

Debat

A MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET KIADVÁNYA

# GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK

XVIII. KÖTET, 3. SZÁM

MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST

1968

Felelős szerkesztő:

MÜLLER PÁL

Szerkesztő bizottság:

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

Szerkesztő:

SZÉNÁS GYÖRGY

Felelős kiadó:

MÜLLER PÁL igazgató

Megjelent a Műszaki Könyvkiadó gondozásában

Azonossági szám: 060; Ívterjedelem: 9,75; Példányszám: 1150

68.3217. Állami Nyomda, Budapest

## JUBILÁL A MAGYAR ÁLLAMI FÖLDTANI INTÉZET

A földtani kutatás évszázados hagyományokkal rendelkező klasszikus tudomány, amely azonban sohasem volt még ennyire aktuális, élő és fejlődő mint éppen napjainkban.

Ebben az évben ünnepeljük a Magyar Állami Földtani Intézet hivatalos megalakulásának századik évfordulóját. Ez alatt az évszázad alatt sok száz kutató, köztük számos európai hírű tudós dolgozott a Földtani intézet keretei között. Az ő munkájuk eredménye az a felmérhetetlen értékű nemzeti vagyont képező földtani adat- és ismerethalmaz, amelyen mai földtani szemléletünk alapul, s amely mindenemű további földtani kutatásunknak is nélkülözhetetlen alapja.

Korunk hatalmas iramban fejlődő technikájának egyre növekvő nyersanyagigénye a földtani kutatásoknak egyrészt rohamosan táguló perspektívát biztosít, másrészt új kutatási lehetőségeket teremt. Így jött létre az utolsó évtizedekben a földtani kutatásoknak számos speciális tudományága, köztük a geofizika. A Magyar Állami Földtani Intézet és a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet kutatómunkáját szoros együttműködés jellemzi, mind a konkrét ipari célú kutatásokban, mind pedig az ország átfogó és rendszeres földtani térképezési munkáiban. Közös térképkiadványaink tudományos és baráti kapcsolataink legszebb bizonyítékai.

Az 50 éves Geofizikai Intézet ezuton kíván további sikeres munkát a 100 éves Magyar Állami Földtani Intézetnek.

Budapest, 1969. február

*A M. Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézet  
Igazgatósága*

## TARTALOM

<i>Aczél Etelka – Stomfai Róbert: A keleteurópai országok egységes mágneses szintjének problémái</i> .....	5
<i>Ádám Oszkár: A szeizmikus felszíni zavarhullámok</i> .....	11
<i>Bencze Pál: Szporadikus E ionizáció közepes földrajzi szélességen</i> .....	47
<i>Külczér Gyula: Az excentrikus Földdipólus mágneses potenciálterének koherens multipólus sora</i> .....	59
<i>Lányi János – Rákóczy István: Vízben robbantással keltett nyomáshullámok terjedésének mérése</i> .....	97
<i>Sz. Pintér Anna – Kőrös István: Táblázatok háromdimenziós tömeghatáásszámításhoz</i> .....	103

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Э. Ацел – Р. Штомфай: О проблемах единого магнитного уровня стран Восточной Европы</i> .....	5
<i>О. Адам: Анализ поверхностных волн-помех</i> .....	11
<i>П. Бенце: Спорадическая ионизация E на средних широтах</i> .....	47
<i>Дь. Кильцер: Ряд когерентных мультиполей магнитного потенциального поля эксцентричного диполя Земли</i> .....	59
<i>Я. Лани – И. Ракоци: Изучение ударных волн, возбужденных взрывом в воде</i> ..	97
<i>А. Пинтер – И. Кёрш: Таблицы для вычисления эффекта трехмерных тел</i> .....	103

## CONTENTS

<i>E. Aczél – R. Stomfai: The problems of the uniform geomagnetic level of the Eastern European countries</i> .....	5
<i>O. Ádám: An analysis of the seismic ground roll</i> .....	11
<i>P. Bencze: Sporadic E at medium latitudes</i> .....	47
<i>Gy. Külczér: The series of coherent multipoles of the magnetic potential field of the excentric Earth-dipole</i> .....	59
<i>J. Lányi – I. Rákóczy: Investigations of pressure-waves generated by explosion in water</i> ..	97
<i>A. Pintér – I. Kőrös: Tables for three-dimensional mass-effect computations</i> .....	103

## A KELETEURÓPAI ORSZÁGOK EGYSÉGES MÁGNESES SZINTJÉNEK PROBLÉMÁI

ACZÉL ETELKA – STOMFA I RÓBERT

Э. АЦЕЛ – Р. ШТОМФАН

О ПРОБЛЕМАХ ЕДИНОГО МАГНИТНОГО УРОВНЯ СТРАН ВОСТОЧНОЙ ЕВРОПЫ

В работе излагаются результаты измерений, проведенных аппаратурой Тиханьской обсерватории при различных температурах. Температурные постоянные приборов QMZ и BMZ дают удовлетворительные поправки даже при больших разницах температуры.

Для уточнения магнитного уровня обсерваторий авторы предлагают Европейским обсерваториям проводить одновременные сравнительные измерения в одном и том же пункте.

E. ACZÉL – R. STOMFAI

THE PROBLEMS OF THE UNIFORM GEOMAGNETIC LEVEL OF THE EASTERN  
EUROPEAN COUNTRIES

In the paper, the results of measurements carried out on different temperatures with the instruments of the Observatory of Tihany are presented. It is constated that the temperature constants of the QHM and BMZ instruments furnish good correction values even in case of large temperature differences.

It is suggested by the authors that in order to determine the magnetic level of the observatories with a higher degree of accuracy simultaneous comparative measurements should be made by the European observatories in the same point.

A keleteurópai országok geofizikus szakemberei 1963-ban térképszerkesztő munkabizottságot alakítottak, amely azóta többízben foglalkozott az egységes mágneses térképszerkesztés kérdéseivel. A bizottság körvonalazta a résztvevő országok feladatait, és egységes pontosságú követelményeket állított fel.

A munkabizottság határozata értelmében a  $D$ ,  $H$  és  $Z$  földmágneses elemek egységes értékszintjének, ezek szekuláris változásának meghatározására össze kell mérni a résztvevő országok obszervatóriumait, szekuláris alappontjait, csatlakoztatni kell az országos alaphálózatmérések eredményeit.

Az 1963-ban Potsdamban tartott első munkaiülésen az obszervatóriumok szintjének összemérésében

<i>D</i> -ben	$\pm 0,5'$
<i>H</i> -ban	$\pm 5\gamma$
<i>Z</i> -ben	$\pm 20\gamma$

a szekuláris pontok összemérésénél pedig

<i>D</i> -ben	$\pm 1'$
<i>H</i> -ban	$\pm 10\gamma$
<i>Z</i> -ben	$\pm 25\gamma$

pontosságban állapotok meg.

Az 1966-ban megtartott budapesti megbeszélésen megvitatták a mérések-nél elérhető pontosság fokozásának technikai lehetőségeit, és megállapodtak abban, hogy az obszervatóriumok és a szekuláris pontok összemérése során az egyes földmágneses elemek meghatározásánál

<i>D</i> -ben	$\pm 0,5'$
<i>H</i> -ban	$\pm 2\gamma$
<i>Z</i> -ben	$\pm 5\gamma$

pontosságra kell törekedni.

Ahhoz, hogy a fenti szűkebb hibahatárokon belül maradjunk, összes műszerünket alapos ellenőrzésnek kellett alávetni.

A fenti szövegben az „összemérés” pontosságát úgy kell érteni, hogy a mért különbségek hibája nem lehet nagyobb a határozatban megszabottnál. Az „egységes értékszint” megállapításánál viszont kézenfekvő az a törekvés, hogy azok a térerősséértékek, amelyekben végül is mint egységesekben megállapodunk majd, ne egyszerűen csak valamilyen középértékek legyenek, hanem lehetőleg közel álljanak a fizikai mértékrendszerekben definiált értékükhöz. Olyan megbízható adatrendszert kell nyerni, amely később lehetőleg nem szorul újabb korrigálásra.

### Abszolút mérések az obszervatóriumok mágneses szintjének meghatározására

Egy obszervatórium mágneses elemeinek pontos értékszintjét akkor ismernénk, ha valamennyi földmágneses összetevő értékét rendszeresen abszolút méréssel határoznánk meg.

A térelemek közül a deklináció (*D*) és az inklináció (*I*) abszolút mérése egyszerű módszerünk és műszerünk van. A térerősség abszolút értékének mérése azonban részben igen hosszadalmas, részben pedig csak kerülő úton oldható meg.

A vízszintes térerősség (*H*) méréseére Gauss dolgozott ki eljárást, és bizonyos műszertechnikai tökéletesítésektől eltekintve az ő módszerét alkalmazzuk ma is. Az abszolút *H* érték néhány gammára pontos megmérése mérés technikai nehézségek miatt több hónapos munka, a legtöbb obszervatórium ezért nem végez abszolút *H* mérést, hanem relatív műszerekkel hasonlítja saját mágneses szintjét egy olyan obszervatórium szintjéhez, amely nagyobb felkészültséggel rendelkezik, és rendszeresen megismétli a Gauss-féle *H* mérést.

A függőleges térerősség ( $Z$ ) közvetlen mérésére egyáltalán nincs abszolút műszer, értékét a  $Z = H \operatorname{tg} I$  összefüggésből számítjuk. Természetesen ez a  $Z$  érték mind  $H$ -nak, mind pedig  $I$ -nek a mérési hibáját tartalmazza.

A Tihanyi Observatóriumban a deklinációt ( $D$ ) rendszeresen abszolút méréssel határozzuk meg. A horizontális intenzitás ( $H$ ) és az inklináció ( $I$ ) kellő pontosságú abszolút mérésére nincs lehetőségünk. Ehelyett  $H$ -t és  $Z$ -t mérjük, relatív műszerekkel.

### Relatív mérések az observatóriumok mágneses szintjének meghatározására

Mint az előzőekben láttuk, a földmágneses térerősségelemek abszolút mérése hosszadalmas, körülményes és nagy felkészültséget kívánó feladat. Az observatóriumok közötti különbségek meghatározására azonban rendelkezünk olyan műszerekkel, amelyeknek a kezelése egyszerű, működése gyors, pontossága pedig eléri, sőt meghaladja az abszolút mérésekét. Ezek a Dan la Cour által szerkesztett *QHM* (Quartz Horizontalforce Magnetométer) és *BMZ* (Balance Magnetic Zero) műszerek.

Hazai observatóriumainkban a  $H$  és  $Z$  térerősségkomponensek nagyságát a *QHM* és a *BMZ* műszerekkel végzett összehasonlító mérésekből ismerjük. A hozzánk legközelebb fekvő európai observatóriumok közül Rude Skov (Dánia) és Niemegek (NDK) a térerősség abszolút szintjét rendszeresen ellenőrzi. A dániai műszergyár a Rude Skov-i bázisponton állapítja meg a műszerállandókat; ott hitelesítik először a műszert. A további ellenőrző összehasonlításokat a Niemegeki Observatórium műszereivel végezzük.

A *BMZ* és *QHM* műszereket általában abszolút műszereknek nevezik és a velük végzett mérést abszolút mérésnek tekintik. Ez részben indokolt, mert ezekkel az eszközökkel nem kell naponta bázismérést végezni, és mégis azonnal a térerősség abszolút értékét kapjuk eredményül. Nem szabad azonban elfelejteni, hogy a műszergyár a Rude Skov-i alapponton egy alapos bázismérést végzett, és minden további observatóriumi és terepi mérés tulajdonképpen ehhez a bázishoz viszonyított különbségmérés. Ezek az „abszolút” műszerek tehát csak annyiban különböznek a terepi méréseknél használt relatív műszerektől, hogy csak ritkán igényelnek bázismérést, mert állandóikat hosszú időn keresztül megőrzik.

### A műszerállandók felülvizsgálata az összemérések pontosságának fokozására

A bevezetőben ismertetett pontossági követelmények a *QHM* és *BMZ* műszerekkel történő mérésekre vonatkoznak. Observatóriumunk feladata ebben a munkában az, hogy összemérésekkel és egyéb módszerekkel törekedjék az abszolút mágneses szintek minél pontosabb megközelítésére és megtartására.

E cél érdekében 1966 és 1968 tavaszán mérésorozatot végeztünk *QHM* és *BMZ* műszereinkkel a Tihanyi Observatóriumban. Ellenőriztük azokat a hőmérsékleti állandókat, amelyeknek helyes értéke nemzetközi összemérés nélkül is meghatározható. Az alábbi megfontolás mutatja, hogy a hőmérsékleti hatások pontos korrigálása mennyire fontos.

Műszereink acélmágneseinek momentuma a hőmérséklet változásának hatására a következő összefüggés szerint változik:

$$M = M_0 - M_0 \mu t$$

ahol  $M_0$  a mágnes momentuma 0 °C-on,  $\mu$  egy anyagi állandó, amelynek értéke a *BMZ* műszereknél átlag

$$\mu = 3 \cdot 10^{-4} / \text{C}^\circ.$$

Ebből következik, hogy a hőmérséklet mérésében már 0,3 °C bizonytalanság egy tizedredrész bizonytalanságot okoz a momentum és ezen keresztül a térerősség meghatározásában. Hazánkban a függőleges térerősség értéke kb. 40 000 gamma, a hőmérséklet mérésében elkövetett 0,3 °C hiba tehát mintegy 4 gamma hibát eredményez a függőleges térerősség meghatározásában, majdnem annyit, mint amennyit az összemérésekre előírt hilahatár megenged. További nehézséget okoz az is, hogy a műszer főmágneseinek hőmérsékletét mérő hőmérő csak felületileg érintkezik a mágnessel, azaz sohasem pontosan a mágnes belső hőmérsékletét méri. A mágnes hőállapotára csak kerülő úton, a hővezetés sebességéből lehet következtetni.

### Az ellenőrző mérések eredményei

A hőmérsékleti állandók ellenőrzését úgy végeztük, hogy a műszerekkel először 15 °C, majd 30 °C körüli külső hőmérsékleten mértünk. A mérések kiértékelését a szokásos módon végeztük, azaz a gyári műszerállandókkal számítottuk a hőmérsékleti korrekciókat. Az eredmények azt mutatták, hogy a hőmérsékleti állandók megváltoztatására egyelőre nincs szükség. A hőmérsékleti javítást ezekkel az állandókkal végezve, még 15 °C hőmérsékletkülönbség mellett is olyan minimális eltéréseket kapunk, amelyek a bevezetőben említett szorosabb hibakorlátokon is belül maradnak.

A *BMZ* műszerekkel végeztünk olyan mérésorozatot is, amelynél a külső hőmérséklet gyorsan változott. A megfelelő korrekciós tagok alkalmazásával mindig ugyanazt az eredményt kaptuk. Ezzel kimutattuk, hogy a szekuláris pontokon történő méréseknél a külső hőmérséklet gyors változása sem okoz mérhető hibát.

### Javaslat egyidejű nemzetközi összemérésekre, a keleteurópai országok egységes mágneses szintjének megállapítására

A német, cseh és lengyel obszervatóriumok műszereivel már a múltban is összehasonlítottuk saját műszereinket. Az összemérések minden esetben azzal a megnyugtató eredménnyel zárultak, hogy a Tihanyi Obszervatórium mágneses szintje néhány gamma ingadozástól eltekintve állandó, szisztematikus időbeli



menetet nem mutat. E kisebb ingadozások okát eddigi mérésorozataink alapján nem lehet kideríteni, mert eddig minden összeméréskor csupán két obszervatórium műszereit hasonlítottuk össze. Ha eltérést tapasztaltunk, nem tudtuk megállapítani, hogy a mérésben résztvevő melyik fél műszerállandói nem megfelelőek. Az obszervatóriumok páronkénti összemérése néhány éven belül történt, de tekintve, hogy a műszerállandók időben lassan változhatnak, az ilyen összemérések nem szolgáltatnak egységesen értékelhető adatrendszert. Pl. a tihanyi, pruhonicei és niemegki  $QH_M$  műszerekkel 3 összemérés történt. Az eredmények a következők voltak:

1953-ban	$H_{Pr} - H_{Ti} = 33\gamma$
1954-ben	$H_{Pr} - H_{Ni} = 34\gamma$
1958-ban	$H_{Ti} - H_{Ni} = 10\gamma$

Látható, hogy a  $H_{Ti} - H_{Ni}$  különbség az első két összemérésből számítva  $1\gamma$ , a közvetlen összemérés szerint pedig  $10\gamma$ . Az obszervatóriumok ilyen körösszeméréséből tehát nem derül ki, hogy melyik műszer mikor és mennyivel változtatta meg az állandóit.

E tapasztalatokon okulva javasoljuk, hogy a jövőben ne csak ilyen páros összeméréseket szervezzünk, hanem legalább 4–5 obszervatórium műszereivel mérjünk egyidőben és ugyanazon a helyen. Egy ilyen közös mérés lehetővé teszi, hogy az eltérő eredmények okát azonnal megkeressük, a kiugró értékeket szolgáltató műszerekkel a mérést körültekintőbben megismételjük, és a legvalószínűbb szintben azonnal megállapodjunk.

### Újabb lehetőségek az egységes mágneses szint megállapítására

Az utóbbi évtizedben szerkesztettek olyan magnetométerekeket, amelyekben az acélmágnesek szerepét elemi részecskék veszik át. Az elemi részecskék mágneses momentuma nem függ a hőmérséklettől, amelynek ingadozása a klasszikus műszerekkel történő mérést erősen zavarja. E műszerek nagy előnye a klasszikus műszerekkel szemben, hogy a térerősségmérést sikerült időmérésre visszavezetni. Minthogy időmérésre igen pontos eszközeink vannak, a nukleáris magnetométerek a mágneses térerősségmérés érzékeny, pontos és valóban abszolút műszerei.

A protonrezonanciás magnetométerekkel sikerült 1 gammás mérési reprodukálhatóságot elérni. Így megvan a lehetőség arra, hogy ezek a műszerek jövőben a térerősség obszervatóriumi standardjaul szolgáljanak. A megbízható egységes mágneses szint megállapítása is az obszervatóriumi protonrezonanciás műszerek alkalmazásától várható. Ehhez természetesen el kell majd végezni az egyes obszervatóriumok protonrezonanciás műszereinek összemérését is. Az obszervatóriumok összemérése ilyen szempontból akkor válik majd aktuálissá, ha valamelyik obszervatóriumnak lesz olyan megbízható, hordozható protonmagnetométere, amelyet már összemértek saját obszervatóriumi műszerükkel.

A Tihanyi Obszervatórium rendelkezik obszervatóriumi protonrezonanciás magnetométerrel. Egyelőre azonban még nincs tapasztalatunk arról, hogy milyen pontossággal tartja a szintjét más obszervatóriumok hasonló műszereihez viszonyítva, mert összemérésre eddig még nem volt alkalmunk. Ezen a téren most kezdenek kibontakozni a nemzetközi együttműködés körvonalai.

Sajnos minden nehézséget a protonmagnetométerek sem oldanak meg. Ezek a teljes térerősséget,  $T$ -t mérik, abból pedig a vízszintes és a függőleges térerősség csak az inklináció ismeretében számítható ki a

$$H = T \cdot \cos I \qquad Z = T \cdot \sin I$$

összefüggések alapján.

Az inklinációmérés százalékos hibája jelenleg messze felülmúlja  $T$  hibáját, és a fenti képletekkel számított  $H$  és  $Z$  érték öröklő az inklinációmérés pontatlanságát. Ezért a  $H$  és  $Z$  szintek tartásában még hosszú ideig a nemzetközi összemérésekre vagyunk utalva.

## A SZEIZMIKUS FELSZÍNI ZAVARHULLÁMOK

ÁDÁM OSZKÁR

О. АДАМ

### АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН-ПОМЕХ

Волны-помехи охватывают, по сути дела, два типа волн: первый тип, характеризующийся наибольшей интенсивностью, представлен вертикально поляризованной поперечной волной (SV), а второй, менее интенсивный тип – волной Релея, состоящей из одного или, возможно, двух циклов. Различные составляющие волн первого типа распространяются в различных проводящих средах и происходят из различных источников.

Кроме этого обсуждаются механизм волн-помех и динамические особенности их отдельных составляющих.

О. АДАМ

### AN ANALYSIS OF THE SEISMIC GROUND ROLL

The ground roll, in fact, comprises two wave-types: the first and of greatest intensity is the vertically polarized transverse wave (SV); the second and of smaller intensity is the Rayleigh wave consisting of one cycle, eventually of two cycles. The different components of the former travel in different wave-guides and the individual components originate from different sources. Beside this, consideration is given to the ground roll mechanism and the dynamical characteristics of the ground roll components.

### Bevezetés

A legmodernebb szeizmikus technológiai eljárások során is nap mint nap találkozunk a zavarhullámmal, amely rendszerint nagy területeken teszi lehetővé a hasznos jel észlelését, azaz a pontos földtani kép meghatározását.

Magyarországon, bár az elmúlt évek során a magnetofonos jelrögzítésű analóg berendezések, a geofon és robbantópont csoportok, de méginkább a horizontális többszörös fedésű, összegező észlelési rendszerek (stacking) alkalmazása lényeges előrelépést jelentett, a zavarhullám azonban ezek ellenére ma is van, a zavarhullámos néma területek kiterjedése sem csekély, gazdaságilag sem jelentéktelen. Ezekben a területeken eredményes munkát csak akkor fogunk tudni végezni, ha a zavarhullámok alaptermészetét, összetevőit és mechanizmusát tisztázzuk.

Hazánkban a zavarhullámok a laza konszolidálatlan üledékekhez kapcsolódnak. Ilyen a lösszel borított DNY Dunántúl területe (SZÉNÁS Gy., ÁDÁM O., 1953), valamint a Dunántúl más, enyhén dombos területei, — ahol a talajvízszint mélyen van. De a zavarhullámoktól terhesek az Alföld olyan területei is, ahol — mint például Hajdúszoboszló, Zagyvarékás, stb. (POLCZ, 1963, OKGT SZKŰ 1958, 1959, SZÉNÁS, 1962) a talajvízszint ugyan a felszínen, vagy a felszínközélen van, de a felszíni és felszínközeli nagyon laza, konszolidálatlan üledékek rendkívül rossz energiaközvetítők és jó zavarhullám vezetőik.

Zavarhullámos területeinkről POLCZ IVÁN diplomamunkájában (1963), a lehetőségekhez mérten — jó összeállítást közölt. A legmarkánsabbak ma is a régi területek, a DNY dunántúli lösz terület és a Hortobágy némely nagyobb kiterjedésű, többnyire mocsaras, szikes területe; de számos más, kisebb folt is a Dunántúlon és az Alföldön. Ha pedig ide soroljuk azokat a területeket is, ahol reflexiós információ nyerhető ugyan, de annak minősége az összes felsorolt és fel nem sorolt technológiai eljárások alkalmazása ellenére sem kielégítő, további területek nevezhetők meg mind az Alföldről, mind a Dunántúlról.

Ebben a tanulmányban olyan kísérletek eredményeit ismertetjük, amelyeknek a következő kérdésekre kellett választ adniok:

1. *Milyen felszínközeli talajszerkezet hozza létre a zavarhullámot.*
2. *A zavarhullám egyetlen felületi hullámot, vagy több, különböző jellegű hullámot tartalmaz-e.*
3. *Amennyiben különböző hullámcsoportokat tartalmaz, melyek azok keletkezésének, gerjesztésének feltételei.*
4. *Milyen a töltetnagyság, a töltetmélység és töltetalak hatása a zavarhullámra, vagy annak egyes összetevőire.*

A zavarhullámot, — az összetevők felületi-hullám jellege miatt, — általában a legfelső néhány méter vastagságú kissebességű zónához kötik (EWING et AL. 1957, KISSLINGER 1959). A különböző területeken végzett „modell” kísérletek során a Rayleigh, Sezawa  $M_1$  és  $M_2$  hullámoknak és ezek módosulatainak, valamint a Rayleigh és Love hullámok kombinációjának jelenlétét állapították meg. A hullámvezetőben terjedő hullámot csupán egy-két esetben említik (DOBRIN et AL. 1954, HOWELL 1957). A feladatot általában csak a hullámtípusok és ezek legjellegzetesebb paramétereinek meghatározásáig oldották meg. Néhány diszperziós görbe értékelésén túl sem a rétegsor meghatározására, sem pedig a zavarhullám-mechanizmusra nem fektettek súlyt.

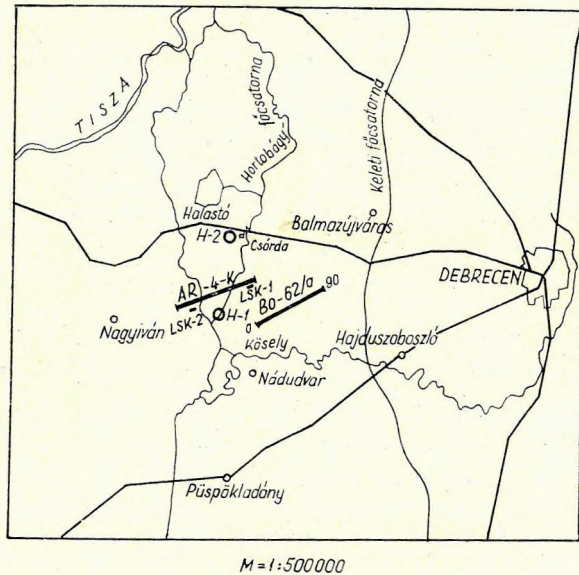
Csupán HAGEDOORN (1962) és RUDNYICKIJ (1965) foglalkozott a zavarhullám-mechanizmussal is. Amíg Hagedoorn a zavarhullám mechanizmus felépítésénél a mélybe hatoló transzverzális hullámot is számításba veszi, addig Rudnyickij az egyes hullámok konverziójának tulajdonít nagy jelentőséget; szerinte a robbantás mélységére és minőségére érzéketlen zavarhullámcsoportok ezzel értelmezhetők.

Ugyancsak érdekesek azok a megállapítások, amelyek a Rayleigh hullám nem teljesen kialakult jellegével foglalkoznak (MASON 1957, DOBRIN et AL. 1951, stb.); Ezek lényege, hogy olyan heterogén rétegösszletnél, amely a zavarhullámos területeket jellemzi, nem várható a klasszikus értelemben vett Rayleigh hullám megjelenése.

## Az LSK – 2 kísérlet

A hortobágyi zavarhullámos néma terület Balmazújváros és Nagyiván között terül el. Ezen a területen több ízben kísérletek meg reflexiós mérést. 1949-ben és 1954-ben az ELGI, 1958-ban az OKGT SzKŰ (HÁMOR, UJFALUSSY, 1959) és végül 1962 őszén ismét az ELGI szeizmikus osztálya (SZÉNÁS, 1962) kezdett geofonsoporttal és szelvény mentén elhelyezett robbantópontokkal (Linear Shooting Kísérlet = LSK) kísérleteket. A kísérleti mérések – a bonyolultabb felvételi technika segítségével – bizonyos mértékben szűkítették ugyan a nagy zavarhullám-intenzitású zónát, de véglegesen nem tüntették el.

Az 1962 őszén mért kísérleti vonalak (LSK) helyzetét az 1. ábra mutatja be, feltüntetve az OKGT 1958-ban mért kísérleti vonalát (Bo – 62/a) is.



1. ábra. A hortobágyi kísérleti terület térképázslata  
 Фиг. 1. План района опытных работ Хортобадь  
 Fig. 1. An outline sketch of the area of the experiments

Az LSK vonalak területén a felszínközeli viszonyokat jellemző rétegsor a következő (Hortobágy I. mélyfúrás; SCHMIDT 1923):

- 0 – 0,5 m-ig termőföld
- 1,20 m-ig kissé meszes, sárga agyag
- 3,50 m-ig kékesszürke agyag
- 6,00 m-ig világosszürke, meszes agyag
- 23,00 m-ig finom homokos agyagok váltakozása
- 34,00 m-ig kékesszürke, agyagos márga
- 111,80 m-ig szürke, barnásszürke, finom homokos agyagok (1 – 2 m-s) váltakozása
- 127,80 m-ig szürke, barnásszürke, márgás agyagok váltakozása.

A mélyfúrás talpmélysége 1115,04 m.

A talajvízszint néhány (2–3) méteren belül a legszárazabb időben is elérhető.

A felszínközeli talajszerkezet megismerésére telepített kisrefrakciós szelvények és a normális reflexiós felvételek első beérkezéseiből számított rétegtellességek különösebb rendellenességre első látásra nem utalnak.

A reflexiós felvételekre általában jellemző a nagy intenzitású szabályos zavarhullám, amely néha – interferenciák következtében – szabálytalanná válik. A felvételeken több, különböző látszólagos sebességű zavarhullám látszik. POLCZ (1963) gyűjtése szerint Hajdúszoboszló környékén 250, 230 és 160 m/sec látszólagos sebességű zavarhullámok fordulnak elő, de 470 és 290–300 m/sec sebességű zavarhullámokat is észleltek.

1962-ben GMGY-GS-11 típusú, hordozható szeizmikus felvevő berendezést és 7 cps saját frekvenciájú szeizmométert használtunk.

Az 1966-ban megismételt, illetőleg folytatott kísérletnél az ELGI új, hagyományos regisztrálású berendezését használtuk, amelynek átviteli jellegzőgörbéje a kisfrekvenciák tartományában az előbbinél kedvezőbb.

A kísérletek során arra törekedtünk, hogy a csatornaérzékenység ne változzék. Minthogy ez az adott berendezéseknél nehezen volt elérhető, a felvételeken rögzítettük az erősítők érzékenységét, így a változásokat mindig számbevehettük. A szeizmométerek irányítottságát úgy választottuk meg, hogy a szelvényekkel párhuzamosan elhelyezett horizontális szeizmométer a robbantás helyétől távolodó mozgásnál mutasson pozitív amplitudót, a vertikális szeizmométerek pedig felfelé irányuló talajmozgásnál nyújtsák ugyanezt.

#### A zavarhullámok menetidőgörbéi és elmozdulási sebességtrajektoriái

A kísérletek mérési paraméterei a következők:

Első kísérlet: vertikális és a vonal irányában orientált horizontális szeizmométerpár, 25 m-es szeizmométerköz, 145 m-es terítés; 25 m mélyséig 5 m-es mélységközönként 1 kg-os töltet, 25 m-ben 0,25; 0,5; 1; 2; 4 és 8 kg-os töltet.

Második kísérlet: jobb korreláció érdekében, 12,5 m-es szeizmométerköz, 215 m hosszú terítés; a terítés mentén hat ponton hat-hat horizontális és vertikális szeizmométer, kettős, 1:4 leosztású regisztrálás, robbantás 25, 10 és 5 m-ből, 0,5 kg-os töltettel.

A 2. ábra egy minden részletében kidolgozott menetidőgörbét, a 3. ábra a korrelációs lehetőségeket, a 4. ábra pedig az első kísérlet során kapott beérkezések egymáshozótti korrelációját mutatja ( $x = 145$  m-nél).

A hiperbola alakú menetidőgörbét 50 m-en túl enyhén görbült szakaszok váltják fel s ezek adnak lehetőséget az egyes hullámcsoportok szétválasztására.

Az első – kis amplitúdójú – hullámcsoport ( $K_1$ ) közvetlenül a reflektált testhullámok után érkezik be. Látszólagos sebessége 275–350 m/s között folyamatosan változik. A beérkezés amplitúdója a későbbi ( $K_2 - K_3 - M - N$ ) zavarhullám-összetevőkhöz képest kicsi; a terítés végén a teljes zavaramplitúdónak csupán 1/5–1/10-e. A talajelmozdulás síkja a vertikálissal  $60^\circ$ -ot zár be, lapos ellipszis, amely vízszintes síkban végzett mozgással kezdődik és fokozatosan fordul be az említett síkba. Amint a 4. ábrán látható, ez a hullámcsoport a különböző mélységből felvett valamennyi szeizmogramon fellelhető, amplitúdója azonban a lövés mélységével változik.

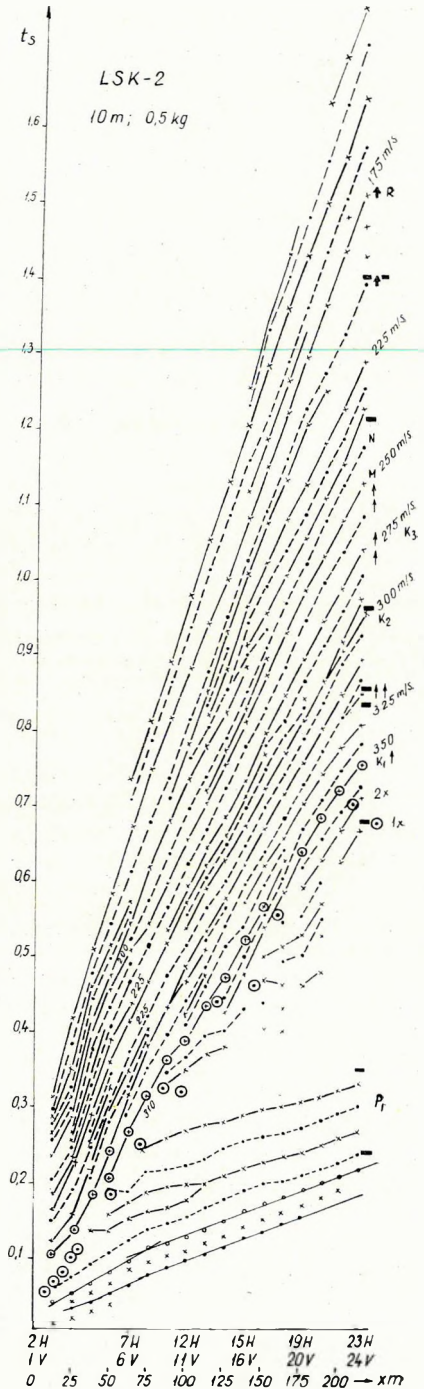
A második – nagy amplitudójú – ( $K_2-K_3-M-N$ ) hullámcsoport a sebességtrajektoriak alapján több összetevőre bontható fel. Tartama a három közül a leghosszabb, a terítés végén 0,52 0,525 s. Látszólagos sebessége a hullámcsoport elején 225–300 m/s között, végén 200–225 m/s között van. Ez a hullámcsoport a 3. ábra utolsó nyomvonalán 0,866 sec-nál érkezik be, hirtelen beütéssel; az első ciklusban közel kör alakú, előre forgó sebességtrajektoriával. A második ciklus ismét hirtelen (kb. háromszoros, illetve kétszeres) amplitudó-növekedéssel lép be, kezdetben vonalas, a vertikálissal 45–50°-ot bezáró, balról-jobbra forgó trajektoria van, amely vertikálisba vált át. A harmadik ciklus nagy vertikális elmozdulássebességet jelez, a negyedik kezdetben ismét horizontális, majd a vertikálisba forduló trajektoriával jelenik meg. Ez a hullámcsoport tehát azonos forgásirányú, de különböző beesési szögű hullámokat tartalmaz. A hullámcsoport képe, amint a 4. ábrán látható, a 25 m mélységű lövésig lényegesen nem változik, illetve kizárólag a hullámcsoportot lezáró nagy vertikális elmozdulássebesség amplitudójának folyamatos csökkenése figyelhető meg. A 25 m-ben felvett szeizmogramon már kismértékű jellegbeli változás látszik.

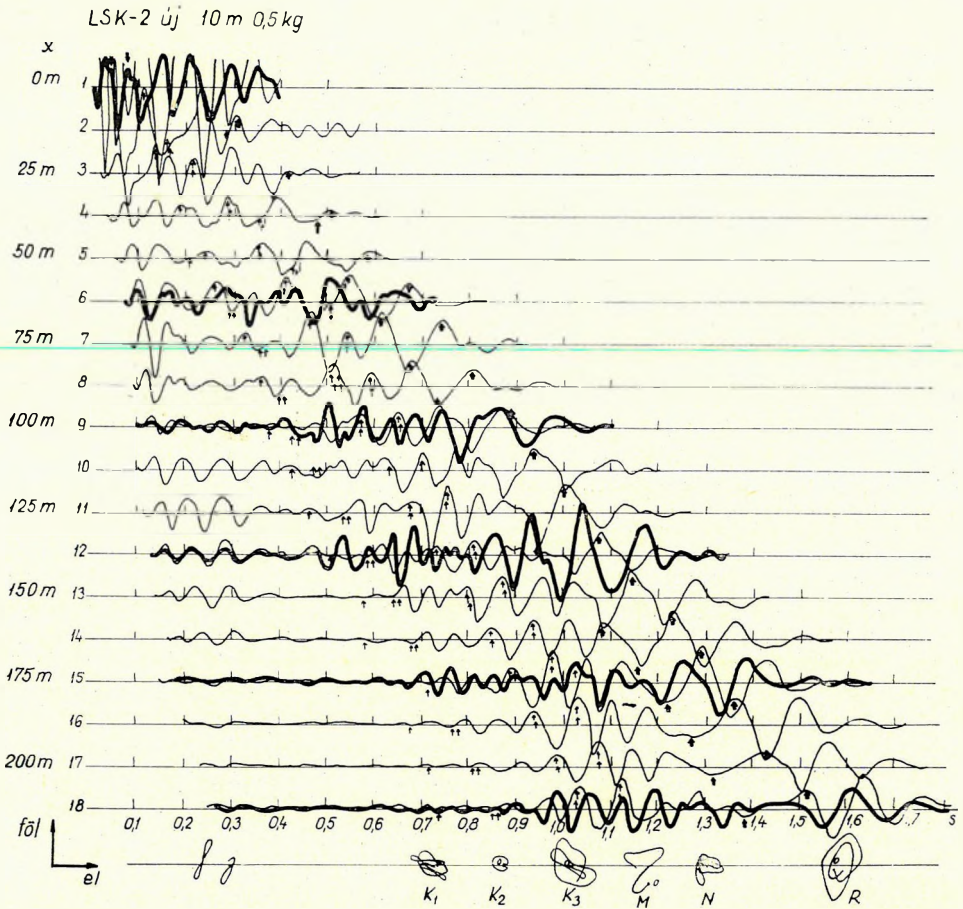
A harmadik ( $R$ ) hullámcsoport lényegében két ciklusból áll. Látszólagos sebessége 150–175 m/s között változik (az átmeneti zónában 190 m/s is előfordul). A sebességtrajektoria hátrafelé, azaz jobbról-balra forog. A 3. ábrán az utolsó nyomvonalon ábrázolt kép azonban nem teljesen egyértelmű, mert az ellipszis előre dől.

2. ábra. Zavarhullám menetidőgörbe (10 m, 0,5 kg)

Фиг. 2. Годограф волны помехи (10 м, 0,5 кг)

Fig. 2. Travel-time diagram of the ground roll (10 m, 0,5 kg)





3. ábra. A 2. ábra menetidőgörbéjéhez tartozó szeizmogram és elmozdulási sebességtrajektoriak.  
 Фиг. 3. Сейсмограмма и траектории скоростей смещения, связанные с годографом фиг. 2.  
 Fig. 3. A seismogram and the displacement velocity trajectories of the diagram of Fig. 2

A 4. ábrán a hullám eltűnése a robbantási mélység változásával világosan megfigyelhető.

A zavarhullámcsoporthoz összetevőinek vizsgálatakor a következő tulajdonságok voltak megfigyelhetők:

a) A menetidődiagramok görbültsége, azaz a látszólagos sebesség növekedése az észlelési távolság növekedésével;

b) az elmozdulási sebességtrajektória vonalás, illetve előreforgó jellege az első két hullámcsoporthoz, hátraforgó jellege a harmadik hullámcsoporthoz. Az első két csoport a vertikális síkban polarizált transzverzális hullámra, a harmadik a Rayleigh hullámra jellemző;

c) a zavarhullámcsoporthoz egyes összetevőinek ( $K_1 - N$  fázisok) jellege nem változik (legalábbis lényegében nem változik) a forráspont mélységének változtatásával. Az  $R$  fázis amplitúdója a forrás mélységével gyorsan csökken.





