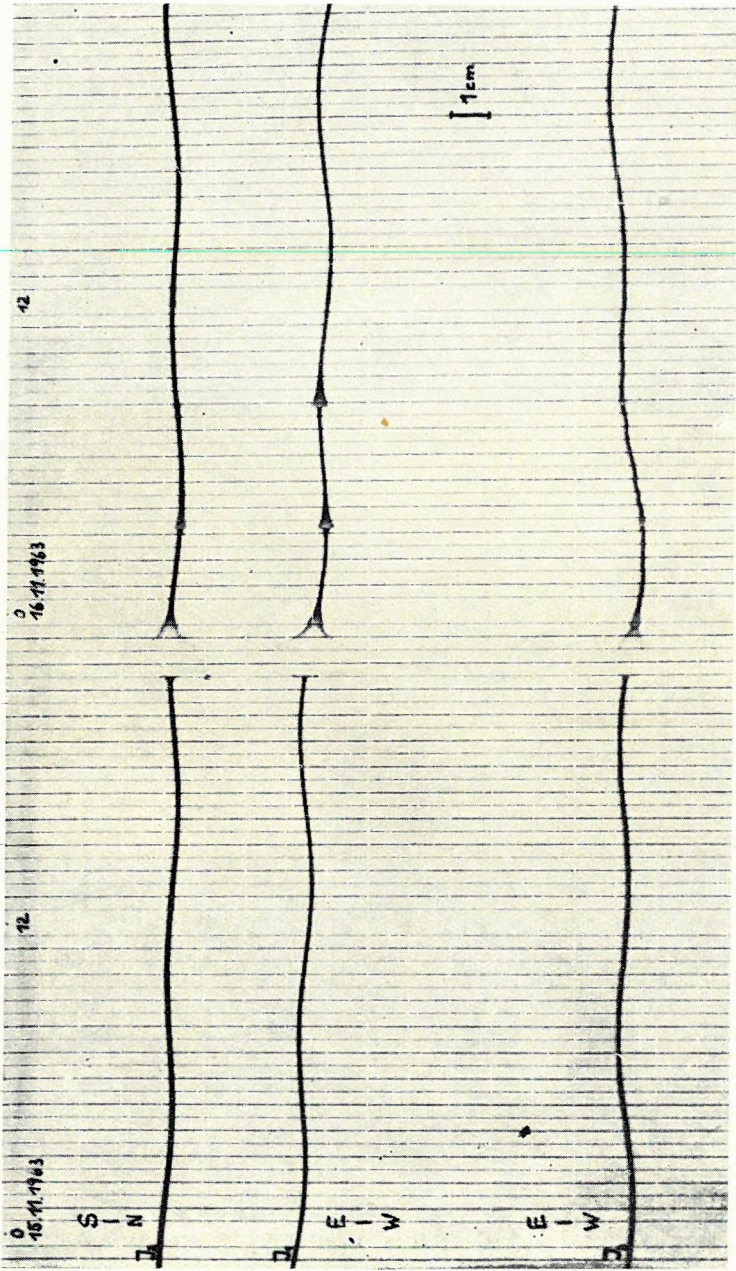


Abb. 9. Ausschnitt aus der gleichzeitigen Horizontalpendelregistrierung
9. ábra. Részlet a horizontális ingával egyidejűleg készített felvételből
Фиг. 9. Отрезок записи, полученной одновременно горизонтальными весами

Л. ШТЕГЕНА – Я. КИШ

КАЛИЕВО-АРГОННЫЙ МЕТОД И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ВЕНГРИИ

После изложения теоретических основ калиево-аргонного метода определения геологического возраста пород, приводятся данные о возрасте образцов, взятых с кристаллического фундамента из обнажения в районе г. Шопрон и из двух глубоких скважин. Определения проводились на слюдистом веществе обогащенного биотита и мусковита образцов, с применением манометрического метода Мак Леода

- a) *Скважина Kőrösszegapáti № 12, 1705 – 1707 м*
Биотитовый известково-сланцевый сланец
 $315 \cdot 10^6 \text{ лет} \pm 10\%$
Астурийская фаза складчатости
- b) *Скважина Pusztaföldvár № 22, 1700 м*
Мусковито-сланцевый сланец с гранатом
 $386 \cdot 10^6 \text{ лет} \pm 10\%$
Бретонская фаза складчатости
- в) *Окрестность г. Шопрон (Банфальва), каменоломня Лейкофилит*
 $330 \cdot 10^6 \text{ лет} \pm 10\%$
Астурийская фаза складчатости

DIE KALIUMARGON-METHODE UND DEREN ANWENDUNG IN UNGARN

Nach der Beschreibung der theoretischen Grundlagen der K/A-Methode für geologische Alterbestimmungen, werden Daten über das Alter von kristallinen Gesteinsproben vorgeführt; eine der Proben stammt von der Erdoberfläche von Sopron, die anderen wurden von zwei Bohrlöchern gewonnen. Die Bestimmung wurde mit dem Manometerverfahren nach MacLeod an Glimmerstoff des angereicherten Biotits und Muskovits des Gesteins durchgeführt.

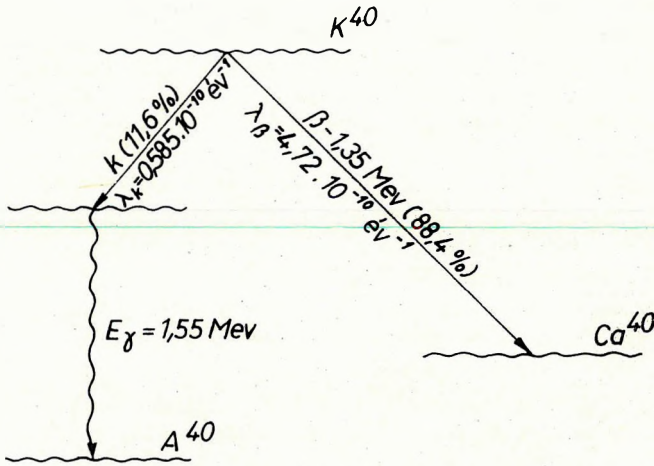
- a) *Bohrloch Kőrösszegapáti No 10, 1705 – 1707 m*
Kalkglimmerschiefer mit Biotit:
 $315 \cdot 10^6 \text{ Jahre} \pm 10\%$
Asturische orogene Phase
- b) *Bohrloch Pusztaföldvár No 22, 1700 m*
Muskovit-glimmerschiefer mit Granat:
 $386 \cdot 10^6 \text{ Jahre} \pm 10\%$
Bretonische orogene Phase
- c) *Umgebung von Sopron (Bánfalva), Steinbruch*
Leukophyllit:
 $330 \cdot 10^6 \text{ Jahre} \pm 10\%$
Asturische orogene Phase

A KÁLIUM – ARGON MÓDSZER ÉS NÉHÁNY HAZAI ALKALMAZÁSA STEGENA LAJOS – KISS JÁNOS

Elvi alapok. A kálium (K) egyetlen radioaktív izotópja a K^{40} , amely a természetben 0,0122 súlyszázaléka az összes káliumnak. A K^{40} kétféleképpen

A kézirat 1966. II. 16-án érkezett.

bomlik: 88,4%-ban β -emisszióval Ca^{40} -né és 11,6%-ban α -befogással A^{40} -né (1. ábra).



1. ábra. A K^{40} bomlása

Фиг. 1. Распад K^{40}

Abb. 1. Zerfall von K^{40}

Mivel a nem-radiogén Ca^{40} általánosan elterjedt elem, földtani kor meghatározásra a $\text{K}^{40} \rightarrow \text{A}^{40}$ -bomlást használják.

A földtani kor a

$$\text{K}^{40} = \text{K}_0^{40} e^{-(\lambda_k + \lambda_\beta)t}$$

$$\text{A}^{40} + \text{Ca}^{40} = \text{K}_0^{40} - \text{K}^{40} = \text{K}^{40}(e^{(\lambda_k + \lambda_\beta)t} - 1) \text{ és}$$

$$\text{A}^{40}/\text{Ca}^{40} = \lambda_k/\lambda_\beta$$

egyenletekből vezethető le, ezekből

$$t = \frac{1}{\lambda_k + \lambda_\beta} \ln \left(\frac{\lambda_k + \lambda_\beta}{\lambda_k} \cdot \frac{\text{A}^{40}}{\text{K}^{40}} + 1 \right)$$

ahol a K^{40} és A^{40} a mért radiogén kálium és argon koncentrációja (GERLING, 1961).

Elemzési módszerek: Mivel a K^{40} aránya az összes K-hoz állandó, a külön K^{40} -meghatározás elhanyagolható, elegendő az összes kálium ismerete (COOPER, 1963). A kőzetek argon-tartalmának meghatározására főleg három módszer használatos:

a) Az argon felszabadítása termovákuummal és mérése MacLeod manométerrel.

b) A felszabadított argon meghatározása izotóphígítási módszerrel, tömegspektrográffal.

c) Termikus neutron-aktiválási módszerrel (SOROIU et al., 1964).

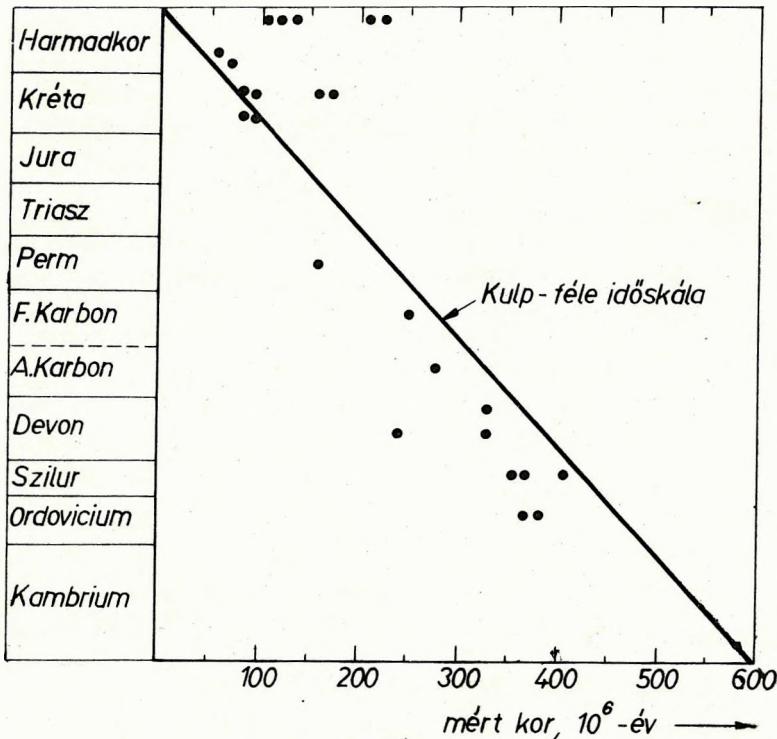
Az első eljárásnál – amelynek előnye a viszonylag egyszerű mérőberendezés, hátránya a kisebb pontosság –, célszerű tömegspektrográffal utólagos izotóp-ellenőrzést végezni. A levegő A^{36} -tartalma lehetővé teszi a levegőből származó esetleges argon-szennyezés felismerését. Saját méréseinket ezzel a módszerrel végeztük, izotópellenzéssel.

Az argon diffúziója. A radioaktív kormeghatározó módszerek csak oly mértékben abszolútok, amennyire a számításnál használt modell hibátlan. A K/A módszernél használt modell főbb jellemzői:

- a kőzet vagy az ásvány keletkezése idején nem tartalmazott A^{40} -et,
- ez később, epigén úton kívülről sem került bele,
- az ásványban vagy a kőzetben képződött radiogén argon nem távozott el.

Az első feltevés általában jogos, a második izotóp-kontrollal ellenőrizhető (csak levegő-argonról lehet szó).

A harmadik feltevés kevésbé jogos. Az argon-gáz diffundál, a diffúzió mértéke, különösen nagy hőmérsékleten szembetűnő. Tapasztalatok bizonyítják, hogy bizonyos magmás és metamorf folyamatok argon-hígulást ered-



2. ábra. A Kulp-féle időskála és K/A adatok

Fig. 2. Шкала времени Шульпа и данные по методу K/A

Abb. 2. Zeitskala nach Kulp und Daten der K/A-Methode

ményezhetnek. Legnagyobb változás az exogén és endogén kontakt-öveken belül tapasztalható, ahol a magmás folyamatnál idősebb kőzet a kontakt övben a magmás kőzetkialakulás idejéhez mintegy „hozzáfiatalodik”. A metamorfált kőzeteknél a K/A-módszer többnyire nem az eredeti kőzetképződés, hanem a metamorfózis idejét rögzíti (ŠMEJKAL, 1960).

A K/A-módszert csak a helyi földtani és ásványi-kőzettani felépítés ismeretében alkalmazhatjuk, különben téves végkövetkeztetésekre juthatunk.

A 2. ábra egyes mintákon mért K/A-korokat tünteti fel (HURLEY et al., 1963 nyomán), a Kulp-féle skálával összehasonlítva.

Az idősebb kőzeteknél a K/A-korok — nyilván az argon diffúziója miatt — kisebbek. A diffúziós jelenségek számításba vétele növelné a K/A-módszer pontosságát (AMIRCHANOV et al., FECHTING et al., 1960).

A radiogén argon diffúziója nem követi az ismert Fick-féle

$$\delta C / \delta t = D \cdot \Delta C$$

differenciálegyenletet, ahol $\delta C / \delta t$ a koncentráció időbeli változása, D a diffúziós állandó, ΔC a koncentráció Laplace-operátora. Mivel az argon koncentrációja nemcsak a diffúzió, hanem a radiogén argon képződése miatt is változik, belátható, hogy ez utóbbi térfogat és időegységként

$$K_0^{40} \lambda e^{-\lambda t}$$

argonkoncentráció-növekedést hoz létre (K_0^{40} a K^{40} kezdeti koncentrációja, λ a bomlási állandó: a β -bomlástól az egyszerű jelölés kedvéért eltekintünk). A teljes A^{40} -koncentrációváltozás eszerint:

$$\partial C / \partial t = D \cdot \Delta C + K_0^{40} \lambda e^{-\lambda t}$$

Ez a radiogén argon-diffúzió alapegyenlete, amelyet megfelelő kezdeti és határfeltételek mellett kell megoldanunk, hogy az argonvesztéséget számításba vehessük. Vékony (h -vastagságú) ásványlemezek és lapok (rétegrácsos felépítésű ásványok) mellett az egydimenziós-megoldás a következő (PEČ, STEGENA, 1966):

$$C_{(x,t)} = -K_0^{40} \left[1 - \frac{\cos \sqrt{\frac{\lambda h^2}{D}} \cdot \frac{x}{h}}{\cos \sqrt{\frac{\lambda h^2}{D}}} \right] +$$

$$+ \frac{2K_0^{40}}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} -1^{(m+1)} \frac{\cos \left[\left(m - \frac{1}{2} \right) \frac{x}{h} \pi \right]}{1 - \left(m - \frac{1}{2} \right)^2 \frac{D\pi^2}{h^2\lambda}} \cdot \frac{e^{-\left(m - \frac{1}{2} \right) \cdot \pi^2 \cdot \frac{Dt}{h^2}}}{m - \frac{1}{2}}$$

A meglehetősen rosszul konvergáló sor számítógépen számítható, így az argonvesztéség különböző D -értékre meghatározható. Az egyes számbajöhető ásványok — hőmérséklettől függő — diffúziós koefficiense azonos mintákból

végzett K/A és Rb/Sr-mérések eredményéből szintén e képlet segítségével határozható meg.