4. ábra. 5 m-es mélységközönkénti robbantással felvett szeizmogramok  $x=145$  m-es pontjain levő csatornák közötti korrelációja elmozdulási sebességtrajektóriákkal

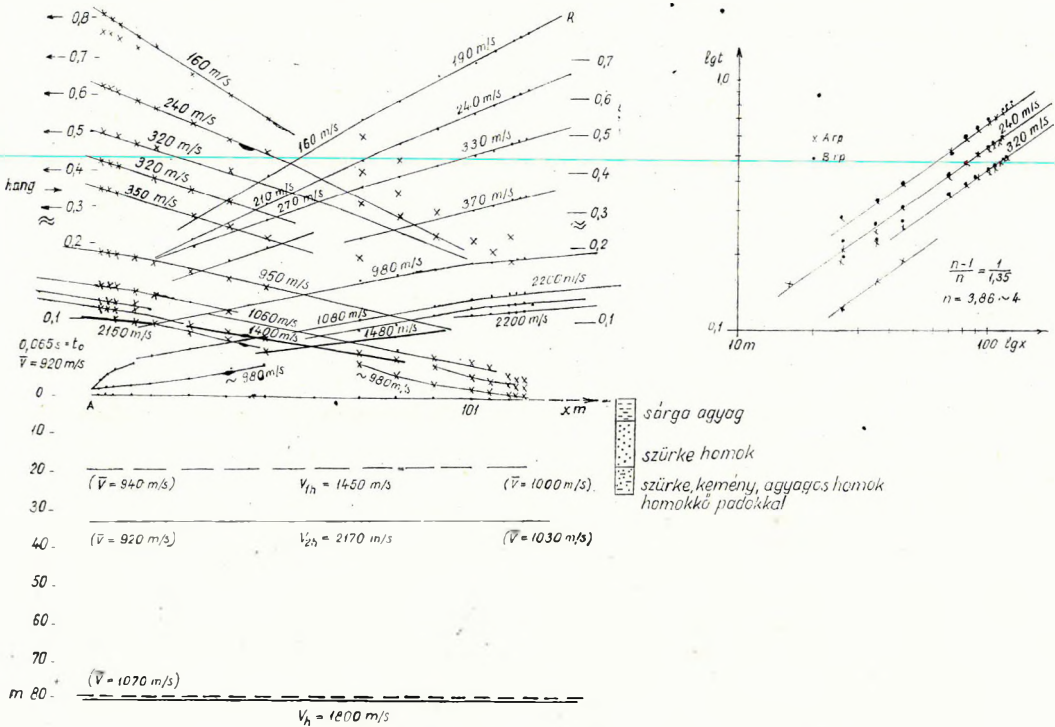
Фиг. 4. Корреляция трасс  $x = 145$  м на сейсмограммах, записанных при взрывах через 5 м, с траекториями скоростей смещения

Fig. 4. Inter-channel correlation and trajectories from seismogram at  $x=145$ ; depth-intervals by 5 m

A felszínközeli rétegsor szeizmikus tanulmányozása az LSK – 2 ponton

Kisrefrakciós mérési eredmények (5. ábra).

Az első beérkezések gyors csillapodásából kitűnik, hogy a felszínen egy vékony nagysebességű pad van, amelyet alulról kisebb sebességű közeg határol. A robbantólyuk szelvénye szerint az előbbi kemény agyag, az utóbbi szürke,



5. ábra. A felszínközeli rétegsor a kisrefrakciós mérések szerint

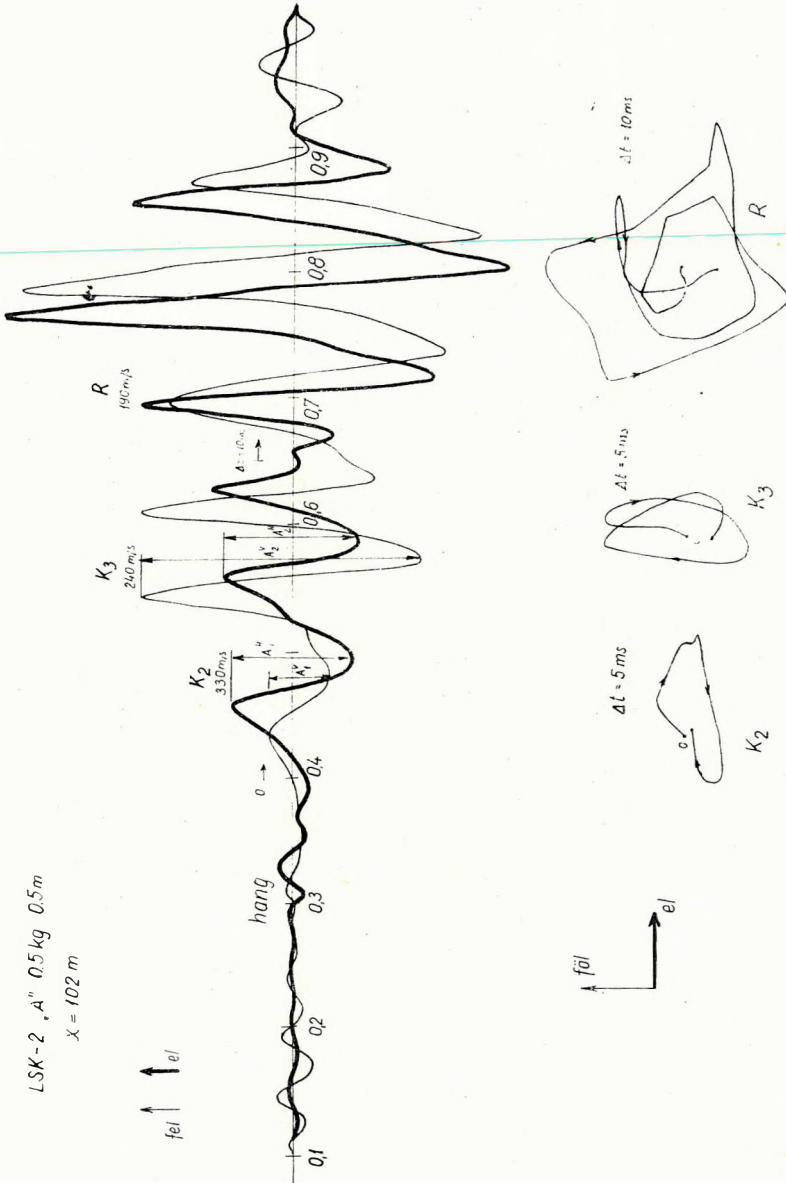
Фиг. 5. Разрез приповерхностных слоев по данным специальных исследований по изучению зоны малых скоростей

Fig. 5. The nearsurface complex according to the shallow refraction survey

vízzel telített homok. A legfelső, nagyobb sebességű rétegből egyszerűen értékelhető menetidőgörbét nem kaptunk, a beérkezések gyorsan csillapodtak. Kb. 20 m mélységben 1450 m/s, 32 m mélységben 2170 m/s sebességű határfelületről származó beérkezések voltak értékelhetők.

A hanghullám (350–370 m/s) után beérkező hullámcsoporthoz, három különböző hullám különíthető el és korrelálható (az 5. ábrán a későbbi beérkezések tartományában a lépték nagyobb).

Az első ( $K_2$ ) hullám  $x = 26$  m-től követhető, látszólagos sebessége kezdetben 270 m/s, a terítés végén 350, illetve 320 m/s-ot ér el. Már rövid távolságon is erősen csillapodik. Az  $x = 102$  m-nél elhelyezett, a vonalal párhuzamosan orientált horizontális szeizmosidegen az amplitúdó csaknem kétszerese a vertikálisnak (6. ábra). Periódusideje  $T = 0,045 - 0,050$  sec.



6. ábra. A kisrefrakciós szeizmogram együk csatornája és a sebességtrajektoriai  
 Фиг. 6. Одна из трасс сейсмограммы, полученной при специальном изучении ЗМС с траекториями скоростей

Fig. 6. A channel of the shallow refraction record, and the trajectories

A második ( $K_3$ ) hullám látszólagos sebessége kezdetben  $x=26$  m-nél 210 m/sec, a terítés végén 230–240 m/s-ot ér el. Csillapodása lényegesen kisebb, mint az előző hullámcsoporthé. Periódusa  $T_1=0,050$  s;  $T_2=0,062$  s; diszperzív hullám. A sebességtrajektória előreforgó, közel függőleges tengelyű ( $10^\circ$  előre) ellipszis. A tengelyarány  $\frac{W}{U}=2,4$ .

A harmadik ( $R$ ) hullám időben a leghosszabb, kezdetben 160 m/s, a terítés második részében 190 m/sec látszólagos sebességű. A legnagyobb amplitúdójú hullám az egész hullámcsoporthban. Diszperzív; a három ciklus periódus ideje rendre:  $T_1=0,048$  s;  $T_2=0,082$  s;  $T_3=0,081$  s. A sebességtrajektória hátrafelé dőlő ( $35^\circ$ ) ellipszis (ilyennel legalább is megközelíthető); tengelyaránya  $\frac{W}{U}=1,5$ .

A kisrefrakciós felvétel tehát választ adott a felszínközeli rétegsor inhomogén felépítésére és a zavarhullám alaptípusait is szolgáltatotta.

#### Lyukszelvényezési adatok

A kisrefrakciós terítés „B” pontján, egy 25 m mély lyukban, fordított lyukszelvényezést hajtottunk végre, állandó töltetsúllyal (gyutacs), a sebességmenet és a transzverzális hullámsebesség meghatározására (7. ábra).

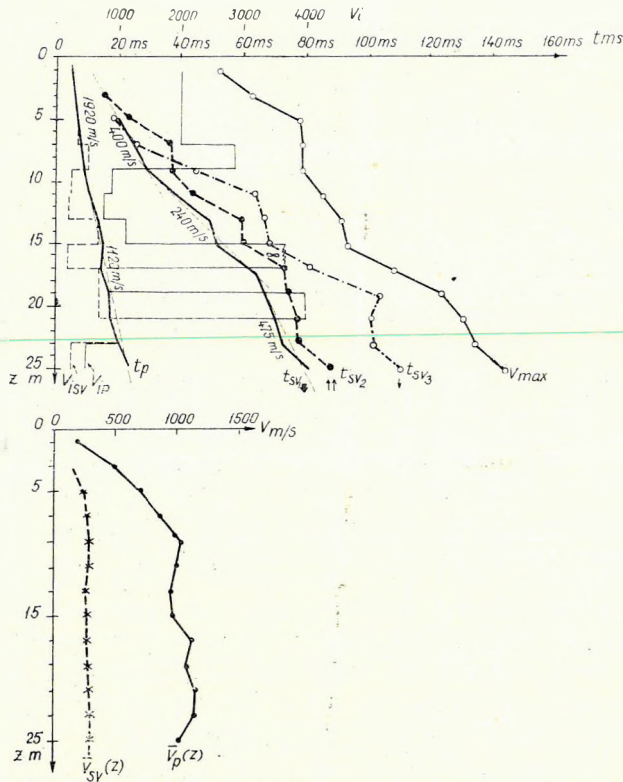
A longitudinális hullám első beérkezése nem problematikus. A transzverzális hullám menetidejének meghatározása, a két hullám beérkezései közötti kis időkülönbség, valamint a reflexiós beérkezések miatt problematikus. Figyelembevétel azonban a két szeizmométeren ( $Z$  és  $H$  II) észlelt jelet, a beérkezések némi bizonytalansággal bejelölhetők.

Mindkét menetidőgörbe a szelvényezett 25 m-es szakasz nagymérvű inhomogeneitását bizonyítja és igazolja a kisrefrakciós mérésből levont következtetések helyességét. A felső 9 m-es szakasz viszonylag nagysebességű  $V_p=1900$  m/s; ennek felső részén, 1–5 m között a transzverzális hullámok beérkezése nem jelölhető ki. Mélyebben azonban a beérkezések elválaszthatók és első fázisban 400 m/s sebesség határozható meg. Ez alatt a longitudinális hullámok szempontjából egy nagysebességű vékony padokkal megszakított átlagosan  $V_p=1120$  m/s sebességű közeg helyezkedik el. A transzverzális hullámok szempontjából a kép nem ilyen egységes, mert 9–17 m között  $V_s=240$  m/s; s ez alatt  $V_s=475$  m/s rétegsebesség határozható meg.

A szelvényezés pontossága a transzverzális hullám vonatkozásában nehezen ítéltető meg. Tudomásom szerint hazai vonatkozásban ez az első ilyen kísérlet. WHITE és SENGBUSH (1953) több ízben foglalkoztak a transzverzális sebesség lyukszelvényezéssel történő meghatározásával. Figyelmet érdemel az a megállapításuk, hogy a lyukbani robbantáskor – kb. 0,5 kg-ig – a közegben a vízhullám (tube wave, vagy water pulse) gerjeszti a transzverzális hullámokat.

A lyukszelvényezés alatt a terítést változatlanul tartva, meghatároztuk a horizontális menetidőgörbét; s a horizontális szeizmométerek telepítése az egyes hullámcsoporthok elmozdulási sebességtrajektóriájának meghatározására (az rp-től 37,5 m távolságú pontban) is lehetőséget biztosított (8, 9. ábra).

A  $d=1$  m (8a ábra) mélységben végzett lövés menetidőgörbéi a levegőben terjedő hanghullám beérkezése után görbültek, a látszólagos sebesség az észlelt



7. ábra A gyutaccszelvényezés lyuk mentén észlelt menetidőgörbéje

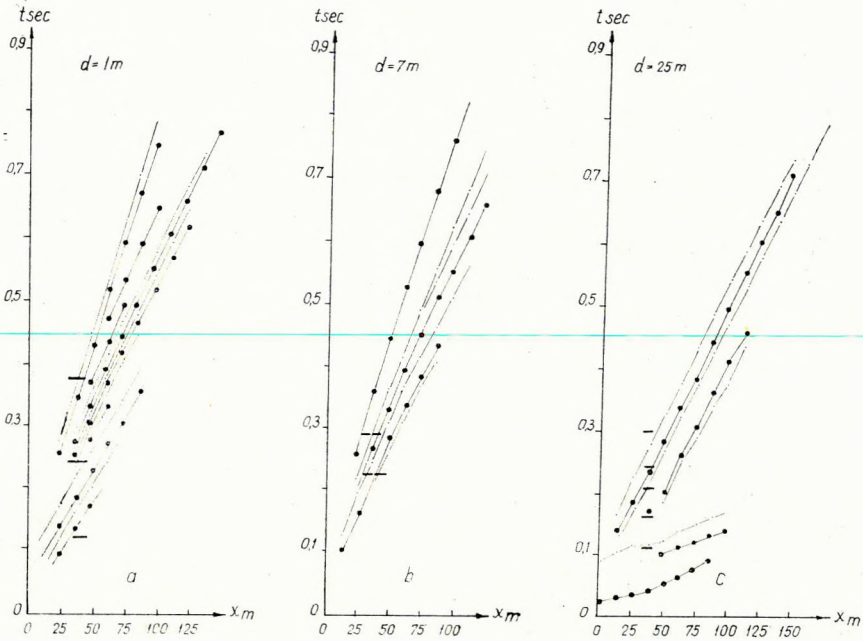
Фиг. 7. Годограф, полученный по стволу скважины при возбуждении колебаний детонатором

Fig. 7. The axial travel-time diagram of the detonator-logging

szakasz végén 162,5 – 262,5 m/s között változik. Két hullámcsoport különíthető el. Az első csoport – a nagyobb látszólagos sebességek tartományában – előre forgó, a vertikálissal  $65^\circ$ -ot bezáró nagytengelyű ellipszis alakú; feltehetően a robbanás hangja által módosított beérkezés, a második, kisebb látszólagos sebességű, hátraforgó,  $50-60^\circ$ -kal hátrafelé dőlő sebességtrajektoriával jelentkezik (9a ábra). A látszólagos sebességek értékei megegyeznek a kisfrekenciós felvételtől a későbbi beérkezésekre meghatározott értékekkel.

A  $d = 7$  m mélységben, azaz a nagysebességű fedőrétegben végzett lövés szeizmogramján szintén két hullámcsoport különíthető el, de a második intenzitása nagyon kicsi (8b és 9b ábra). A beérkezések a vízszintes síkban való mozgással indulnak, amely később csaknem kör alakú, hátrafelé forgó mozgássá válik.

A  $d = 13$  és 25 m mélységben végzett lövések menetidőgörbéi és sebességtrajektoriai nagyon hasonlóak (8c és 9c, d ábrák). A látszólagos sebesség a nagyintenzitású hullámcsoportban 225 – 250 m/s között, vagyis alig változik. A 25 m-ből készített felvétel kezdeti szakaszán jelentkező nagyobb sebességű



8. ábra A gyutacsszelvényezés szelvény mentén észlelt menetidőgörbéi 1 – 7 – 25 m-es robbantási mélységeknél

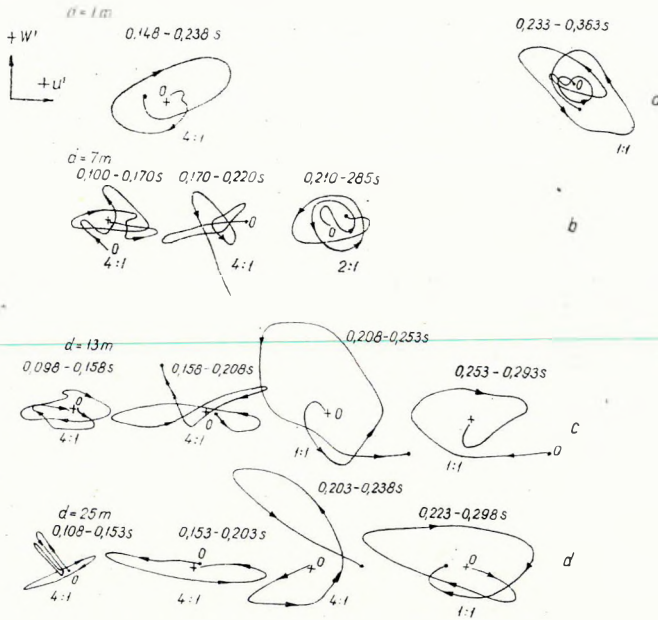
Фиг. 8. Годографы, полученные по профилю при возбуждении колебаний детонатором, при глубинах взрыва 1 – 7 – 25 м

Fig. 8. The profile travel-time diagrams of the detonator-logging: shooting in 1 – 7 – 25 m

hullámcsoport biztosabban követhető, mint a többi felvételen. Amint a trajektoriák jelzik, a 225 – 250 m/s látszólagos sebességű hullámcsoport, lapos, szinte horizontális nagytengetű, előreforgó ellipszis alakú talajelmozdulásra utal.

Összefoglalva a felszínközeli rétegsor elemzésének eredményeit, a következők állapíthatók meg:

- a kisrefrakciós és a lyukszelvényezési adatok azt bizonyítják, hogy a felszínközeli rétegsornak hullámvezetőre utaló sebességeloszlása van. A hullámvezető paraméterei: a *P* hullámra: 9 m vastag 1920 m/s sebességű réteg alatt 1120 m/s-os sebességű; az *S* hullámokra: 9 m vastag 400 m/s sebességű réteg alatt 17 m-ig 240 m/s-os és az alatt 475 m/s sebességű réteg.
- a szelvény mentén regisztrált hullámcsoport sebességtrajektoriái mind a kisrefrakciós, mind a lyukszelvényezésnél hasonló a zavarhullámcsoportban észleltékéhez, azzal a különbséggel, hogy a lyukszelvényezésnél a lyukközeli csatornán hátraforgó trajektoriát előreforgó követ.



9. ábra A gyutacszelvényezésnél észlelt sebességtrajektoriak

Fig. 9. Траектории скоростей, полученные при возбуждении колебаний детонатором

Fig. 9. The trajectories of the detonator-logging

### A hullámtípusok és felszínközeli rétegsor kapcsolata

A kísérletekből a következők állapíthatók meg:

a) egyes hullámcsoportok látszólagos sebessége az észlelési távolsággal növekszik;

b) az elmozdulási sebességtrajektória az első két hullámcsoportban vonalas, illetőleg előreforgó; a harmadik csoportban hátraforgó;

c) az első két hullámcsoport egyes összetevőinek ( $K_1 - N$  fázisok) jellege lényegében nem változik a robbantás mélységével. A harmadik csoport amplitúdója a forrás mélységével gyorsan csökken;

d) mind a kisrefrakciós, mind a lyukszelvényezési mérési adatok azt bizonyítják, hogy a felszínközeli rétegsornak hullámvezetőre utaló sebességeloszlása van.

A vertikális síkban polarizált transzverzális (SV) hullámok felismerhetőségét az elmozdulási, vagy elmozdulássebesség-trajektoriak biztosítják.

A szabad felszínre érkező SV hullámok sebességtrajektoriait két tényező határozza meg: az emergencia szög és a felszíni rétegsor  $V_p$  és  $V_s$  sebességének a hányadosa. Attól függően, hogy  $j_0 \leq \arcsin \frac{V_s}{V_p}$ , különböző jellegű elmozdulási trajektoriakat észlelünk.

Az  $SV$  elmozdulási trajektoriókat MEISSNER (1965) és MALINOVSKAYA (1958) számította ki. Meissner figyelembe vette a  $V_s/V_p$  hányados, illetve a Poisson hányados ( $\sigma$ ) változásából eredő különbségeket. A számítások szerint  $j_0 = 45^\circ$ -nál a horizontális komponens zérus, a  $j_0 = 0 - 45^\circ$ -os emergenciaszög tartományban a forgás mindig a forrás felé, azaz jobbról-balra; a  $j_0 = 45^\circ - 90^\circ$ -os tartományban pedig balról-jobbra – azaz a forrástól az óramutató járásának megfelelően távolodva – történik.

Kitűnik az is, hogy az elliptikus mozgás kezdetét meghatározó kritikus szög a Poisson hányados növekedésével mind kisebb lesz, pl.  $\sigma = 0,475$ -nél már  $j_0 = 20^\circ$  körül van.

Az egyes hullámcsoportokat a fentiek értelmében kell minősítenünk (a trajektoriak szerkesztésénél a fáziskarakterisztikát nem vettük figyelembe, azzal a feltétellel, hogy a beérkező hullám fázis-frekvencia karakterisztikája egy impulzuson – waveleten – belül nem változik; vagy ha igen, akkor mindkét komponensen azonosan).

A 9. ábrán különböző mélységű robbantópontokra a gyutacslyukszelvényezés robbantópontközeli ( $x = 37,5$  m) csatornáin észlelt jelek sebességtrajektorióit láthatjuk.

Megfigyelhető, hogy (ha hanghullám nem zavarja) a mozgás kezdetben a vízszintes síkban játszódik le, majd folyamatosan – az amplitudók egyidejű növekedésével – a függőlegesbe fordul, jobbról-balra azaz visszafelé forgó mozgással. Az utolsó fázisban – legalább is a 13 és 25 m-ben végzett lövéseknél – előre forgó mozgást figyelhetünk meg. A  $45^\circ$  vagy  $90^\circ$ -nak megfelelő vertikális mozgás nem ismerhető fel. A lyukközeli csatornán tehát  $SV$  hullámok beérkezését észleltük, mégpedig a vonalas trajektoriak a közel vertikálisan haladó, a hátraforgók a  $j_0 < 45^\circ$ , az előreforgók pedig a  $j_0 > 45^\circ$ -os emergencia szöggel érkező hullámok.

A 3. és 4. ábrákon világosan elkülöníthető a vízszintes, vagy közel vízszintes mozgásból a vertikálisba forduló, többé-kevésbé ellipszis alakú trajektória ( $(K_1 - K_2 - K_3$  és  $M - N$  fázisok). Ezek a fázisok olyan  $SV$  hullámokat képviselnek, amelyeknek az emergencia szöge az idővel növekszik, s a sugár mindinkább megközelíti a szabad felszínt ( $j_0 > 45^\circ$ ).

A hullámok  $SV$  jellegét tehát mind a lyukközeli, mind a lyuktávoli, sőt a kisrefrakciós beérkezések (6. ábra) trajektoriói egyértelműen igazolják.

#### Az $SV$ hullámvezetők jellemzői

Az elmozdulási sebességtrajektoriak a fokozatos vertikálisba fordulással, az emergencia szög vagyis a látszólagos sebesség folytonos változását jelzik. Ugyanezt indikálják a görbült menetidőgörbék is, amelyek szintén hullámvezetésre utalnak.

BREKHOVSKIKH (1960) szerint minden olyan rétegsor, amelyben a törésmutató [ $n(z) = V(z)/V_0$ ] mélységfüggő, hullámvezetőnek tekinthető. Ebben az esetben a forrást nagy szöggel elhagyó sugarak a kilépési szög által meghatározott távolságban visszatérnek a forrás szintjére, vagyis a szeizmológiában ismert  $R_g$  és  $L_g$  fázisokhoz hasonló jellegű, különböző behatolási mélységű hullámcsoportok alakulnak ki. Ezt a hullámtípust hazai vonatkozásban is ismerjük, s KILÉNYI (1964) az elmúlt években részletesen foglalkozott a kérdéssel.



A felsorolt jellegzetességek alapján megvan a lehetőség arra, hogy egy olyan modellt állítsunk fel, amely jó közelítése a valóságos sebességeloszlásnak, s bizonyos mértékben választ ad a zavarhullám mechanizmusra is.

A közelítő modellt a már többször használt és jól bevált  $V(z) = Az^{1/n}$  sebességfüggvény segítségével építjük fel. E függvény egyik előnye, hogy a felszínközeli gyors sebességváltozást, illetőleg a gradiens gyors csökkenését jól közelíti, mivel

$$\frac{dV(z)}{dz} = \frac{1}{n} Az^{1/n-1}. \quad (1)$$

A másik előnye, hogy mind az „ $n$ ”, mind az „ $A$ ” egyszerűen számítható (KAUFMANN 1953; ÁDÁM – KILÉNYI 1963).

Az „ $n$ ” és „ $A$ ” paraméterek ismeretében a hullám maximális behatolási mélysége

$$Z_{\max} = \frac{1}{A^n p^n}, \quad (2)$$

amikor a sugár és a vertikális irány által bezárt szög

$$\Theta = 90^\circ \quad (3)$$

A számítások megkönnyítése végett még a következő egyszerűsítések vezethetők be:

egy ciklus hossza

$$X = n\pi^{1/2} z_{\max} \Gamma_x \quad (4)$$

$$\text{ahol } \Gamma_x = \frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)}$$

egy ciklus menetideje

$$T = \frac{n\pi^{1/2} z_{\max} \Gamma_t}{V^x} \quad (5)$$

$$\text{ahol } \Gamma_t = \frac{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}$$

és  $V^x$  a látszólagos sebesség.

A hullámvezető-jellegből következik, hogy az észlelési pont távolsága ( $x$ ) és a beérkezési idő ( $t$ ), valamint egy ciklus hossza ( $X$ ) és ideje ( $T$ ) között a következő összefüggés áll fenn.:

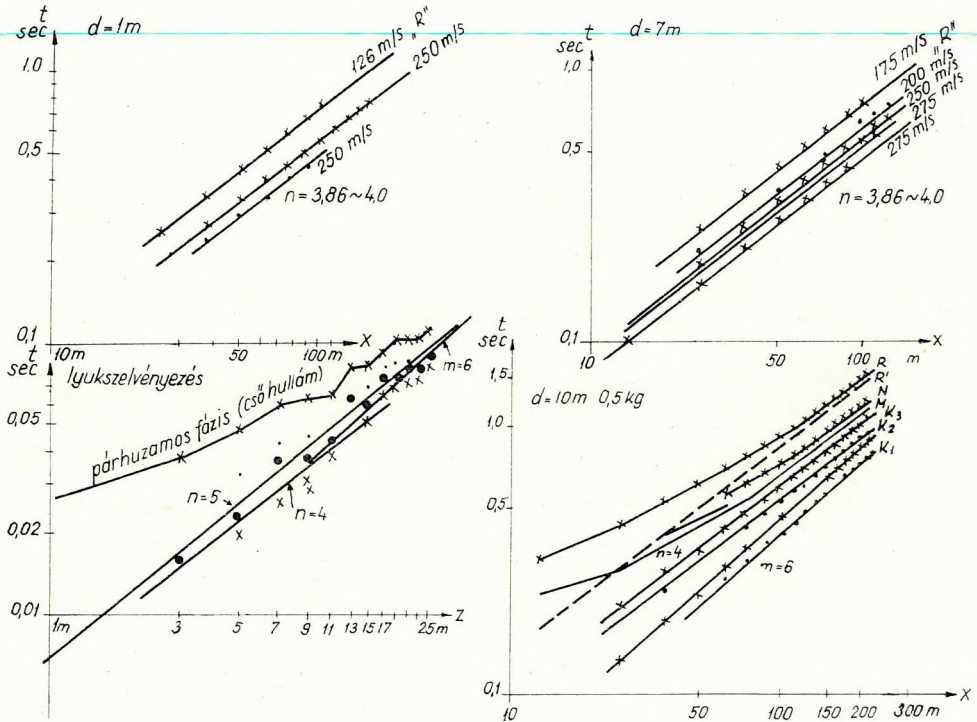
$$x = NX \pm \frac{n}{A^n p^n} \int_0^\Theta \sin^n \Theta d\Theta \quad (6)$$

illetőleg

$$t = NT \pm \frac{n}{A^n p^{n-1}} \int_0^\theta \sin^{n-2} \theta d\theta, \quad (7)$$

ahol  $N = 1, 2, \dots$  stb., mindig egész szám. Felszíni lövésnél az integrál értéke zérus.

Felszíni és felszínközeli lövéseknél csak  $n = 3,86 - 4,0$  kitevőjű sebességfüggvény volt meghatározható (10. ábra). A hatványkitevő értékét, amint a (3) és (4) képletekből látszik, a többszöröződés nem befolyásolja. Az „A”



10. ábra. Menetidőgörbék logaritmus koordinárendszerben

Фиг. 10. Годографы в логарифмической системе координат

Fig. 10. Travel-time diagrams in logarithmic coordinate-system

értéke azonban a többszörözés számának a függvénye. Tehát az „A” érték kiszámításánál csak többszöri közelítéssel lehet eljutni az  $N$  egész szám feltétel teljesüléséhez. Ezt a számítást a három felszíni, vagy felszínközeli menetidőgörbére elvégezve, a felső réteg a következő sebességfüggvénnyel jellemezhető:

$$V_1(z) = 143 - 165 Z^{1/4}$$

közepelve:

$$V_1(z) = 154 Z^{1/4}.$$

A sebességfüggvény intervalluma azonban problematikus. Tény, hogy a felszíni, vagy felszínközeli lövésekből származó hullámok maximális behatolási mélysége 7–8 m.

A 10 m-nél mélyebb lövésekből a  $K_1$  fázis is világosan követhető. Logaritmikus koordináta-rendszerben ábrázolva a menetidőgörbét,  $n=6$  hatványkitevő határozható meg.

A  $K_1$  fázisra – a feltételei egyenletek figyelembevételével –  $A_2=187/\text{sec}$ .

A fentiek értelmezésénél figyelembe kell venni, hogy ha két jól definiált rétegösszlet különíthető el, a direkt-hullám menetidőgörbéjéből meghatározott sebességfüggvény (ÁDÁM – KILÉNYI, 1963) a két összlet határfelületének közelében tér el legjobban a tényleges sebességviszonyoktól; a határfelület alatt, vagy felett jól simul azokhoz. Ezek szerint a felszíni, vagy felszínközeli lövésekből, elsősorban az a  $V_1(z)$  határozható meg, amelynek kialakításában a felszíni rétegsor dominál, míg a mélyebb lövések eredményeként kapott  $V_2(z)$  függvényben a mélyebb rétegek sebességeloszlásának a hatása az uralkodó.

A mélyebb lövéseknél kijelölt  $K_2$  és  $K_3$  fázisok menetidőgörbéi  $n=4$  hatványkitevővel jellemezhetők. Mindkét hullámcsoporra azonos sebességfüggvény határozható meg, ha a (3) és (4) képletek figyelembevételével az egyiknél háromszoros, a másiknál pedig négyszeres reverberációt tételezünk fel.

A mélyebb lövéseknél észlelt  $MN$  jelű hullámcsoportok értelmezése lényegesen nehezebb feladat, mint az előzőek voltak. A terítés végén ( $x=212,5$  m) a látszólagos sebesség értéke 225–250 m/sec között változik, a közeli értékek pedig a 200 m/sec-ot közelítik meg. A menetidőgörbe log–log koordináta rendszerben egyenessel nem közelíthető meg, holott a lineáris koordináta rendszerben való ábrázoláskor a görbült jelleg világosan felismerhető. Ahhoz, hogy a hullámcsoport mibenlétét meghatározzuk, két tényezőt kell figyelembe vennünk:

a)  $d=10$  m mélyen elhelyezett forráspontból  $V^x=225-250$  m/sec látszólagos sebességű hullám nem keletkezhet, mivel a hullámok behatolási mélysége nem éri el a forráspont mélységét, amelyet pedig a Snellius törvény értelmében el kellene érnie. A 250 m/s látszólagos sebességű hullám bemerülési mélysége 7 m, a 225 m/sec-é pedig 4,7 m. Míg az előbbire, azaz az  $M$  hullámra feltételezhetjük, hogy a 7 m még az ekvivalens üregeken belül van, addig a 225 m/sec látszólagos sebességhez tartozó behatolási mélység ehhez túl kicsi.

b) A forrás mélységében való keletkezést azonban még az első  $M$  hullámnál is cáfolja az, hogy a menetidőgörbe a logaritmikus koordináta rendszerben is görbült. A görbültség egyszerűen magyarázható, ha feltételezzük, hogy a  $t_0$  állandó idő hozza létre (ÁDÁM – KILÉNYI 1963).

$$t = t_0 + \frac{n\pi^{1/2}}{A} \Gamma_t \left( \frac{x}{n\pi^{1/2}\Gamma_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (8)$$

logaritmálásakor egy magasabbrendű parabolát kapunk. Ha az összefüggést

$$t - t_0 = \frac{n\pi^{1/2}}{A} \Gamma_t \left( \frac{x}{n\pi^{1/2}\Gamma_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (9)$$

formában írjuk fel, akkor egyenest kell kapnunk, amelynek dőlése megegyezik az eddig meghatározottakkal.

Mindez azt jelenti, hogy az  $M - N$  fázisokat tartalmazó hullámcsoport egy másodlagos forrásból keletkezik. E forrás szintje a felszín, létrehozója kis töltetknél „a vízhullám” vagy „csőhullám” (WHITE és SENGBUSH, 1953), nagyobb töltetknél pedig a közvetlen (direkt)  $SV$  hullám.

A  $t_0$ , azaz a lyukhullám beérkezése a  $d=10$  m-es lövés első csatornáján  $0,030 - 0,100$  sec-nél jelenik meg. Ha ezt korrekcióba vesszük, azaz a gerjesztést a felszínre helyezzük, a felszínközeli rétegsornak megfelelő menetidőgörbét kapunk.

A vertikális gyutaacsszelvényezési menetidőgörbe néhány – az  $SV$  hullámokra vonatkozó – fázisa is a 10. ábrán látható. Az első két fázis egyenesekkel közelíthető meg, dőlésük  $n=4$  és  $m=6$ ; vagyis ugyanazok, mint amelyeket a horizontális menetidőgörbékéből is kaptunk. A két sebességfüggvény az ordináta metszetekből:

$$V_1(z) = 135 z^{1/4},$$

illetőleg

$$V_2(z) = 215 z^{1/6}.$$

A beérkezési idők szórása következtében előállítható egy  $n'=5$  hatványkitevőjű egyenes is, amelyre a következő sebességfüggvény számítható:

$$V'(z) = 179 z^{1/5}.$$

A lyukszelvényezésből számolva tehát látszólag nagyobb a közeg sebessége. Ez a látszólagos ellentmondás azonban feloldható, ha figyelembe vesszük a nagysebességű padok hatását és a megfigyelt hullámok periódusa közötti lényeges különbséget. A gyutaacsszelvényezésnél  $50 - 100$  cps, míg a kisrefrakciónál és a  $0,5$  kg-nál nagyobb töltetknél  $10 - 20$  cps frekvenciatartományban levő jeleket észleltünk. A nagyfrekvenciájú beérkezések a vékony padok sebességtorzító hatására érzékenyebbek, mint az alacsonyabb frekvenciájúak.

Az  $SV$  hullámcsoport értelmezése a geometriai optika (sugárút) segítségével végezhető. BREKHOVSKIKH (1960; 121. old.) a hullámelmélet és a geometriai optika alkalmazási területe között a határt az emergencia, vagy kilépési szög vonatkozásában adja meg, feltételezve, hogy minden felületi hullám síkhullámok degenerált reflexiójaként is felfogható (39. old.). Amíg azonban a hullámelmélet inhomogén közegben is helyesen írja le a hullámképet, addig a geometriai optika csak

$$\alpha_{\text{lim}} = (a\lambda_0^3)^{1/3} \quad (10)$$

illetőleg

$$\alpha_0 \geq (a\lambda_0^x)^{1/3}$$

esetben biztosítja helyesen az  $X$  és  $T$  ciklus paramétereit, ahol  $\alpha_0 = 90^\circ - \Theta$ :

$$\lambda_0^x = \frac{1}{k_0} = \frac{V_0}{\omega_0}; \text{ s „a” törésmutató mélységgradiense.}$$

Az  $SV$  hullámcsoport kis látszólagos sebességű beérkezéseiből a  $V = 154 z^{1/4}$  sebességfüggvény származtatható. E függvény hátránya, hogy az induló sebességérték zérus, vagyis az emergenciaszög mindig  $\alpha_0 = 90^\circ$ . Nem követünk el azonban túl nagy hibát akkor, ha a fenti kritériumot a  $z = 1$  m-es mélységre számítjuk ki.

A törésmutató mélységfüggősége

$$n(z) = \frac{V(z)}{V_0}$$

formában adható meg, s ennek grádiense

$$a = \frac{dn(z)}{dz} = \frac{1}{4} z^{-3/4} \frac{A}{V_0}$$

azaz

$$a = 0,25/m.$$

A beérkezések közepes frekvenciájául 15 cps-et, s induló sebességként  $V_0 = 154$  m/s-ot véve figyelembe a határszög

$$\hat{\alpha}_{lim} = \left( 0,25 \frac{154}{94} \right)^{1/3} = 0,74.$$

Ez azt jelenti, hogy mindazon beérkezésekre, amelyek súrló szöge ennél nagyobb, a geometriai optika törvényei alkalmazhatók. A 2. ábrán az  $SV$  hullámcsoportban a legkisebb látszólagos sebességű beérkezés  $V^x = 225$  m/s körül olvasható ki, ennek kilépési szöge  $z = 1$  m-en

$$\theta_{1m} = 43^\circ,$$

a súrlószög

$$\alpha_{1m} = 47^\circ \text{ és } \hat{\alpha}_{1m} = 0,31,$$

azaz a legkisebb számításba vett látszólagos sebességű  $SV$  hullám még a geometriai optika egyszerű számítási módszereivel értelmezhető.