Mérési eredmények: A K/A-módszer a fiatal ($10^6 \div 10^7$ év) kőzetek kor meghatározására nem, vagy csak kevéssé alkalmas (a mérési hiba $10 \div 100 \cdot 10^6$ éves kornál $\approx 2-3\%$, 10^6 évnél $\approx 5-10\%$).

Ennek ellenére számos hazai alkalmazási lehetősége van:

a) szűkebb határok közé lehetne szorítani egyes magmaföldtani ciklusokat, tisztázni egyes ércgenetikai kérdéseket,

b) a színgenetikus üledékképződéssel előálló K-hidrocsillámok (glaukonit, illit stb.) képződési korának meghatározása, főleg a harmadidőszaknál idősebb képződményekben, rétegtani problémák tisztázására alkalmas.

A módszer alkalmazásai közül talán legfontosabb a kristályos alaphegység mélyfúrásokból előkerülő kőzeteinek kor meghatározása. Első eredményeink is ilyen eredetűek.

Az elemzéseket a minták mágneses úton és centrifugálással feldúsított muszkovit és biotitcsillám anyagán végeztük MacLeod-manométeres eljárással, a prágai Ustredni Ustav Geologický geokronológiai laboratóriumában (V. ŠMEJKAL), és a prágai ČSAV geokémiai intézetének geokronológiai és izotóplaboratóriumában (A. DUBANSKÝ). A berendezés elvi rajzát a 3. ábra tünteti fel.

1. *A körösszegapáti 10. sz. fúrás* 1705–1707 m-éből előkerült *biotitos meszes csillámpala*. A kristályos alaphegység itt 1700 m-nél kezdődik, fölötté 600 m pleisztocén és 1100 m pannóniai pélités-pszammitos összlet van. Az alaphegység kőzetanyaga „alapkonglomerátum” jellegű, az „anyakőzet” erősen fellazult törmelékével kezdődik. Vizsgálatra a K-hordozó biotit került. A biotit ép, legfeljebb itt-ott tapasztalunk benne gyenge kloritosodást, vagy a Fe eltávozásával összefüggő kifakult mezőket.

A mérés $315 \cdot 10^6$ év $\pm 10\%$ időt eredményezett, amely a kőzetnek az *aszturiai orogén szakaszhoz kapcsolódó átalakulását rögzíti* (Holmes-skála szerint).

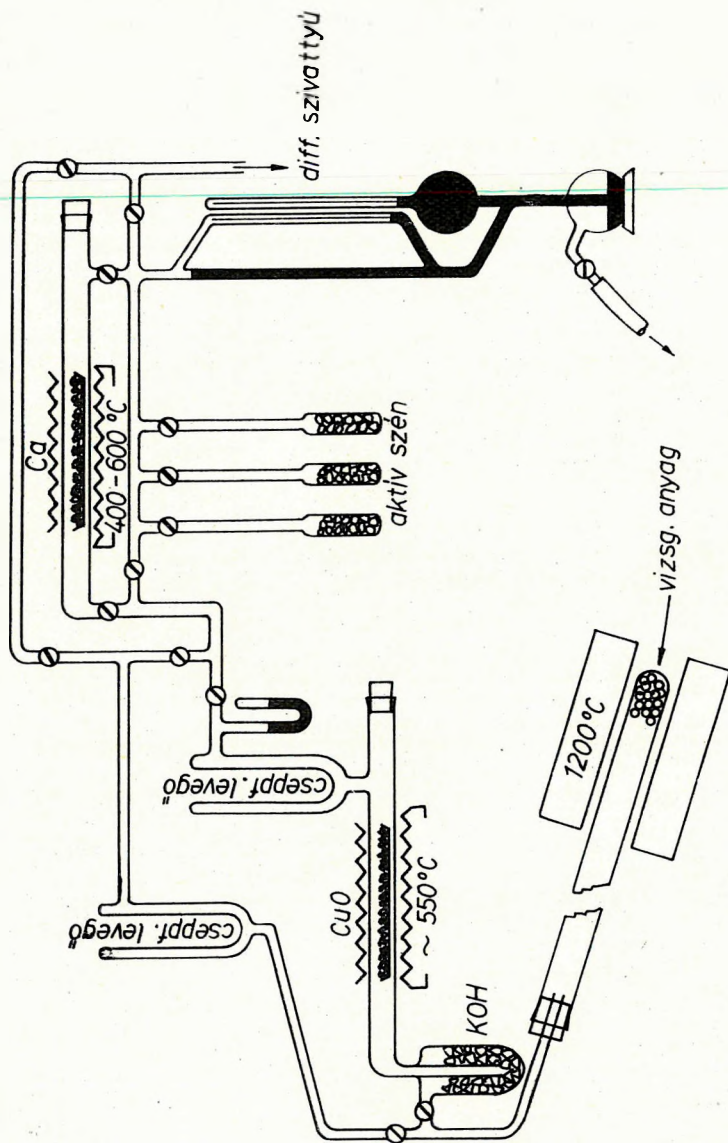
2. *A Pusztaföldvár 22. sz. fúrás* kristályos medencealjzata pannóniai pélités – pszammitos képződmények alatt *gránátos – muszkovitos csillámpalából áll*, amely finomleveles, pados megjelenésű. A fúrási anyag szerint a mintegy 1700 m vastag pannóniai összlet transzgressziós kőzetanyag nélkül települ közvetlenül az alaphegység metamorf kőzetére. A vizsgált minta K-hordozó muszkovitpikkelyei teljesen épek, mindennemű bomlási termék nélkül.

A kőzet muszkoviton kívül esetenként kloritosodott biotitot, gránátot és kvarcot tartalmaz.

A mérés eredménye $386 \cdot 10^6$ év $\pm 10\%$, amely az előzőnél talán idősebb, *breton fázisban* történt kőzetátalakulást jelent.

3. *Sopron (Bánfalva) környéki* kőfejtőből származó leukofillit, ennek mintegy 37% muszkovit-tartalmát dúsítottuk fel. A muszkovittal kevés leuchtenbergit is feldúsult; ez méréseinket alapvető módon nem befolyásolta.

A kőzet kora $330 \cdot 10^6$ év $\pm 10\%$, amely az első mintához hasonlóan *aszturiai szakaszbeli* kőzetátalakulást jelez. A leukofillit a sopron-környéki pados gneiszben lencsés megjelenésben és törésvonal menti hasadékkitöltésként lép fel, így keletkezése a bezáró gneisz anyakőzetnél fiatalabb.



3. ábra. Termovákuum berendezés argon meghatározására
 Фиг. 3. Термовакuumная установка для определения аргона
 Abb. 3. Thermovakuumeinrichtung für Argonbestimmung

Munkaterv. Hazánkban a radioaktív geokronológiai módszereket – tekintve egy-két dicséretes kezdeményezéstől (FÖLDVÁRI-VOGL et al., OVCSINNIKOV i dr., 1961) –, nem alkalmazták. E sajnálatos hiány részleges pótlására az ELTE Ásványtani és Geofizikai tanszékei csehszlovák tapasztalataikra támaszkodva, argon-meghatározó műszert szándékoznak felállítani egyes hazai földtani alapkérdések megoldására.

Köszönetünket nyilvánítjuk az OKGT vezetőinek, DR. KERTAI GY. professzornak és DR. KÖRÖSSY L. főgeológusnak a fűrási anyag rendelkezésre bocsájtásáért, az említett prágai laboratóriumoknak pedig az elemzésben nyújtott segítségért.

IRODALOM

- GERLING, E. K. (1961): Szovremennoe szosztovanie argonovogo metoda opredelenija vozraszta i evo primenenie v geologii. Izd. Akad. Nauk. SzSzsZR. Moszkva – Leningrád.
- COOPER, J. A. (1963): The flame photometric determination of potassium in geological materials used for potassium argon dating. *Geoch.-Cosm. Acta.* May.
- SOROTU, M. et al. (1964): Determination of absolute geologic ages by the potassium-argon method, neutron activation analysis being used for determining the radiogenetic argon. *Revue roumaine de geologie-geophysique et geographie.* T. 8.
- SMEJKAL, V. (1960): Absolutní stáři některých granitoidů a metamorfitů Českého masivu stanovené K/Ar metodou. *Vestník ÚÚG.* 35. 1964. 4.
- HURLEY, P. M. et al. (1963): K/Ar age values on the clay fractions in dated shales. *Geoch.-Cosm. Acta.* March.
- AMIRCHANOV, H. I. et al. (1962): Radiogenic argon in minerals and its migration. – *Geochronology of Rock Systems.* Am. N. Y. Acad. Sci. 91. Art. 2.
- FECHTING, H. et al. (1960): Diffusionsverluste von Argon in Mineralien und ihre Auswirkung auf die Kalium-Argon Altersbestimmung. *Geochem.-Cosm. Acta.* 19.
- PEČ, K. – STEGENA, L. (1966): A radiogén argon diffúziója ásványokban. *Ann. Univ. Budapest Sec. Geol.*
- FÖLDVÁRI-VOGL M. – KLIBURSZKI, B. (1961): Determination of Strontium Age on biotites from Granite. *Acta Geologica,* VII. f: 1–2.
- OVCSINNIKOV, L. N. i dr. (1961): Abszolutnij vozraszt nekotorih geologiceszskih obrazovani Vengrii. *Akad. Nauk. SzSzsZR. Kommissziji Opred. Abszol. Vozr. Geol. Form. Trudi* 9. Szessz. p: 228 – 234.

3. САБО

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО ВЕКОВЫМ ВАРИАЦИЯМ ПОЛЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ
В ВЕНГРИИ

Было отмечено (Баги, 1966), что в Венгрии величина притяжения увеличивается в направлении к северу. В действительности намечается скорее относительное увеличение его между востоком и севером. Это увеличение оказывается более значительным, чем это предполагалось раньше. За последние 10 лет в чувствительности применявшегося гравиметра не намечены изменения.

Z. SZABÓ

CERTAIN REMARKS CONCERNING THE SECULAR VARIATION OF THE GRAVITY
FIELD IN HUNGARY

It has been suggested (Bagi, 1966), that gravity in Hungary is increasing westwardly. In fact, it merely shows a relative increase between E and W. It is, however, bigger than originally reported. No change in the sensitivity of the applied gravimeter has been recorded in the past ten years.

NÉHÁNY MEGJEGYZÉS A GRAVITÁCIÓS TÉR ÉVSZÁZADOS
VÁLTOZÁSÁVAL KAPCSOLATBAN

SZABÓ ZOLTÁN

Az 1964. évben mért vonalban kimutattuk (BAGI, 1966), hogy a nehézségi gyorsulás értéke az ország Ny-i és K-i határa között – 10 éven belül – valószínűleg megváltozott.

Feltételezve, hogy a nehézségi erő (g) értéke nemcsak térben, de időben is változik,

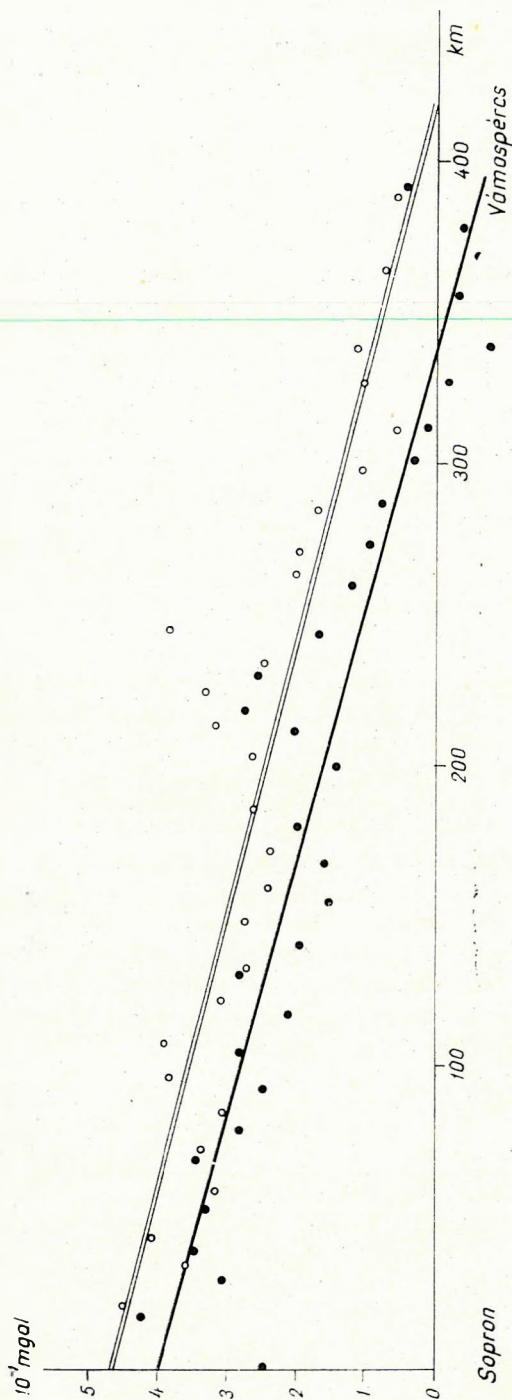
$$g = g(x, y, z, t), \text{ vagy röviden} \\ g = g_k(t).$$

Az egyes P_1, P_2, \dots, P_n észlelési pontokban a g értékét azonos időpontban mérve,

$$g_1(t_0), g_2(t_0), \dots, g_n(t_0)$$

értékeket kapunk.

A kézirat 1966. V. 10-én érkezett.



I. ábra. A g változása 1951 – 55 és 1964 között

Fig. 1. The Variation of the g between 1951 – 55 and 1964

Фиг. 1. Вариация величины g за период между 1951 – 1955 и 1964 гг.

Legyen az első mérés időpontja t_1 , a másodiké t_2 , akkor két-két szomszédos pont között a nehézségi erő időbeli változását az alábbi kifejezésekkel írhatjuk le:

$$\Delta g_{1,2}(\Delta t) = \Delta g_{1,2}(t_2) - \Delta g_{1,2}(t_1)$$

$$\Delta g_{2,3}(\Delta t) = \Delta g_{2,3}(t_2) - \Delta g_{2,3}(t_1)$$

$$\Delta g_{n-1,n}(\Delta t) = \Delta g_{n-1,n}(t_2) - \Delta g_{n-1,n}(t_1)$$

Az idézett tanulmány szerint $\sum_{k=1}^{n-1} g_{k,k+1}(\Delta t)$ összeg (a felső pontsoron

0,290 mgal, az alsó pontsoron pedig 0,245 magl) jelenti a Δt idő alatti g változást. Ez az érték azonban az egyes mérési bizonytalanságokat (mérési hiba, lokális zavar stb.) teljes súllyal tartalmazza, tehát nem a változás legvalószínűbb értékét adja.