*A zavarhullámok első nagy intenzitású csoportja, amelyet vertikálisan polarizált transzverzális hullámok építenek fel, hullámvezetőben terjed. Az egyes összetevőkre vonatkozóan azonban a hullámvezető nem ugyanaz:*

az első csoport ( $K_1$  fázis) hullámvezetője  $V = 187 z^{1/6}$  sebességfüggvénnyel jellemezhető, érvényességi tartománya  $z > 10$  m;

a második csoport ( $K_2 - K_3 - M - N$  fázisok) hullámvezetője  $V = 154 z^{1/4}$  sebességfüggvénnyel írható le, érvényességi tartománya  $0 < z < 20$  m.

A második csoport egyes fázisai más-más forráspontban gerjesztődnek, így  $d = 10$  m mélységbeni gerjesztésnél  $K_2 - K_3$  a forrás pontjában, míg az  $M - N$  fázisok a felszínen. A felszíni zavarhullámok ezen csoportjára a geometriai optika törvényei alkalmazhatók, s ezáltal értelmezésük lényegesen leegyszerűsödött.

*A hullámkép másik lényeges összetevője a Rayleigh hullám, amely a felvételken a gerjesztés mélységétől függően jelenik meg.*

Az irodalomban nem diszperzív és diszperzív típusú Rayleigh hullámot tartanak számon (EWING 1957). Az előbbi csak akkor keletkezik, ha a gerjesztés egy végtelen homogén, vagy annak tekinthető féltér felszínén történik.

TOLSTOY és USDIN (1953), EWING (1957), valamint BREKHOVSKIKH (1960) a KANAI és SEZAWA által  $M_1$  és  $M_2$  hullámoknak nevezett szimmetrikus és antiszimmetrikus felületi hullámok diszperziós sajátjaival foglalkoznak. Tolstoy és Usdin a hullámegyenletek megoldásaként meghatározott  $M_1$  és  $M_2$  fázisoknak fizikai értelmet is adtak azzal, hogy a két hullámtípust az ún. szimmetrikus ( $M_1$ ) és antiszimmetrikus ( $M_2$ ) lemezrezgésekre vezették vissza. A diszperziós görbék további variációi mind erre a két hullámtípusra vezethetők vissza.

A hátraforgó sebességtrajektoriájú és a szeizmogrammok végén található nagy periódus-idejű beérkezések felszíni, vagy felszínközeli lövéseknél jól definiált menetidőgörbékkel jellemezhetők (3, 4, 6, 9a és b ábra). A beérkezések látszólagos sebessége a távolság növekedésével 150–190 m/s között változik. Jellegzetessége még az „R” fázisnak, hogy amíg az előző hullámcsoportok amplitúdója alig változik, addig az „R” fázis amplitúdója a robbantási mélység növekedésével fokozatosan csökken.

Az előző fejezetben a hullámvezetőben terjedő  $SV$  hullámokat két csoportra osztottuk: olyanokra, amelyek a forráspontból közvetlenül és olyanokra, amelyek a felszínről visszaverődő  $SV$  hullám következményeként gerjesztődtek. A 10a, b, c ábrát szemlélve, lényegében az „R” hullámcsoporthoz is az vonatkozik, amit az  $M$  és  $N$  fázisokra állapítottunk meg, azaz mélyebb lyukban robbantva menetidőgörbéjük logaritmikus koordináta rendszerben konvex;  $t = 0,080 - 0,100$  sec-os korrekciót kell alkalmaznunk, hogy kiegyenesedjék. Az „R” fázis a  $d=1$  m, a  $d=7$  m, valamint a kisrefrakciós lg–lg menetidőgörbén egyenes, mégpedig  $n=4$  dőléssel. Első közelítésben tehát állíthatjuk, hogy a hullámcsoporthoz abban a felső, 9 m vastag hullámvezetőben marad, amelynek sebességfüggvényét  $V=154 z^{1/4}$ -nak határoztuk meg. A felső 9 m vastag összlet, amely a 7. ábra menetidőgörbéje szerint egy nagyobb sebességű hullámvezetőnek fogható fel, az  $M_1$  és  $M_2$  hullámtípusok számára modellezhető (TOLSTOY és USDIN, 1953.), mégpedig

$$\alpha = \bar{V}_p = 1100 \text{ m/s}$$

$$\beta = \bar{V}_s = 210 \text{ m/s}$$

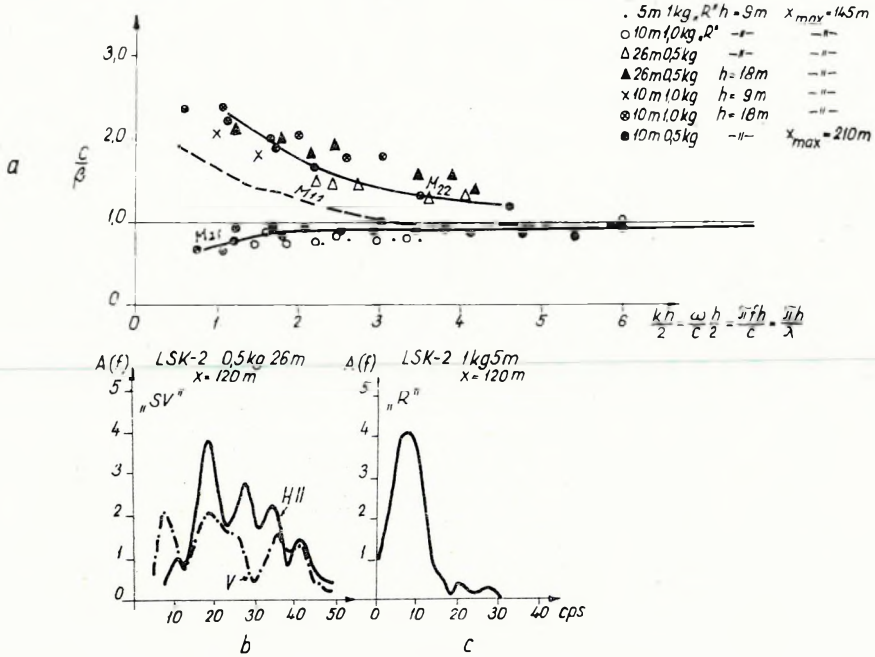
sebességekkel, azaz  $\sigma=0,35$  Poisson hányadossal.

A 11/a ábra és a menetidőgörbék figyelembevételével a következők állapíthatók meg:

Az „R” fázis az  $M_{21}$  hullámmódosulat Rayleigh fázisának felel meg, mégpedig a hullámvezető  $h=9$  m vastag akkor, amikor az észlelést 145 m távolsáig végeztük. A feltüntetett pontok a  $d=5$  m és 10 m mély lövéseknek felelnek meg.

A  $d=10$  m; 0,5 kg-os felvételnél az „R” fázis behatolása a  $h=9$  m-es vastagságot ( $V^*=175$  m/s) meghaladja és a számított értékek akkor közelítik meg az elméleti görbét, ha  $h=18$  m rétegvastagságot választunk.

Az  $SV$  hullámra vonatkozóan megállapítható, hogy az optikai geometriai, azaz a sugármódszerrel meghatározott hullámvezető-vastagság helyes ( $M_{11}$  fázist a mérések során – a gyutacslovéses lyukszelvényezés közeli csatornától eltekintve – nem észleltünk). Az  $M_{22}$  fázisok a  $h=9$  m vastag nagysebességű padból és a  $h=18$  m vastag összletből származnak (11a ábra). Ezt kisrefrak-



11. ábra. Az  $M_{11}$ ,  $M_{21}$  és  $M_{22}$  fázisra számított diszperziós görbék  
 Фиг. 11. Кривые дисперсии, вычисленные для фаз  $M_{11}$ ,  $M_{21}$  и  $M_{22}$   
 Fig. 11. Dispersion-curves calculated for phases  $M_{11}$ ,  $M_{21}$  and  $M_{22}$

ciós és gyutaccszelvényezési mérések egyaránt igazolják. A fázissebességanalízis során tehát ugyanazok a beérkezéstípusok különíthetők el, mint sugárút-analízissel.

### A zavarhullámmechanizmus

Az előző fejezetek értelmében a lyuklövéseknél lényegében két hullámcsoportot különítettünk el. Az első, tisztán SV (esetleg  $M_{22}$ ) fázisokból álló hullámcsoport a robbantás helyén keletkezett. A második hullámcsoport, amely SV (esetleg  $M_{22}$  és  $M_{21}$ ) és Rayleigh hullámfázisokból áll, a direkt SV hullám (kis töltetnél víz hullám) felszínre érkezésekor keletkezik. Mindkét hullámcsoportha jellemző, hogy a felszínközeli rétegsor transzverzális sebességeloszlása által jellemzett hullámvezetőben terjed. A P longitudinális hullám a zavarhullám-csoportban nem játszik szerepet.

A zavarhullám mechanizmusban tehát a közeg transzverzális sebességeloszlása, valamint a gerjesztés szerepe a legfontosabb. A következőkben a gerjesztés körülményeit vizsgáljuk mindkét hullámcsoport vonatkozásában.

A szeizmikus robbantások hengeres fúrólyukban történnek. A hullámforrás matematikai problémájának tárgyalásánál általában gömbalakú üreg

falára egyformán ható erőhatást tételezve fel, a közegben terjedő hullám gömbszimmetrikus, minden érték független a szögkoordinátáktól, a nyírás-hullámok hiányzanak és csak a radiális komponensnek van szerepe (SHARPE, 1942ab, RICKER, 1953, PEET, 1960). HEELAN (1953) hengeralakú töltetmodellt és három irányú nyomást, illetőleg feszültségeloszlást vett fel.

Az amplitudófüggvények együtthatóinak (HEELAN, 1953) vizsgálatánál azt láthatjuk, hogy a számunkra érdekes  $SV$  és  $P$  elmozdulások amplitudója független a nyomás, illetőleg nyírófeszültség alakjától, de az iránytól nem. Ha csak a lyuk falára ható nyomást  $p(t)$ -t vesszük figyelembe (a  $P$  és  $SV$  hullámok esetén az  $F_1(\varphi)$  és  $F_2(\varphi)$  együtthatókat), azt látjuk, hogy a  $P$  hullámok horizontális irányítottságúak, az  $SV$  hullámok elmozduláskomponensének maximális értéke pedig  $45^\circ$ -os szöget zár be a vertikálissal. Ha csupán a  $q(t)$ , a lyuk tengelyében ható nyírófeszültség hatását kifejező  $G_1(\varphi)$  és  $G_2(\varphi)$  elmozdulásamplitudó-együtthatókat vizsgáljuk, azt találjuk, hogy az elmozdulás  $P$  hullámnál a  $Z$  tengely mentén, az  $SV$  hullámnál pedig a horizontális síkban a legnagyobb.

A hengeres üreg méreteit kifejező  $\Delta$  és  $A$  értékek itt az ún. equivalens üreget határozzák meg (SHARPE, 1942), azt a felületet, amelyen túl a közeg, a Hooke törvény értelmében tökéletesen rugalmasnak tekinthető. Ha ebből a szempontból vizsgáljuk az amplitudóegyütthatókat, azt látjuk, hogy az elmozdulásamplitudó az equivalens üreg méreteivel egyenesen arányos.

HEELAN szerint a  $P$  és  $SV$  hullámok energiájának hányadosa

$$\frac{E_p}{E_{sv}} = \frac{V_s^3}{V_p^3} \left( \frac{3V_s^2}{2V_p^2} + \frac{15V_p^2}{8V_s^2} - \frac{5}{3} \right). \quad (11)$$

Eszerint  $\sigma = 0,25$  mellett az energia 60%-át az  $SV$  hullám, 40%-át a  $P$  hullám viszi.

Ezt az elméleti megoldást WHITE és SENGBUSH (1963), az  $SV$  hullámok irányítottsága szempontjából is igazolva látta. Figyelembe kellett azonban venniök a víz, illetőleg csőhullámot, mint erős transzverzális hullámforrást ahhoz, hogy az elméleti hullámforma egyezzen az észlellettel.

Az előzők figyelembevételével a forrás helyén gerjesztett zavarhullám-csoport mechanizmusa egyszerűen magyarázható. Sebességgradienssel jellemzett közegben az energia 60%-ának (esetünkben  $\sigma = 0,35$  mellett, 70%-ának)  $45^\circ$ -os irányítottsága magában foglalja a nagyenergiájú vezetett hullám-csoport kialakulási lehetőségét; ez kísérleteinknél a  $K_1$ ,  $K_2$  és  $K_3$  fázisokban jelentkezett. Ezek, a menetidőgörbék szerint, a forrás pontjában keletkeztek. A  $K_1$ ,  $K_2$  és  $K_3$  fázisok a felfelé irányuló sugarat képviselik. *S mivel a sugár energiája a  $45^\circ$ -os szög környezetében összpontosul, megvan minden lehetőség arra, hogy az energia nagyobb része a felszínre már – a legfelső réteg nagyobb sebessége is elősegíti ezt – olyan szöggel érkezék, melyre  $\Theta < \arcsin V_s/V_p$ ; ilyen hullám konverzió, illetőleg vesztesség nélkül verődik vissza a felszínről.*

A hullámcsoport másik összetevője az  $N - M - R$  fáziscsoport, amely – a menetidőgörbék tanúsága szerint – a forráspont közelében a felszínen keletkezik, nagy töltetnél az  $SV$  hullám felszínre érkezésekor; kis töltetnél a víz-hullám szerepe lehet jelentős.



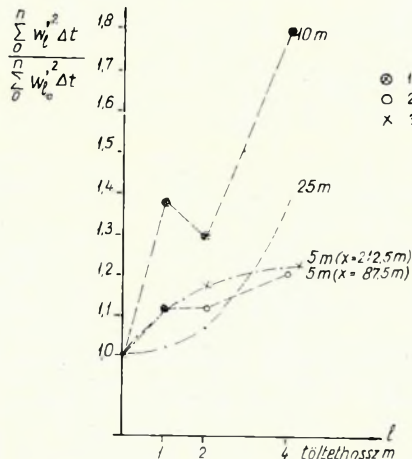
Az SV hullám és a víz hullám is felfelé haladva a közbeeső határfelületeken és a szabad felszínen is reflektálódik: a szabad felszínen a vezetett hullámok új csoportját is létrehozza. Ha a határfelületek merőlegesek a lyuk tengelyére, a víz hullám az egyes határfelületeken a merőleges beesés törvényei szerint hatol be, illetőleg reflektálódik. Nagy sebességkülönbséget jelző felület a felszínre érkező víz hullám amplitudóját nagymértékben csökkenti.

Az SV, vagy víz hullám a szabad felszín nagy erővel éri. A szabad felszín közel vertikálisan erő pontszerű erő P és SV hullámot hoz létre. Ha a képződött hullám emergenciaszöge  $\Theta < \arcsin V_s/V_p$ , akkor a transzeverzális hullám frekvenciától független amplitúddal indul. S minthogy *eza a hullám a továbbiakban is ilyen szög alatt éri a felszín, onnan mindig konverzió, azaz veszteség nélkül verődik vissza.*

Kísérleteink a fenti megállapításokat néhány adattal alátámasztják.

5 – 10 és 25 m mélységben koncentrált és 1 m – 2 m és 4 m hosszú töltetekkel végeztünk lövéseket, annak eldöntésére, hogy a zavarhullám csoport energiája a  $F_2(\varphi)$  és  $G_2(\varphi)$ -től, vagyis az equivalens üreg térfogatától és a henger palástjától miként függ.

A koncentrált töltet nyújtotta a legkisebb felületi hullám energiát – amely  $\sum_{i=0}^n w_i^2 \Delta t$  formában (HOWELL és BUNDENSTEIN, 1957) kifejezhető (12 ábra), ahol  $w'$  a vertikális csatornán leolvasott elmozdulási sebességamplitúdó



12. ábra. A töltet hosszának hatása a zavarhullám intenzitására ( $w'$  a Z irányú sebességamplitúdó mm-ben)

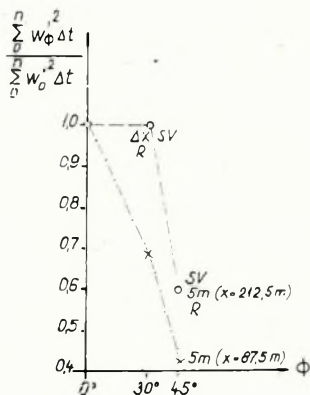
Фиг. 12. Влияние длины заряда на интенсивность волны-помехи ( $w'$  – амплитуда скорости в мм-ах, в направлении Z)

Fig. 12. The effect of the elongation of the charge upon the intensity of the ground roll ( $w'$  is the velocity-amplitude in mm in the direction Z)

milliméterben. Az összegezést 10 ms-onként az egész zavarhullámcsoportha, de csak a vertikális csatornára végeztük el, s az eredményeket a koncentrált töltet vertikális csatornaenergiájára vonatkoztattuk. Az egyes hullámcsoportok látzólagos sebessége a különböző mélységű lövéseknél nem változott. Így ez az ún. energiameérték helyesen fejezi ki a zavarhullám energiájának változását a vertikális csatornán. Az ábrából világosan kitűnik, hogy a töltet hosszának növelése a zavarhullámcsoport intenzitását növeli.

Az irányítottság jellegéről 5 m mély robbantásokkal kíséreltünk meg adatokat szerezni, de inverz formában, azaz 1 m hosszú töltetet helyeztünk el 30° és 45°-os dőlésű lyukban. A 45°-os dőlésű lyuk esetén az  $x=212,5$  m távolságra levő csatornán 60%-át; a  $x=87,5$  m-en levő csatornán pedig 43%-át észleltük a vertikális csatornán a koncentrált töltet által gerjesztett felszíni hullámenergiának. A 30°-os lövésnél az eredmények nem ilyen egyértelműek, mivel  $x=212,5$  m-nél csupán 1–2%-os az  $x=87,5$  m-nél azonban 31%-os csökkenést észleltünk (13. ábra).

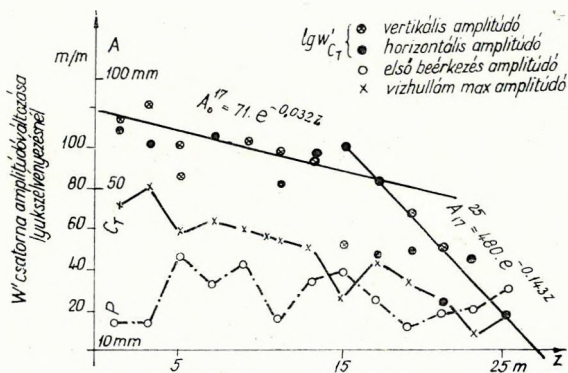
A gyutaecsszelvényezés amplitúdóinak vizsgálatából is érdekes megállapításra juthatunk. A 14. ábrán az  $x=1$  m-nél levő vertikális csatornán mérhető első beérkezés ( $P$ ) és maximális víz hullám amplitúdót lineáris, valamint a  $w'$  és  $u'$  maximális víz hullámamplitúdókat félogaritmusos koordináta rendszerben is feltüntettük ( $u'$  és  $w'$  sebességamplitúdók).



13. ábra. A lyuk ferdeségének hatása a zavarhullámok intenzitására

Фиг. 13. Влияние наклона скважины на интенсивность волны-помехи

Fig. 13. The effect of the inclination of the hole upon the intensity of the ground roll



14. ábra. A gyutaecsszelvényezésnél észlelt hullámamplitúdók változása a mélységgel

Фиг. 14. Вариация амплитуд волн, наблюдаемых при возбуждении колебаний детонатором, с глубиной

Fig. 14. The variation of the wave amplitudes of the detonator-logging with the depth

A  $P$  hullám és a víz hullám amplitúdómenete között korreláció nem, vagy alig található. A félogaritmusos koordináta rendszerben ábrázolt víz hullámamplitúdók két „egyenessel” közelíthetők meg, ezek:

$$A = 71 \exp(-0,032z) \quad 0 < Z < 17 \text{ m} \quad (12)$$

és

$$A = 480 \exp(-0,143z) \quad 17 \text{ m} < Z < 25 \text{ m}. \quad (13)$$

Figyelembevéve, hogy a folyadékban a nyomás és az elmozdulás között a

$$P = \rho c_T w'$$

összefüggés áll fenn (ahol  $P$  a nyomás;  $\rho$  a folyadék sűrűsége;  $c_T$  a víz hullám sebessége és  $w'$  a vertikális elmozdulási sebesség) a fenti függvények elsősorban a reflexiós veszteségre adnak felvilágosítást. A két függvény közötti váltás ott következik be, ahol nagysebességű padok vannak a rétegsorban.

Ezek a kísérleti eredmények a két forrás jellegéről mondottakat alátámasztják, azaz

- azonos töltetnagyság mellett a töltet hosszának növelése a zavarhullám-csoport intenzitásának növekedését vonja maga után;
- a zavarhullám intenzitása érzékenyen változik a töltet tengelye és a vertikális közötti szöggel;  $45^\circ$ -os töltetdőlésnél az intenzitás csökkenése 40–50 %;
- a felszíni forrásból származó zavarhullám intenzitása a töltetmélység függvénye. A nagysebességű kemény, vékony, kőzetpadok a felfelé haladó impulzus energiáját lényegesen csökkentik.

### Az egyes hullámcsoportok dinamikai jellemzői

Helyes észlelési rendszerek tervezéséhez szükséges a jelek és a zajok legfontosabb dinamikai paramétereinek ismerete.

Ezek: a hullám tartama; a hullám frekvenciája; ennek változása a töltet- és a forrás mélységével; az egyes hullámcsoportok csillapodásának mértéke a távolsággal, illetőleg a robbantás mélységével.

A hullámcsoport tartamát elsősorban a hullámvezető paraméterei, vagyis sebességeloszlása, illetőleg a „ $h$ ” vastagsága határozza meg. Egyszerű összefüggésre jutunk, ha a következő gondolatmenetet követjük:

a) Egy adott  $x$  észlelési távolságon csak azok a hullámok észlelhetők, amelyek az egy ciklus hosszának  $N$  egészszámú többszöröse. Ugyanez vonatkozik a  $t$  észlelési időre is, azaz

$$x = NX \text{ és } t = NT.$$

b) A legnagyobb behatolási mélységet, a minimális ciklusszámot és ezáltal a legnagyobb látszólagos sebességet is a „ $h$ ” hullámvezetővastagság határozza, azaz a (4) és (5) figyelembevételével

$$x = NX = N_{\min} n \pi^{1/2} z_{\max} \Gamma_x \quad (14)$$

és

$$z_{\max} = \frac{x}{N_{\min} n \pi^{1/2} \Gamma_x} \leq h, \quad (15)$$

amelyből  $N_{\min}$  számértékét kapjuk.

Az  $x$  távolságot  $N$  maximális ciklusszámmal elérő hullám behatolási mélysége

$$z_{\min} = \frac{x}{N_{\max} n \pi^{1/2} \Gamma_x} > 0. \quad (16)$$

A beérkezési időket is ugyanígy kifejezve, a

$$t_{\min} = N_{\min} T = \frac{N_{\min} n \pi^{1/2} \Gamma_t z_{\max}}{V_{\max}^x} \quad (17)$$

$$t_{\max} = N_{\max} T = \frac{N_{\max} n \pi^{1/2} \Gamma_t z_{\min}}{V_{\min}^x} \quad (18)$$

összefüggéseket kapjuk.

A hullámcsoport tartama egy, a forrástól  $x$  távolságban levő pontnál:

$$\Delta t = t_{\max} - t_{\min} = n \pi^{1/2} \Gamma_t \left( \frac{N_{\max} z_{\min}}{V_{\min}^x} - \frac{N_{\min} z_{\max}}{V_{\max}^x} \right). \quad (19)$$

A (15) és (16)-ból kifejezve az  $N_{\max} z_{\min}$  illetve  $N_{\min} z_{\max}$  értékeket, a hullámcsoport tartamára a

$$\Delta t = x \frac{\Gamma_t}{\Gamma_x} \left( \frac{1}{V_{\min}^x} - \frac{1}{V_{\max}^x} \right) \quad (20)$$

kifejezést kapjuk, ahol  $\frac{\Gamma_t}{\Gamma_x} = \frac{n}{n-1}$  formában is felírható.

Ha a felső rétegsorban a látszólagos sebesség  $V^x = 150 - 300$  m/s közötti és a gamma függvényértékek  $\Gamma_t = 0,886$ ;  $\Gamma_x = 0,665$ , a hullámcsoport tartama az  $R$  fázissal együtt, az  $x = 212,5$  m távolságon levő pontban  $t = 0,940$  sec.

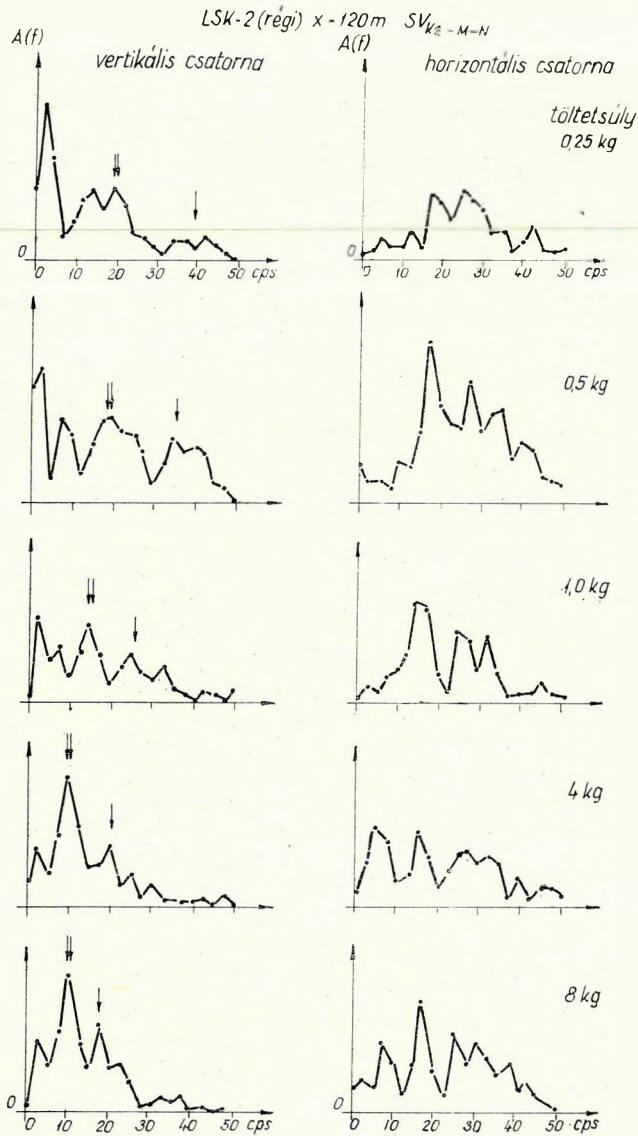
Ez természetesen csak közelítőleg egyezik a mért értékkel, mert a forráspont az egyes hullámtípusokra más és más.

Különböző sebességeloszlással jellemzett több rétegösszlet esetén a részartamok összegét kell számításba vennünk.

A hullámcsoport amplitúdó-frekvenciaspektrumát az egyes összetevők spektrumai alakítják ki. Az előzőekben lényegében a  $K_1$ ;  $K_2 - K_3$ ;  $M - N$  és az  $R$  fázisokat határoztuk meg. A teljes hullámcsoport spektrumát is ezek spektrumainak összege alakítja ki. Az egyes hullámösszetevők spektruma viszont három lényeges tényezőtől függ. Az első és legfontosabb a forrásban lezajló folyamat, az induló impulzus szélessége, amplitúdója. A másik tényező a rétegsor sebességeloszlása, a harmadik tényező az egyes rétegek vastagsága.

Az egyes hullámcsoportok sebesség-amplitúdó spektruma, illetőleg alapperiódusa a töltetnagysággal lényeges mértékben, a töltet alakkal kevésbé befolyásolható.

A töltetnagyság hatását 25 m mély lyukban 0,25 – 0,5 – 1,0 – 4,0 és 8 kg-os lövésekkel vizsgáltuk (15. ábra).



15. ábra. Zavarhullámspektrumok a töltetnagyság változtatásához

Fig. 15. Спектры волн-помех для различных величин заряда

Fig. 15. Ground roll spectra for varying charge

A spektrumamplitudók eltolódása a kis frekvenciák felé különösen a vertikális csatornán tűnik ki. A horizontális csatornán is jól megfigyelhető ez a jelenség, de itt a spektrum mindig tagoltabb és szélesebb (ÁDÁM 1964).

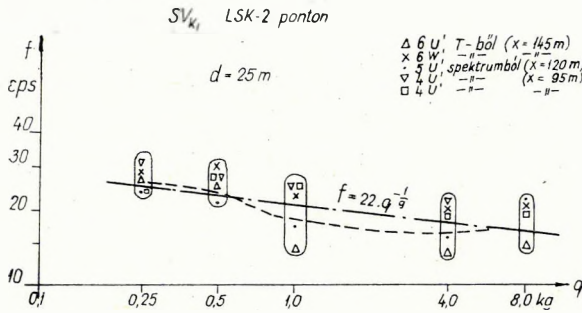
Az egyes hullámokat, illetőleg hullámcsoportokat a spektrumokból csak hozzávetőlegesen lehet kiválasztani, ezért az értelmezésnél a kvázi-periódusok mérését és az egyes hullámcsoportok külön analizisét is el kellett végeznünk.

A 16. ábra az  $SV_{K_1}$  hullámcsoport csúcsfrekvenciájának változását mutatja be. Ez mélybeható hullámcsoport, ezért az analizist a  $H II$ . csatornán végeztem. A töltet és csúcsfrekvencia összefüggése

$$f \cong 22q^{-1/9}$$

alakban is felírható. Itt  $q$  a töltetsúly kg-ban,  $f$  pedig a spektrum csúcsfrekvenciája.

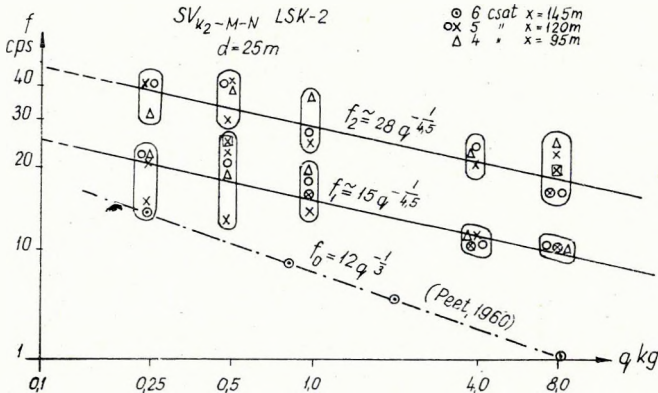
A 17. ábrán az  $SV$  hullámcsoport  $K_2 - M - N$  fázisainak analizise látható.



16. ábra. Az  $SV - K_1$  fázis frekvenciájának változása a töltetnagysággal

Фиг. 16. Вариации частоты фазы  $SV - K_1$  с величиной заряда

Fig. 16. The variation of the frequency of phase  $SV - K_1$  with the charge



17. ábra. Az  $SV - K_2 - K_3 - M - N$  fázis frekvenciájának változása a töltetnagysággal

Фиг. 17. Вариации частоты фаз  $SV - K_2 - K_3 - M - N$  с величиной заряда

Fig. 17. The variation of the frequency of phases  $SV - K_2 - K_3 - M - N$  with the charge

Két különböző frekvencia intervallum van. Közelítően az

$$f_1 \cong 15q^{-1/4,5}$$

$$f_2 \cong 28q^{-1/4,5}$$

összefüggések határozhatók meg. PEET (1960) szerint az  $n$  értéke  $1/2 - 2/3$  között változik. A töltetváltoztatás tehát felhasználható a zavarhullám frekvenciatartományának eltolására. Ez igen lényeges, mert a jel is rendszerint azonos (25–35 cps) frekvenciatartományban van. A zavarhullám frekvenciaspektrumát a töltet növelésével a kisfrekvenciák felé tolhatjuk el.

Bonyolultabb, hogy miként változik a zavarhullám amplitúdó-frekvenciaspektruma a robbantás mélységével.

Az  $SV_{K_1}$  hullámesoport adatait a 18. ábra mutatja. A közelítő függvénykapcsolat

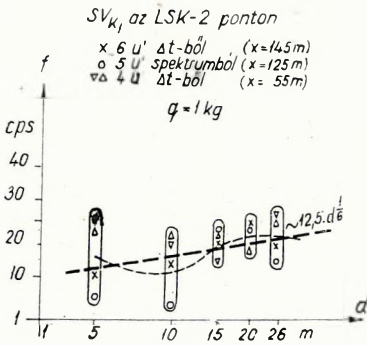
$$f_1 \cong 12,5 d^{1/6}$$

ahol a  $d$ -t méterben adjuk meg.

Az  $SV_{K_2 - K_3 - M - N}$  és az  $R$  fázisok több frekvenciájára ez a kapcsolat (19. ábra):

$$f_2 \cong 6 d^{1/2,5}$$

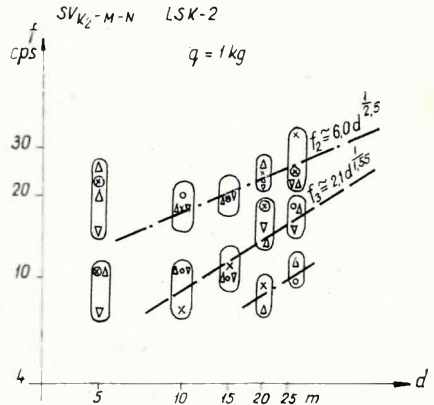
$$f_3 \cong 2,1 d^{1/2,5}$$



18. ábra. Az  $SV - K_1$  csúcshékvencia változása a töltetmélységgel

Фиг. 18. Вариации пиковой частоты  $SV - K_1$  с глубиной заложения заряда

Fig. 18. The variation of the  $SV - K_3$  peak-frequency with the depth of the charge



19. ábra. Az  $SV - K_2 - K_3 - M - N$  frekvenciájának változása a töltetmélységgel

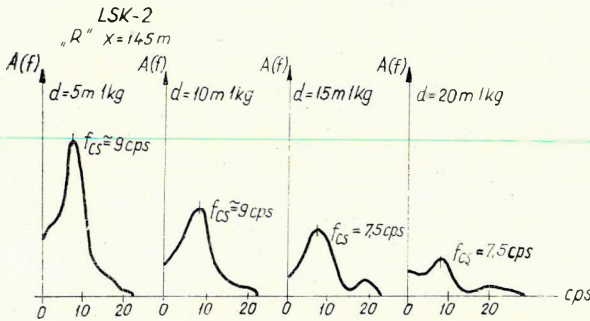
Фиг. 19. Вариации частоты  $SV - K_2 - K_3 - M - N$  с глубиной заложения заряда

Fig. 19. The variation of the frequency of phases  $SV - K_2 - K_3 - M - N$  with the depth of the charge

Ezek az összefüggések azonban csak akkor érvényesek ha  $d \cong 5$  m, mert az 5 m-nél kisebb mélységű lövéseknél lényegesen nagyobb frekvenciájú beérkezéseket észleltünk, mint a mélyebb lövések alapján várható volt. Ennek oka első-

sorban a felszínközeli nagysebességű padban keresendő. Hasonló jelenség a gyutacs-szelvényezési adatokban is felismerhető, de az adatok lényegesen szórtaabbak, közelítő kapcsolat nem állítható fel.

Az „R” fázis spektruma a különböző mélységű lövéseknél az analízis felbontási képességén belül, 7–10 cps között, közel állandó marad. Az amplitúdóváltozás azonban lényegesen nagyobb (20. ábra).



20. ábra. Az R fázis spektrumának változása a töltetmélységgel

Фиг. 20. Вариации спектра фазы R с глубиной заложения заряда

Fig. 20. The variation of the spectrum of phase R with the depth of the charge

mentességétől. E feltételeknek hozzávetőlegesen csak a 3. ábrán bemutatott szeizmogram  $K_3$  és az R fázisai felelnek meg. Az amplitúdók még így is szórtak, ezért egyszerű simítást is kellett végezni.

A sebességamplitúdó-távolság számítás az

$$A_i = x_i^{-n} \exp\left(-\frac{\alpha}{2} x_i\right) \quad (21)$$

összefüggésből felállított egyenletrendszerrel végezhető el, ahol  $n$  a geometriai tényező,  $x$  az abszorpciós együttható.

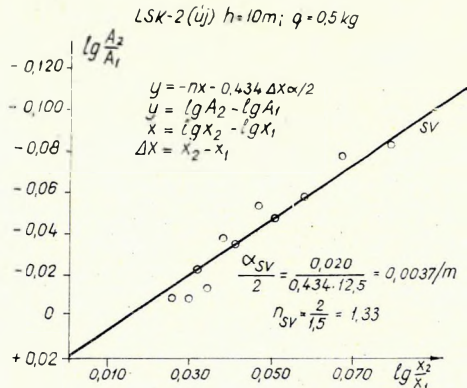
A 21. ábrán a számított adatokat látjuk. A számítás eredménye:

$$\alpha = 0,0074/m$$

$$n = -1,33$$

Az abszorpciós együttható meg lehetőségen kicsiny. MEISSNER (1965) mérései szerint az SV hullám abszorpciós tényezője  $\alpha = 0,01 - 0,03/m$ . HOWELL és BUNDENSTEIN (1955)a

abszorpciós tényezőjének értéke a hullám jellegétől ( $P$  vagy  $S$ ) is függ, amelyet a geometriai tényező is kifejez. Az abszorpciós együttható meghatározására két módszer kínálkozik: a sebességamplitúdó-távolság összefüggés (KARUSZ 1953; HOWELL 1957) és sebességamplitúdófrekvencia spektrum (HUANG JEN-HU, 1961). Az abszorpciós együttható számításának pontossága függ az észlelés hosszától és a hullámcsoport interferencia-



21. ábra. Az SV -  $K_3$  fázis abszorpciós tényezőinek a meghatározása

Фиг. 21. Определение коэффициентов поглощения фазы SV -  $K_3$

Fig. 21. The determination of the absorption coefficients of the phase SV -  $K_3$



csatolt hullámnak minősített beérkezésre – amely jellegben hasonló ehhez a csoporthoz – ( $\alpha_B=0,033/m$  ( $\alpha_B=0,011/láb$ ) értéket határozott meg.

Érdekes még a geometriai tényező  $n = -1,33$  értéke. HOWELL és BUNDEN-STEIN (1965)  $n=(-1,33)-(-4,4)$  értéket határoztak meg a csatolt hullámra, de ennek ellenére felszíni hullámnak minősítették (holott energiamértékből felszíni hullámra  $n = -1$ ; sebesség amplitudóból  $n' = -1/2$  értéket kellett volna kapniuk). Ezek az adatok és megállapítások tehát az SV testhullám minősítését is alátámasztják.

Az R fázisra hasonlóképpen elvégzett számítások szerint

$$\alpha = 0,0074/m$$

$$n = -1,2.$$

A számítás azonban erősen szórt adatokon alapszik. Az irodalmi adatokhoz képest (OMOTE ÉS TÁRSAI, 1958) az eltérés két nagyságrend. Ennek oka valószínűleg az anyagi különbség.

Az „n” geometriai tényező valószínűleg azért nagyobb, mint 1/2, mert a robbantó pont közelben az „R” fázis felületi hullám jellege bizonytalan, még sugár módszerrel is értelmezhető (HOWELL és BUNDENSTEIN 1955).