Helyesebbnek látszik, ha a $\sum_{k=1}^{n-1} g_{k,k+1}(\Delta t)$ összeg helyett kiszámítjuk

és ábrázoljuk a $g_{1,2}(\Delta t)$, $g_{1,3}(\Delta t)$, ... $g_{1,n}(\Delta t)$ különbségeket (1. ábra). E változásértékeket megközelítő egyenes a változás legvalószínűbb menetét mutatja: a függőleges tengelyen a Δt időszaknak megfelelő legvalószínűbb változásértéket metszi ki. Az ábra szerint a felső pontsoron ez az érték 0,47 mgal, az alsó pontsoron pedig 0,40 mgal.

Az ábrából úgy tűnik, hogy a nehézségi erő Ny-i irányban haladva növekvő tendenciát mutat, valójában azonban az egyenes csak azt mutatja, hogy a g értéke Ny-on vagy gyorsabban növekszik, vagy lassabban csökken K-hez viszonyítva.

A mérési eredmények hazai és külföldi szakkörökben egyaránt nagy fel-tűnést keltettek és élénk vitát váltottak ki. Legvitatottabb kérdés a graviméterek érzékenységének állandósága volt.

Hazánkban a gravimétereket évente kétszer ellenőrzik egy kb. 54 mgal különbséget átfogó magassági etalonvonal mentén (a szóbanforgó K-Ny-i vonal mentén a legnagyobb változás csak 34 mgal!). A hosszú évekre visszanyúló mérési sorozat adatai szerint az 1951-55-ben és az 1964-ben végzett mérések eredményei a Heiland GSC-40 graviméternél $\pm 0,02$ mgal hibahatáron belül megegyeznek. Az említett időszakban tehát e műszernél érzékenysgváltozást nem tapasztaltunk.

IRODALOM

BAGI, R. (1966): A gravitációs tér évszázados változásának tanulmányozása céljából végzett gravimétermérések. Geofizikai Közlemények, XV. 1-4.

I. VERÉ

ОБ ИССЛЕДОВАНИЯХ ПО ИЗУЧЕНИЮ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ ЗЕМНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В первой части работы описываются типы пульсаций земного электромагнитного поля. Более подробно рассматриваются свойства типов pt и pc . Помимо различий между этими типами, некоторые их свойства совпадают, в связи с чем отдельные исследователи предполагают наличие утром и вечером постепенного перехода одного типа в другой. Пульсации pc образуются, по мнению одних исследователей, из длиннопериодной части (pi 2), а по мнению других – из более коротких периодов (pi 1) пульсаций типа pt . Поскольку переход одного типа в другой играет значительную роль в выяснении механизма их образования, подробному изучению были подвергнуты свойства утреннего перехода. Результаты показывают, что указанные два типа пульсаций следуют друг за другом не постепенно, а скачкообразно и время перехода не зависит от сезона года, а только от степени магнитной активности. В очень спокойные дни ночная активность может полностью отсутствовать, а в дни с сильными возмущениями она может продолжаться и днем.

В заключение описываются выводы о состоянии экзосферы, к которым приводят вышеприведенные соображения.

J. VERŐ

ÜBER DIE ENTSTEHUNG DER PULSATIONEN DES ELEKTROMAGNETISCHEN FELDDES DER ERDE

Zunächst werden die einzelnen Typen der Pulsationen des elektromagnetischen Feldes der Erde, besonders die pc 3 und pt -Pulsationen erörtert. Diese beiden weichen voneinander ab, es bestehen jedoch gewisse charakteristische Ähnlichkeiten, die einige Autoren zur Annahme leiten, dass morgens und abends ein allmählicher Übergang zwischen diesen Tages- und Nachtstypen stattfindet. Es bestehen zwei Ansichten über diesen Übergang: nach dem ersten sollten sich die pc -Pulsationen von der etwa 60 sec periodigen pt (pi 2), nach dem zweiten von den etwa 8 sec periodigen kurzperiodischen nächtlichen Variationen (pi 1) ausbilden. Diese Hypothesen des Überganges, die eine wesentliche Rolle bei Klärung des Entstehungsmechanismus der Pulsationen spielen, wurden überprüft. Die beiden Typen (Nachts- und Tagestyp) folgen einander öfters sprunghaft. Der Zeitpunkt des Überganges hat keinen echten jährlichen Gang, sondern wird durch die magnetische Aktivität bestimmt. An sehr ruhigen Tagen bleibt die Nachtsaktivität aus, an sehr gestörten Tagen erscheint sie dagegen während des ganzen Tages. Abschliessend werden die Folgerungen aus diesen Tatsachen hinsichtlich des Zustandes der Exosphäre gezogen.

VIZSGÁLATOK A FÖLDI ELEKTROMÁGNESES TÉR PULZÁCIÓINAK KELETKEZÉSÉRŐL

VERŐ JÓZSEF

1. A földi elektromágneses tér pulzációinak felfedezésekor a pulzációk sajátságaira vonatkozó kutatások eltérő eredményekre vezettek. BEMMELEN

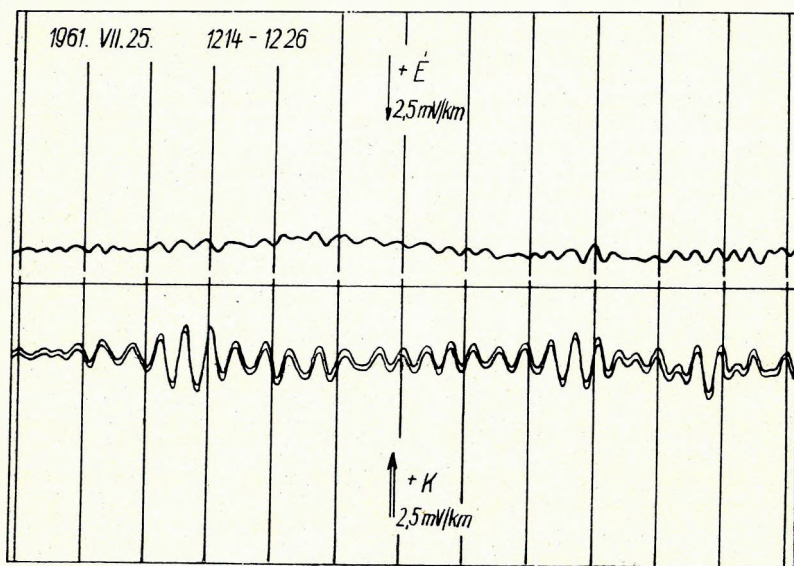
A kézirat 1965. VIII. 15-én érkezett.

(1906) és mások a normális, vagy kissé érzékenyebb magnetogrammok alapján elsősorban éjjel találtak egy perc körüli periódusú, gyorsan csillapodó változásokat. Ezzel szemben ESCHENHAGEN (1897) és többen, akik a pulzációk vizsgálatára külön műszereket szerkesztettek, nappal figyeltek meg hosszú ideig tartó, állandó amplitúdójú, 20–30 sec periódusú variációkat. Feltehetőleg éjjel nem sok mérést végeztek, úgyhogy BEMMELEN típusát nem találták meg.