Az amplitúdóspektrumból végzett számítás feltétele, hogy az abszorpciós tényező a frekvenciával lineáris kapcsolatban legyen, azaz

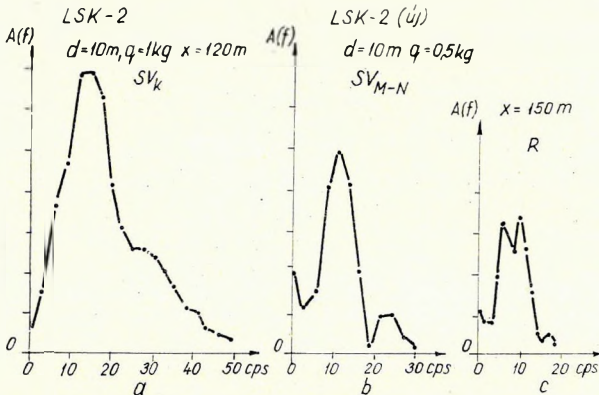
$$\frac{\alpha}{2} = \kappa f$$

Ha ez teljesül (HUANG JEN-HU 1960), akkor:

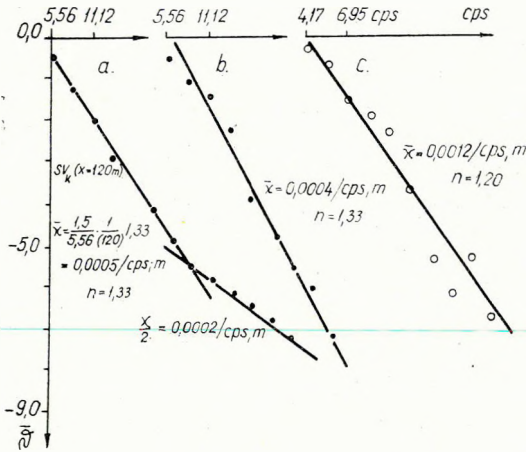
$$\bar{\vartheta} = \ln \frac{\vartheta_a(f)}{\vartheta_a(f_0)} - 2 \ln \frac{f}{f_0} = -(f-f_0) \sum_{i=\varnothing}^n r_i \kappa \quad (22)$$

összefüggés írható fel, ahol:  $\vartheta_a(f)$  a spektrum amplitudó;  $\vartheta_a(f_0)$  a spektrumvonatkozási amplitudó;  $r_i$  a sugár hossza.

A 22. ábra három spektrumot mutat, a 23. ábra pedig a transzformáció eredményét.



22. ábra. Sebességamplitúdóspektrumok  
 Фиг. 22. Спектры амплитуд скоростей  
 Fig. 22. Velocity amplitude spectra



23. ábra. Abszorpciós tényező számítása spektrumból

Fig. 23. Calculation of the absorption coefficient from the spectrum

Фиг. 23. Вычисление коэффициента поглощения по спектру

A két számítás eredményét összehasonlítva azt látjuk, hogy amíg a beérkezések  $SV_{MN}$  fázisa az  $SV_{K3}$  fázissal közel azonos értékű ( $\kappa_{K3} = 0,0074/m$ ), addig az  $R$  fázisnál kétszeres különbséget kapunk. A különbség növekszik, ha a geometriai tényezőt nem vesszük figyelembe.

Összefoglalásként megállapíthatjuk, hogy

- a zavarhullámcsoport tartamát egy adott távolságon a sebességelozslást meghatározó hatványkitevő és a minimális és maximális látszólagos sebesség ismeretében kiszámíthatjuk;

- az egyes zavarhullámösszetevők amplitúdó-frekvenciaspektruma a töltetnagságtól függ. A töltet növelésével a zavarhullámspektrumot a kisfrekvenciák tartományába tolhatjuk el;

- az egyes zavarhullámösszetevők amplitúdó-frekvencia-spektruma függ a töltet helyétől. Azonos kőzetösszetlen belül a mélység növekedésével a spektrum szélesedik és a nagyobb frekvenciák felé tolódik el;

- az egyes zavarhullámösszetevők test ( $SV$ ) hullám jellegét a geometriai tényező értéke is alátámasztja;

- az abszorpciós együtthatók értéke az egyes összetevőkre nagyságrendileg azonos.

### Összefoglalás

A tanulmány célja a zavarhullámok keletkezési körülményeinek tisztázása a Hortobágyon, de általános következtetések is levonhatók.

A tanulmányban a zavarhullámprobléma négy olyan kérdéscsoportjára kívántunk választ adni, amelyekre a szűrés elmélete a továbbiakban felépíthető, a hatásossága növelhető.

Figyelembe véve az előzőekben kiszámított geometriai tényezőt is

$$\text{az } SV_{K1} \text{ fázisra } \kappa_{SV_{K1}} = 0,0005/m, \text{ cps}$$

illetőleg a 14 cps-es csúcsfrekvenciára

$$\alpha_{SV_{K1}} = 0,014/m$$

$$\text{az } SV_{MN} \text{ fázisra } \kappa_{SV_{MN}} = 0,0004/m, \text{ cps}$$

illetőleg a 12 cps-es csúcsfrekvenciára

$$\alpha_{SV_{MN}} = 0,0096/m$$

az  $R$  fázisra  $\kappa_R = 0,0012/m, \text{ cps}$  illetve a 7,5 cps-es csúcsfrekvenciára

$$\alpha_R = 0,018/m.$$

A zavarhullámcsoport lényegében két hullámtípust foglal magában: az első és maximális intenzitású hullámtípus a vertikálisan polarizált transzverzális hullám, amelynek tartama (a gyakran használt) 200 m-es féltérítés távolságon 0,7–0,8 sec; a második és kisebb intenzitású hullámtípus a Rayleigh hullám, amely egy, esetleg két ciklusból áll.

A zavarhullámok első, nagyintenzitású csoportja ( $SV$ ) hullámvezetőkben terjed. Az egyes hullámösszetevőkre a hullámvezető más és más:

- az első csoport ( $K_1$  fázis) hullámvezetője  $V = 137 z^{1/6}$  sebességfüggvénnyel jellemezhető és ennek érvényességi tartománya  $z < 10$  m;
- a második csoport ( $K_2 - K_3 - M - N$  fázisok) hullámvezetője  $V = 154 z^{1/4}$  sebességfüggvénnyel írható le, amelynek érvényességi tartománya  $0 < z < 20$  m.

A zavarhullámok  $SV$  hullámcsoportjának egyes összetevői, a felszínközeli rétegsor transzverzális sebességeloszlása miatt más és más forráspontból származnak:

- a  $K_1 - K_2 - K_3$  fázisok a robbantás pontjában gerjesztődnek;
- az  $M - N$  fázisokat a felszínen visszaverődő, a közel vertikálisan terjedő  $SV$  hullám reflexiója hozza létre (kis töltetnél a vízhullámnak is van szerepe).

A zavarhullámok  $SV$  hullámcsoportjára a geometriai optika törvényei alkalmazhatók és ezzel értelmezésük lényegesen egyszerűsíthető.

A zavarhullámok második ( $R$  fázis) csoportja az  $M_2$  hullámmódosulat Rayleigh fázisának felel meg. Az  $R$  fázis behatolási mélysége, a vizsgált intervallumban az észlelési távolsággal növekszik. Ugyanúgy a felszíni forráspontban keletkezik mint a vertikálisan polarizált transzverzális hullámcsoport  $M$  és  $N$  fázisai.

A zavarhullám-mechanizmus lényeges elemei a következők:

- a hengeres töltet elrobbantásakor keltett  $SV$  hullámok  $45^\circ$ -os irányított-ságúak;
- a felszínközeli rétegekben a nagy Poisson hányados ( $\sigma > 0,25$ ), illetőleg a nagy  $V_S$  és  $V_P$  sebességkülönbség miatt az  $SV$  hullámok már kis beesési szögnél ( $\sim 10^\circ$ ) is konverzió nélkül verődnek vissza a felszínről;
- a lyuk tengelye közelében felszínre érkező nagyintenzitású  $SV$  hullám (vízhullám) reflexiójánál  $P$  és  $SV$  hullámok keletkeznek;
- a laza, konszolidálatlan üledékes rétegsorban a hengeres üregben végzett robbantás energiájának nagyobb részét  $SV$  ( $\sim 70\%$ ), kisebb részét  $P$  ( $\sim 30\%$ ) hullám viszi;
- a felszíni forrásból származó hullámösszetevők – elsősorban az  $R$  fázis – intenzitása a töltet mélységének a függvénye. A nagysebességű, kemény, vékony közetpadokon a vertikálisan terjedő  $SV$  hullám nagyrésze reflektálódik és a felszínen gerjesztett hullámcsoport intenzitása csökken.

A zavarhullámösszetevők dinamikai jellegzetességei:

- a zavarhullámcsoport tartamát a hullámvezetők paraméterei határozzák meg;
- a zavarhullámösszetevők sebességamplitudó frekvenciaspektruma függ a töltetnagságtól; a töltet növelésével a zavarhullámspektrum a kisfrekvenciák tartományába tolható el;
- ugyancsak függ a hullámcsoport spektruma a töltet helyétől; azonos összeteten belül a mélység növelésekor a spektrum szélesedik és a magasabb frekvenciák felé tolódik el;

– az abszorpciós együtthatók értéke az egyes összetevőkre nagyságrendileg azonos;

– a geometriai tényező mindkét hullámcsoportban nagyobb az egységnél.

Az Alföld különböző területein és a Csereháti dombvidéken végzett kísérleti mérések eredményei jellegükben megegyeznek a hortobágyi adatokkal, azaz kimutathatók az  $SV$  és a Rayleigh hullámösszetevők, valamint meghatározhatók a hullámvezetők paraméterei.

A vizsgálatok általánosítható eredményeket szolgáltatnak a modern szeizmikában használatos robbantópont és szeizmométercsoportok tervezéséhez. Ilyenek:

– a zavarhullám tartamának meghatározási lehetősége helyről-helyre, csoportról-csoportra;

– a zavarhullám amplitudó-frekvencia spektrumának szabályozhatósága a töltet nagyságával és mélységével;

– a zavarhullám csillapodása a távolsággal.

A lényeg az – s ezt az irodalom is megerősíti, – hogy a zavarhullámot a felszínközeli rétegsor hozza létre, jellegét is ez határozza meg, de elsősorban nem felületi hullám, hanem hullámvezetőben haladó  $SV$  típusú testhullám.

Köszönetem fejezem ki mindazoknak, akik a dolgozat alapjául szolgáló kísérletek megvalósítását elősegítették; Polcz Iván és Ráner Béla tudományos munkatársnak, a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet Igazgatóságának, a Központi Földtani Hivatal és az Országos Kőolaj és Gázipari Tröszt Szeizmikus Kutatási Üzeme Vezetőségének.

#### IRODALOM

- ACHESON, C. H., 1959: The correction of seismic time maps for lateral variation of velocity beneath the low velocity layer. *Geophysics* 14.
- ALLEN, E. S., 1947: Six place tables. McGraw-Hill
- ANGENHEISTER, G., 1950: Fortschreitende elastische Wellen in planparallelen Platten. *Gerlands Beiträge zur Geophysik* 61, 54.
- ANSTEY, N. A., 1957: Modern technique in seismic reflection recording. *Geophysical Prospecting*, 5.
- ÁDÁM O., 1954: Egyes DNY dunántúli területek némaságának okai. *Geofizikai Közlemények*, IV 1.
- ÁDÁM O., 1960: Jelentés a Nagykanizsán 1960. VIII. 9 – 20 között végzett kísérleti mérésekről. ELGI
- ÁDÁM O., 1963: Szeizmikus felvételek frekvenciaanalízise. *Geofizikai Közlemények*, XIII 1.
- ÁDÁM O., 1964: Szeizmikus felszíni zavarhullámok (ground roll) dinamikai vizsgálata. *Magyar Geofizika*, 5, 1 – 2.
- ÁDÁM O. – SZ. KILÉNYI É., 1963: Közelítő sebesség függvény meghatározása refrakciós menetidő-görbékéből. *Geofizikai Közlemények*, XII 3 – 4.
- BANTA, H. E., 1941: Arefraction theory adaptable to seismic weathering problems. *Geophysics*, 6, 3.
- BISZTRICSÁNY E. – KISS Z. – MOLNÁR K., 1964: Robbantással keltett felületi hullámok vizsgálata. *Magyar Geofizika*, 5, 1 – 2.
- BREKHOVSKIKH, L. M., 1960: *Waves in layered media*. Academic Press, New York and London
- DOBRIN M. B., 1950: Submarine geology of Bikini lagoon as indicated by dispersion of waterborne explosion waves. *Bulletin of Geological Society of America*, 61
- DOBRIN, M. B., 1951: Dispersion in seismic surface waves. *Geophysics*, 16, 1.
- DOBRIN, M. B. – LAWRENCE, PH. L. – SENBUSH, R., 1954: Surface and near-surface waves in the Delaware Basin. *Geophysics*, 19.
- DON LEET, L., 1950: *Earth Waves*. Cambridge, Massachusetts. Harvard University Press
- EGYED L., 1956: a Föld fizikája. Akadémiai Kiadó, Budapest

- EWING, W. M. – JARDETZKY, W. S. – PRESS, F., 1957: Elastic Waves in Layered Media. McGraw-Hill
- FÖRTSCH, O., 1950: Untersuchungen von Biegewellen in Platten: Messung ihrer Gruppen und Phasengeschwindigkeit. Gerlands Beiträge zur Geophysik. 61. 54.
- GÁLFI J., 1952: A levegőben robbantás módszerének alkalmazása a hazai szeizmikus kutatásban. Geofizikai Közlemények I
- GÁLFI J. – STEGENA L., 1959: Reflexiós szűrési eljárások és kritikai vizsgálatuk. Kézirat
- GOLZMAN, F. M. – KALINYINA, T. B., 1958: A frekvencia analízis és szintézis egyszerű módszerei és alkalmazásuk néhány geofizikai feladat megoldásához. Prikladnaja Geofizika, 21. Moszkva
- GOLZMAN, F. M., 1960: Coasztotnaja teorija gruppированья szignalov Izvesztija Akademia Nauk SzSzsZR. Seria Geofizika, 6.
- GOGUEL, J. M., 1951: Seismic refraction with variable velocity. Geophysics, 16, 1.
- GUPTA, J. M. – KISSLINGER C., 1964: Model study of explosion generated Rayleigh waves in a half space. Bulletin of Seismological Society of America. 54, 2.
- GUPTA, I. M., 1966: Dispersion of body waves in layered media, Geophysics 16, 4.
- GURVICS, I. I. – CSAO, THUN., 1962: O zavizimoszti amplitudi szeizmicseszkih kolebanij ot vesza zarjada. Razvedocsnaja i Promiszlovaia Geofizika, 44.
- GURVICS, I. I. – NOMONOKOV, V. P., 1966: Szeizmorazvedka. Nedra, Moszkva
- HAGEDOORN, I. G., 1962: In pursuit of the errant seismic pulse. Geophysical Prospecting, 10, 2.
- HEELAN, P. A., 1953: Radiation from a cylindrical source of finite length. Geophysics, 18, 3.
- HOLZMAN, F. M., 1961: On the experimental analysis of interferences and of the reliability of the results of grouping of signals. Bulletin (Izvestija) Academy of Sciences USSR. Geophysics Series, 12.
- HOWELL, B. F. – BUNDENSTEIN, D., 1955: Energy distribution in explosion generated seismic pulses. Geophysics, 20, 1.
- HOWELL, G. L. – NEUENSCHWANDER, E. F. – PIERSON, A. L., 1953: Gulf Coast surface waves Geophysics, 13, 1.
- HOWELL, B. F., 1957: Ground vibrations near explosions II. Earthquake Notes 28, 4.
- HUANG, JEN-HU., 1961: A szeizmikus hullám frekvencia-spektrumáról. Geofizikai Közlemények IX, 3–4.
- JOLLY, B. N., 1956: Investigation of shear waves. Geophysics 19, 4.
- JÓSA E., 1964: Jelentés a Nagy-Alföldön végzett kismélységű geoelektromos ellenállásmérésekről. ELGI
- KARUSZ, E. V., 1958: Rugalmas hullámok abszorpciója közetekben, állandó rengéskeltés mellett. Izvestija Akademie Nauk, SzSzsZR széria Geofizicseszkaia, 4. (fordítás)
- KAUFMAN, H., 1953: Velocity Functions in Seismic Prospecting. Geophysics 18, 2.
- KEFELI, A. Sz., 1964: Izucsenyie szkorosztei prodolnyich i poperecsnyich voln . . . . Geologia i Geofizika Akademia Nauk SzSzsZR szibirszkoe otdelenyie 5.
- Sz. KILÉNYI É., 1964: A refrakciós későbbi beérkezések felhasználása a gyakorlati szeizmikus kutatásban. Geofizikai Közlemények XIII, 4.
- KISSLINGER, C., 1959: Observation of development of Rayleigh type waves in the vicinity of small explosions. Journal of Geophysical Research 64, 4.
- LÁNCZOS C., 1956: Applied Analysis. Prentice Hall
- LUECKE, E. J., 1958: Experimental dependence of the energy of seismic waves on the explosive conditions. Bulletin (Izvestija) Academy of Sciences, USSR Geophysics Series, 2.
- MALINOVSKAYA, L. H., 1958: The dynamic features of totally reflected transverse waves. Bulletin (Izvestija) Academy of Sciences, USSR. Geophysics Series, 2.
- MASON, G., 1957: Small scale field investigation of motion near the source, Geophysical Prospecting 5, 2.
- MÁFI SÍKVIDÉKI KUTATÓ OSZTÁLY 1965: Jelentés az 1964/65. évi alföldi munkálatokról. ELGI Adattár
- MEISSNER R., 1965: P and SV – waves from uphole shooting. Geophysical Prospecting 13, 3.
- NIELSEN, K. L., 1956: Methods in Numerical Analysis. The Macmillan Company, New York
- NUTTLI, O., 1961: The effect of the Earth's surface on the S wave particle motion. Bulletin of Seismological Society of America. 51, 2.
- OKGTSzKŰ, 1958: 53. jelentés. Miklós Gergely
- OKGTSzKŰ, 1959: 55. jelentés, Hámor N., Újfaluassy A.
- OMOTE, S. – KOMOKI, SH. – NAKAJIMA, N., 1958: Seismic wave types in a sand layer near a small explosion. Bulletin of the Earthquake Research Institute, 36.

- PEET, W. E., 1960: A shock wave theory for generation of seismic signal around a spherical shot-hole. *Geophysical Prospecting*, 8, 4.
- POLCZ I., 1963: Geofoncsoportok alkalmazásának vizsgálata hazai szeizmogeológiai viszonyokra. Diplomaterv
- POSGAY K., 1958: Szeizmikus kísérleti terület kijelölése. *Geofizikai Közlemények*, VIII 1–2.
- RICKER, N. – LYAN, R. D., 1950: Composite reflections. *Geophysics*, 15.
- RICKER, N., 1953: The form and laws of propagation of seismic wavelets. *Geophysics*, 18.
- RUDNYICKIJ, V. P., 1965: A hullámkép néhány sajátossága a robbantópont közelében. *Material geofiziceszkijh izsledovanyij territorii Ukraini. Geofiziceszkij Szbornyik*, 6. (fordítás)
- SATO, Y., 1955: Analysis of dispersed surface waves by means of Fourier transform. I – II *Bulletin of the Earthquake Research Institute, Tokyo University*, 23.
- SCHMIDT, E. R., 1923: A kincstár csonkamagyarországi szénhidrogénkutató mélyfúrásai. *MÁFI Évkönyve*, 34.
- SHARPE, J. A., 1942: The production of elastic waves by explosion pressure. *Geophysics*, 7, 2.
- SHARPE, J. A., 1942: The production of elastic waves by explosion pressure. II. Results of observation near an exploding charge. *Geophysics*, 7.
- STEGENA L., 1955: *Geofizika* IV. éves geofizikus hallgatók részére (kézirat).
- SZÉNÁS GY. – ÁDÁM O., 1953: Szeizmogeológiai viszonyok DNY Magyarországon. *Geofizikai Közlemények* II 9.
- SZÉNÁS GY., 1962: Jelentés az 1962-ben végzett hortobágyi geofoncsoport és linear shooting kísérletekről. *ELGI Adattár*
- TATEL, H. E. – TUVE, M. A., 1954: Note on the nature of a seismogram I. *Journal of Geophysical Research*, 59, 2.
- TOLSTOY, J. – USDIN, I., 1953: Dispersive properties of stratified elastic and liquid media: a ray theory. *Geophysics*, 18, 4.
- WHITE, J. E. – SENGBUSH, R. L., 1953: Velocity measurements in near-surface formations. *Geophysics*, 18, 1.
- WHITE, J. E. – SENGBUSH, R. L., 1963: Shear waves from explosive sources. *Geophysics*, 28, 6.
- WHITE, J. E., 1965: *Seismic Waves; radiation, transmission, and attenuation*. McGraw-Hill

## SZPORADIKUS $E$ IONIZÁCIÓ KÖZEPES FÖLDRAJZI SZÉLESSÉGEN

BENCZE PÁL

П. БЕНЦЕ

СПОРАДИЧЕСКАЯ ИОНИЗАЦИЯ  $E$  НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

Опираясь на самую надежную теорию образования спорадической ионизации  $E'$  на теорию ветрового сдвига, автор рассматривает зависимость спорадической ионизации  $E$  от величин, корреляция с которыми была обнаружена раньше. В годовой вариации кажущейся высоты спорадической ионизации ( $h'E_s$ ) отчетливо выделяется максимум в зимние-весенние месяцы и минимум в сентябре – октябре. Это явление приписывается к подобной годовой вариации суммарного содержания озона в атмосфере. Поглощая солнечную радиацию, озон вызывает повышение температуры, пропорциональное его содержанию, что приводит к расширению атмосферы. В связи с этим высота зоны ветрового сдвига, обуславливающего перераспределение ионов, изменяется в соответствии с изменением содержания озона в атмосфере.

P. BENCZE

SPORADIC  $E$  AT MEDIUM LATITUDES

Backed by the wind-shear theory, i.e. the most promising theory of the generation of the ionospheric sporadic  $E$ , the connection between sporadic  $E$  and those quantities, to which formerly it was found to have been related, is studied. It is shown that the annual variation of the apparent height of the sporadic  $E$  ( $h'E_s$ ) has definitely a maximum during the winter and spring months and a minimum in September and October. This phenomenon is ascribed to the annual variation of the total amount of ozone, which has an annual variation similar to that of  $h'E_s$ . Ozone, absorbing the Sun's radiation, causes an increase of the temperature proportional to its amount, which leads to the expansion of the atmosphere. In consequence, the height of the wind-shear zone redistributing the ions varies according to the variation of the amount of ozone.

A szporadikus  $E$  réteg rendszeres tanulmányozása az 1957–58-as Nemzetközi Geofizikai Évben indult meg. Szporadikus  $E$  ionizációról akkor beszélünk, ha az ionogrammon nem csak a szabályos  $E$  rétegről érkező reflexiókat észleljük. A visszaverődéseket az elektronsűrűség egyenetlen változása a magassággal, vagy a környezetükétől eltérő elektronsűrűségű beágyazódások okozhatják. Az észlelt visszaverődések ezek szerint háromféle rétegszerkezetel állhatnak kapcsolatban:

a) az  $E$  réteg magasságára jellemző skálamagasságnál vékonyabb és környezetüknél nagyobb elektronsűrűségű rétegekkel;

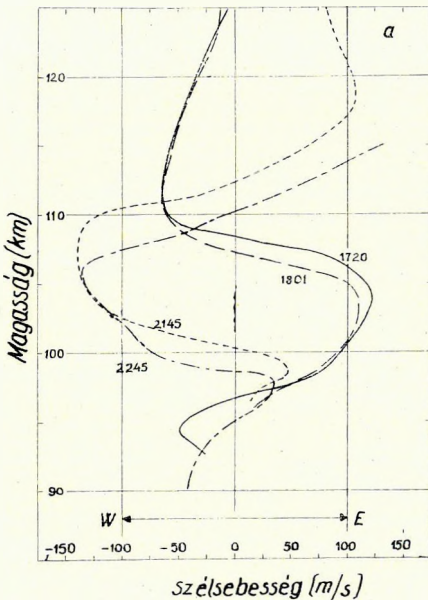
b) az elektronsűrűség magassági eloszlásában jelentkező nagy gradiensű szakaszokkal (a visszaverődések ebben az esetben részlegesek);

c) az  $E$  réteg közegébe beágyazott, környezetüknél nagyobb elektronsűrűségű foltokkal, inhomogeneitásokkal (ezek a szondázó berendezés által kisugárzott hullámok szóródását idézik elő; a szóródás következtében az inhomogeneitások feletti kisebb elektronsűrűségű rétegekről is érkeznek visszaverődések).

Mivel ismereteink az NGÉ időszakában nagyrészt a szporadikus  $E$  ionizációnak az ionogramon észlelt megjelenési formáira korlátozódtak, az URSI World – Wide Ionospheric Soundings bizottsága egy, az előbbin alapuló osztályozást vezetett be (WRIGHT, KNECHT és DAVIES, 1957).

Ennek alapján közepes földrajzi szélességen a szporadikus  $E$  visszaverődéseknek négy fő típusát különböztetjük meg. Az  $l$ -típus nappal a szabályos  $E$  réteg alja alatt fellépő reflexió, a  $c$ -típus az  $E$  réteg alja és elektronsűrűség-maximuma közötti magasságban jelentkező visszaverődés, a  $h$ -típus az  $E$  réteg elektronsűrűségmaximuma felett észlelhető, míg az  $f$ -típusnak az a jellemzője, hogy a frekvencia növekedésével a visszaverődés magassága nem változik. Tapasztalat szerint az  $l$ ,  $c$  és  $h$  típus csak nappal, az  $f$  típus főleg az éjszakai órákban fordul elő (THOMAS és SMITH 1959).

A szporadikus  $E$  réteg kialakulásához ionizáló és ionizálható közegre, illetve az ionizáció észlelt elrendeződését okozó tényezőre van szükség. Az ionizáló közeg, valamint az elrendeződést okozó tényező időbeli változásának összhangban kell lennie a szporadikus  $E$  ionizáció gyakoriságának időbeli változásával. A nappal észlelt szporadikus  $E$  ionizációt tekintve, az ionizáló és ionizálható közeggel kapcsolatban nincs probléma. Az ionizációról a hullámtermészetű sugárzás gondoskodik. A szporadikus  $E$  réteg fennmaradását az éjszakai órákban a rekombináció ellenére azonban csak akkor tudták megmagyarázni, amikor a felső légkör összetételének megállapítására indított rakétamérések éjszaka az  $E$  tartományban  $Mg^+$ ,  $Ca^+$ ,  $Fe^+$  és  $Si^+$  ionok vékony rétegeinek jelenlétét mutatták ki (ISTOMIN, 1963) és ezekről kiderült, hogy rekombinációs tényezőjük igen kicsi (LEHMANN és WAGNER, 1966). Ami az ionizáció újrendeződését illeti, WRIGHT és munkatársai (1967) a szél-méréseknek a szélnyírás-elméletre támaszkodó vizsgálata alapján kimutatták, hogy éjszaka az ionizáció újren-



1. ábra. a) A szélesség zónális ( $K - Ny$ ) komponensének változása a magassággal 1962 dec. 3-án a görbék mellett jelzett különböző időpontokban (KANTOR és COLE, 1964).

Fig. 1. a) Вращении зональной (широтной) составляющей скорости ветра с высотой 3 декабря 1962 г., в различные времена, указанные на кривых (Кантор и Кол, 1964)

Fig. 1. a) Variation of the zonal ( $E - W$ ) component of the wind velocity with the altitude, on 3<sup>rd</sup> Dec. 1962, in different time instants marked at the curves (KANTOR and COLE, 1964);



deződését a szélnyírás hozza létre. Valószínűnek tartják, hogy az újrendeződést nappal is a szélnyírás okozza. A szélsébség vízszintes komponensének nagysága és iránya kb. 100 km felett a magassággal oszcillációszerű változást mutat (1a ábra). Olyan zóna alakul ki, ahol a szél iránya két egymás felett fekvő rétegben ellentétes, tehát szélnyírás észlelhető. Az észlelések tanúsága szerint a szélsébség értékét a magasság függvényében feltüntető szelvények jellemző pontjainak, vagyis a szélnyírást jelző előjelváltási pontoknak a magassági helyzete a nap folyamán változik. KANTOR és COLE (1964) ezt a jelenséget a légkör éjszakai összehúzóásával, illetve nappali kiterjedésével hozta összefüggésbe.

Az alsó ionoszférában ugyanis a töltésképződés és megsemmisülés egyensúlyát kifejező

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - \alpha N^2 - \operatorname{div}(N\mathbf{v})$$

egyenlet jobboldalának utolsó tagja a töltéssűrűségnek a töltések elszállítódása következtében előálló változását adja. Itt  $N$  az elektronsűrűség,  $q$  az elektronképződés sebessége,  $\alpha$  a rekombinációs tényező és  $\mathbf{v}$  az elektronok mozgásának sebessége. A függőleges töltéseloszlás vizsgálatánál a mozgás vízszintes komponenseit figyelmen kívül hagyhatjuk, ezért ez a tag  $\frac{\partial N\mathbf{v}}{\partial z}$ -el egyenlő. Mivel a töltések közepes gyorsulását zérusnak tekinthetjük, azok

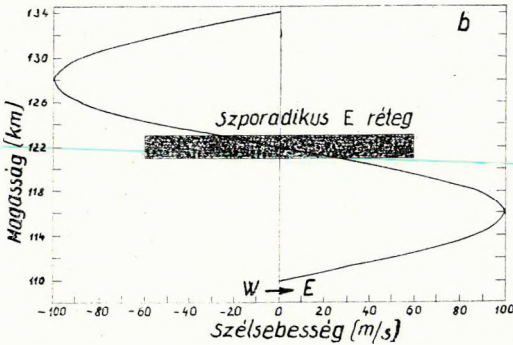
$$m_{ie}\nu_{ie}(\mathbf{1} - \mathbf{v}_{ie}) + e\mathfrak{E} + e(\mathbf{v}_{ie} \times \mathfrak{B}) = 0 \quad (1)$$

mozgásegyenletéből következik, hogy mozgásukat állandó  $\mathfrak{B}$  mágneses térben a semleges részecskék mozgásának  $u$  sebessége (szél) és az  $\mathfrak{E}$  elektromos tér határozza meg,  $e$  az elektron töltése,  $m_{ie}$  és  $\nu_{ie}$  a töltések (elektronok, ionok) tömege, illetve ütközésének frekvenciája a semleges részecskékkel. Az elektromos tér lehet mesterséges (pl. rádióhullám elektromos tere) és természetes. A természetes elektromos tér keletkezhet helyben dinamóhatás következtében (polarizációs elektromos tér), de lehet az az ionosféra magasabb rétegeiből a földmágneses tér erővonalai mentén átveződött tér is.

WHITEHEAD (1961) abból kiindulva, hogy a sporadikus  $E$  ionizáció gyakorisága a földmágneses tér vízszintes komponensével korrelációt mutat, kimutatta, hogy a szélsébség vízszintes komponensének változása a magassággal az ionsebesség függőleges komponensének változását, az ionok sűrűsödését (konvergenciáját) okozhatja. A semleges részecskék mozgásának függőleges komponense és a polarizációs elektromos tér ( $\mathfrak{E}$ ) által okozott mozgást első közelítésben elhanyagolják és feltételezik, hogy az ionkonvergencia ellen dolgozó egyetlen folyamat az ambipoláris diffúzió. Így az ionok függőleges sebessége ( $v_z$ ) és a szél keleti ( $u_E$ ) és ( $u_N$ ) északi komponense közötti összefüggés (MAC LEOD, 1966)

$$v_z = \frac{\omega_i^2 \cos I}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \left( u_E \frac{\nu_{in}}{\omega_i} - u_N \sin I \right). \quad (2)$$

Tehát az ionok alulról és felülről a felé a szint felé fognak mozogni, ahol  $v_2$  első-sorban  $u_E$  és  $u_N$  magassággal való változása következtében, pozitívról negatív előjelre (keletről nyugatira, illetve északiról délire) vált (1. b. ábra). Itt  $I$  az inklináció,  $\omega_i$  az ionok girokőrfrekvenciája és  $\nu_{in}$  az ütközés frekvenciája a semleges részecskékkel. Az egyenletből az is kiolvasható, hogy az ionok konvergenciáját okozó keleti és északi szélességkomponens részaránya erősen függ az ütközési frekvenciának magassági változásától.



1. ábra. b) Ideálizált szélesség-magasság szelvény a sporadikus E réteg keletkezési helyének feltüntetésével (MATSUSHITA és REDDY nyomán)

Фиг. 1. б) Идеальный график скорость ветра – высота, с указанием места образования спорадического слоя E (по Матсусита и Редди)

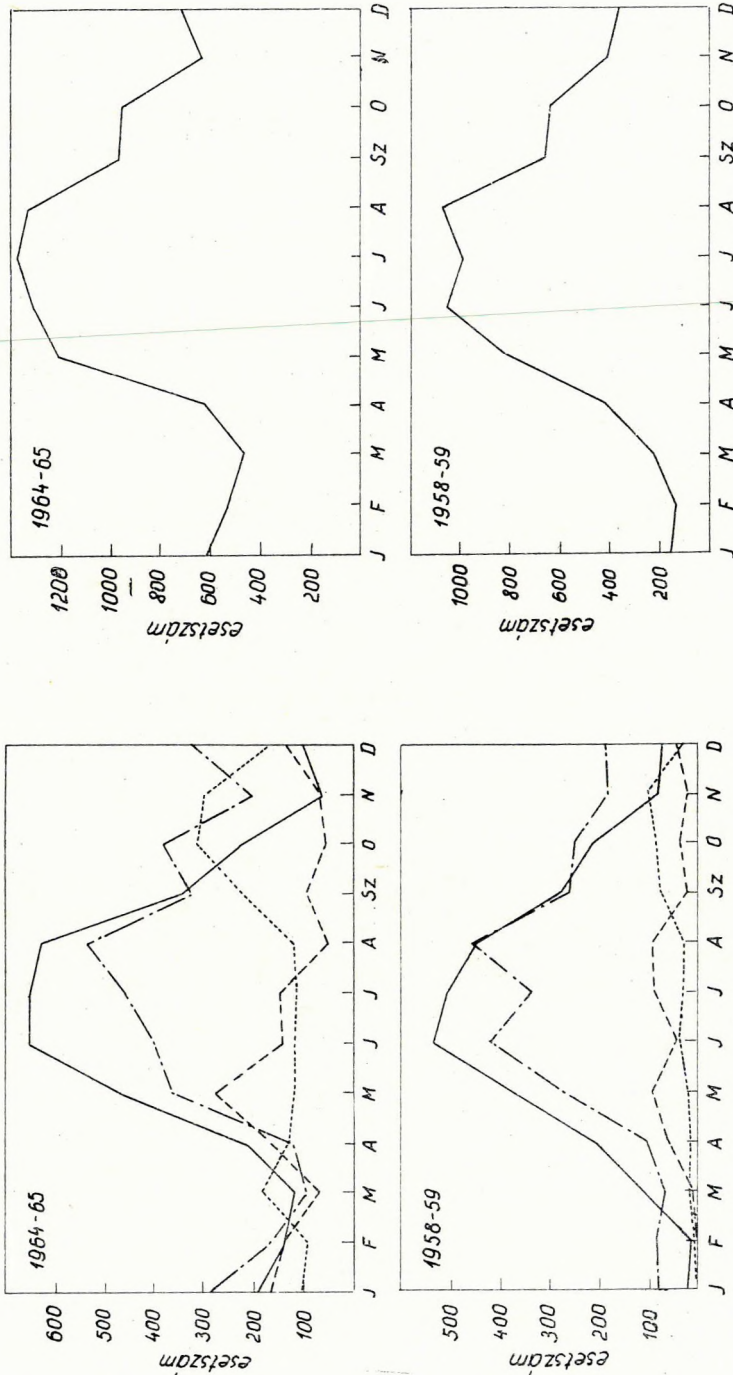
Fig. 1. b) Idealized wind-velocity altitude section, with indication of the place of origin of the sporadic E layer (After MATSUSHITA and REDDY).

lációt. Úgy gondoljuk, hogy a sporadikus E ionizáció és a már említett jelenségek között régebben talált összefüggéseket a szélnyíráselmélet alapján elemezve a sporadikus E ionizációval kapcsolatos problémákat közelebb hozhatjuk a megoldáshoz.

A zivatarvekenységgel talált korrelációnak mai ismereteink szerint két oka is lehet. Ionizáló szerepet játszhat a zivatarvekenység a zivatarfelhő és az ionoszféra között kialakuló villámok útján (ISTED, 1955), de PIERCE és CORONITI (1966) szerint a légköri elektromos kisülések, mint a szélnyírási zónákat kialakító belső gravitációs hullámok forrásai is számításba jöhetnek. A zivatarcellában a kezdeti (cumulus) állapotban ugyanis tekintélyes sebességű, függőleges légáramlás lép fel. A felemelkedő légtömeg sebessége következtében, először az egyensúlyi helyzetének megfelelő magasságnál nagyobb magasságig emelkedik, majd visszasüllyed és így kb. a felhőzet tetejének magasságában oszcilláció alakul ki. Az így keltett gravitációs hullámok, periódusuknál (~10 perc) fogva a troposzférából az ionoszféráig is eljuthatnak. A zivatarvekenységnek természetesen elsősorban a nappali sporadikus E ionizációhoz lehet köze.