A két típus végleges meghatározása és elkülönítése csak 60 évvel később, TROICKAJANAK (1953) sikerült. TROICKAJA javaslata alapján fogadta el az IUGG Geomágneses és Aeronómiai Asszociációja a *pt* (pulsation trains = pulzáció vonulatok) és *pc* (pulsations continues = állandó pulzációk) megjelölést a két jelenségre. 1963-ban az IUGG Berkeley-ben tartott gyűlésen ezeket az elnevezéseket módosították (JACOBS, 1964): a nappali, 20 sec körüli *pc* elnevezés helyett *pc 3*, a *pt* helyett *pi 2* (40–120 sec periódussal), illetve a rövidperiódusú (3–8 sec-os) variációkra a *pi 1* (pulsations irreguliéres) elnevezést ajánlják.

2. Azokon a napokon, amikor a mágneses tevékenység nem túlságosan nagy, a *pc 3* típus előfordulása nappalra, a *pt* típus normális alakjának előfordulása viszont éjszakára korlátozódik. Természetesen nem csupán ezek a pulzáció-típusok vannak. Ismét kizárva a viharos napokat, a következő pulzációk együttes megjelenése szokásos:

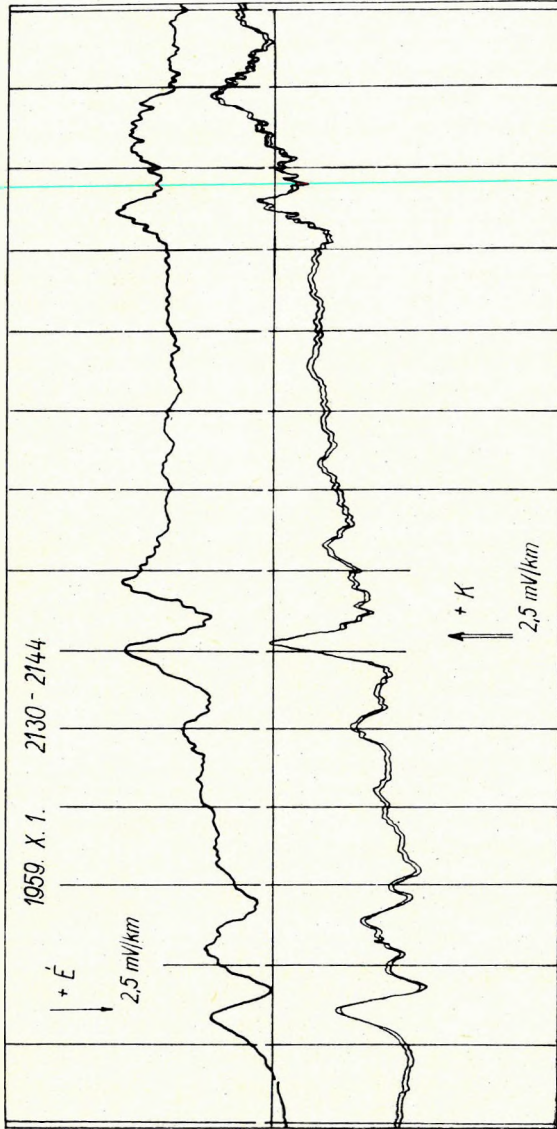
a) Nappali pulzációk (1. ábra): a *pc 3*, tehát a 20–30 sec-os változásokkal nagyon gyakran kb. 5 perces periódusú pulzációk is megjelennek (*pc 5*). Újabban, a napfolt-minimum felé haladva a 40–50 sec-os pulzációk is gyakoribbá válnak a Nagycenk melletti obszervatóriumban végzett megfigyelések szerint.



1. ábra. Szabályos jellegű nappali pulzációk (*pc 3*), 3–4 hullámból álló hullámcsoportokkal

Фиг. 1. Регулярные дневные пульсации (*pc 3*) с группами из 3–4 волн

Abb. 1. Regelmässige Tagespulsationen (*pc 3*) mit Wellengruppen aus 3–4 Wellen



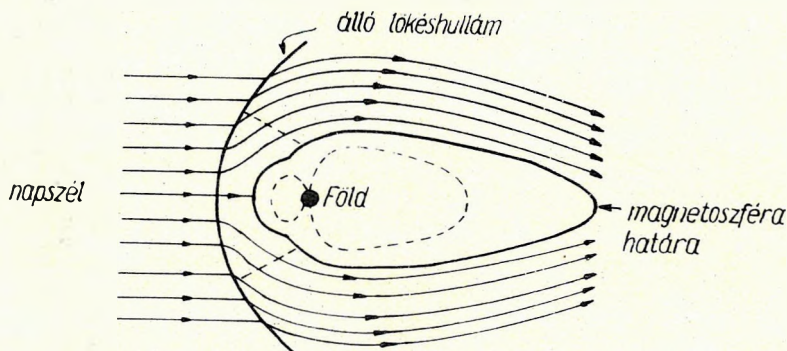
2. ábra. Gyors egymásutánban jelentkező három pt-pulzáció, a kisperiódusú pi 1 egyre határozottabb jelenlétével

Фиг. 2. Три пульсации pt, быстро следующие друг за другом, со все более резко выделяющейся короткопериодной пульсацией pi 1

Abb. 2. Drei rasch nacheinander auftretende pt-Pulsationen mit immer mehr ausdrücklicher Erscheinung der kurzperiodischen pi 1 Pulsation

b) Éjszakai pulzációk (2. ábra). Éjszaka sokkal változatosabb a pulzációk előfordulása. A legjellemzőbb a pt. impulzusszerű kezdettel, viszonylag rövid, legfeljebb félórás tevékenységgel. Elsősorban a napfoltmaximum idején gyakori a pt-vel együtt a rövidperiódusú, ugyancsak csillapodó vibráció. Az impulzusszerű tevékenységen kívül a pi 1 variációk a nagyobb tevékenységű napokon egészen hosszú ideig is megmaradtak (általában 1 perces variációk nélkül), sőt viharos napokon még nappal is folytatódtak. Ezekon kívül elsősorban napkelte és napnyugta idején gyöngyök (pc 1) is megjelenhetnek.

A kétféle együttes közötti eltérések magyarázata régebben elég nehéznek látszott, ma azonban, amióta tudjuk, hogy a magnetoszféra alakja olyan víz-csepphez hasonlítható, amelynek elnyúlt vége a Nappal ellentétes, (AXFORD, 1962) (3. ábra), tehát éjszakai oldalon helyezkedik el, ez természetesnek látszik. A probléma ma inkább annak magyarázata; milyen mechanizmusok hozzák létre az egyes jelenségeket? A következőkben a két legjellegzetesebb típus, a pc 3 és pt sajátosságait elemezzük.



3. ábra. A magnetoszféra alakja AXFORD nyomán

Фиг. 3. Фигура магнитосферы по Аксфорду

Abb. 3. Die Form der Magnetosphäre nach Axford

3. Az első kérdés: vajon a pc 3 és pt között lehet-e időbelileg határvonalat húzni, vagy pedig a két jelenség fokozatosan alakul át? WARD (1963) elképzelése szerint akkor, amikor az erővonalak a magnetoszféra éjszakai, megnyúlt részébe vezetnek, a hosszabb periódusú pt alakul ki, ezzel szemben nappal az összenyomott, napfelőli oldalon a rövidebb periódusú pc 3 jön létre. SAITO (1962) véleménye szerint éjjel az erővonalak rezgése nem terjedhet ki az egész magnetoszférára, hanem csak az ionoszféra tetejétől a magnetohidrodinamikus hullámok sebességének maximumójáig, kb. 3000 km magasságig (így keletkezik a pi 1, 3–8 sec-os periódussal), s reggel a rezgések fokozatosan átmennek a pc 3-ba, amelynél már a teljes erővonal mentén játszódik le a jelenség. Mindkét elképzelés szerint a periódusok fokozatosan változnak meg, egyiknél a pi 2 rövidülésével, a másiknál a pi 1 hosszabbodásával, és emellett a pc 3-mal egyidejűleg egyik éjszakai típusnak sem szabadna fellépnie.