A meteortevékenységgel tapasztalt összefüggés az előzőek alapján nyilvánvaló, amennyiben a meteortevékenység szolgáltatja az éjszakai órákban is észlelhető sporadikus E réteget alkotó, lassan rekombinálandó fémes ionokat. Így elsősorban az éjszakai sporadikus E ionizációnak kell vele szoros korrelá-

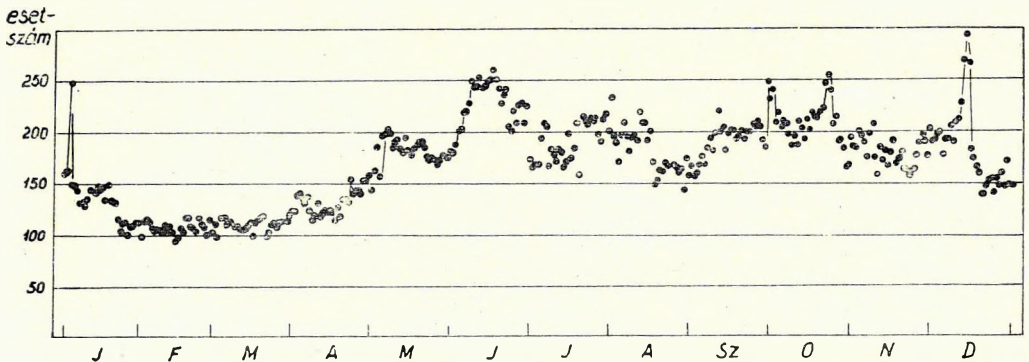
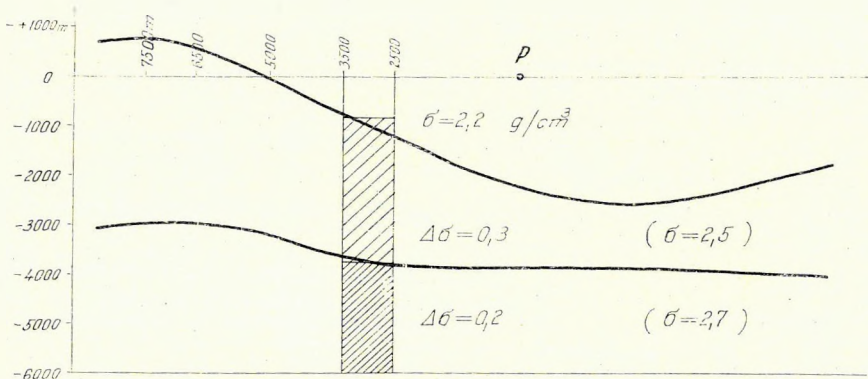
ció,  $\omega_i$  az ionok girokőrfrekvenciája és  $\nu_{in}$  az ütközés frekvenciája a semleges részecskékkel. Az egyenletből az is kiolvasható, hogy az ionok konvergenciáját okozó keleti és északi szélességkomponens részaránya erősen függ az ütközési frekvenciának magassági változásától. A szélességészaki komponensének hatása 100 km magasságban még elhanyagolható, de jelentősége az ütközési frekvencia csökkenése miatt a magassággal gyorsan nő. 100 km alatt turbulencia akadályozza a réteg kialakulását. A sporadikus E ionizáció sok mennyiséggel (zivatar tevékenység, meteortevékenység, sarki fény, mágneses hatások, naptevékenység, a Nap és a Hold által a légkörben okozott ár-apály és más ionoszférikus jelenségek) mutat korre-



2. ábra. A szporadikus E ionizáció-észlelések számának évi változása 1964-65 (napfoltminimum) és 1958-59 (napfoltmaximum) években, valamint a c (—), l (.....), h (---) és f (----) típusú reflexiók évi változása ugyanezekben az időpontokban  
 Фиг. 2. Вариации количества наблюдений над спорадической ионизацией E в 1964-65 гг. (минимум солнечных пятен) и в 1958-59 гг. (максимум солнечных пятен) и годовые ва риации отражений типа с (—), l (.....), h (---) и f (----) за эти же годы

Fig. 2. Annual variation of the number sporadic E-ionization recordings in the years 1964-1965 (solar spot minimum) and (1958 solar spot maximum), further the annual variation of the (—), l (.....), h (---) and f (----) type reflexions in the same time.

ciót mutatnia. Ezt WRIGHT (1967) vizsgálatain kívül a Budapest (47°26'N, 19°11'E), illetve Békéscsaba (46°40'N, 21°10'E) ionoszféraállomáson észlelt éjszakai szporadikus *E* ionizáció (*f* típusú reflexió) gyakoriságának évi változása is mutatja (2. ábra), amely a meteortevékenység évi változásához hasonló menetet mutat mind 1958–59-ben, mind 1964–65-ben. Bizonyítékként a 3. ábrán közöljük a meteortevékenység 1958–62 közötti, radarmérések alapján megállapított évi átlagos változását. A szporadikus *E* ionizáció gyakorisága évi menetének a meteortevékenységhez hasonlóan február, márciusban van a minimuma. Az 1958–59-es évben júniusra és augusztusra eső kettős maximum jelentkezik, amely az év második felében gyakori meteorzápороk hatására csak fokozatosan éri el a márciusi minimumot. Különösen szembetűnő ez az 1964–65-ös év adatai alapján szerkesztett görbén, A nyári maximumot követő szakasznak az azt megelőző szakaszhoz viszonyított enyhébb lefutása még a szporadikus *E* ionizáció típusainak gyakoriságát összegező görbén is jól látható.



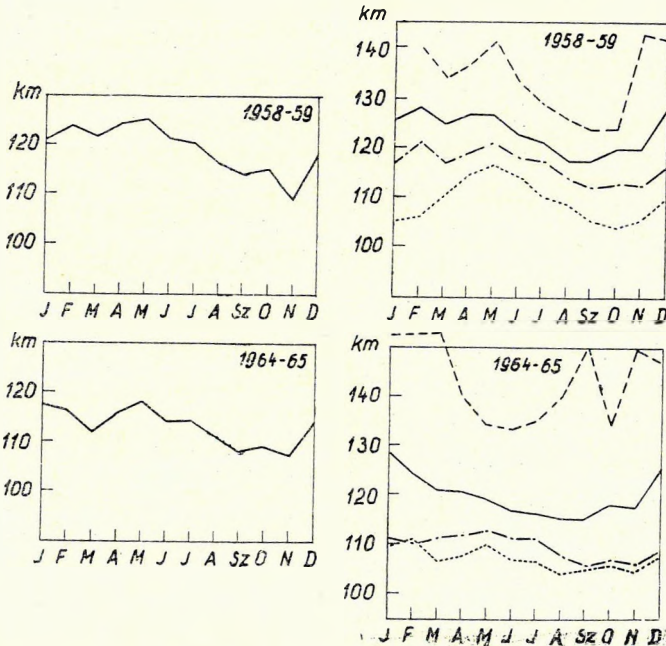
3. ábra. A meteortevékenység évi átlagos változása 1958 és 1962 között radarmérések alapján (MILLMAN és MCINTOSH, 1964)

Fig. 3. Среднегодовые вариации метеорной активности в период с 1958 по 1962 гг. по данным радарных измерений (Милман и МакИнтош, 1964)

Fig. 3. Annual average variation of meteor activity between 1958 and 1962, according to radar measurements (MILLMAN and MCINTOSH, 1964).

Az éjszakai sporadikus  $E$  ionizáció ( $f$  típusú reflexió) látszólagos magasságának ( $h'E_s$ ) évi változása mind 1958–59-ben, mind 1964–65-ben szeptember-október hónapokra eső minimumot mutat, ami az újrendeződést okozó szélnyírási zóna magasságának évi változásával állhat összefüggésben (4. ábra).

Az éjszakai sporadikus  $E$  ionizáció kialakulásának magassága a lassan rekombinálódó fémes ionok utánpótlását biztosító meteoromolekulák elgőzölgésének magasságától is függ. Ezt a meteorok sebességén kívül a levegő sűrűsége szabja meg. Azonban két tény is utal arra, hogy az éjszakai sporadikus  $E$  ionizáció magasságának évi változását elsősorban nem ez okozza. Az észlelések tanúsága szerint a meteorok elgőzölgése, sebességüktől függően, egy kb. 20 km vastagságú rétegben jön létre, amelyen belül az elgőzölgés mértéke, az elgőzölgő molekulák által közvetlenül előidézett ionizációból ítélve, eléggé egyenletes. A sporadikus  $E$  ionizáció látszólagos magasságának évi változása max. 9 km. Továbbá a  $c$  és  $l$  típusú reflexiók is, főleg az 1958–59.



4 ábra. A sporadikus E réteg látszólagos magasságának ( $h'E_s$ ) évi változása napfoltminimum (1964–65) és napfoltmaximum (1958–59) idején, valamint a  $c$  (—),  $l$  (.....),  $h$  (---) és  $f$  (-.-.-) típusú reflexiók látszólagos magasságának évi változása ugyanezekben az időpontokban.

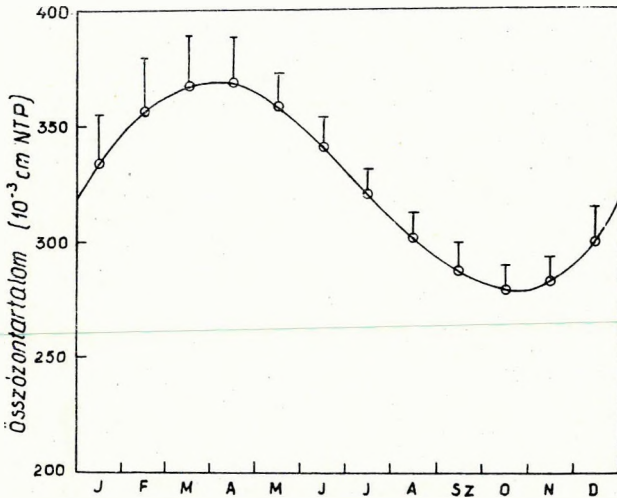
Фиг. 4. Годовая вариация кажущейся высоты ( $h'E_s$ ) спорадического слоя  $E$  в период минимума солнечных пятен (1964–65 гг.) и в период максимума солнечных пятен (1958–59 гг.), а также годовая вариация отражений типа  $c$  (—),  $l$  (.....),  $h$  (---) и  $f$  (-.-.-) за эти же периоды

Fig. 4. Annual variation of the apparent altitude of the sporadic  $E$ -layer during solar spot minimum (1964–65) and solar spot maximum (1958–59), further the annual variation of the apparent altitude of the reflexions of types  $c$  (—),  $l$  (.....),  $h$  (---) and  $f$  (-.-.-) in the same periods.

évben az  $f$  típusú visszaverődések látszólagos magasságának évi menetéhez hasonló évi változást mutatnak. (Ennek megfelelően a különböző típusú reflexiók látszólagos magassága évi menetének egyesítésével nyert görbének is szeptember–októberre eső minimuma van.) Nappal a Nap hullámtermészetű sugárzása biztosítja az elektronsűrűség fennmaradását. Az elektronsűrűség elsősorban nem a meteortevékenységgel összefüggő, lassan rekombinálandó ionok függvénye. Ennek következtében a szporadikus  $E$  ionizáció magasságának évi változását az elektronsűrűség újrarendeződését biztosító szélnyírási zóna magasságának évi változása okozhatja. Az is megfigyelhető (4. ábra), hogy a tárgyalt évi változás nagysága a magasság növekedésével csökken, majd jelleget változtat. 1958–59-ben az  $l$  típusú, tehát a legalacsonyabban jelentkező szporadikus  $E$  ionizáció látszólagos magasságának évi változása (13 km) a legnagyobb. A magasabban fellépő  $f$ , illetve  $c$  típusok látszólagos magasságának évi változása már kisebb (9 km), míg az ezeknél is magasabban észlelhető  $h$  típus látszólagos magasságának évi menete már más jellegű és lényegesen nagyobb (19 km), mint az előbbieké. 1964–65-ben az  $l$  és  $f$  típus látszólagos magasságának évi változása észrevehetően kisebb (7 km), mint 1958–59-ben, a  $c$  típusé pedig már átmenetet képez az előbbiekre jellemző változás és a  $h$  típus látszólagos magasságának évi menete között. A  $h$  típus az október havi érték kivételével a maximális ionizáció szintjének évi változásához hasonló, amely a Nap zenittávolságának évi változását követve júniusban éri el minimumát. A leírt jelenség arra enged következtetni, hogy a  $h'E_s$  évi menetét egy, a légkör alacsonyabban fekvő tartományaiban bekövetkező változás okozza, amely a magasság növekedésével elenyészik, illetve más hatónak adja át a helyét.

A szporadikus  $E$  ionizáció látszólagos magassága tapasztalt évi változásának oka után kutatva feltűnő, hogy a légkör alacsonyabban fekvő tartományaiban az összózon tartalom (1 cm<sup>2</sup> alapterületű légoszlop O<sub>3</sub> tartalma) évi változása a  $h'E_s$  évi menetével azonos (5. ábra). Az ózon tartalom eloszlására vonatkozó vizsgálatok azt mutatják (CRAIG, DE LUISI és STICKSEL, 1967), hogy az összózon tartalom 60%-a 18 és 30 km közötti magasságban található. Az ózon eloszlásban mutatkozó egyetlen maximum magasságában (23 km) az ózon sűrűsége az előbbihez hasonló évi változást mutat. A maximum magasságában csak kis mértékű, 2 km körüli évi ingadozást észleltek. Ismeretes, hogy az ózon erősen abszorbeálja a Nap hullámtermészetű sugárzásának 2000–3000 Å közötti részét. Az elnyelt energia a sztratoszférában a hőenergia fő forrása és a sztratoszféra felső részében a hőmérséklet jól ismert emelkedését idézi elő. Az elnyelt energia, illetve az ebből származó hőmérséklet emelkedés az ózonsűrűség függvénye. Az ózonsűrűség növekedésével járó hőmérséklet emelkedés feltehetően a légkör kiterjedéséhez vezet, amely az elektronsűrűség újraeloszlását létrehozó szélnyírási zóna magasabbra tolódását idézheti elő. Tehát a téli, tavaszi hónapokban a maximális ózonsűrűséget követő feltételezett expanzióknak megfelelően a szporadikus  $E$  réteg látszólagos magasságának évi változása az ózonsűrűség évi menetét követi; a téli, tavaszi hónapokban nagyobb, mint a nyári, őszi hónapokban.

A sarki fénytevékenységnek, illetve az ezzel összefüggő korpuszkuális sugárzásnak közepes földrajzi szélességen, még nagy naptevékenységű években is csak elenyésző hatása lehet a szporadikus  $E$  ionizációra.



5. ábra. Az összozontartalom évi átlagos változása Arosa-ban (Svájc) 1926 és 1958 között. A függőleges vonalak hossza a havi középértékek átlagtól való eltéréseinek négyzetösszegéből vont négyzetgyök értékével arányos (CRAIG, 1965).

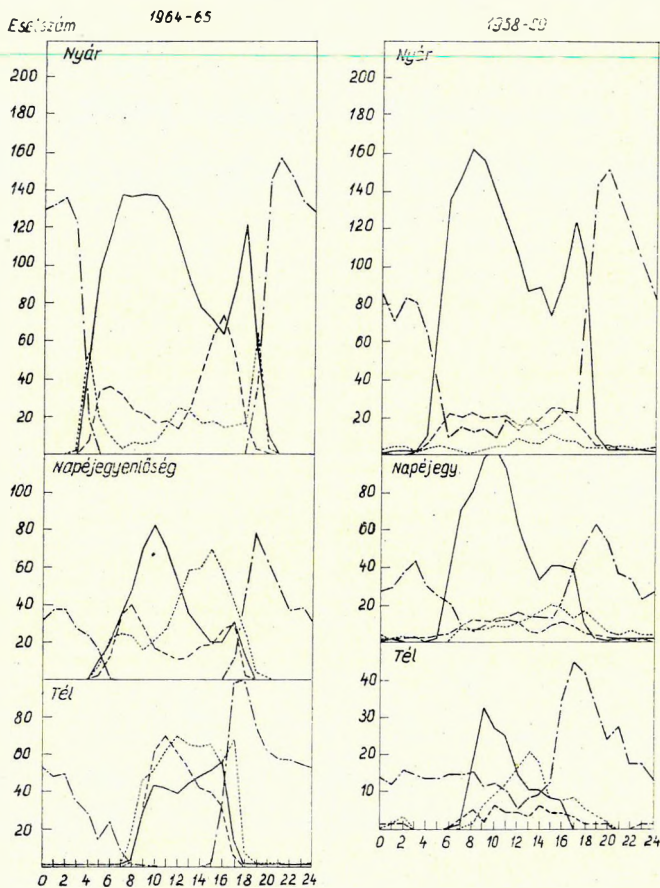
Fig. 5. Среднегодовые вариации общего содержания озона в атмосфере в Арозе (Швейцария) в период с 1926 по 1958 гг. Длина вертикальных линий пропорциональна квадратному корню из суммы квадратов отклонений среднемесячных величин от средних величин (Крейг, 1965)

Fig. 5. Annual variation of the total ozone-content in Arosa (Switzerland) between 1926 and 1958. The length of vertical lines is proportional to the value of the square root drawn from the square sum of the deviation of monthly mean values from the average (CRAIG, 1965).

A sporadikus  $E$  ionizáció térbeli eloszlását valószínűleg a Föld permanens mágneses tere szabályozza. A (2) egyenlet tanúsága szerint a töltések függőleges vándorlási sebessége mind a földmágneses tér vízszintes ( $\cos I$ ), mind függőleges ( $\sin I$ ) komponensének függvénye. A földmágneses tér Nap-napi és Hold-napi változásának a sporadikus  $E$  ionizációra gyakorolt hatása a megfelelő áramrendszereket létrehozó dinamó-elektromos és polarizációs térrel, illetve végeredményben a Nap és Hold által a légkörben okozott ár-apály jelenséggel függ össze (MATSUSHITA, 1953, 1962; MATSUSHITA és REDDY, 1967). Az (1) egyenlettel kapcsolatban ugyanis meg kell jegyezni, hogy az abban szereplő  $v$  sebesség a semleges részecskékkal történő ütközés következtében nyert sebesség ( $u$ ) és az elektromos terek által okozott mozgás sebességének eredője. Az előbbi, KOCHANSKI (1964) szerint, az alsó ionoszféra szóbanforgó részében az uralkodó szélnek megfelelő mozgás, szabályos (periodikus) és szabálytalan mozgások szuperpozíciójának az eredménye. Az uralkodó szél és a légköri ár-apálymozgás vízszintes komponensének egymáshoz viszonyított változása a magassággal a sporadikus  $E$  ionizációt létrehozó szélnyírás erősségének és magasságának (az ár-apály periódusa által megszabott) változásához vezethet. A szélnyírás zóna magasságának napi változása (nappal magasabban van, mint éjjel) ellentétes az  $E$  réteg maximális ionizáció-szintjének a Nap zenit-távolságával járó napi mozgásával (nappal alacsonyabban van, mint éjjel). Ez azt jelenti, hogy a két szint egymást a reggeli és esti órákban harántolja. Sporadikus  $E$  ionizáció észlelhetőségének valószínűsége nyilvánvalóan ezekben

az időpontokban a legnagyobb. A 6. ábrán a budapesti ionoszféraállomáson 1958 – 59-ben, illetve a Békéscsabán 1964 – 65-ben észlelt szporadikus  $E$  reflexió-típusok gyakoriságának napi menetét látjuk. Látható, hogy ha az összes típus eredőjét vesszük, akkor a napfoltminimumnak megfelelő tél kivételével mindig kettős maximumot kapunk. Ez, napfoltmaximum idején kifejezettebb, mint napfoltminimum idején.

A mágneses tevékenység és a szporadikus  $E$  ionizáció közötti kapcsolat még nem tisztázott. Az eddigi eredmények azt mutatják, hogy közepes föld-



6. ábra. A szporadikus  $E$  ionizáció-észlelések számának napi változása 1964 – 65 (napfoltminimum) és 1958 – 59 (napfoltmaximum) években, valamint a c(—), l(.....), h(---) és f(-.-.-) típusú reflexiók számának napi változása ugyanezekben az időpontokban.

Fig. 6. Суточные изменения наблюдений над спорадической ионизацией  $E$  в 1964 – 65 гг. (минимум солнечных пятен) и в 1958 – 59 гг. (максимум солнечных пятен), c(—), l(.....), h(---) и f(-.-.-) за эти же периоды

Fig. 6. Daily variation of the number of sporadic  $E$ -ionization recordings in the years 1964 – 65 (solar spot minimum) and 1958 – 59 (solar spot maximum), further the daily variation of the reflexions of type c(—), l(.....), h(---) and f(-.-.-) in the same time.



rajzi szélességen a sporadikus  $E$  ionizáció gyakorisága mágneses szempontból nyugodt napokon nagyobb, mint zavart napokon. Ezzel kapcsolatban utalunk a 2. ábrára, amelyen az  $l$  típus gyakoriságának évi változása napfoltminimum idején a mágneses tevékenység legaktívabb időszakainak megfelelő napjegy-egyenlőségi hónapokban szintén maximumot mutat. Az eredő görbén azonban ez már nem észlelhető. Emlékeztetve arra, hogy a mágnesesen zavart napok száma napfoltmaximum idején nagyobb, mint napfoltminimum idején, a 2. ábra is a sporadikus  $E$  ionizáció gyakoriságának a mágneses tevékenység növekedésével való csökkenését bizonyítja. Egyébként az 5 MHz-nél nagyobb kritikus frekvenciájú sporadikus  $E$  réteg gyakorisága és a napfoltok száma között negatív korrelációt találtak (CHADWICK, 1962).

A sporadikus  $E$  ionizáció és a mágneses tevékenység közötti összefüggés vizsgálata további érdekes eredményeket ígér, amennyiben ennek az összefüggésnek a kapcsán várható a sporadikus  $E$  ionizáció különböző típusai és az ionoszférikus háborgások, illetve a napi változásnál kisebb periódusú mágneses változások eredetének, terjedésének tisztázása.

## IRODALOM

- CHADWICK, W. B., 1962: Variations in frequency of occurrence of sporadic  $E$ , 1949–1959. In Ionospheric Sporadic  $E$ . Ed. by E. K. Smith and S. Matsushita. Pergamon Press, London
- CRAIG, R. A., 1965: The upper atmosphere. Meteorology and Physics. Academic Press, New York
- CRAIG, R. A. – DE LUISI, J. J. – STICKSEL, PH. R., 1967: Ozone distribution over Tallahassee Florida. J. Geophys. Res. 72, 1661.
- ISTED, A. G., 1955: Irregularities in the  $E$  region caused by atmospheric electricity. The Physics of the Ionosphere. Conf. Phys. Soc. London
- ISTOMIN, V. G., 1963: Ions of extraterrestrial origin in the earth's ionosphere. Space Res. 3
- KANTOR, A. J. – COLE, A. E., 1964: Zonal and meridional winds to 120 kilometers. J. Geophys. Res. 69, 5131.
- KOCHANSKI, A., 1964: Atmospheric motions from sodium cloud drifts. J. Geophys. Res. 69, 3651
- LEHMANN, H. R. – WAGNER, C. U., 1966: Meteoritic ions in the lower ionosphere. J. Atm. Terr. Phys. 28, 617.
- MAC LEOD, M. A., 1966: Sporadic  $E$  theory 1, Collision-geomagnetic equilibrium. J. Atmospheric Sci. 23, 96.
- MATSUSHITA, S., 1953: Lunar tidal variation in the sporadic  $E$  region. Rep. Ionosph. Res. Japan VII, 45.
- MATSUSHITA, S., 1962: Interrelations of sporadic  $E$  and ionospheric currents. In Ionospheric Sporadic  $E$ . Ed. by E. K. Smith and S. Matsushita. Pergamon Press, London
- MATSUSHITA, S. – REDDY, C. A., 1967: A study of blanketing sporadic  $E$  at middle latitudes. J. Geophys. Res. 72, 2903.
- MILLMAN, P. M. – MCINTOSH, B. A., 1964: Meteor radar statistics. Cyn. J. Phys. 42, 1730.
- PIERCE, A. D. – CORONITI, S. C., 1966: A mechanism for the generation of acoustic-gravity waves during thunderstorm formation. Nature, 210, 1209.
- THOMAS, J. A. – SMITH, E. K., 1959: A survey of the present knowledge of sporadic- $E$  ionization. J. Atm. Terr. Phys. 13, 295.
- WHITEHEAD, J. D., 1961: The formation of the sporadic- $E$  layer in the temperate zones. J. Atm. Terr. Phys. 20, 49.
- WRIGHT, J. W. – KNECHT, R. W. – DAVIES, K., 1957: Ionospheric vertical soundings. Annals of the IGY, vol. III. Part I
- WRIGHT, J. W. – MURPHY, C. H. – BULL, G. V., 1967: Sporadic  $E$  and the wind structure of the  $E$  region. J. Geophys. Res. 72, 1443.
- WRIGHT, J. W., 1967: Sporadic  $E$  as an indicator of wind structure in the lower ionosphere and the influx of meteors. J. Geophys. Res. 72, 4821



## AZ EXCENTRIKUS FÖLDDIPÓLUS MÁGNESES POTENCIÁLTERÉNEK KÖHERENS MULTIPÓLUS SORA

KILCZER GYULA

ДЪ. КИЛЬЦЕР

### РЯД КОГЕРЕНТНЫХ МУЛТИПОЛЕЙ МАГНИТНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ПОЛЯ ЭКСЦЕНТРИЧНОГО ДИПОЛЯ ЗЕМЛИ

Разложение в ряд Гаусса – Лежандра имеет чисто математическую цель: получение множества данных магнитных потенциалов, определенных на поверхности Земли с как можно лучшей аппроксимацией, без учета внутренней намагниченности Земли.

Целью разложения в когерентный мультипольный ряд является выражение этого же множества данных при помощи математической формулы, с учетом намагниченности, вызванной эксцентричным диполем.

Параметры когерентных мультиполей позволяют непосредственно решить проблемы об эксцентричном диполе, решение которых при помощи рядов Гаусса – Лежандра связано с длительными вычислениями.

Приводится численный пример для подтверждения обоснованности когерентного мультиполя как средства изучения эксцентричного диполя, причем это является более подходящим средством по сравнению с рядом Гаусса – Лежандра.

G.Y. KILCZER

### THE SERIES OF COHERENT MULTIPOLES OF THE MAGNETIC POTENTIAL FIELD OF THE ECCENTRIC EARTH-DIPOLE

The aim of the Gauss-Legendre series-development is solely a mathematical one: to summarize the values of the magnetic potential by approximating them with the greatest possible accuracy, neglecting the inner magnetization of the Earth.

The aim of coherent multipole series-development is the establishment of a mathematical term for the same data, taken the physical aspect, too, into consideration by supposing an inner magnetization of the Earth, originating from an eccentric dipole.

The parameters of the coherent multipole series directly furnish the solutions of many problems concerning the eccentric dipole, contrarily to the lengthy calculations arisen when using the Gauss-Legendre series.

A numerical example is given to demonstrate that the coherent multipole series is an adequate tool for examining the hypothesis of the eccentric dipole, it is in fact more suitable than the Gauss-Legendre series.

## Bevezetés

„... a physicist, when he has to follow a mathematical calculation, will understand it all the better if each of the steps of the calculation admits of a physical interpretation.“

J. C. MAXWELL

A földmágneses tér potenciáljának az észlelési adatokból megállapított értékalmazát a Gauss-féle ( $g_n^m$ ,  $h_n^m$ ) paraméterekből számított együttthatókkal ellátott  $P_n^m(\cos\theta)$  Legendre-féle asszociált gömbfüggvény polinómok végtelen sora közelíti meg. A következőkben jelölje röviden G. L. ezt a sort.

J. C. MAXWELL (1954) bebizonyította, hogy a Legendre-polinómok multipólusok; eszerint a G. L. sor egyúttal növekedő rendű multipólusok sorának is tekinthető.

A G. L. sor idők folyamán a földmágnességre vonatkozó minden kutatásnak alapja és különböző problémák megoldásának eszköze lett. Ilyen probléma például a Föld mágneses középpontjának meghatározása. Ennek megoldása egyszersmind a földmágneses potenciáltér közelítő előállítását is jelenti egyetlen kellő módon elhelyezett dipólussal.

A Föld mágneses középpontjának meghatározását legelőször W. THOMSON (1872) kísérte meg a G. L. sor első két tagjának olyan lineáris transzformációjával, amelynek következtében az új kezdőpontban elhelyezett dipólusnak, az excentrikus dipólusnak potenciáltere egymagában a Föld felszínén legjobban megközelítse a G. L. sor első két tagjával leirt potenciálteret. Ez az új origó a Föld mágneses középpontja. Az ide történő transzformációnak tehát a kvadrupólust képviselő második tagot formálisan el kellett volna tüntetnie. Ez azonban nem következett be, a kvadrupólus egy része megmaradt. Később AD. SCHMIDT (1934) kimutatta, hogy a transzformáció folytán a kvadrupólus hat együttthatóját alkotó öt paraméter négyzetes középértéke a megmaradó kvadrupólusban csupán egy bizonyos zérustól különböző minimumra redukálódik. Ő maga ebből a minimum feltételből kiindulva foglalkozott ugyanezzel a problémával. J. C. MAXWELL (1954) is közöl egy definíciót, amely szerint valamely mágnes középpontját úgy határozzuk meg, hogy a mágneset olyan új koordináta-rendszerbe helyezzük, amelyben a G. L. sor második tagjának négyzetét a középponti egységsugarú gömb egész felületére integrálva a mágnes potenciálja minimum legyen. A Föld mágneses középpontjának numerikus meghatározásával nem foglalkozott.

A földmágneses potenciáltér megközelítése tehát excentrikus dipólussal maradék kvadrupólus nélkül, a G. L. sorból kiindulva nem sikerült. Nem is sikerülhetett, mert a G. L. kvadrupólusát származtató dipólus nem azonos a Föld-dipólussal, a G. L. sor első tagjával (ZILÁHI—SEBESS, 1961; KILCZER, 1964). A probléma megoldásának sikertelensége vezetett a G. L. sor sajátosságainak tanulmányozására és ebből folyóan a Föld mágneses potenciálterének megközelítésére az excentrikus Föld-dipólus koherens multipólus sorával. A következőkben jelölje röviden k. m. ezt a sort.

## I. Elméleti rész

A potenciálfüggvény binomiális sora. Tetszés szerint elosztott mágneses tömegek potenciálja a ható tömegeket befogadó valamely  $\tau$  térfogaton kívül levő  $P$  pontban:

$$V = \int_{\tau} \frac{dm}{\varrho} \quad (1)$$

Itt  $\varrho = [(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2]^{\frac{1}{2}}$ ,  $dm$  a  $O(x, y, z)$  derékszögű koordináta-rendszerben az  $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$  koordinátájú + vagy - előjelű, pontszerű mágneses ható tömeg  $\left(\int_{\tau} dm = 0\right)$ ,  $\varrho$  ennek a  $dm$ -nek távolsága a  $P(x, y, z)$  ponttól.

$V$ -t a  $\varrho^{-1}$  függvény binomiális sorba fejtésével lehet a gyakorlati alkalmazás számára használható alakra hozni (MAC MILLAN, 1958). A sor tagjai a Legendre-polinómak, ezek generátor függvénye (ha  $r = OP$ )  $r\varrho^{-1}$ .

A következőkben  $\tau$  a  $R$  sugarú,  $O$  középpontú Földgömb térfogata,  $P$  a Föld felszínének egy pontja (a mágneses hatóknak a gömb felszíne alatt kell lenniök). Rövidség kedvéért csak a sor első két tagját írjuk fel; a későbbi tárgyalás folyamán is megelégszünk a potenciál másodrendű megközelítésével.

Eszerint tehát

$$V = V_1 + V_2 \quad (2)$$

$$V_1 = xR^{-3} \int_{\tau} \bar{x} dm + yR^{-3} \int_{\tau} \bar{y} dm + zR^{-3} \int_{\tau} \bar{z} dm \quad (3)$$

$$\begin{aligned} V_2 = & x^2 R^{-5} \int_{\tau} \left( \bar{x}^2 - \frac{1}{2} \bar{y}^2 - \frac{1}{2} \bar{z}^2 \right) dm + y^2 R^{-5} \int_{\tau} \left( \bar{y}^2 - \frac{1}{2} \bar{z}^2 - \frac{1}{2} \bar{x}^2 \right) dm \\ & + z^2 R^{-5} \int_{\tau} \left( \bar{z}^2 - \frac{1}{2} \bar{x}^2 - \frac{1}{2} \bar{y}^2 \right) dm \\ & + 3xyR^{-5} \int_{\tau} \bar{x}\bar{y} dm + 3yzR^{-5} \int_{\tau} \bar{y}\bar{z} dm + 3zxR^{-5} \int_{\tau} \bar{x}\bar{z} dm. \end{aligned} \quad (4)$$

Mint hogy az integrálás tartománya minden egyes integrálban azonosan  $\tau$ , ezek az integrálok (a Legendre-polinómak együtthatóiból alkotott kifejezések) nem lehetnek egymástól függetlenek. Hangsúlyozzuk: a (2) sor csak ennek a feltételnek teljesülése esetén egyenértékű a kiindulás alapját adó (1) potenciálfüggvénnyel, csak ebben az esetben adja meg ennek a függvénynek értékkesztését.

Osszuk el bevett szokás szerint a  $V$  potenciált  $R$ -rel és legyen

$$V/R = \Phi, \quad V_1/R = \Phi_1, \quad V_2/R = \Phi_2. \quad (5)$$

A  $\Phi$ ,  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  mennyiségeket majd a numerikus számításnál  $\gamma$  egységekben fejezzük ki.

A (3) és (4) jobb oldalát  $R$ -rel osztva

$$x/R = \xi, \quad y/R = \eta, \quad z/R = \zeta$$

a  $P$  pont felé irányuló  $R$  iránycosinusai. Ezekkel az egyszerűsítő változtatásokkal és az együtthatókat AD. SCHMIDT (1934) szerint jelölve:

$$\Phi_1 = p_0 \xi + p_1 \eta + p_2 \zeta \quad (6)$$

$$\Phi_2 = Q_0 \xi^2 + Q_1 \eta^2 + Q_2 \zeta^2 + 3 q_1 \xi \eta + 3 q_4 \eta \zeta + 3 q_2 \xi \zeta. \quad (7)$$

Tehát  $\Phi$  együtthatói

$$p_0 = R^{-3} \int_{\tau} \bar{x} dm, \quad p_1 = R^{-3} \int_{\tau} \bar{y} dm, \quad p_2 = R^{-3} \int_{\tau} \bar{z} dm$$

$$Q_0 = R^{-4} \int_{\tau} \left( \bar{x}^2 - \frac{1}{2} \bar{y}^2 - \frac{1}{2} \bar{z}^2 \right) dm$$

$$Q_1 = R^{-4} \int_{\tau} \left( \bar{y}^2 - \frac{1}{2} \bar{z}^2 - \frac{1}{2} \bar{x}^2 \right) dm$$

$$Q_2 = R^{-4} \int_{\tau} \left( \bar{z}^2 - \frac{1}{2} \bar{x}^2 - \frac{1}{2} \bar{y}^2 \right) dm$$

$$q_1 = R^{-4} \int_{\tau} \bar{x} \bar{y} dm$$

$$q_4 = R^{-4} \int_{\tau} \bar{y} \bar{z} dm$$

$$q_2 = R^{-4} \int_{\tau} \bar{z} \bar{x} dm.$$

Ezek az együtthatók a Legendre-féle  $P_n^m(\cos \theta)$  asszociált polinómok AD. SCHMIDT szerint normált együtthatóival következőképpen azonosíthatók:

$$\begin{array}{lll} p_0 = G_1^0 & Q_0 = +G_2^0 & 3q_1 = \sqrt{3} G_2^1 \\ p_1 = G_1^1 & Q_1 = +\frac{1}{2} (\sqrt{3} G_2^2 - G_2^0) & 3q_4 = \sqrt{3} H_2^2 \\ p_2 = H_1^1 & Q_2 = -\frac{1}{2} (\sqrt{3} G_2^2 + G_2^0) & 3q_2 = \sqrt{3} H_2^1 \end{array} \quad (9)$$

Az integrálás tartománya, mint már hangsúlyoztuk, a (8) együtthatók mindegyikében a Föld térfogata. A (8)-ban szereplő integrálok mágneses nyomatók, értéküket a Föld mágnesezettségének módja határozza meg és egymástól nem függetlenek (MACMILLAN, 1958). Nemcsak a  $\Phi$  sor egy tagján belül, hanem a különböző rendű tagok, tehát  $\Phi_1$  és  $\Phi_2$  együtthatói között is, a mágnesezés végtelen sok lehetséges megoszlása szerint érvényes, bonyolult összefüggések vannak. Mivel (9) szerint  $G_n^m$  és  $H_n^m$  is ezekkel az integrálokkal fejezhető ki, ezek a paraméterek sem lehetnek egymástól függetlenek. Ezért jelöljük őket e dolgozatban nagybetűkkel, megkülönböztetésül a G. L. sorban szereplő, általában  $(g_n^m, h_n^m)$ -mel jelölt Gauss-féle paraméterektől, amelyekből alkotott együtthatók tudvalevően egymástól függetlenek (MAUERSBERGER, 1959).  $r$ ,  $\vartheta$  és  $\lambda$  koordinátákkal a binomiális sort a következő alakban írhatjuk (BARTA, 1959):

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} V_n \quad (10)$$

$$V_n = R \sum_{m=0}^n (G_n^m \cos m\lambda + H_n^m \sin m\lambda) \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} P_n^m(\cos \vartheta).$$

A nyomatók összefüggéseire magából a binomiális sorból semmi felvilágosítást nem kaphatunk. Az összefüggések megállapításához szükséges a mágnesezettség megoszlásának ismerete vagy valamely erre vonatkozó feltételezés, esetleg ilyen feltételezésen alapuló sorfejtés, amilyen például – amint majd meglátjuk – a k. m. sor.

A binomiális sorfejtés kiinduló pontja a potenciál általános fizikai definíciója. A tagok képzésének szabálya folytatólagos differenciálás. Az első tag együtthatója a mágnesezést létesítő valamennyi elemi dipólus eredő nyomatóka. A folytatólagos differenciálás ehhez az eredő dipólushoz már nem adhat hozzá további mágneses hatót, hanem csak a nyomatók rendszámát emeli egy-egy egységgel. Minden véges számú dipólusból eredő lehetséges mágnesezettségnek van egy saját, összefüggő nyomatókrendszere. Elképzelhető, hogy az eredő dipólus kisebb-nagyobb dipólus egységekből tevődik össze. Erre azonban a sorfejtés, amellyel csak a megadott, eredő potenciálteret közelíthetjük meg, éppúgy nem adhat felvilágosítást, mint a nyomatók összefüggéseire sem. Azt a potenciálteret, amelyet egy bizonyos mágnesezettség létesít, számtalan sokféle, ettől eltérő mágnesezettség is létesítheti (a potenciál peremérték-feladatának megoldása határozatlan probléma).

*A potenciálfüggvény multipólus-sora.* A következőkben fejtegetéseink állandó tárgya lesz a mágneses dipólus és a belőle származó kvadrupólus. A szemléletesség fokozására érdemesnek látszik e két fizikai – matematikai fogalom viszonyának megvilágítása a mechanikából vett hasonlattal. A dipólusnak és a belőle származó kvadrupólusnak kapcsolatát azzal a párhuzammal szemléltethetjük, amely egyfelől a merev testre ható erő és az általa létesített erőpár, másfelől a mágnesezett testben elhelyezkedő dipólus és az általa létesített kvadrupólus szerepe között megvonható.

A merev testre ható erő és a dipólus egyaránt kötött vektorok. Jelölésük és ábrázolásuk módjának szempontjából lényegtelen, hogy a dipólust az ismeretes határátmenettel ponttá zsugorítjuk (nyilván a molekuláris elemi mágnesek molekuláris köráramok méretéhez igazodva).

Úgy, ahogyan két egyenlő nagyságú, ellenkező irányú erő erőpárt alkot, két egyenlő nyomatékú, ellenkező irányú dipólus együttvéve kvadrupólus, amelyet szintén ponttá zsugoríthatunk (mindjárt megjegyezzük, hogy az erő-pár vektor, a kvadrupólus azonban – mivel már a dipólus nyomaték-jellegű vektor – másodrendű tenzor; emiatt a párhuzam hamar megszűnik). A merev testre ható excentrikus erő támadópontjának az ismeretes szerkesztéssel az origóba történő eltolásakor megjelenik egy erőpár. Ez az erőpár azt a forgató nyomatékot képviseli, amelyet az erő eredeti helyzetében az origóra vonatkoztatva kifejtett. A centrikus erő és az erőpár együttese egyenértékű az eredeti excentrikus erővel. Az erőt eredeti helyzetébe visszatolva, ennek a visszatolásnak a megszerkesztéséhez szükséges ellenkező irányú erőpár az előbbit megsemmisíti; eredmény az eredeti excentrikus erő.

Egy dipólusnak az origóba történő párhuzamos eltolásakor a dipólussal és annak translációjával egyértelműen meghatározott kvadrupólus jelentkezik, amely a dipólusnak eredeti helyzetében az origóra vonatkozóan fennállott kvadrupólus-nyomaték jellegét képviseli. A centrikus dipólus és kvadrupólusának együttese egyenértékű az eredeti excentrikus dipólussal. A dipólust eredeti helyzetébe visszatolva, a kvadrupólust egy ellenkező „irányú” kvadrupólus megsemmisíti (KILCZER, 1966).

\* \* \*

Már hivatkoztunk arra, hogy J. C. Maxwell szerint a Legendre-polinómak multipólusok potenciáljai. A multipólusok potenciáljának képzési szabálya (MAXWELL, 1954; STRATTON, 1941):

$$V_n = (-1)^n \frac{p^{(n)}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial L_0 \partial L_1 \dots \partial L_{n-1}} \left( \frac{1}{r} \right) \quad (11)$$

$V_n$  az  $n$ -edrendű multipólus potenciálja, de rövideg kedvéért magát  $V_n$ -et is multipólusnak nevezhetjük.

$L_0(a_0, b_0, c_0)$  a dipólus tengelyének vektora; hasonlóképpen  $L_1(a_1, b_1, c_1)$ ,  $L_2(a_2, b_2, c_2) \dots$  a további magasabbrendű multipólusok tengelyeinek vektorai.

$$p^{(i+1)} = (i+1)p^{(i)}|L_i|, \quad (i = 0, 1, \dots) \quad (12)$$

az  $i$ -rendű multipólus momentumának abszolút értéke.

Az  $L_i$  vektor szerint történő differenciálás, vagyis  $\left( a_i \frac{\partial}{\partial x} + b_i \frac{\partial}{\partial y} + c_i \frac{\partial}{\partial z} \right)$  differenciáloperatorral végzett gradiensképzés szemléletesen az  $i+1$  rendű multipólus  $|L_i|$  mértékű eltolását jelenti  $(a_i, b_i, c_i)$  irányban.

Észerint a dipólus az origóban levő  $-q$  és tőle  $L_0$  távolságban levő  $+q$  mágneses hatók együttese; momentuma (12) szerint

$$p^{(1)} = q|L_0| = m,$$



potenciálja

$$V_1 = -m \frac{\partial}{\partial L_0} \left( \frac{1}{r} \right).$$

A  $L_0$  és  $L_1$  tengelyekkel jellemzett kvadrupólus az origóban levő  $-m$  momentumú, meg a  $L_1$  vektorral eltolt  $+m$  momentumú dipólusok együttese; momentuma (12) szerint

$$p^{(2)} = 2m|L_1|,$$

potenciálja

$$V_2 = 2m|L_1| \left[ \frac{1}{2!} \cdot \frac{\partial^2}{\partial L_0 \partial L_1} \left( \frac{1}{r} \right) \right].$$

A szemléletes képet ki kell egészítenünk azzal, hogy az így megszerkesztett multipólusokat az ismeretes határátmenettel ponttá zsugorítjuk; ezeket nevezi J. C. MAXWELL (1954) különböző rendű „szinguláris” pontoknak.

Az (1) potenciálfüggvény (2) binomiális sorának első két tagját multipólus alakban írva

$$V = V_1 + V_2 \quad (13)$$

$$V = -m \frac{\partial}{\partial L_0} \left( \frac{1}{r} \right) + 2m|L_1| \left[ \frac{1}{2!} \cdot \frac{\partial^2}{\partial L_0 \partial L_1} \left( \frac{1}{r} \right) \right].$$

Ha az első tag:  $V_1$  egyetlen dipólus, akkor ez a két tag együttesen egy excentrikus dipólus potenciálja. A dipólus kivételével a magasabbrendű multipólusoknak önmagukban, mint a sor egy kiragadott tagjának, nincs önálló fizikai jelentőségük; mint „töltés szingularitások” (STRATTON, 1941) csupán matematikai absztrakciók.

Nyilvánvaló az is, hogy egy bizonyos (1) potenciálfüggvény multipólusai, mint a binomiális sor tagjaival egyenértékű és azoktól csak alakjukban eltérő kifejezések, képzési szabályuk szerint is egymással szorosan összefüggnek: a létesítő dipólusból kiindulva minden rendű multipólus valamennyi kisebb rendszámú multipólus jellemző adatát magában foglalja.  $V_1 + V_2$  csak abban az esetben lehet egy excentrikus dipólusnak potenciálja, ha a  $V_2$ -ben szereplő  $m$  és  $L_0$  a  $V_1$  létesítő dipólus jellemzői. Ezért mondjuk az ilyen sort koherensnek. A multipólusok (11) képzési szabályát figyelembe véve nem is meglepő, hogy az egymást követő multipólusok együtthatóinak rekurrens meghatározására vonatkozó eljárást lehetett megállapítani (JAMES, 1967).

Differenciáljuk  $r^{-1}$ -et  $L_0$  szerint; ezután  $r = R$ -et téve

$$V_1 = -m[-R^{-3}(a_0x + b_0y + c_0z)] = mR^{-3}(a_0x + b_0y + c_0z).$$

$mR^{-3} = M$ -et helyettesítve és  $R$ -rel mindkét oldalt osztva

$$\Phi_1 = M(a_0\xi + b_0\eta + c_0\zeta). \quad (14)$$

$V_1$ -et  $L_1$  vektor szerint folytatólagosan differenciálva, vagyis  $\left(a_1 \frac{\partial}{\partial x} + b_1 \frac{\partial}{\partial y} + c_1 \frac{\partial}{\partial z}\right)$  differenciáloperátort alkalmazva és ezután  $r = R$ -et téve

$$V_2 = M|L_1|R^{-2}[3(a_0x + b_0y + c_0z)(a_1x + b_1y + c_1z) - (a_0a_1 + b_0b_1 + c_0c_1)(x^2 + y^2 + z^2)].$$

$R^{-2}$ -vel beszorozva és  $R$ -rel mindkét oldalt osztva

$$\Phi_2 = Md_1[3(a_0\xi + b_0\eta + c_0\zeta)(a_1\xi + b_1\eta + c_1\zeta) - c(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)] \quad (15)$$

ha  $c = a_0a_1 + b_0b_1 + c_0c_1$  és  $|L_1|/R = d_1$ .  $\Phi_2$ -t  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  szerint rendezzük és  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  együtthatóit Ad. Schmidt szerint jelöljük; így

$$\Phi_1 = p_0\xi + p_1\eta + p_2\zeta \quad (16)$$

$$\Phi_2 = Q_0\xi^2 + Q_1\eta^2 + Q_2\zeta^2 + 3q_1\xi\eta + 3q_4\eta\zeta + 3q_2\xi\zeta. \quad (17)$$

Az együtthatókat jelentésük szerint részletezve

$$\begin{aligned} p_0 &= Ma_0 \\ p_1 &= Mb_0 \\ p_2 &= Mc_0 \\ Q_0 &= Md_1(3a_0a_1 - c) \\ Q_1 &= Md_1(3b_0b_1 - c) \\ Q_2 &= Md_1(3c_0c_1 - c) \\ q_1 &= Md_1(a_0b_1 + a_1b_0) \\ q_4 &= Md_1(b_0c_1 + b_1c_0) \\ q_2 &= Md_1(c_0a_1 + c_1a_0) \end{aligned} \quad (18)$$

Ha az (1) potenciálfüggvényt k. m. sorba fejtvé az együtthatókat a legkisebb hibanégyzetösszeg módszerével határozzuk meg, akkor a közöttük meglévő összefüggéseket, mint kényszerfeltételi egyenleteket figyelembe kell venni. Ezeket a bonyolult összefüggéseket az első két tag — tehát egy létesítő dipólus és kvadrupólusa — esetén a kvadrupólus nyomatók-tenzor matrixának invariánsai foglalják magukban (KILCZER, 1964). De már ebben a leggyyszerűbb esetben is egyes koeficiensok kifejezése az erre kiszemelt többi koeficienssel gyakorlatilag teljesíthetetlen. Ezért a sor megalkotásának lehetőségét döntő módon meghatározza annak a felismerése, hogy  $\Phi_1$  (16) és  $\Phi_2$  (17) alakjának felhasználásával ezeknek a kényszerfeltételi egyenleteknek közvetlen alkalmazását el lehet kerülni. (14) és (15)-ben  $Md_1$ -gyel beszorozva

$$\begin{aligned} Ma_0 &= A_0 & d_1a_1 &= A_1 \\ Mb_0 &= B_0 & d_1b_1 &= B_1 \\ Mc_0 &= C_0 & d_1c_1 &= C_1 \end{aligned} \quad (19)$$

jelölésekkel

$$\begin{aligned} \Phi &= A_0\xi + B_0\eta + C_0\zeta \\ &+ [3(A_0\xi + B_0\eta + C_0\zeta)(A_1\xi + B_1\eta + C_1\zeta) \\ &- (A_0A_1 + B_0B_1 + C_0C_1)(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)]. \end{aligned} \quad (20)$$

Numerikus számításnál  $\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = 1$ ; a (20) általános alakban azért szoktuk kiírni, hogy kitűnjék a kvadrupólus homogén kvadratikus volta.

(19)-ből látható, hogy

$$A_0^2 + B_0^2 + C_0^2 = M^2 \quad (21)$$

$$A_1^2 + B_1^2 + C_1^2 = d_1^2 \quad (22)$$

azaz  $A_0, B_0, C_0$  a dipólus-nyomatéknak,  $A_1, B_1, C_1$  pedig a  $d_1$  translationak összetevői; mint ilyenek egymástól teljesen függetlenek. Nevezük őket röviden Maxwell-paramétereknek, minthogy a Maxwell-féle multipólusok tengelyeinek iránycosinusaiból egyszerűen származtathatók. Ezeket a paramétereket a földmágneses észlelési adatokból – legegyszerűbben a térerősség függőleges összetevőjéből – a legkisebb hibanégyzetösszeg módszerével kiszámíthatjuk. Belőlük szükség esetén az egyszerűen adódó  $M(a_0, b_0, c_0)$  és  $d_1(a_1, b_1, c_1)$  értékkel a  $(p, Q, q)$  együtthatókat és a  $(G_n^m, H_n^m)$  paramétereket (9) és (18) szerint szintén ki lehet számítani.

A hat Maxwell-paraméter szimultán meghatározása esetén a javítási egyenleteket lineárisá kell tenni. De elvégezhetjük a meghatározást először a  $\Phi_1$  kifejezés  $A_0, B_0, C_0$  paramétereinek kiszámításával és azután ezeknek felhasználásával számíthatjuk a  $\Phi_2$  kifejezés  $A_1, B_1, C_1$  paramétereit. Minthogy a  $P_n^m$  függvények ortogonálisok, tehát  $\Phi_1$  és  $\Phi_2$  is ortogonális függvények (MAXWELL, 1954), a kétféle lehetséges eljárás eredménye megegyezik.

Az excentrikus dipólussal történő megközelítés esetén a meghatározandó paraméterek száma  $3+3$ . A multipólus sor minden további magasabbrendű polinómjának meghatározása, melyet a megközelítés fokozására a számításba bevonhatunk, a paraméterek számát hárommal növeli.

A binomiális sor és a multipólus sor tagjai egyaránt Legendre-polinómok. Ha a két különböző alakú sorral ugyanazt a mágneses potenciálteret állítjuk elő, akkor a két sor azonos, vagyis polinómjaik együtthatói is azonosíthatók. A binomiális sor momentumai ezzel az azonosítással kapják meg az excentrikus dipólusnak megfelelő értékeiket. Ha a földmágneses tér egyetlen excentrikus dipólussal közelíthető meg, akkor a sornak csak két tagja van:  $\Phi_1$  és  $\Phi_2$ . Tehát (19)-et is figyelembe véve érvényesek a következő azonosságok:

$$p_0 = R^{-3} \int_{\tau} \bar{x} dm = A_0$$

$$p_1 = R^{-3} \int_{\tau} \bar{y} dm = B_0$$

$$p_2 = R^{-3} \int_{\tau} \bar{z} dm = C_0$$

$$\begin{aligned}
 Q_0 &= R^{-4} \int_{\tau} \left( \bar{x}^2 - \frac{1}{2} \bar{y}^2 - \frac{1}{2} \bar{z}^2 \right) dm = 3A_0A_1 - C \\
 Q_1 &= R^{-4} \int_{\tau} \left( \bar{y}^2 - \frac{1}{2} \bar{z}^2 - \frac{1}{2} \bar{x}^2 \right) dm = 3B_0B_1 - C \\
 Q_2 &= R^{-4} \int_{\tau} \left( \bar{z}^2 - \frac{1}{2} \bar{x}^2 - \frac{1}{2} \bar{y}^2 \right) dm = 3C_0C_1 - C \\
 q_1 &= R^{-4} \int_{\tau} \bar{x}\bar{y} dm = A_0B_1 + A_1B_0 \\
 q_4 &= R^{-4} \int_{\tau} \bar{y}\bar{z} dm = B_0C_1 + B_1C_0 \\
 q_2 &= R^{-4} \int_{\tau} \bar{z}\bar{x} dm = C_0A_1 + C_1A_0
 \end{aligned} \tag{23}$$

Az integráció tartománya a  $R$  sugarú Földgömb,  $C = A_0A_1 + B_0B_1 + C_0C_1$ . Ezek az azonosságok rejtik magukban azokat az összefüggéseket, amelyek a binomiális sor nyomatókai között fennállanak.

Excentrikus dipólus feltételezése csak egyike azoknak a lehetséges, elvben végtelen nagy számú fizikai elgondolásoknak, amelyekkel a Föld mágneses potenciáletterét megközelíthetjük. Az excentrikus dipólust a gömbalakú Föld-mag mágnesezett belső részével azonosítjuk. Ennek potenciáletterét tekinthetjük normáltérnek; ehhez járulnak a különböző anomáliák, elsősorban a tapasztalat szerint meglevő nagyméretű, teresztrikus regionális anomáliák. Ismeretes, hogy az anomáliák elválasztása a normáltértől igen nehéz feladat, mert az anomáliák hatása belekerül a normáltér potenciáljába, mégpedig annál inkább, minél több tagot vonunk be a normáltér definíciójába. Az anomáliák hatása alól természetesen a dipóluspotenciál sem mentesül.

Az excentrikus dipólus hipotézisének alapja az a tény, hogy a potenciálsort nem csak egy tag, a centrikus dipólus alkotja. A felszíni potenciáltér e tulajdonsága szerint ítélve a Föld belsejének okvetlenül aszimmetrikusan mágnesezettnek kell lennie. Ha az  $\left( a_i \frac{\partial}{\partial x} + b_i \frac{\partial}{\partial y} + c_i \frac{\partial}{\partial z} \right)$  operátor alkalmazásának szemléletes értelmezéséül elfogadjuk a dipólus és a folytatólagosan keletkező multipólusok translációját a  $L_1, L_2, \dots$  vektorokkal jellemzett poligonnal megközelített görbe mentén, akkor a dipólus és kvadrupólus együttesét elsőrendű excentrikus dipólusnak kell nevezni.

A földmágneses nyomatók és multipólus sorra jó analógiánk a gravitációs potenciálsor. Ennél is megelégszünk a sor első két nyomatók-jellegű tagjával, a másodrendű szintszferoid potenciáljával (megfelel a mágneses elsőrendű excentrikus dipólusnak), de más kényszerfeltételeket szabunk ki: követeljük,

hogy az elsőrendű nyomaték (megfelel a dipólusnak) zérus legyen, a másodrendű nyomaték deviációs komponensei (a kvadrupólus vegyes tagjai) eltűnjenek, minek következtében a tengelyek (a kvadrupólus tengelyek) egymásra merőlegesek (EGYED, 1956).

A multipólus sor megalkotásánál (1)-ből, a potenciál legáltalánosabb kifejezéséből indulunk ki. A k. m. sor alkalmas a földmágneses potenciáltér minden olyan hipotézisen alapuló előállítására, amely hipotézis segítségével a binomiális sor nyomatékai közt fennálló összefüggések gyakorlatilag lehetetlen meghatározását a Maxwell-féle paraméterek alkalmazásával el lehet kerülni, mint ahogyan egy excentrikus dipólus esetében elkerülhetjük.

A földmágneses teret megközelíthetjük két vagy több excentrikus dipólus potenciálterével is. Az eddig végzett ilyen kísérleteknek közös hibája, hogy a Földdipólust önkényesen bontják komponensekre (MACHT, 1951; KILCZER, 1966), holott ezeknek az elsőrendű nyomatékoknak, valamint a másodrendű nyomatékokat jelentő kvadrupólusoknak paramétereit helyesen a legkisebb hibanégyzetösszeg módszerével kell kiszámítani. Ezenkívül a meghatározást nem a G. L. sorból kiindulva, hanem elvileg, fizikai szempontból kifogástalanul a k. m. sorral kell végezni. A dipólusok számának növelésével a  $(A, B, C)$  paraméterek száma mindenesetre megszorodik és meghatározásuk bonyolultabbá válik.

*A Gauss–Legendre sor, mint a földmágneses potenciál sora.* A Föld belsejében levő mágneses hatókból eredő potenciálértékeket Gauss a földmágneses észlelési adatok kiegyenlítéséből származó következő végtelen sorral foglalta össze (BARTA, 1957):

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} V_n \quad (24)$$

$$V_n = R \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \left( \frac{R}{r} \right)^{n+1} P_n^m(\cos \theta)$$

$g_n^m$  és  $h_n^m$  a Gauss-féle paraméterek,  $P_n^m(\cos \theta)$  az Ad. Schmidt szerint normált Legendre-féle asszociált polinómok.

Arra az esetre, ha  $r = R$ , az első két tagra szorítkozva a következő, már előzőleg is meghatározott értelmű kifejezéseket kapjuk:

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_1 + \Phi_2 \\ \Phi_1 &= g_1^0 \xi + g_1^1 \eta + h_1^1 \zeta \\ \Phi_2 &= g_2^0 \xi^2 + \frac{1}{2} (\sqrt{3} g_2^2 - g_2^0) \eta^2 - \frac{1}{2} (\sqrt{3} g_2^2 + g_2^0) \zeta^2 \\ &\quad + \sqrt{3} g_2^1 \xi \eta + \sqrt{3} h_2^2 \eta \zeta + \sqrt{3} h_2^1 \zeta \xi. \end{aligned} \quad (25)$$

Annak érdekében, hogy a kiegyenlítéssel számított  $\Phi$  értékek a legkisebb hibanégyzetösszeg elve szerint valamely  $\xi, \eta, \zeta$  koordinátákkal meghatározott adathalmazt lehetőleg jobban megközelítsenek, a (25) különböző rendű polinómjaiban szereplő Gauss-féle együtthatóknak egymástól függetleneknek kell lenniök.

Az együtthatók között az egyes polinómonkon belül természetesen vannak összefüggések; ezek a Legendre-függvények harmonikus voltából, fizikai okból a mágneses tér divergencia-mentességéből következnek.

A G. L. sor egyes polinómjai Maxwellnek a Legendre-polinómokra vonatkozó bizonyítása szerint multipólusok; ezek a multipólusok azonban az együtt hatókra tett inénti megállapítások alapján általában teljesen heterogének, közöttük semmiféle fizikai kapcsolat nincs. Nem olyanok mint a k. m. sor közös dipólusból eredő multipólusai. A G. L. sor multipólusainak heterogén volta azt jelenti, hogy ha az elsőrendű tagban szereplő vektor  $L_0$ , akkor a másodrendű tagban szereplő vektorokat például  $L_{01}, L_{11}$ -gyel, a harmadikban szereplőket  $L_{02}, L_{12}, L_{22}$ -vel s. i. t. kellene jelölni. Emiatt azonban a G. L. sor nem lehet az (1) potenciálfüggvény sorfejtése, mert:

1. a Föld mágnesezettségének van egy bizonyos, tényleges eloszlása;
  2. ehhez az eloszláshoz tartozik egy teljesen határozott (1) potenciálfüggvény;
  3. ennek a potenciálfüggvénynek van a binomiális sor nyomatékrendszerén alapuló multipólus sora;
  4. ennek a sornak tagjai között szükségszerű összefüggések vannak;
  5. a G. L. sor tagjai egymástól függetlenek.
4. és 5. ellentmondása állításunkat igazolja.

A G. L. sor az észlelési adatokat nem egy (1) potenciálfüggvény érték-készletével közelíti meg, hanem az adatok fizikai jelentésétől független matematikai képletet ad azok legjobb megközelítésére. Éppen ezért felhasználható bármely, a Föld felszínén végzett észleléssel, méréssel összegyűjthető adathalmaz regisztrálására. Például A. PREY (1922) felhasználta a Föld felszínére vonatkozó szintezési adatok összefoglalására. Ugyanígy felhasználható meteorológiai adatok összefoglalására stb.

Az az állításunk, hogy a G. L. sor az észlelési adatokat nem az (1) potenciálfüggvény érték-készletével közelíti meg, természetesen nem vonatkozik a G. L. sor első, dipólus tagjára, amíg a megközelítést egymagában képviseli; ekkor még nem is beszélhetünk ellentmondásról. Megjegyezzük, hogy a legkisebb hibanégyzetösszeg módszerével meghatározott lineáris tag mindig azonos, bármilyen képzési szabály szerint folytatódjék is a sor.

A G. L. sornak a földmágneses potenciáltér előállításában, leírásában és kutatásában betöltött szerepét természetesen nem lehet csak aszerint vizsgálni, hogy mennyire használható valamely, különleges fizikai alkalmazásra, esetünkben az excentrikus dipólus hipotézisének ellenőrzésére. A G. L. sor elsődleges célja az, hogy az észlelési adatoknak térképeken és táblázatokban összegyűjtött anyagát a statisztikai analízis és szintézis számára matematikai alakban előállítsa, összefoglalja (MAUERSBERGER, 1959 a), nem pedig a potenciáltér eredetének keresése, a mágneses hatók olyan eloszlásának, fizikai sajátosságának kutatása, amely a potenciáltér forrása lehet, amely a tapasztalat megmagyarázására vezethet. Azt mondhatjuk, hogy a G. L. sor célja tisztán matematikai és az észlelési adatok megközelítésének célját a legkisebb hibanégyzetösszeg elvének alkalmazásával a lehető legtokéletesebben el is éri; persze ennek a célnak az elérésére minél több tagját kell összegezni.

A G. L. sornak a statisztikai analízisre való felhasználásáról azonban már nem nyilváníthatunk ilyen egyértelmű véleményt. Ennek a statisztikai analízisnek egyik tárgya a sor tagjaiban szereplő együtthatók időbeli változásának vizsgálata. Erre a célra grafikonokat és az időtől való függést leíró kiegyenlítő formulákat készítenek (LUCKE, 1959). De tudjuk, hogy a G. L. sor polinómjai heterogén multipólusok, amelyek mindegyikének létesítő dipólusai különböznek a Földdipólustól (KILCZER, 1964). Ezért ezeknek a vizsgálatoknak alig tulajdoníthatunk jelentőséget, sőt egyáltalában valamiféle fizikai jelentést, kivéve természetesen a  $g_1^0$ ,  $g_1^1$ ,  $h_1^1$  együtthatóknak, a Földdipólus együtthatóinak vizsgálatát.

Viszont a fizikai kutatás nem állhat meg egy adathalmaz statisztikai elemzésénél, tovább kell haladnia az ok, a forrás keresésének irányában. Ez a feladat nem könnyű. A Földnek bizonyos mágnesezettsége teljesen határozott potenciáalteret létesít, de ugyanezt a potenciáalteret számtalan, sok lehetséges mágnesezettség idézheti elő. De nem végtelen az ésszerű megfontolásokkal, a fizikai tapasztalat eredményeivel alátámasztható lehetőségek száma. Ilyen lehetőség az excentrikus dipólus hipotézise: a gömbalakú földmag belső része egyenletesen mágnesezett (EGYED, 1962), tehát dipólusnak tekinthető, és középpontja a Föld középpontján kívül esik (BARTA 1962). A fizikai kutatás feladata ennek a hipotézisnek ellenőrzése, megvizsgálása. Ennek a vizsgálatnak alkalmas matematikai eszköze a k. m. sor, megfelelőbb, mint a G. L. sor, amint a következő numerikus kísérleti számításra történt alkalmazása is igazolja. A k. m. sor általában előnyösen használható olyan feladatok megoldására, amelyek eleve feltételezik a mágnesezettség bizonyos meghatározott módját, mint amilyen az excentrikus dipólus okozta mágnesezettség. Ilyen feladatok még például a mágneses középpont meghatározása, vagy a pólusok helyének kiszámítása. Ezeket a feladatokat a k. m. sor alapján, a meglévő paraméterek segítségével közvetlenül meg lehet oldani, nem olyan körülményesen, mint a G. L. sorból kiindulva. A G. L. sor használata nem racionális olyan fizikai természetű feladatok megoldására, amelyek nem igényelnek statisztikai analízist. Azon, hogy a G. L. sor nem az (1) potenciálfüggvény fizikai ekvivalense, nem fizikai tartalmú potenciálfüggvény, hanem tisztán matematikai jellegű, nem változtat semmit annak megállapítása, hogy a G. L. sor tagjai a potenciál létezését feltételező Laplace-differenciálegyenlet megoldásának részei (MAUERSBERGER, 1959a). Ettől még az egész sor nem kap fizikai jelleget, pl. a Prey-féle sorban nem jelentenek a tagok potenciálokat. Ez a körülmény csak azt jelenti, hogy a Legendre-polinómak harmonikus függvények és mint gömbfelületi függvények alkalmasak bármely a Földgömb felületén  $\vartheta$ ,  $\lambda$  koordinátákkal jellemezhető adathalmaz legjobb megközelítésére.

## II. Kísérleti számítás

*A Maxwell paraméterek kiszámítása.* A Maxwell-paramétereket legegyszerűbben a földmágneses tér  $Z$ -vel jelölt függőleges összetevőjének olyan értékrendszeréből lehet kiszámítani, amelyet az észlelésekkel meghatározott adatokból a gömbfelületi  $\vartheta$ ,  $\lambda$  koordinátahálózat bizonyos módon kiválasztott rácspontjaira interpolálva állapítottak meg. A (20) alakjában felírt potenciál-

sor első két tagjának a Föld felszínén kívül elhelyezkedő pontokra is érvényes alakja:

$$\begin{aligned}
 V &= V_1 + V_2 \\
 &= R(A_0\xi + B_0\eta + C_0\zeta) \frac{R^2}{r^2} \\
 &\quad + R[3(A_0\xi + B_0\eta + C_0\zeta)(A_1\xi + B_1\eta + C_1\zeta) \\
 &\quad - (A_0A_1 + B_0B_1 + C_0C_1)(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)] \frac{R^3}{r^3}
 \end{aligned} \tag{26}$$

$$Z = \frac{\partial V}{\partial r} \text{ lévén differenciálás után } r=R\text{-et téve}$$

$$Z = -2\Phi_1 - 3\Phi_2$$

a Föld felszínének bármely  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  pontjában. Ez az egyenlet használható fel a Maxwell-paraméterek kiszámítására. A számításához sok adatot kell figyelembe venni, ami elektronikus gépi számítást igényel. Kísérleti számításra kielégítő egy kis értéktáblázatnak, azoknak a  $V$  potenciálértékeknek felhasználása, amelyeket Vestine és munkatársai az 1945. epochára  $V_6$ -ig kiszámított 204 potenciálértékből szerkesztettek (VESTINE, 1947; MAUERSBERGER, 1959. b).

A tényleges eljárás és az alkalmazott kísérleti számítás között a különbség lényegében annyi, hogy az észlelési adatokként szereplő  $V$  értékek már ki vannak egyenlítve. Ennek a körülménynek azonban nincs befolyása annak az elméleti részben tárgyalt elvi állításnak igazolására, hogy a k. m. sor megfelelőbb az excentrikus dipólus potenciálterének leírására és megvizsgálására, valamint az excentrikus dipólussal kapcsolatos problémák megoldására, mint a heterogén multipólusokból álló G. L. sor.

A  $V_1$  és  $V_2$  potenciálok helyett szokás szerint a  $V_1/R = \Phi_1$  és  $V_2/R = \Phi_2$  kifejezéseket használjuk. Minthogy ezek Legendre-polinómok lévén ortogonális függvények, a keresett paramétereket nem kell okvetlenül szimultán eljárással meghatároznunk; a legkisebb hibanegyzetösszeg elvének alkalmazásával először  $A_0$ ,  $B_0$ ,  $C_0$ -t számítjuk ki  $\Phi_1$ -ből, azután az eredményül kapott értékeket adott számoknak tekintve  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$ -et  $\Phi_2$ -ből. Így feladatunk lineáris közvetítő egyenletek megoldása közelítő értékekkel (TÁRCZY-HORNOCH, 1950).

$A_0$ ,  $B_0$ ,  $C_0$  számításakor a hibaegyenletek  $\bar{A}_0$ ,  $\bar{B}_0$ ,  $\bar{C}_0$  közelítő értékekkel és  $\delta A_0$ ,  $\delta B_0$ ,  $\delta C_0$  kiegészítésekkel

$$(\bar{A}_0 + \delta A_0)\xi_i + (\bar{B}_0 + \delta B_0)\eta_i + (\bar{C}_0 + \delta C_0)\zeta_i = o_i + v_i \quad (i = 1, 2, \dots, 204)$$

Rendezve

$$\xi_i \delta A_0 + \eta_i \delta B_0 + \zeta_i \delta C_0 + [(\Phi_1)_i - o_i] = v_i,$$

végül

$$a_i x + b_i y + c_i z + l_i = v_i.$$



Itt  $o_i$  a Vestine-féle táblázatban  $10^5 \Gamma \text{ cm}$  egységben megadott potenciálok  $R^{-1}$ -szerese  $\gamma$  egységben ( $R = 6371 \text{ km}$ );  $(\Phi_1)_i$  a  $\Phi_1$  közelítő értékeit képviseli.

Figyelembe véve, hogy

$$\begin{aligned} a_i &= \xi_i = \cos \vartheta_i \\ b_i &= \eta_i = \sin \vartheta_i \cos \lambda_i \\ c_i &= \zeta_i = \sin \vartheta_i \sin \lambda_i, \end{aligned}$$

a normálegyenletek együtthatóinak táblázata

$$\begin{array}{ccc} [\cos^2 \vartheta] & [\sin \vartheta \cos \vartheta \cos \lambda] & [\sin \vartheta \cos \vartheta \sin \lambda] \\ & [\sin^2 \vartheta \cos^2 \lambda] & [\sin^2 \vartheta \sin \lambda \cos \lambda] \\ & & [\sin^2 \vartheta \sin^2 \lambda] \end{array}$$

Az összegezésnél

$$\vartheta = 10^\circ, 20^\circ, \dots, 170^\circ$$

$$\lambda = 30^\circ, 60^\circ, \dots, 360^\circ.$$

A Vestine-féle táblázat így megadott koordináta-hálózatánál alkalmazható goniometriai összefüggések felhasználásával

$$\begin{aligned} [\xi^2] &= 96 & [\xi \eta] &= 0 & [\xi \zeta] &= 0 \\ & & [\eta^2] &= 54 & [\eta \zeta] &= 0 \\ & & & & [\zeta^2] &= 54, \end{aligned}$$

tehát normálegyenleteink

$$\begin{aligned} +96x & & -691 &= 0 \\ & +54y & -5673 &= 0 \\ & & +54z & -5624 = 0. \end{aligned}$$

Első durva közelítő értékek  $\bar{A}_0 = -30440$ ,  $\bar{B}_0 = 0$ ,  $\bar{C}_0 = +5860$  voltak. A második kiegyenlítésnél

a kiegészítések és közelítő értékek:	a végleges értékek	
$x = \delta A_0 = + 7$		
$\bar{A}_0 = -30258$	$A_0 = -30251$	
$y = \delta B_0 = + 105$		
$\bar{B}_0 = -2463$	$B_0 = -2358$	(27)
$z = \delta C_0 = + 104$		
$\bar{C}_0 = + 5626$	$C_0 = + 5730$	

$A_1, B_1, C_1$  számításakor az  $A_0, B_0, C_0$  végleges,  $\bar{A}_1, \bar{B}_1, \bar{C}_1$  közelítő értékekkel és  $\delta A_1, \delta B_1, \delta C_1$  kiegészítésekkel a hibaegyenletek (20) szerint

$$\begin{aligned} & (\Phi_1)_i + 3(\Phi_1)_i [(\bar{A}_1 + \delta A_1)\xi_i + (\bar{B}_1 + \delta B_1)\eta_i + (\bar{C}_1 + \delta C_1)\zeta_i] \\ & - [A_0(\bar{A}_1 + \delta A_1) + B_0(\bar{B}_1 + \delta B_1) + C_0(\bar{C}_1 + \delta C_1)] = o_i + v_i \\ & (i = 1, 2, \dots, 204). \end{aligned}$$

Rendezve

$$\begin{aligned} & [3(\Phi_1)_i \xi_i - A_0] \delta A_1 + [3(\Phi_1)_i \eta_i - B_0] \delta B_1 \\ & + [3(\Phi_1)_i \zeta_i - C_0] \delta C_1 + [(\Phi_1)_i + (\Phi_2)_i - o_i] = v_i. \end{aligned}$$

Végül

$$a_i x + b_i y + c_i z + l_i = v_i.$$

Itt  $o_i$  az észlelési adatokat képviseli,

$$(\Phi_1)_i = A_0 \xi_i + B_0 \eta_i + C_0 \zeta_i,$$

$(\Phi_2)_i$  pedig  $\Phi_2$  közelítő értékeinek jelölése.

A normálegyenletek együtthatóiban

$$a_i a_i = 9(\Phi_1)_i^2 \xi_i^2 - 6(\Phi_1)_i A_0 \xi_i + A_0^2$$

$$b_i b_i = 9(\Phi_1)_i^2 \eta_i^2 - 6(\Phi_1)_i B_0 \eta_i + B_0^2$$

$$c_i c_i = 9(\Phi_1)_i^2 \zeta_i^2 - 6(\Phi_1)_i C_0 \zeta_i + C_0^2$$

$$a_i b_i = 9(\Phi_1)_i^2 \xi_i \eta_i - 3(\Phi_1)_i (A_0 \eta_i + B_0 \xi_i) + A_0 B_0$$

$$b_i c_i = 9(\Phi_1)_i^2 \eta_i \zeta_i - 3(\Phi_1)_i (B_0 \zeta_i + C_0 \eta_i) + B_0 C_0$$

$$c_i a_i = 9(\Phi_1)_i^2 \zeta_i \xi_i - 3(\Phi_1)_i (C_0 \xi_i + A_0 \zeta_i) + C_0 A_0$$

Figyelembe véve  $\xi, \eta, \zeta$  jelentését, az összegezésnél a lehetséges goniometriai összefüggések alkalmazásával

$$[\xi^4] = 69 \quad [\xi^2 \eta^2] = 13,5 \quad [\xi^2] = 96$$

$$[\eta^4] = 30,375 \quad [\eta^2 \zeta^2] = 15,125 \quad [\eta^2] = 54$$

$$[\zeta^4] = 30,375 \quad [\zeta^2 \xi^2] = 13,5 \quad [\zeta^2] = 54$$

$$[1,1] = 204$$

végés tizedes törtet kapjuk, a fel nem sorolt többi összegezés eredménye zérus.

A normálegyenletek együtthatói

$$[aa] = 249 A_0^2 + 121,5 B_0^2 + 121,5 C_0^2$$

$$[bb] = 121,5 A_0^2 + 153,375 B_0^2 + 91,125 C_0^2$$

$$[cc] = 121,5 A_0^2 + 91,125 B_0^2 + 153,375 C_0^2$$

$$[ab] = - 3 A_0 B_0$$

$$[bc] = + 62,25 B_0 C_0$$

$$[ca] = - 3 C_0 A_0$$

Végül a már ismert  $A_0$ ,  $B_0$ ,  $C_0$  behelyettesítése után és minden együtthatót ezerrel osztva a normálegyenletek

$$+ 232530384x - 213996y - 520015z - 180608 = 0$$

$$- 213996x + 115032133y - 801081z + 180582 = 0$$

$$- 520015x - 801081y + 116729893z + 128498 = 0$$

A kiegészítések  
és közelítő értékek

A végleges  
értékek

$$x = \delta A_1 = + 0,000778$$

$$\overline{A_1} = + 0,009520$$

$$A_1 = + 0,010298$$

$$y = \delta B_1 = - 0,001576$$

$$\overline{B_1} = - 0,058011$$

$$B_1 = - 0,059587$$

(28)

$$z = \delta C_1 = - 0,001128$$

$$\overline{C_1} = + 0,028350$$

$$C_1 = + 0,027222$$

A dipólus és kvadrupólus adatai, a Föld mágneses középpontja. (21) szerint közvetlenül adódik a Földdipólus nyomatékának értéke  $R^{-3}$ -mal szorozva

$$M = 30875\gamma. \quad (29)$$

A dipólus tengelyének iránycosinusai

$$a_0 = - 0,979661$$

$$b_0 = - 0,076362 \quad (30)$$

$$c_0 = + 0,185562$$

(22) szerint közvetlenül megkapjuk a mágneses középpont excentricitását

$$Rd_1 = 6371 \cdot 0,066315 \text{ km} = 422 \text{ km}. \quad (31)$$

A  $d_1$  translatio iránycosinusai (19)-ből

$$a_1 = + 0,155289$$

$$b_1 = - 0,898543 \quad (32)$$

$$c_1 = + 0,410494$$

A kvadrupólus nyomatéka  $R^{-4}$ -gyel szorozva

$$P = 2Md_1 = 4095\gamma. \quad (33)$$

$L_1$  kvadrupólus-tengely metszéspontja a Föld felszínével legyen  $D_1$  pont ennek földrajzi koordinátái (32)-ből

$$\Theta = 8^\circ 56' N \quad (34)$$

$$\lambda = 155^\circ 27' E.$$

A kvadrupólus tengelyeinek szöge

$$\text{arc cos } (a_0 a_1 + b_0 b_1 + c_0 c_1) = 90^\circ 25' \quad (35)$$

tehát a kvadrupólus kevés híján elfajuló (KILCZER, 1966). A kvadrupólus tengelyeinek síkjára merőleges a kvadrupólus  $s_2$  sajátvektora; legyen ennek metszéspontja a Föld felszínével  $S_2$ .  $OS_2$  iránycosinusait (KILCZER, 1964) szerint kell kiszámítani; ezek

$$l_2 = +0,135375$$

$$m_2 = +0,430974 \quad (36)$$

$$n_2 = +0,892152$$

A  $S_2$  pont földrajzi koordinátái (36)-ból:

$$\Theta = 7^\circ 47' N \quad (37)$$

$$\lambda = 64^\circ 13' E.$$

A kvadrupólus adatait és a mágneses középpontot a G. L. sorból Ad. Schmidt eljárása szerint önkényes definíció alapján és csak hosszadalmas számítással lehet meghatározni; az eredmények némileg eltérnek az itt közöltektől (KILCZER, 1966). Az eltérés onnan származik, hogy a G. L. sor második tagja nem az első tagnak, a dipólusnak a kvadrupólusa, amint ezt már a bevezetésben említettük.

A  $(q, Q, p)$  együtthatók kiszámítása. Az excentrikus dipólusnak  $\xi, \eta, \zeta$  hatványai szerint rendezett kifejezésében szereplő együtthatókat (23) szerint számítjuk ki; összehasonlítással velük párhuzamosan felírjuk a  $(g_n^m, h_n^m)$  Gauss-féle paraméterekből számított együtthatókat. A paramétereket VESTINE ÉS MUNKATÁRSAI (1947) a  $X, Y$  komponensekből határozták meg.

A potenciál-gömbfüggvény-sor együtthatói tehát ezek szerint

Szerző együtthatói  
(23) szerint számítva:  
(k. m. együtthatók)

$$p_0 = -30251$$

$$p_1 = -2358$$

$$p_2 = +5730$$

$$Q_0 = -920$$

$$Q_1 = +436$$

Vestine együtthatói  
 $(g_n^m, h_n^m)$ -ből számítva:  
(G. L. együtthatók)

$$\bar{p}_0 = -30570$$

$$\bar{p}_1 = -2110$$

$$\bar{q}_2 = +5810$$

$$\bar{Q}_0 = -1270$$

$$\bar{Q}_1 = +2055$$

$$\begin{array}{ll}
 Q_2 = + 484 & \bar{Q}_2 = - 785 \\
 3 q_1 = + 5334 & 3 \bar{q}_1 = + 5128 \\
 3 q_4 = - 1216 & 3 \bar{q}_4 = + 935 \\
 3 q_2 = - 2293 & 3 \bar{q}_2 = - 2875
 \end{array}$$

Vestine együtthatóit az ő adataiból (9) szerint számítottuk és felülvonással különböztettük meg saját együtthatóinktól.