A Nagycenk melletti obszervatórium 6 év alatt összegyűlt gyors regisztrátumai alapján az éjszakai és a nappali tevékenység közötti átmenet jellegét vizsgáltuk. Az éjszakai tevékenységet úgy definiáltuk, hogy a periódus vagy 10 sec-nál kisebb, vagy 60–150 sec-os. Lehetséges, hogy a két sáv együttesen szerepel. Az utolsó ilyen feltételeket kielégítő pulzációcsoportot tekintettük az éjszakai tevékenység végének. Olyan esetekben, amikor a nappali tevékenység periódusa nagyon kicsi, vagy nagyon nagy volt, a szabályosság alapján vontunk határt; az ilyen esetek száma azonban egészen elenyésző. A periódus-kritérium alapján az esetek túlnyomó többségében könnyen megvonhatuk a határt. Az átmenetek jellegét a következőképpen csoportosítottuk:

- A az éjszakai tevékenység után pulzációmentes időszak, majd nappali pulzációk,
- B az éjszakai tevékenység után közvetlenül, átmenet nélkül, ugrás-szerűen megjelenő nappali tevékenység,
- C a pi 1-ből kifejlődő pc 3,
- D a pi 2-ből kifejlődő pc 3,
- CD a pi 1 és pi 2 periódusa felől egyszerre kifejlődő pc 3,
- E nappali és éjjeli típusú pulzációk együttes jelentkezése.

Ezekon kívül voltak nem besorolható esetek is (pl. nem volt éjszakai tevékenység). A nagyobb és kisebb napfoltszámú években ezeknek a típusoknak a gyakoriságát az I. táblázat mutatja.

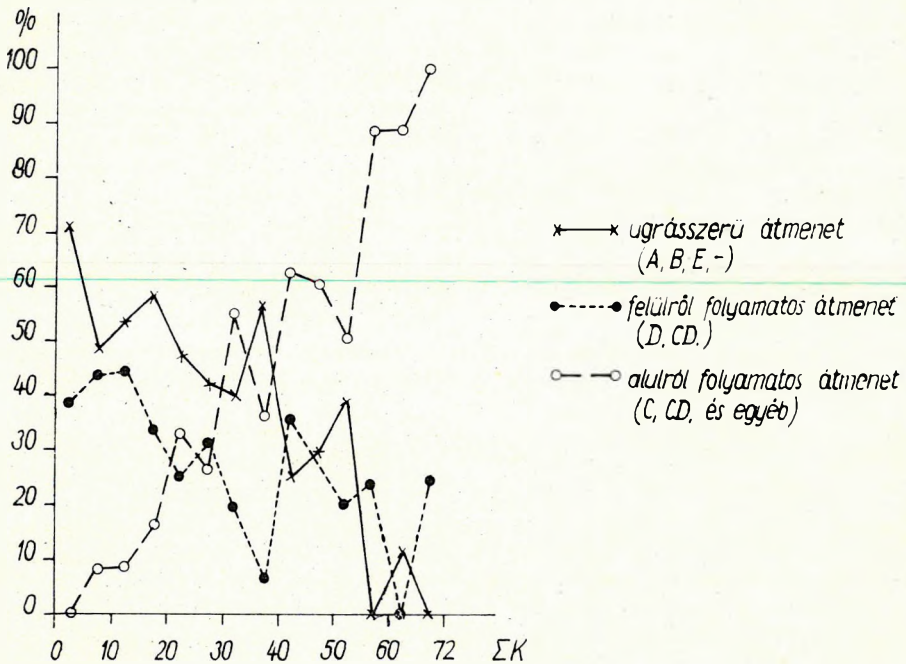
I. táblázat

Időszak	A	B	C	D	CD	E	Egyéb	Felülről, alulról		
								ugrás		folyamatos átmenet
								%	%	%
típusba tartozó esetek %-os aránya										
1957–1959	13	10	28	16	7	10	16	23	35	33
1960–1963	6	19	9	31	9	15	11	40	18	40

A táblázat szerint kb. fele-fele arányban fordulnak elő ugrásszerű és fokozatos átmenetek. Emellett kiderül, hogy a napfoltciklus alatt nagyon lényegesen megváltozott a fokozatos átmenetek jellege: a maximum idején az alulról, a minimum idején a felülről való átmenet volt gyakoribb. SAITO-nak a napfoltmaximum idején a C (alulról), WARD-nak a minimum közelében a D (felülről) típus tűnhetett fel, s erre alapozták fejtegetéseiket. Ez a megváltozás összefügg a spektrum általános megváltoztatásával a pulzációknál, mert a maximum évében a 4–12 sec körüli variációk nagyon gyakoriak voltak, a minimum felé haladva pedig egyre ritkultak. Ez a ritkulás nem magyarázható a tevékenység csökkenésével, mert azonos tevékenységre vonatkoztatva is jelentékeny marad a csökkenés.

Az átmenetek jellegét a napfoltszám mellett elsősorban a mágneses aktivitás mértéke szabja meg. A 4. ábrából látható, hogy nagy tevékenységnél az alulról folyamatos átmenet, vagy az egész nap megmaradó kisperiódusú tevékenység jellemző, míg kis tevékenységnél ezek a típusok nem is fordulnak elő.

Vizsgálataink szerint az átmenet időpontja független az évszaktól, tehát nincs összefüggésben a napkelte időpontjával, hanem szinte kizárólag a tevékenység függvénye (nagyobb tevékenységnél reggel későbbre tolódik).



4. ábra. A nappali és éjszakai típusú tevékenység közötti átmenet legfontosabb csoportjainak eloszlása

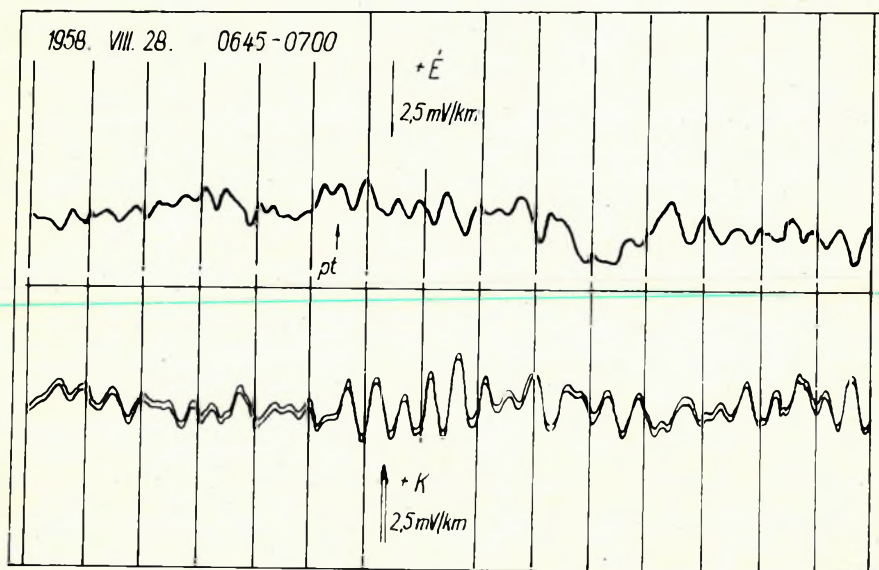
Фиг. 4. Распределение основных групп перехода от дневной активности в ночную, в зависимости от степени активности

Abb. 4. Die Verteilung der wichtigsten Gruppen der Übergänge zwischen der Tages- und Nachtaktivität

4. A következőkben a most ismertetett és más, itt részletesebben nem tárgyalandó vizsgálataink alapján a pt – pc típusú pulzációkkal kapcsolatban tett következtetéseinket ismertetjük.

A kétfajta jelenség szembeszökően elkülönül egymástól akkor is, ha a földfelszíni elterjedésüket vizsgáljuk. A pt-típusú pulzációk nagyon nagy távolságban is egyidejűleg jelentkeznek, a nappali féltekén legtöbbször nem a szokásos alakban, hanem oly módon, hogy nagyon könnyen erős, impulzuszerű pc-pulzációknak tekinthetők, (5. ábra) s a pt-eredet csak több obszervatórium megfigyeléseinek összehasonlítása alapján deríthető ki. Ezek szerint a pt világméretű jelenség, amelynek kifejlődéséhez a kedvező körülmények éjjel vannak meg; a nappali oldalon viszont a tipikus pt-k létrejöttéhez szükséges feltételek nincsenek meg.

A pt-kel kapcsolatban még megoldásra váró probléma: hogyan terjednek ezek az egyenlítőhöz közel fekvő területekre? NISHIDA (1964) az erővonalak irányára merőlegesen terjedő, módosult magnetohidrodinamikuss hullámokkal magyarázza a terjedést, s más japán kutatók álláspontja is általában ez.



5. ábra. Több obszervatórium által megfigyelt pt-pulzáció, amely Nagycenk mellett mint pc-impulzus jelentkezett (a korareggeli órákban)

Фиг. 5. Пульсация pt, наблюдаемая в ряде обсерваторий и появляющаяся в Надьценкской обсерватории (в раннеутренние часа) в виде импульсов pc

Abb. 5. pt-Pulsationen, die von mehreren Observatorien beobachtet wurden und die in Nagycenk (frühmorgens) als pc-Impulsen erscheinen

JACOBS és WATANABE (1964) a terjedést ionoszférikus áramrendszerrel magyarázza. Szerintünk az első feltevés látszik helyesebbnek, mert a pt-k csillapítása és az $F2$ réteg elektrontartalma között nem sikerült összefüggést találni. Ezzel szemben az első impulzus amplitúdója függ az f_0F2 -től (HOLLÓ, VERŐ, 1965).

A pc-típusú pulzációkat nagyobb távolságra csak nagyon ritkán sikerül korrelálni (eltekintve a már említett, átalakult pt-któl). A pc kizárólag a nap-pali féltekére szorítkozó, és még ott is eléggé szűken körülhatárolt területen fellépő jelenség. Jellemző, hogy Nagycenk, és a konjugált pontjához elég közel eső Hermanus között gyakran egyáltalán nem található párhuzam a pc-k eloszlásában (ÁDÁM, VERŐ, WALLNER, 1965).

Ma még nem tudjuk, a pc-k keletkezése hol megy végbe, melyik rezonáló üregben keletkeznek a pc-eket keltő magnetohidrodinamikusan hullámok. Nagyon sokféle elképzelés van SAITO és WARD már említett nézete mellett. Így pl. WESTPHAL és JACOBS (1962) a torzult dipoltérrel, ill. a plazmasűrűség változásával magyarázza a periódust. OBAYASHI és JACOBS (1958) egy régebbi tanulmánya feltételezi, hogy az 5 perc körüli periódusú, és sarkvidékeken (néha nálunk is) észlelhető pulzációk (pc 5) felharmonikusai a pc-k. A pc-k és pt-k közötti átmenet vizsgálata alapján SAITO (1962) és WARD (1963) nézete nem látszik bizonyítottnak, nyugodt időszakokban azonban mégis lehetséges talán

a felülről való átmenet, vagyis az, hogy a pt -k a magnetoszféra egészének rezgései. Megjegyezzük, hogy WARD is számol a magasabb felharmonikusok gerjesztésével aszerint, hogy mekkora a beérkező részecskeugárzás energiája (a nagyobb energiájú sugárzás mélyebben hatol be, s így az erővonalon a Föld felszínéhez közel eső részén keletkező zavar okozza a magasabb felharmonikus létrejöttét). Vizsgálataink szerint, amikor a pc és a $pc 5$ együttesen jelenik meg – még a legbonyolultabb esetekben is – a pc felfogható, mint a $pc 5$ több felharmonikusának eredője; valószínű tehát, hogy a pc -k valóban a magneto-hidrodinamikusan önperiódus felharmonikusai. (CZUCZORNÉ, VERŐ, 1965). Ezzel kapcsolatban nagyon jelentős a periódusok állandóságának vizsgálata különböző szélességeken, mert az eredmények nagyon ellentmondóak (VOELKER, 1962, KOMACK et al. 1964).

IRODALOM

- ÁDÁM, A., VERŐ, J., WALLNER, Á. (1966): Az elektromágneses pulzációk térbeli eloszlásának vizsgálata (Geofizikai Közlemények, 14 (1966) 20, Bp.)
- AXFORD, W. I. (1962): The interaction between the solar wind and the Earth's magnetosphere (Journ. Geoph. Research, 67. 3791. Richmond).
- BEMMELEN, W. van, (1906): On pulsations. (Observations made at the Royal Magnetical and Meteorological Observatory at Batavia, 29. 3. Batavia.)
- CZUCZOR, E-né, VERŐ, J. (1965): A földi elektromágneses tér pulzációinak kapcsolata a hosszabb periódusú változásokkal. (MTA Műszaki Tudományok Osztályának Közleményei, 35. 107.)
- ESCHENHAGEN, M. (1897): On minute, rapid periodic changes of the Earth's magnetism. (Terrestrial Magnetism, 2. 105. Baltimore.)
- HOLLÓ, L., VERŐ, J. (1965): Zusammenhänge zwischen elektromagnetischen Pulsationen und der F 2-Schicht. (Gerl. Beitr. z. Geoph. 74. 5. 353–356.)
- JACOBS, J. A., KATO, Y., MATSUSHITA, S., TROITSKAYA, V. A. (1964): Classification of geomagnetic micropulsations. (Geoph. Journal, 8. 341. London.)
- JACOBS, J. A., WATANABE, T. (1964): A model of geomagnetic micropulsation with long periods. (Can. J. Phys., 42. 200. Ottawa.)
- KOMACK, R. L., ORANGE, A. S., BOSTICK, F. X., CANTWELL, T. (1964): Simultaneous measurement and spectral analysis of micropulsation activity. (Nature, 460. London.)
- NISHIDA, A. (1964): Theory of irregular magnetic micropulsations associated with a magnetic bay (Journ. Geoph. Research, 69. 947. Richmond.)
- OBAYASHI, T., JACOBS, J. A. (1958): Geomagnetic pulsations and the Earth's outer atmosphere. (Geoph. Journal, 1. 53. London.)
- SAITO, T. (1962): Statistical studies of three types of geomagnetic continuous pulsations. (Sci. Rept. Tohoku University, Ser. V., 14. 81 Tokyo.)
- TROICKAJA, V. A. (1953): Dva kolebatyelnüh rezsima elektromagnitnogo polja i ih szutocsnüh hod po mirovomu vremenyi. (Doklady AN SzSzsZr, 93. 261. Moszkva.)
- VOELKER, H. (1962): Zur Breitenabhängigkeit der Perioden erdmagnetischer Pulsationen. (Naturwissenschaften 49. 8. Braunschweig.)
- WARD, S. H. (1963): Dynamics of the magnetosphere. (Journ. Geoph. Research, 68. 781. Richmond.)
- WESTPHAL, K. O., JACOBS, J. A. (1962): Oscillations of the Earth's outer atmosphere and micropulsations. (Geoph. Journal. 6. 360. London.)