Ezekkel az k. m. együtthatókkal felírt potenciálkifejezések

$$\begin{aligned}
 \Phi_1 &= -30251\xi - 2358\eta + 5730\zeta \\
 \Phi_2 &= -920\xi^2 + 436\eta^2 + 484\zeta^2 \\
 &\quad + 5334\xi\eta - 1216\eta\zeta - 2293\xi\zeta
 \end{aligned}$$

a G. L. együtthatókkal felírt potenciálkifejezések:

$$\begin{aligned}
 \Phi_1 &= -30570\xi - 2110\eta + 5810\zeta \\
 \Phi_2 &= -1270\xi^2 + 2055\eta^2 - 785\zeta^2 \\
 &\quad + 5128\xi\eta + 935\eta\zeta - 2875\xi\zeta
 \end{aligned}$$

A kétféle potenciálkifejezés dipólusainak lényegtelen eltérése (átlagban néhány százalék) a kétféle numerikus számítási eljárás különbözőségéből származik. A kvadrupólusok együtthatói között észrevehető eltérések lényegesek. Ezeknek az eltéréseknek hatását a potenciálkifejezések értékészletére és annak a földrajzi helytől függő viselkedésére csak akkor tudjuk érdemlegesen megállapítani, ha valamilyen jól összehasonlítható módon ábrázoljuk ezeket a kifejezéseket. Célravezetőnek látszik az ekvipotenciális vonalak ábrázolása, de még inkább – amit majd kiderül – a potenciál izoanómáliák vonalainak megrajzolása a Föld felszínére.

*Az ekvipotenciális és az izoanómália vonalak.* Koordinátarendszerül leg-egyszerűbb a derékszögű parallelogramma-hálózat választása; az eltérések lényegének felismerését ennek a hálózatnak torzítása – amely különösen a sarkok közelében mutatkozik – nem gátolja.

Az ekvipotenciális vonalak megrajzolásához ki kell számítani a k. m. sor és a G. L. sor teljes  $\Phi$  potenciálkifejezéseinek (mindkét sor első két tagja összegének) a Vestine-féle táblázatban megadott  $(\lambda, \vartheta)$  koordináta-párokhoz tartozó 204 – 204 helyettesítési értékét. Ezeket a helyettesítési értékeket minden  $\lambda = \text{konstans}$  esetre külön grafikonon ábrázoljuk, mint  $\vartheta$  függvényét és viszont minden  $\vartheta = \text{konstans}$  esetre, mint  $\lambda$  függvényét. Ezekből a grafikonokból állapítjuk meg azokat a földrajzi helyeket, amelyekben a  $\Phi$  függvények bizonyos kiválasztott értékeket ( $-3 \cdot 10^4 \gamma, -2 \cdot 10^4 \gamma, \dots$ ) felvesznek. Az így megállapított és azonos értékeket mutató pontokat összekötő vonalak az ekvipotenciális vonalak.

Teljesen hasonló eljárással szerkesztjük meg az  $l=0-\Phi$  anomáliaértékek-ből rajzolt grafikonokkal az izoanomália vonalakat.

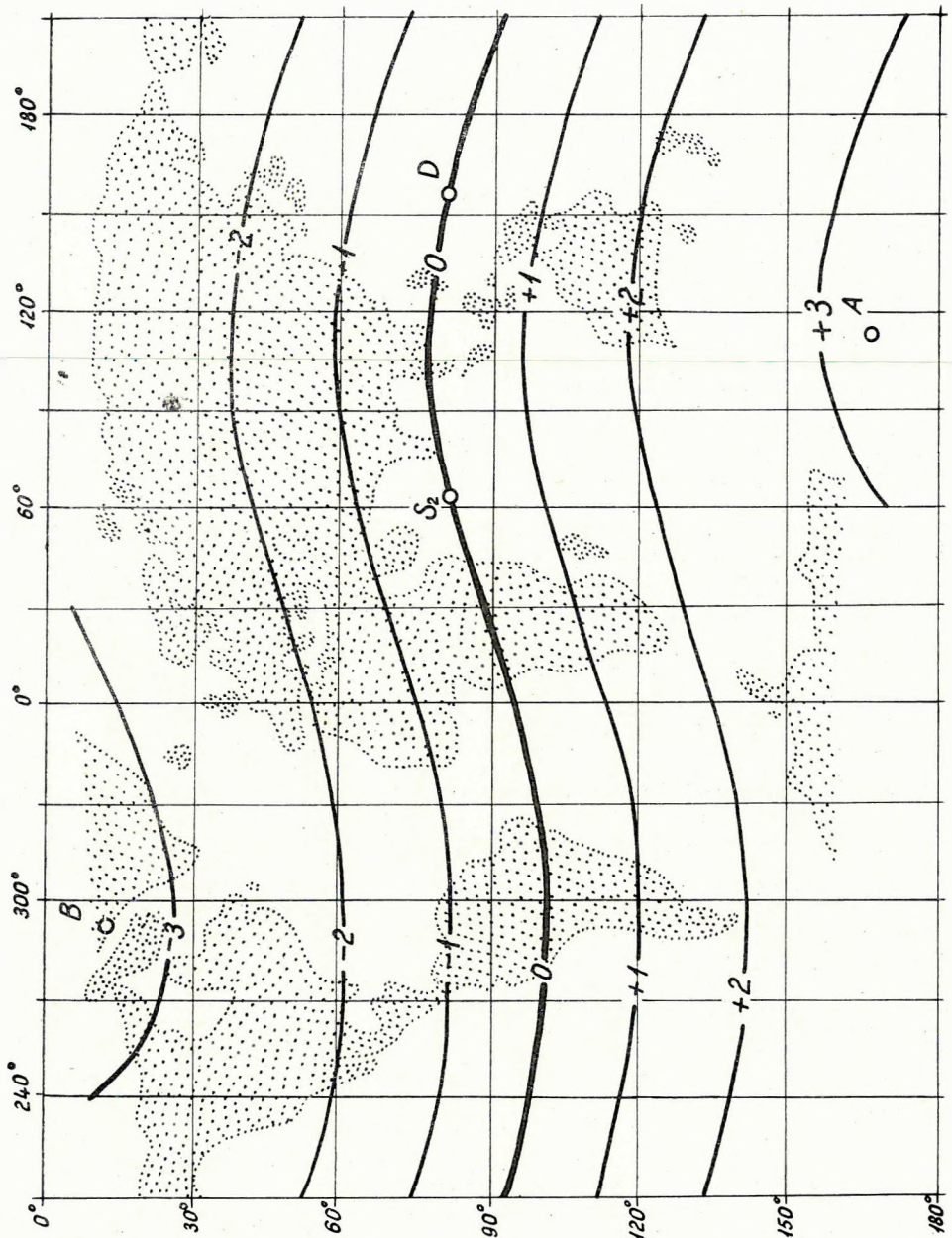
Az 1. ábrán a mindkét sorfejtésben közös centrikus dipólus ekvipotenciális vonalait látjuk, mégpedig  $\Phi_1$ -nek a  $-3.10^4$ ,  $-2.10^4$ ,  $-1.10^4$ ,  $0$ ,  $+1.10^4$ ,  $+2.10^4$ ,  $+3.10^4 \gamma$  értékeit mutató földrajzi pontokat összekötő vonalakat. A centrikus dipólus minden sorfejtésben azonos; a k. m. sor és a G. L. sor  $\Phi_1$ -eiben az eltérés lényegtelen, az ábrázolásban fel sem tűnik, úgyhogy az 1. ábra mindkettőre egyaránt vonatkozik. A földgömb felszínén a centrikus dipólus ekvipotenciális vonalai a földmágneses egyenlítővel párhuzamos körök.

A 2. ábra a Vestine-féle táblázat, a 3. és 4. pedig a k. m. sor és a G. L. sor teljes  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$  potenciálfüggvényeinek ekvipotenciális vonalait mutatja az előbbi 1. ábrának értékeivel egyező potenciálokra. A Vestine-féle táblázat vonalai az észlelt  $X$ ,  $Y$  adatokból számított  $\Phi$  értékeket ábrázolják, 3. vonalai az excentrikus dipólus potenciáeloszlását. A 4. ábra esetében csak a sor első két tagjának összegéhez tartozó vonaloknak nevezhetjük őket, mert a G. L. sor első két tagja nem koherens. A vonalak görbületeiben és a szomszédos, vagyis egyenlő értékű vonalak között levő távolságok változásaiban határozott eltéréseket lehet ugyan észrevenni, de ezek a különbségek teljes mértékben csak a térképek következő sorozatában, az izoanomália térképeken válnak igazán feltűnővé.

Az 5. ábrán a közös centrikus dipólus potenciáljának izoanomália-vonalait látjuk, vagyis  $(0-\Phi_1)$ -nek ( $0$  a Vestine-féle táblázat adatait jelenti)  $-4.10^3$ ,  $-3.10^3$ ,  $-2.10^3$ ,  $-1.10^3$ ,  $0$ ,  $+1.10^3$ ,  $+2.10^3$ ,  $+3.10^3$ ,  $+4.10^3 \gamma$  értékeivel jellemzett földrajzi pontokat összekötő vonalakat. A 6. ábrán külön is megrajzolt zérus anomália vonal egyetlen zárt görbe mentén járja körül a Földet. Így a Föld felszínét két nagy, egyrészt negatív, másrészt pozitív régióra osztja: Ázsia és egész Amerika negatív, Európa, Afrika, Ausztrália pozitív anomáliás terület. Az északi félgömbön az anomáliának két negatív, a délin két pozitív szélső értéke van. Az anomáliák keletkezésében láthatóan szerepük van a kontinenseknek is (BARTA, 1957).

Ez a sajtóság még jobban szembetűnik a 7. és 8. térképen; ezek a k. m. sorral számított teljes potenciálnak vagyis az excentrikus dipólus potenciáljának izoanomália vonalait tüntetik fel, a 8. ábra külön csak a zérus anomália vonalát. Feltűnő, hogy a  $\Phi_2$  tag az anomáliák értékeit az 5. térképhez viszonyítva csak alig csökkenti, ellenben a teresztrikus regionális anomáliákat egymástól jobban elkülöníti: a negatívokat két zárt görbe választja el a pozitívoktól, a negatívok két egyszerűen összefüggő, a pozitívok ennek megfelelően egy kétszeresen összefüggő felületet alkotnak. Nagyon feltűnő Afrika kiemelkedő pozitív anomáliája a többi kontinens főleg negatív anomáliájával szemben.

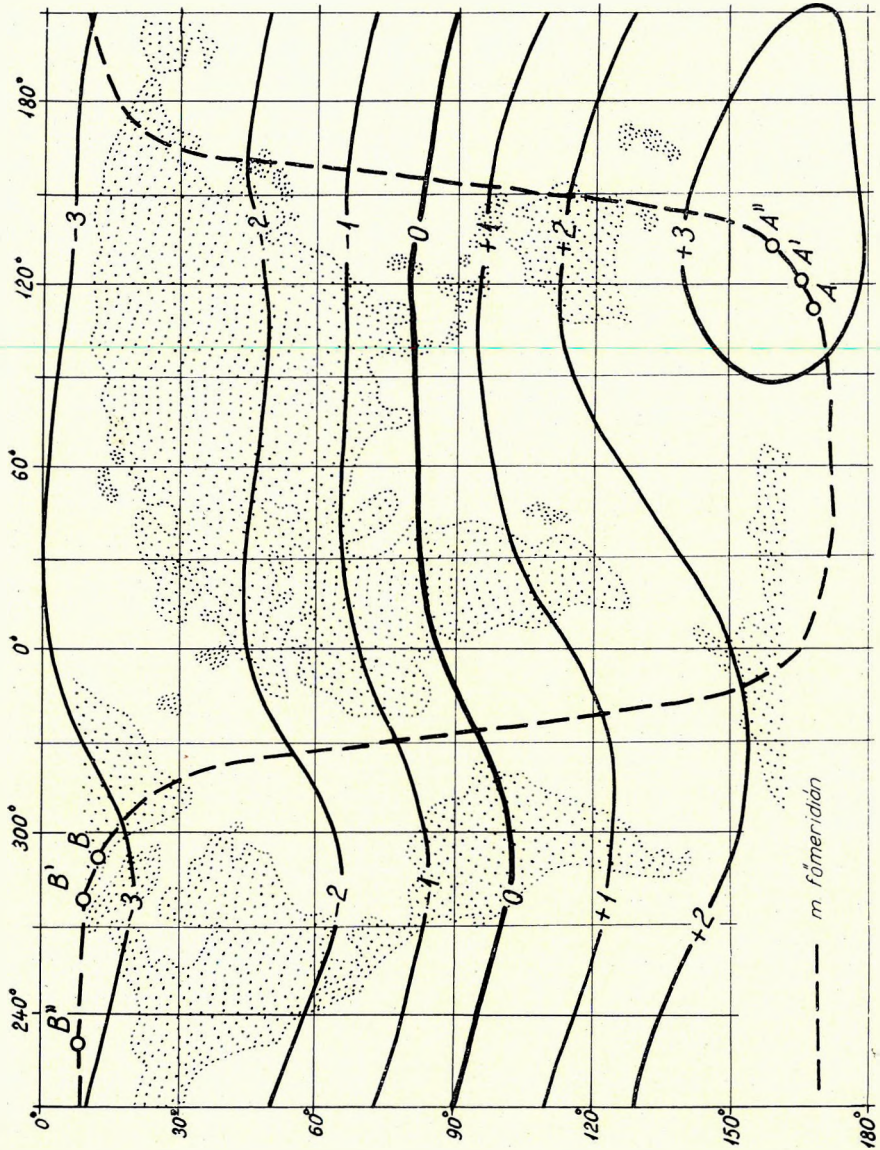
A 9. és 10. ábra a Vestine együtthatókkal számított G. L. sorral meghatározott teljes potenciálnak, a sorfejtés első két tagjával megadott potenciálnak izoanomália vonalait mutatja, a 10. térkép külön csak a zérus-anomália vonalait. Azonnal szembeötlik ennek a két térképnek az excentrikus dipólus megfelelő 7. és 8. térképeitől teljesen elütő jellege. Feltűnő, hogy a  $\Phi_2$  tag bekapcsolódása az anomália értékeket a 7. és 8. térképhez viszonyítva körülbelül felére csökkenti és a zérus-anomália vonalak számát háromra növeli; ez nyilván megfelel a G. L. sor gyorsabban közelítő tulajdonságának. De még élesebben különböznek ezek a térképek az excentrikus dipólus térképeitől abban, hogy



1. ábra. A centrikus dipólus ekvipotenciális vonalai. Egység  $10^4 \gamma$ . B, A a földmágneses pólusok; D a földmágneses főmeridián és földmágneses egyenlítő metszéspontja;  $S_2$  a kvadrupólus második sajátvektorának metszéspontja a földmágneses egyenlítővel.

Фиг. 1. Эквипотенциальные линии центрального диполя. Единица измерения  $10^4 \gamma$ . В и А – магнитные полюсы; D – пункт пересечения главного геомагнитного меридиана и геомагнитного экватора;  $S_2$  – пункт пересечения второго самовектора квадрупольного поля и геомагнитного экватора

Fig. 1. Equipotential lines of the centric dipole. Unit:  $10^4 \gamma$ . B and A are the geomagnetic poles; D is the intersection of the geomagnetic main meridian and the geomagnetic equator;  $S_2$  is the intersection of the second eigenvector of the quadrupole and the geomagnetic equator.

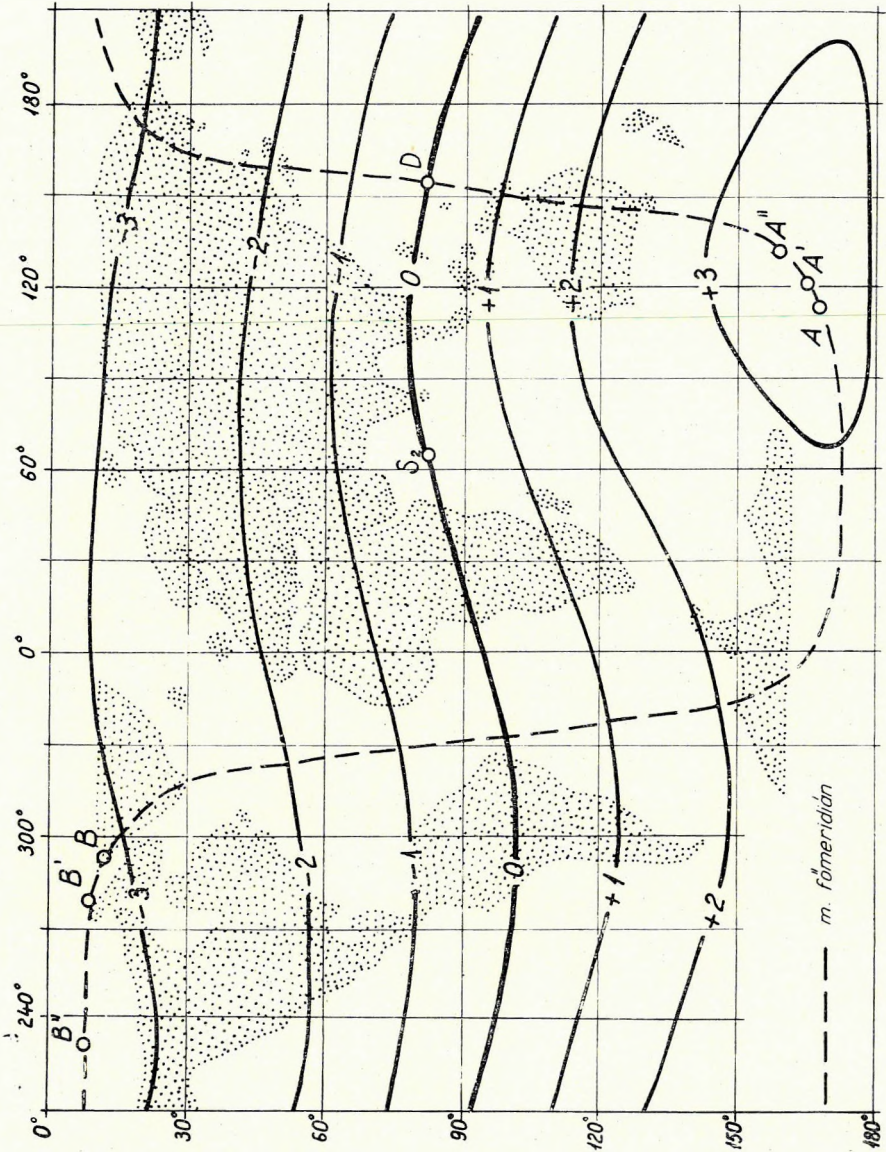


2. ábra. A Vestine-féle  $V$  táblázat értékeinek ekvipotenciális vonalai. Egység  $10^4\gamma$ .  $B$ , és  $A$  a földmágneses pólusok;  $B'$  és  $A'$  az excentrikus dipólus tengelyének dőféspontjai;  $B''$  és  $A''$  a mágneses pólusok.

Fig. 2. Эквипотенциальные линии величин таблицы Вестайна. Единица измерения  $10^4 \gamma$ .  $B$  и  $A$  – магнитные полюсы Земли;  $B'$  и  $A'$  – конечные пункты оси эксцентричного диполя;  $B''$  и  $A''$  – магнитные полюсы

Fig. 2. Equipotential lines of Vestine's table  $V$ . Unit:  $10^4\gamma$ .  $B$  and  $A$  are the geomagnetic poles;  $B'$  and  $A'$  are the endpoints of the eccentric dipole-axis;  $B''$  and  $A''$  are the dipoles.

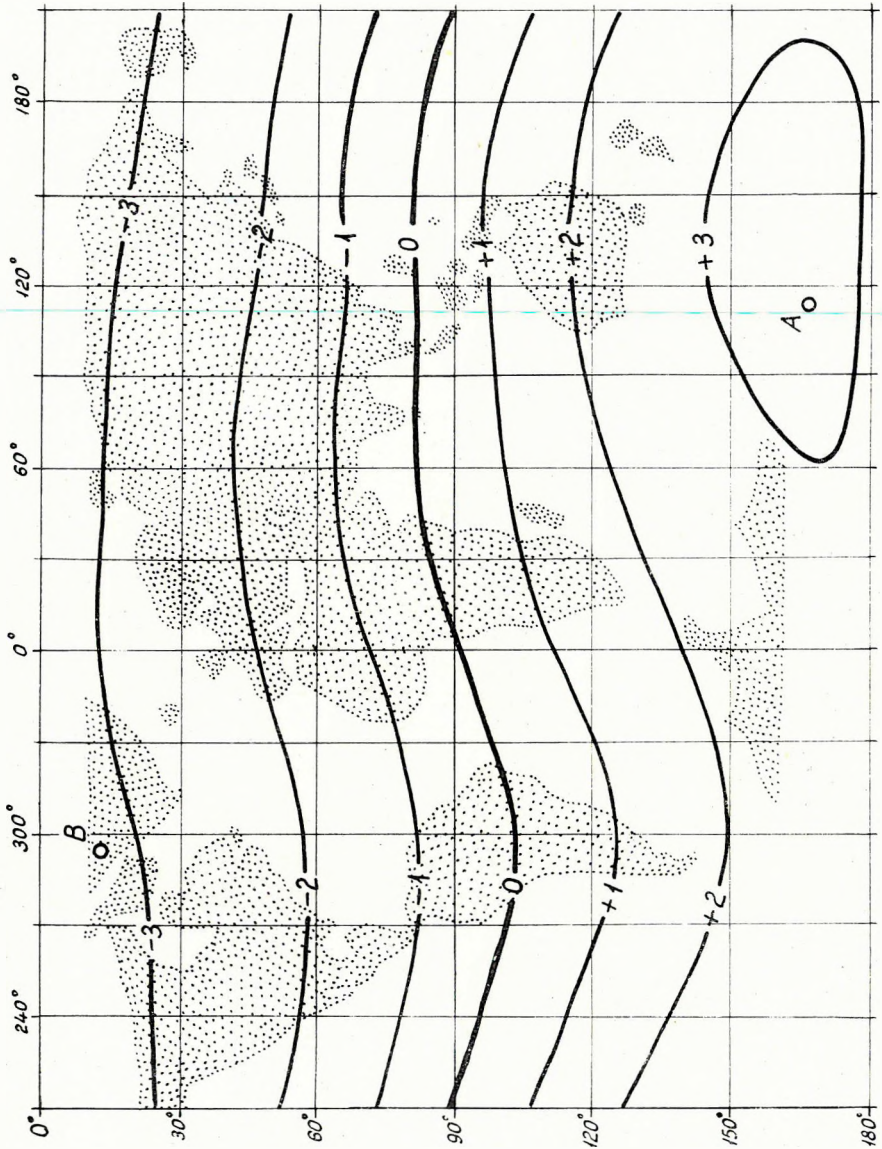




3. ábra. Az excentrikus dipólus ekvipotenciális vonalai a Maxwell-féle paramétereiből számítva. Egység  $10^4 \gamma$ .  $D$  és  $S_2$  mint az 1. ábrán;  $B$ ,  $A$ ,  $B'$ ,  $A'$ ,  $B''$ ,  $A''$  mint a 2. ábrán.

Фиг. 3. Эквипотенциальные линии эксцентричного диполя, подсчитанные по параметрам Максвелла. Единица измерения  $10^4 \gamma$ .  $D$  и  $S_2$  — см. фиг. 1.;  $B$ ,  $A$ ,  $B'$ ,  $A'$ ,  $B''$ ,  $A''$  — см. фиг. 2.

Fig. 3. Equipotential lines of the eccentric dipole as calculated with the Maxwell-parameters Unit:  $10^4 \gamma$ .  $D$  and  $S_2$  as on Fig. 1.,  $B$ ,  $A$ ,  $B'$ ,  $A'$ ,  $B''$ ,  $A''$  as on Fig. 2.



4. ábra. A Gauss-Legendre sor első két tagja összegének ekvipotenciális vonalai a Vestine-féle paraméterekből számítva. Egység  $10^4 \gamma$ . B és A a földmágneses pólusok.

Фиг. 4. Эквипотенциальные линии суммы первых двух членов ряда Гаусса – Лежандра по параметрам Вестайна. Единица измерения  $10^4 \gamma$ . B и A – магнитные полюсы Земли

Fig. 4. Equipotential lines of the sum of the first two members of the Gauss-Legendre series calculated with Vestine's parameters. Unit:  $10^4 \gamma$ . B and A are the geomagnetic poles

az anomáliák nemhogy jobban kitűnnének és elkülönülnének, hanem ellenkezőleg: csökkennek és kiegyenlítődnek.

A k. m. sor szintén a kiegyenlített észlelési adatokhoz konvergál, mint a G. L. sor de a megközelítés folyamata a paraméterek közt levő kényszerfeltételek miatt lassúbb, mint a G. L. sornál. A k. m. sor szemmel láthatóan lassabban olvasztja be az excentrikus dipólus potenciáljába az egyelőre még elkülönülő anomáliákat. A G. L. sornál az anomáliák felszívásának ez a folyamata már a  $\Phi_2$ -vel megkezdődik. Elég nagyszámú tag esetén azonban a k. m. sornak ez az előnyös viselkedése megszűnik, a két sor eltérésének fokozatosan csökkennie kell. Emiatt a földmágneses potenciál kiszámításánál is megállhatunk a másodrendű tagnál, mint ahogy a gravitációs potenciál meghatározásánál tesszük.

*A földmágneses pólusok meghatározása.* Legyen a  $\bar{O}(\bar{\xi}, \bar{\eta}, \bar{\zeta})$  földmágneses koordinátarendszer  $\bar{\xi}$  tengelye a Földdipólus tengelye, de ellenkező irányban, mint az eddig használt  $O(\xi, \eta, \zeta)$  koordinátarendszerben, azért, hogy a  $\bar{\xi}$  tengely pozitív iránya észak felé mutasson. Tehát  $\bar{\xi}$  tengely iránycosinusai  $\bar{O}$ -ban egyenlők az ellenkező előjellel vett (30) iránycosinusokkal. A  $\bar{\xi}$  tengelyre merőleges síkú legnagyobb körnek, a mágneses egyenlítőnek egyenletrendszere a  $O$  koordinátarendszerben

$$+0,979661\xi + 0,076362\eta - 0,185562\zeta = 0$$

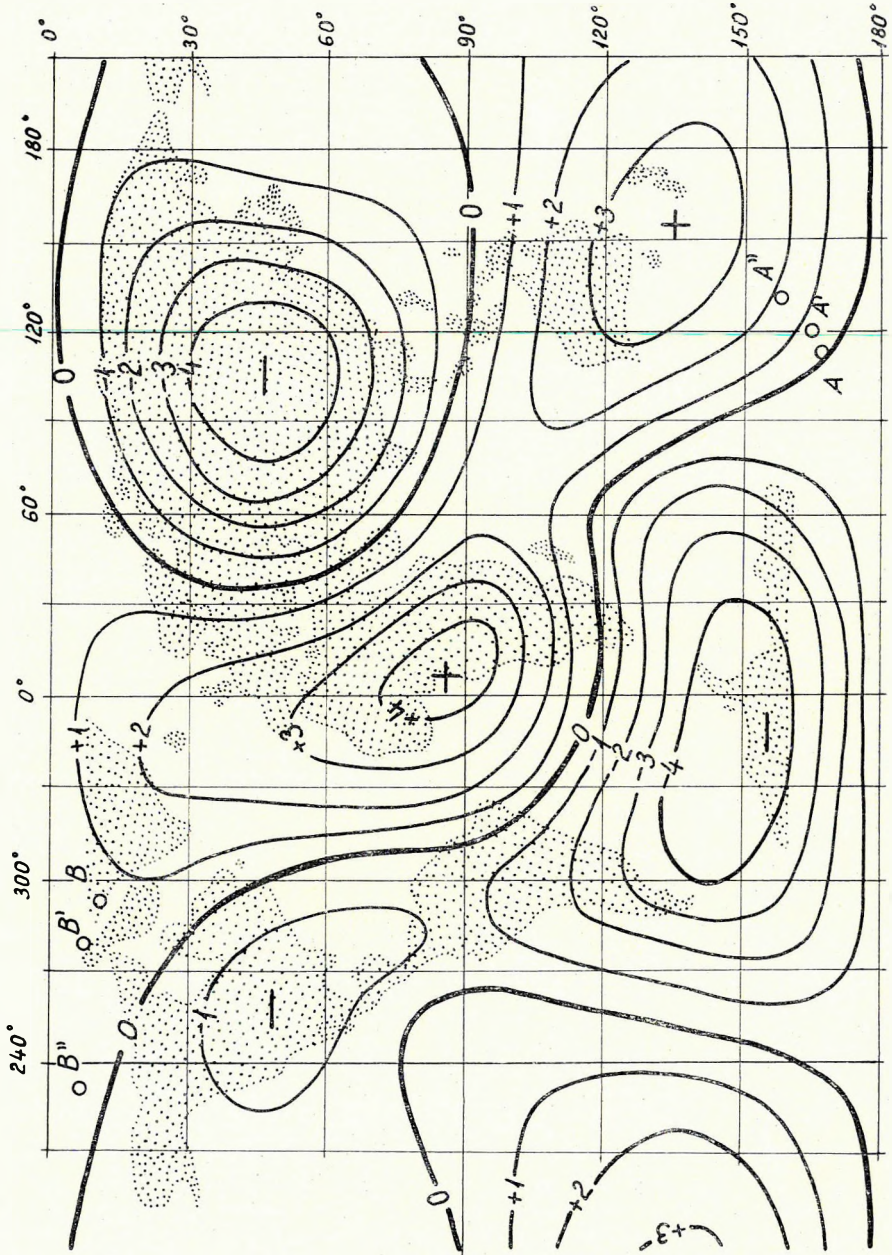
$$\bar{\xi}^2 + \bar{\eta}^2 + \bar{\zeta}^2 = 1 \quad (39)$$

Másik alapkörnek a mágneses főmeridiánt választjuk, azt a legnagyobb kört, amelynek síkjában a centrikus dipólus tengelye van, vagyis a  $\bar{\xi}$  tengely, továbbá az excentrikus dipólusnak ezzel párhuzamos tengelye és a kvadrupólus  $L_1$  tengelye. Ennek folytán ezen a főmeridiánon vannak a  $B$  északi és  $A$  déli földmágneses pólusok, az excentrikus dipólusnak  $B'$  és  $A'$  dőféspontja a Föld felszínével, végül a  $B''$  északi és  $A''$  déli mágneses pólusok (elméleti inklinációs pólusok).

A  $\bar{O}$  koordinátarendszer  $\bar{\zeta}$  tengelye a mágneses egyenlítő síkjának és a mágneses főmeridián síkjának metszésvonala  $\bar{O}D$ ;  $D$  az a pont, amelyben a mágneses egyenlítő és a főmeridián egymást metszi, annak a  $D_1$  (34) pontnak közelében van, amelyben  $L_1$  metszi a főmeridiánt.

A  $\bar{O}$  koordinátarendszer  $\bar{\eta}$  tengelye az  $\bar{O}S_2$  sugár;  $S_2$  az a pont, amelyben a kvadrupólus  $s_2$  sajátvektora (KILCZER, 1964) metszi a mágneses egyenlítőt. A sajátvektor iránycosinusait és  $S_2$  földrajzi koordinátáit már megadtuk (36) és (37)-ben.

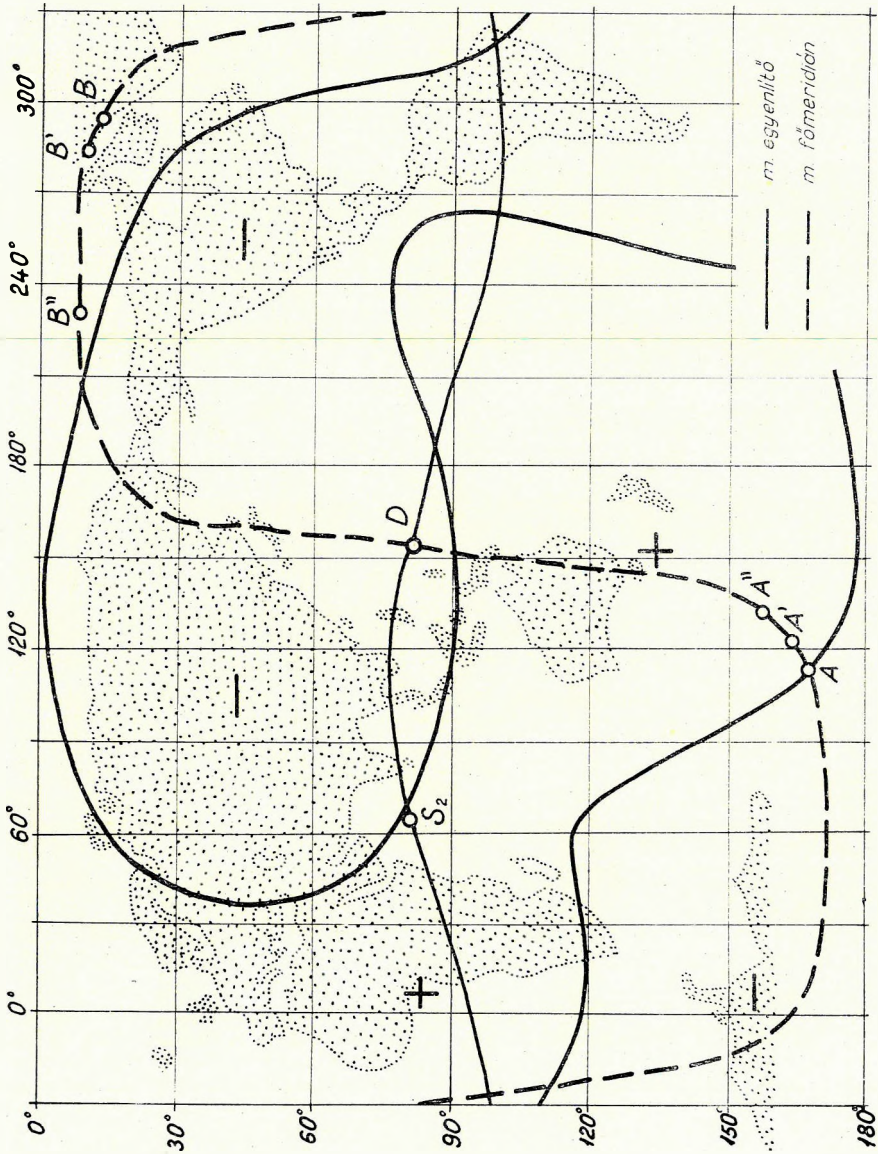
A  $\bar{O}D = \bar{\zeta}$  tengely iránycosinusait abból a követelményből kell kiszámítani, hogy  $\bar{\xi}$ -ra és  $\bar{\eta}$ -ra merőleges legyen, úgyhogy  $\bar{\xi}$ ,  $\bar{\eta}$ ,  $\bar{\zeta}$  sorrendben jobbsodrású koordinátarendszert alkossanak; ennek pedig az a feltétele, hogy kilenc iránycosinusuk  $+1$  értékű determinánst alkosson, a  $O$  és  $\bar{O}$  koordinátarendszerek transzformáló determinánsát.



5. ábra. A centrikus dipólus potenciál-izoanómia vonalai. Egység  $10^3\gamma$ . B, B', B'', A, A', A'' mint a 3. ábrán.

Фиг. 5. Потенциальные изолинии центрального диполя. Единица измерения  $10^3 \gamma$ . B', B', B'', A, A', A'' - см. фиг. 3.

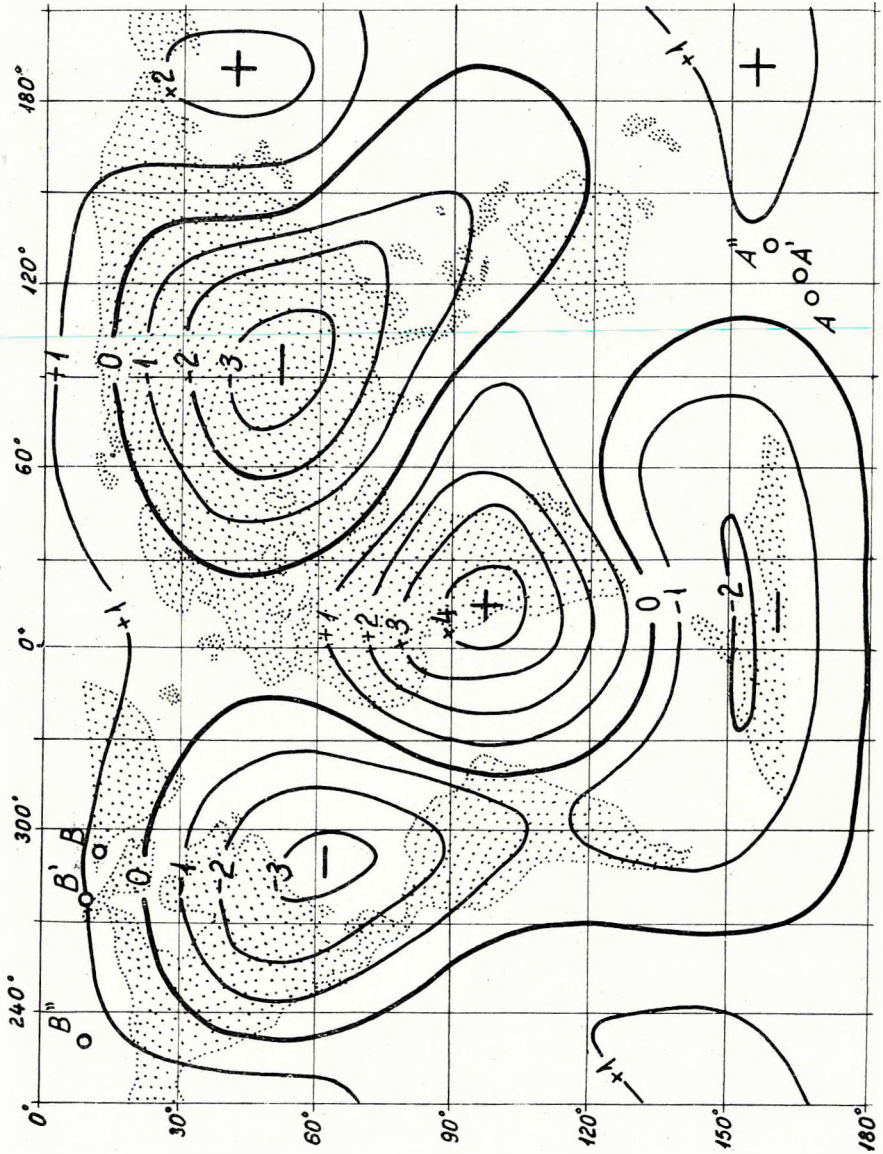
Fig. 5. Potential-isoanomaly lines of the centric dipole. Unit  $10^3\gamma$ .



6. ábra. A centrikus dipólus potenciál-anomáliájának zérus vonala az 5. ábrából;  $D$  és  $S_2$  mint az 1. ábrán;  $B, B', B'', A, A', A''$  mint a 2. ábrán.

Фиг. 6. Нулевая изолиния потенциалов центрального диполя из фиг. 5.  $D$  и  $S_2$  – см. фиг. 1.  $B, B', B'', A, A', A''$  – см. фиг. 2.

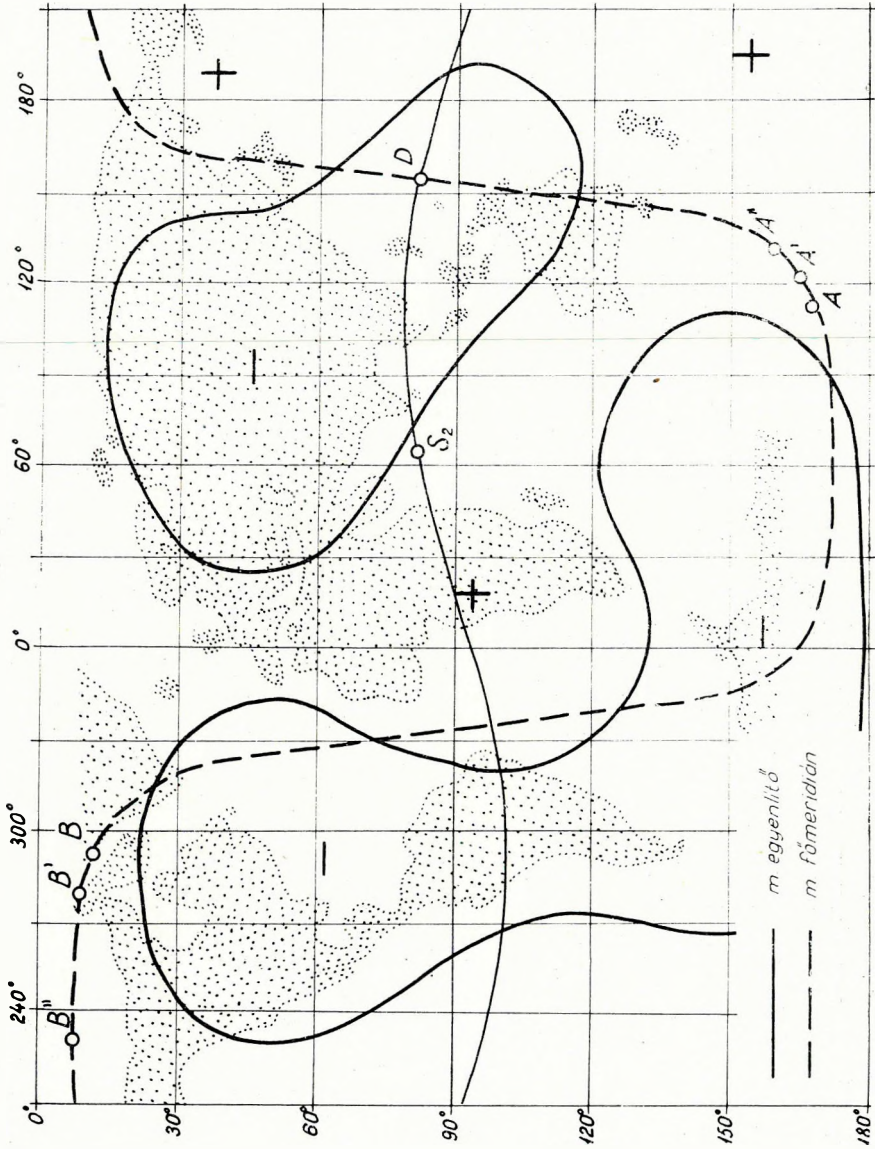
Fíg. 6. Zero potential-isoanomaly line of the centric dipole of the Fig. 5.



7. ábra. Az excentrikus dipólus potenciál-izoanómia vonalai. Egység  $10^3\gamma$ .  $B$ ,  $B'$ ,  $B''$ ,  $A$ ,  $A'$ ,  $A''$  mint a 2. ábrán.

Fig. 7. Изолинии потенциалов эксцентричного диполя. Единица измерения  $10^3 \gamma$ .  $B$ ,  $B'$ ,  $B''$ ,  $A$ ,  $A'$ ,  $A''$  – см. на фиг. 2.

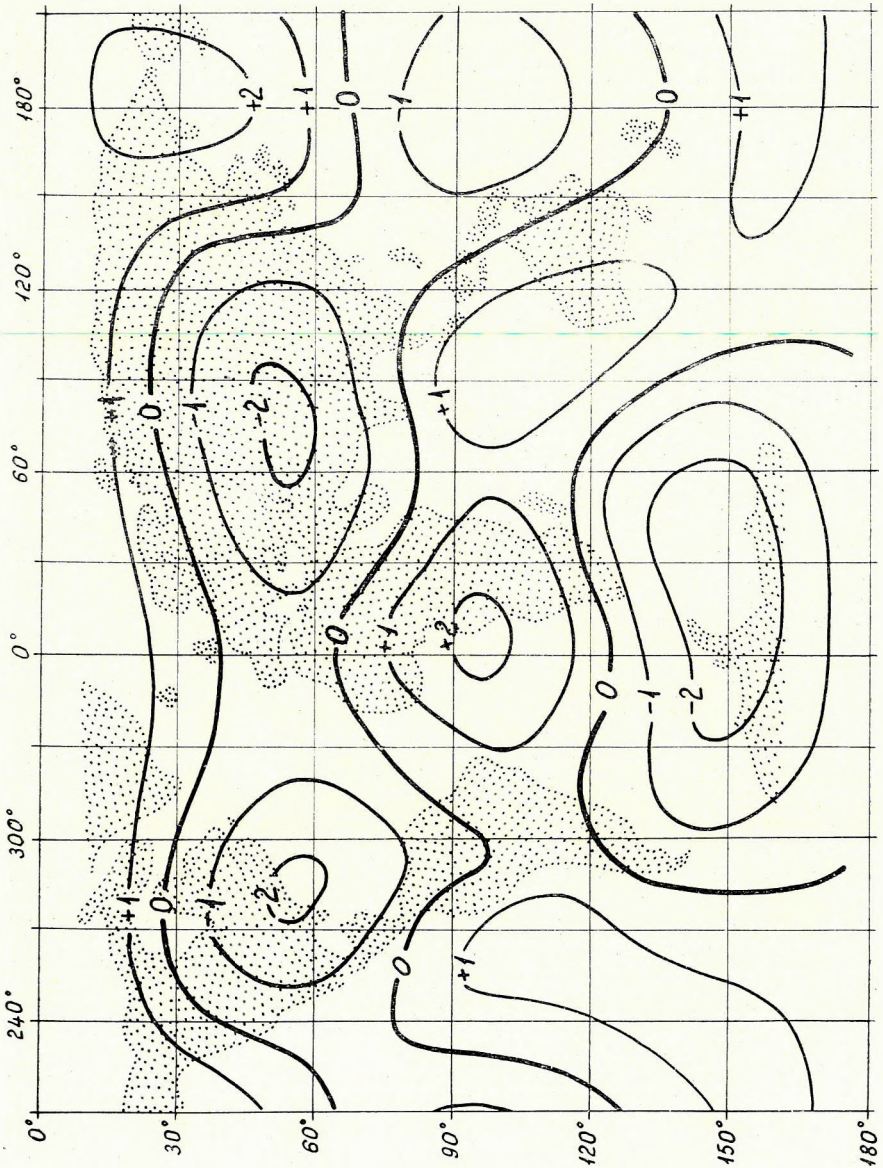
Fig. 7. Potential-isoanomaly lines of the eccentric dipole. Unit:  $10^3\gamma$ .



8. ábra. Az excentrikus dipólus potenciál-izoanomáliájának zérus vonalai a 7. ábrából;  $D$  és  $S_2$  mint az 1. ábrán;  $B, B', B'', A, A', A''$  mint a 2. ábrán

Фиг. 8. Нулевые изолинии потенциала эксцентричного диполя из фиг. 7;  $D$  и  $S_2$  – см фиг. 1.;  $B, B', B'', A, A', A''$  – см фиг. 2.

Fig. 8. Zero potential-isoanomaly lines from Fig. 7.

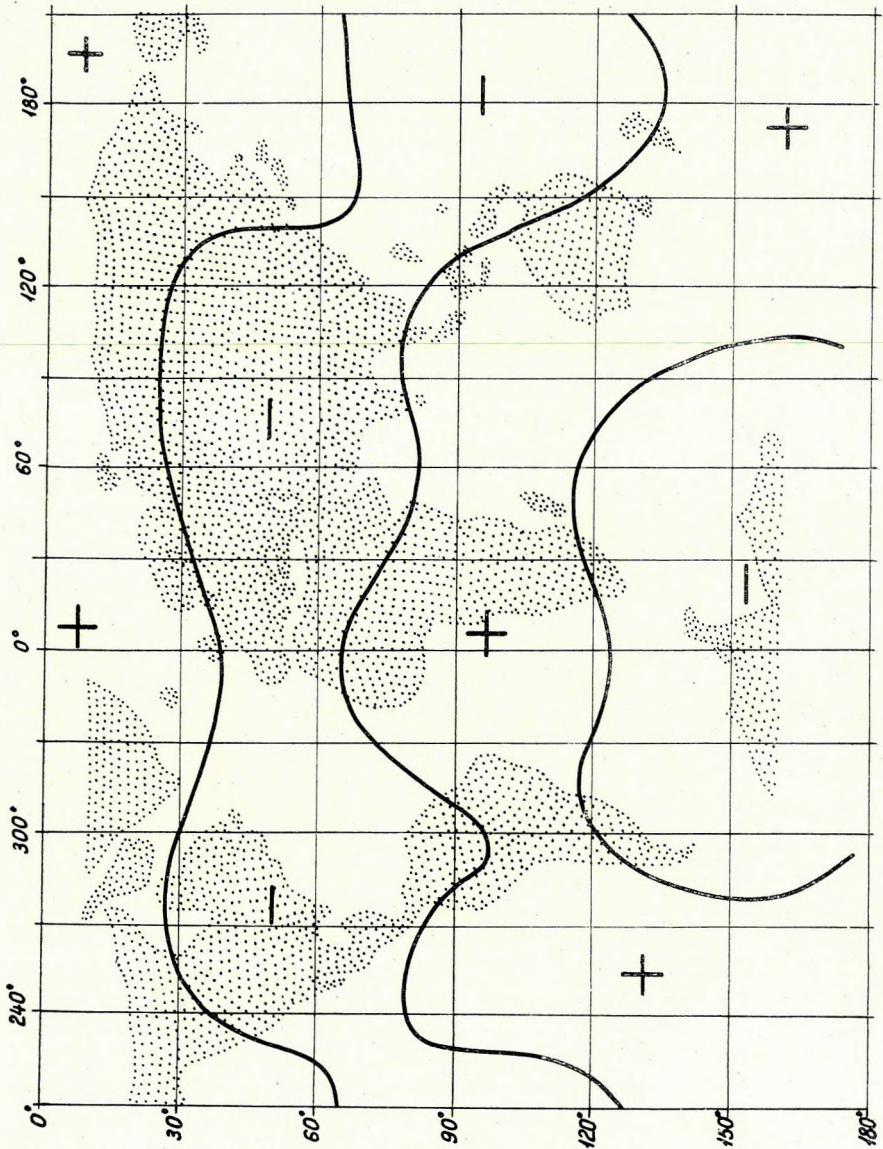


9. ábra. A Gauss-Legendre sor első két tagja összegének potenciál-izোনómia vonalai a Vestine-féle paraméterekből számítva. Egység  $10^3\gamma$ .

Фиг. 9. Изолинии потенциала суммы первых двух членов ряда Гаусса - Лежандра по параметрам Вестайна. Единица измерения  $10^3\gamma$

Fig. 9. Potential-isoanomaly lines of the sum of the first two members of the Gauss-Legendre series as calculated with Vestine's parameters. Unit:  $10^3\gamma$





10. ábra. A Gauss-Legendre sor első két tagja összegének zérus potenciál-izoanómia vonalai a 9. ábrából.

Fig. 10. Нулевая изолиния потенциала суммы первых двух членов ряда Гаусса - Лежандра из фиг. 9.

Fig. 10. Zero potential-isopotential line from Fig. 9.

Eszerint  $\bar{\xi}$  iránycosinusai  $O$  rendszerben

$$\begin{aligned} a_D &= +0,148098 \\ b_D &= -0,899126 \\ c_D &= +0,411870 \end{aligned} \quad (40)$$

A transzformáló egyenletrendszerek:

$\bar{O}$ -ból  $O$ -ba történő forgatásnál

$$\begin{aligned} \bar{\xi} &= +0,979661\xi + 0,135375\eta + 0,148098\zeta \\ \bar{\eta} &= +0,076362\xi + 0,430974\eta - 0,899126\zeta \\ \bar{\zeta} &= -0,185562\xi + 0,892152\eta + 0,411870\zeta \end{aligned} \quad (41)$$

$O$ -ból  $\bar{O}$ -ba történő forgatásnál

$$\begin{aligned} \xi &= +0,979661\bar{\xi} + 0,076362\bar{\eta} - 0,185562\bar{\zeta} \\ \eta &= +0,135375\bar{\xi} + 0,430974\bar{\eta} + 0,892152\bar{\zeta} \\ \zeta &= +0,148098\bar{\xi} - 0,899126\bar{\eta} + 0,411870\bar{\zeta} \end{aligned} \quad (42)$$

Teljesség kedvéért felírjuk a mágneses főmeridián egyenletrendszerét is (síkjának normálisa  $O S_2$ ):

$$\begin{aligned} +0,135375\xi + 0,430974\eta + 0,892152\zeta &= 0 \\ \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 &= 1 \end{aligned} \quad (43)$$

A főmeridián a  $O$  rendszer egyenlítőjét, a földrajzi egyenlítőt azokban a pontokban metszi, amelyeknek hosszúsága

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 154^\circ 13' E \\ \lambda_2 &= 25^\circ 47' W \end{aligned} \quad (44)$$

Előkészületeink után most már kiszámíthatjuk a pólusok koordinátáit.

$B$  koordinátái  $\bar{O}$ -ban:  $\bar{\xi} = +1, \bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} = 0$

$A$  koordinátái  $\bar{O}$ -ban:  $\bar{\xi} = -1, \bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} = 0$

Ezeket a koordinátákat (41) szerint  $O$ -ba transzformáljuk és átszámítjuk földrajzi koordinátákba. Összehasonlításul közöljük Vestine adatait is (MAUERSBERGER, 1959a).

Saját adataink:

Vestine adatai

$$\begin{aligned} B: \quad \Theta &= 78^\circ 25' N & \Theta &= 78^\circ 36' N \\ \lambda &= 67^\circ 48' W & \lambda &= 70^\circ 06' W \\ A: \quad \Theta &= 78^\circ 25' S & \Theta &= 78^\circ 36' S \\ \lambda &= 112^\circ 12' E & \lambda &= 109^\circ 54' E \end{aligned} \quad (45)$$

Ezeket a földrajzi koordinátákat (30)-ból közvetlenül is kiszámíthatjuk, mert  $\sin \Theta = a_0$  és  $\operatorname{tg} \lambda = c_0/b_0$ .

Ha az excentrikus dipólus dőféspontjainak pólustávolsága  $\bar{\vartheta}$  és  $\pi - \bar{\vartheta}$ , a kvadrupólus tengelyek szöge pedig  $\psi$ , akkor

$$\sin \bar{\vartheta} = d_1 \sin \psi.$$

(31) és (35)-ből vett értékekkel számítva

$$\sin \bar{\vartheta} = 0,066315 \cdot \sin 90^\circ 25' = 0,066313, \quad \bar{\vartheta} = 3^\circ 48'.$$

Az excentrikus dipólus dőféspontjainak koordinátái  $\bar{\vartheta}$  felhasználásával

$$B' \text{ koordinátái } \bar{O}\text{-ban: } \bar{\xi} = +0,997799, \bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} = +0,066313$$

$$A' \text{ koordinátái } \bar{O}\text{-ban: } \bar{\xi} = -0,997799, \bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} = +0,066313$$

A dőféspontok  $\bar{O}$ -beli koordinátáit (41) szerint transzformálva és földrajzi koordinátákban kifejezve, BARTA Gy. (1959) értékeivel összehasonlítva:

Saját adataink:	Barta Gy. adatai:	
$B': \Theta = 80^\circ 52' N$	$\Theta = 80^\circ 48' N$	
$\lambda = 84^\circ 0' W$	$\lambda = 85^\circ 24' W$	
$A': \Theta = 75^\circ 24' S$	$\Theta = 75^\circ 48' S$	(46)
$\lambda = 122^\circ 35' E$	$\lambda = 119^\circ 48' E$	

*Az elméleti inklinációs pólusok meghatározása.* A dipólusokat különböző közelítő eljárásokkal szokták meghatározni (BARTA, 1959). Egy exakt számító módszert a következőkben ismertetünk. Vonatkoztassuk a (10) kifejezést a  $\bar{O}$  rendszerre és fejezzük ki belőle az  $\bar{X}$  és  $\bar{Y}$  vízszintes komponenseket ( $\bar{\vartheta}$  és  $\bar{\lambda}$  változókkal):

$$\bar{X} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{\vartheta}} = -\bar{p}_0 \sin \bar{\vartheta} + \bar{p}_1 \cos \bar{\vartheta} \cos \bar{\lambda} + \bar{p}_2 \cos \bar{\vartheta} \sin \bar{\lambda} \quad (47)$$

$$-\bar{Q}_0 \sin 2\bar{\vartheta} + \bar{Q}_2 \sin 2\bar{\vartheta} + 3\bar{Q}_2 \cos 2\bar{\vartheta}$$

$$\bar{Y} = -\frac{1}{R \sin \bar{\vartheta}} \cdot \frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{\lambda}} = \bar{p}_1 + 3\bar{q}_1 \cos \bar{\vartheta} + 3\bar{q}_4 \sin \bar{\vartheta} \quad (48)$$

Azonban a  $\bar{O}$  koordináta-rendszerben a kvadrupólus-tengelyek iránycosinusai

$$\bar{a}_0 = -1 \quad \bar{a}_1 = \cos(\pi - \psi) = -\cos \psi$$

$$\bar{b}_0 = 0 \quad \bar{b}_1 = 0$$

$$\bar{c}_0 = 0 \quad \bar{c}_1 = \sin(\pi - \psi) = +\sin \psi,$$

tehát (18) szerint

$$\begin{aligned}\bar{p}_0 &= M\bar{a}_0 = -M \\ \bar{p}_1 &= M\bar{b}_0 = 0 \\ \bar{p}_2 &= M\bar{c}_0 = 0 \\ \bar{Q}_0 &= Md_1(2\bar{a}_0\bar{a}_1 - \bar{b}_0\bar{b}_1 - \bar{c}_0\bar{c}_1) = +2Md_1 \cos \psi \\ \bar{Q}_2 &= Md_1(2\bar{c}_0\bar{c}_1 - \bar{a}_0\bar{a}_1 - \bar{b}_0\bar{b}_1) = -Md_1 \cos \psi \\ 3\bar{q}_1 &= 3Md_1(\bar{a}_0\bar{b}_1 + \bar{a}_1\bar{b}_0) = 0 \\ 3\bar{q}_4 &= 3Md_1(\bar{b}_0\bar{c}_1 + \bar{b}_1\bar{c}_0) = 0 \\ 3\bar{q}_2 &= 3Md_1(\bar{c}_0\bar{a}_1 + \bar{c}_1\bar{a}_0) = -3Md_1 \sin \psi.\end{aligned}$$

Az elméleti inklinációs pólus jellemzője, hogy ott  $\bar{X} = \bar{Y} = 0$ . (48) szerint  $\bar{Y} \equiv 0$ , (47)-ből pedig

$$\sin \bar{\vartheta} - 3d_1 \sin(2\bar{\vartheta} + \psi) = 0. \quad (49)$$

Ha (35) szerint  $\psi$ -t közelítőleg  $90^\circ$ -nak vesszük,  $\sin \bar{\vartheta}$ -ra egyszerű másodfokú egyenletünk van, amelyből

$$\sin \bar{\vartheta} = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 72d_1^2}}{12d_1};$$

$d_1 = 0,066315$ -tel számolva (a négyzetgyököknek csak a + előjele használható)

$$\bar{\vartheta}_{B''} = 11^\circ 23', \quad \bar{\vartheta}_{A''} = 168^\circ 37'.$$

Az elméleti inklinációs pólusok koordinátái  $\bar{\vartheta}$  felhasználásával

$$B'' \text{ koordinátái } \bar{O}\text{-ban: } \bar{\xi} = +0,980329, \bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} = +0,197370$$

$$A'' \text{ koordinátái } \bar{O}\text{-ban: } \bar{\xi} = -0,980329, \bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} = +0,197370.$$

A  $\bar{O}$  rendszerből a koordinátákat (41)-gyel  $O$ -ba transzformálva s földrajzi koordinátákkal kifejezve

Saját adataink:

Barta Gy. adatai:

$$B'': \Theta = 81^\circ 44' N$$

$$\Theta = 82^\circ 06' N$$

$$\lambda = 134^\circ 27' W$$

$$\lambda = 130^\circ 12' W$$

$$A'': \Theta = 68^\circ 37' S$$

$$\Theta = 69^\circ 54' S$$

$$\lambda = 133^\circ 47' E$$

$$\lambda = 130^\circ 18' E$$

Abban az esetben ha  $\psi = 90^\circ 25'$  pontos értékkel akarunk számolni, a (49) transzcendens egyenletet két alakban

$$\sin \bar{\vartheta} = 3d_1 \sin (\psi + 2\bar{\vartheta})$$

$$\sin \bar{\vartheta} = 3d_1 \sin [(\pi - \psi) + 2\bar{\vartheta}]$$

megfelelő kezdő értékkel, pl  $\bar{\vartheta} = 11^\circ$ -kal indulva interpolációs közelítéssel oldhatjuk meg. Így  $\bar{\vartheta}_{B^*} = 10^\circ 39'$  az északi,  $\bar{\vartheta}_{A^*} = 10^\circ 42'$  a déli pólustávolság.

Tehát

$$B'' \text{ koordinátái } \bar{O}\text{-ban: } \bar{\xi} = +0,982774, \bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} = +0,184809$$

$$A'' \text{ koordinátái } \bar{O}\text{-ban: } \bar{\xi} = -0,982613, \bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} = +0,185667.$$

Ezeket a koordinátákat (42)-vel  $O$ -ba transzformálva és földrajzi koordinátákban kifejezve

$$\begin{aligned} B'': \quad \Theta &= 81^\circ 57' N \\ &\lambda = 130^\circ 37' W \\ A'': \quad \Theta &= 69^\circ 15' S \\ &\lambda = 133^\circ 05' E \end{aligned}$$

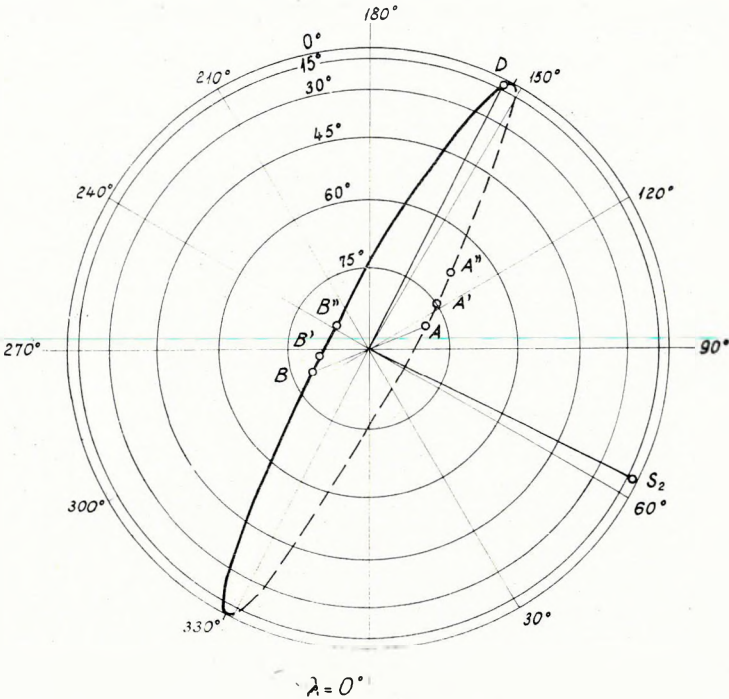
A pólusokat és dőféspontokat a mellékelt térképek egy részébe berajzoltuk. Az alkalmazott koordinátahálózat nagyfokú torzítása zavarja kölcsönös helyzetük megítélését. Ezért a 11. ábrán ortografikus azimutális projekcióban is feltüntettük őket, így a torzítás sokkal kisebb méretű.

\*

Az integrandus binomiális sorba fejtésével felbontott (1) potenciálfüggvény sorának tagjai egyaránt tekinthetők nyomatékegyütthatójú polinómokkal, Legendre-gömbfüggvényekkel, multipólusokkal kifejezett részpotenciáloknak. A tagok együtthatói között a potenciálfüggvényt jellemző nyomatékrendszerből eredő szükségszerű összefüggéseknek kell fennállaniuk. Ezek nélkül a sor nem lehet potenciálfüggvény sora.

Az excentrikus dipólushoz (általában a Földgömb egy bizonyos mágnesezettségéhez) tartozó  $k. m.$  sor együtthatói a megkövetelt módon összefüggnek egymással, tehát a  $k. m.$  sor potenciálfüggvény sor. Bármely  $\vartheta, \lambda$  helyre kiszámított értéke (a gyakorlatban megelégszünk a sor első két tagjának összegével) egyenlő a szóban levő módon mágnesezett Földgömb potenciáljának ottani értékével. Az első két tagra szorítkozva ezt az értéket tekinthetjük anomáliamentes normálértéknek.

A  $G. L.$  sor együtthatói egymástól függetlenek; a sor ugyan multipólusok sora, de ezek nem koherensek, mert dipólusaik nem azonosak, közöttük semmiféle fizikai kapcsolat nincs. Tehát a  $G. L.$  sor nem potenciál függvény sor.



11. ábra. A földmágneses és az elméleti inklinációs (mágneses) pólusok, meg az excentrikus dipólus tengelyének dőféspontjai ortografikus azimutális vetületben, átlátszó földgömbön, az északi sarkról nézve.

Фиг. 11. Геомагнитные полюсы и теоретические (магнитные) полюсы наклонения, а также конечные пункты эксцентричного диполя в ортографической азимутальной проекции, смотря с северного полюса

Fig. 11. The geomagnetic and the dip-poles and the endpoints of the eccentric dipole in orthographic azimuthal-projection, on a transparent globe, seen from the geographical North pole

Valamely  $\vartheta$ ,  $\lambda$  helyre kiszámított értékének jellege a sorral megközelített észlelési adathalmaz jellegéhez igazodik; eszerint potenciálérték is lehet. Azonban első két tagjának összege ebben az esetben nem adja meg az excentrikus dipólus vagy egyéb mágnesezettség potenciálját. Mivel a legkisebb hibánegyzetösszeg elvét kényszerfeltételek nélkül alkalmazza, a megadott értékalmazt az elvnek megfelelően a legkisebb középphibával közelíti meg.

Meg kell jegyeznünk, hogy a k. m. sorral is bármely adathalmazt megközelíthetünk, mert ez a sor is konvergens gömbfüggvénysor, de a sor potenciál-függvény jellegét tekintve ilyen célra történő alkalmazása nem mondható ésszerűnek.

A k. m. sor első két tagjának összege közvetlenül, minden további számítás nélkül hiánytalanul megadja az excentrikus dipólus potenciálját. A  $(A_0, B_0, C_0)$ ,  $(A_1, B_1, C_1)$  paraméterek is közvetlenül szolgáltatják a Föld mágneses középpontjának koordinátáit és a  $translatio R d_1$  értékét, mert már a sor kép-

zésénél abból a fizikai szemléletből indulunk ki, hogy a koherens multipólusok folytatólagos translatioval származnak egymásból. Mivel pedig a  $(A_0, B_0, C_0)$ ,  $(A_1, B_1, C_1)$  paramétereket a legkisebb hibanégyzetösszeg módszerével számítjuk ki, meghatározásukhoz és ennek folytán a mágneses középpont meghatározásához is a rendelkezésre álló észlelési adatok összességét felhasználjuk.

A G. L. sor első két tagjának összegéből, vagyis a Földdipólusból és egy nem belőle származtatott, tehát heterogén kvadrupólusból mindezeket az eredményeket hosszadalmas, külön eljárással kell kiszámítani W. Thomson vagy Ad. Schmidt szerint. A számítás kiinduló pontja mindkét esetben egy-egy önkényes matematikai művelet (transzformáció, szélső érték számítás) végrehajtása, melynek eredményét utólag értelmezzük. A meghatározás nem az adatok összességéből, hanem csak a G. L. sor első két tagjából történik és a második tag részben felhasználatlan marad (THOMSON, 1872; SCHMIDT 1934), mert a G. L. sorban a dipólus és a kvadrupólus általában nem koherensek. Csak koherens multipólusok esetén lesz az Ad. Schmidt-féle minimum zérus; ennek lehetőségét Ad. Schmidt is megemlíti, ez az eset azonban legközelebb csak körülbelül száz év múlva következik be, ha a kvadrupólust létesítő dipólus nyugati irányú vándorlásának szögsebessége állandó marad (KILCZER, 1966).

A numerikus számítás igazolta, hogy a k. m. sor közvetlenül felhasználható a földmágneses anomáliák vizsgálatára: második tagja a dipólus potenciáljának anomáliáit fokozottan kiemeli, elkülöníti. A G. L. sor erre a célra közvetlenül nem használható és második tagja a dipólusnál mutatkozó anomáliát elsimítja.

A kifogástalan elvi alapokon nyugvó k. m. sor az excentrikus dipólus minden szempontból történő vizsgálatának legtermészetesebb eszköze, mert már a sor megalkotásánál figyelembe vesszük azt a különleges feladatot, amelynek megoldására alkalmazni akarjuk.

\* \* \*

Ezen a helyen is köszönetet mondok DR. BARTA GYÖRGY professzornak számos gondolatébresztő megjegyzéséért, HAÁZ ISTVÁN osztályvezetőnek a szakirodalomra vonatkozó tájékoztatásaiért és K. TURI EDIT tud. munkatársnak a számolásban nyújtott értékes segítségéért. Köszönöm SZ. SLINSZKI ANNA és VÖRÖS ISTVÁN kartársaknak az ábrák tetszetős elkészítését.

#### IRODALOM

- BARTA GY., 1957: Földmágnesség, Akadémiai Kiadó, Budapest  
 BARTA GY., 1959: A Föld mágneses sarkainak és középpontjának időbeli vándorlásáról. Geof. Közl. VIII. 1–2  
 BARTA GY., 1962: A földmágneses tér excentricitásának kapcsolata a Föld háromtengelyűségével. Geof. Közl. X. 1–4  
 EGYED L., 1956: A Föld fizikája. Akadémiai Kiadó, Budapest  
 EGYED L., 1962: A földi mágneses tér kapcsolata a Föld belső szerkezetével, Geof. Közl. X. 1–4  
 JAMES, R. W., 1967: On Recurrence Relations for Multipole Coefficients. Pure and Applied Geophysics. Vol. 68. Basel and Stuttgart  
 KILCZER GY., 1964: Die geometrische Struktur des erdmagnetischen Quadrupolmoment-Tensors. Gerl. Beitr. Geoph. 73.

- KILCZER GY., 1966: Die Darstellung des erdmagnetischen Hauptfeldes durch zwei Dipolfelder. Gerl. Beitr. Geoph. 75.
- KILCZER GY., 1967: Entwicklung des erdmagnetischen Potentials durch eine Multipolreihe. Gerl. Beitr. Geoph. 76.
- LUCKE, O., 1959: Analyse der Veränderungen des erdmagnetischen Hauptfeldes. Geomagnetismus und Aeronomie. III. 11. 1. Berlin
- MAC MILLAN, W. D., 1958: The Theory of the Potential. Dover Publications, New York
- MACHT, H. G., 1951: The Representation of the Main Geomagnetic Field . . . by Means of Two Eccentric Dipoles, Trans. Amer. Geophys. Union 32.
- MAUERSBERGER, P., 1959.a: Mathematische Beschreibung der Beobachtungsergebnisse, Geomagnetismus u. Aeronomie 10. 1. Berlin
- MAUERSBERGER, P., 1959. b: Die Potentialentwicklung des Hauptfeldes. Geomagnetismus u. Aeronomie III. 10. 2. Berlin
- MAXWELL, J. C., 1954: A Treatise on Electricity and Magnetism. Dover Publications, London
- PREY, A., 1922: Darstellung der Höhen- und Tiefenverhältnisse der Erde. Abhandlungen Göttin-gen
- SCHMIDT, AD., 1934: Der magnetische Mittelpunkt der Erde. Gerl. Beitr. Geophy. 41.
- STRATTON, J. A., 1941: Electromagnetic Theory. New York—London
- TÁRCZY-HORNOCH A., 1950: A kiegyenlítő számítás. II. kiadás, Sopron
- THOMSON, SIR W., 1872—1890: Reprint of Papers, London, németül: Dr. L. L. Löwy, Dr. B. Weinstein, Berlin,
- VESTINE, E. H. — LAPORTE, L. — LANGE, J. — SCOTT, W. E., 1959: Geomagnetic Field. Publ. No. 580. Carnegie Inst. of Washington 1947-ből idézet: Geomagnetismus u. Aeronomie, III. Berlin
- ZILÁHI-SEBESS, L., 1961: On the Geomagnetic Quadrupole-Field. Acta Techn. XXXVII, Budapest



LÁNYI JÁNOS – RÁKÓCZY ISTVÁN

VÍZBEN, ROBBANÁSSAL KELTETT NYOMÁSHULLÁMOK  
VIZSGÁLATA

Я. ЛАНИ – И. РАКОЦИ

ИЗУЧЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДЕННЫХ ВЗРЫВОМ В ВОДЕ

In работе описываются результаты исследований, проведенных Геофизическим институтом в реке Драва, а также применявшаяся при этом аппаратура. По полученным данным составлены функциональные зависимости, хорошо согласующиеся как с результатами теоретических вычислений, так и с эмпирическими формулами, известными из литературы.

J. LÁNYI – I. RÁKÓCZY

INVESTIGATIONS OF PRESSURE WAVES GENERATED BY EXPLOSION IN WATER

The authors present the instruments and results of the measurements of the Hungarian Geophysical Institute on the Drava river. From the values measured, certain function-like relations have been established, well agreeing both with the theoretical computations and with the empirical formulae known from literature.

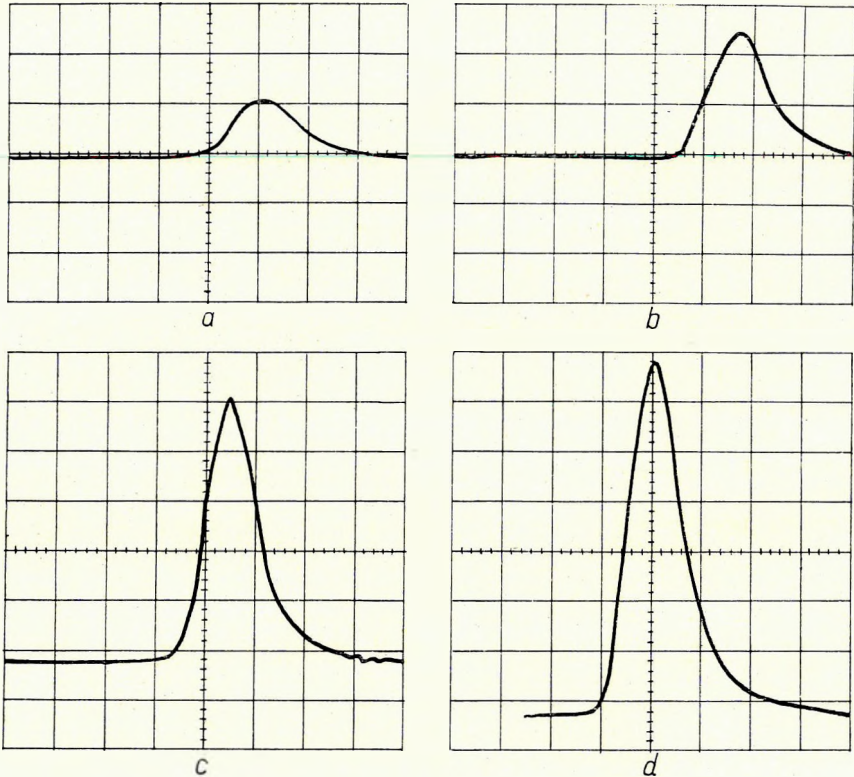
A robbantással keltett nyomáshullámok szilárd közegben való terjedésével számos tanulmány foglalkozik; fizikai folyamataik jól ismertek. Kevésbé állítható ez a folyadékokban, elsősorban a vízben terjedő nyomáshullámokról. Jóllehet a robbantások tekintélyes részét vízben végzik. E nyomáshullámok kialakulásáról és lecsengéséről viszonylag keveset tudunk, holott ezek ismerete az elméleti szempontokon túlmenően, gazdasági jelentőségű is lehet (pl. optimális biztonsági távolság).

E tanulmány azokat a kutatásokat írja le, amelyeket az ELGI 1967-ben – Magyarországon először – a Dráva folyóban végzett, robbantással keltett nyomáshullámok töltetnagyságtól és távolságtól függő változásainak kimutatására.

A vonatkozó külföldi irodalom (COLE 1948; BLAIK ET AL. 1965; MARSH ET AL. 1965; LESTER 1961) kizárólag mélytengerben végzett, nagy észlelési távolságú méréseket ismertet. A robbantásokat nagy mélységben (2–3 km) végezték, ezért a keletkezett nyomáshullámok minden irányban egyenletesen terjedhettek; az ún. geometriai szóródáson kívül más energiavesztés gyakorlatilag nem volt. A nagy távolságok (1–3 km) miatt a mért nyomások általában csekélyek voltak. E tanulmányban leírt méréseink helyén ellenben a vízmélység, a robbantásnál és az észlelésnél mindössze 6 m körül volt. A robbantásokat a fenékhez közel végeztük. Ezért az energia egy részét a robbantótöltet fölött

levő víztömeg felemelése, másik részét pedig a folyómederben rugalmas szeizmikus) hullámok keltése vette igénybe. Már eleve várható volt tehát, hogy a mérendő nyomásértékek kisebbek lesznek, mint a hivatkozott irodalomban közöltek.

A mérésekhez piezoelektromos érzékelőfejet és Tektronix 504 típusú oszcilloszkópos regisztrálót használtunk.



1. ábra. Oszcilloszkóp felvételek a nyomásmérőfej hitelesítéséről

	a	b	c	d
terhelés	0,5 kg	1,0 kg	2,0 kg	3,0 kg
nyomóerő	0,159 kg/cm <sup>2</sup>	0,318 kg/cm <sup>2</sup>	0,636 kg/cm <sup>2</sup>	0,955 kg/cm <sup>2</sup>
érzékenység	100 mV	100 mV	100 mV	100 mV
időszéthúzás	2,00 ms	2,00 ms	2,00 ms	2,00 ms

Фиг. 1. Осциллоскопические записи градуировки приемника для измерения давления

	a	b	c	d
Нагрузка	0,5 кг	1,0 кг	2,0 кг	3,0 кг
Напорное усилие	0,159 кг/см <sup>2</sup>	0,318 кг/см <sup>2</sup>	0,636 кг/см <sup>2</sup>	0,955 кг/см <sup>2</sup>
Чувствительность	100 мВ	100 мВ	100 мВ	100 мВ
Растяжение времени	2,00 мс	2,00 мс	2,00 мс	2,00 мс

Fig. 1. Oscilloscope records on the calibration of the pressure-measuring head

	a	b	c	d
load	0,5 kg	1,0 kg	2,0 kg	3,0 kg
pressing force	0,159 kg/cm <sup>2</sup>	0,318 kg/cm <sup>2</sup>	0,636 kg/cm <sup>2</sup>	0,955 kg/cm <sup>2</sup>
sensitivity	100 mV	100 mV	100 mV	100 mV
time-extension	2,00 ms	2,00 ms	2,00 ms	2,00 ms

Az érzékelőfej adatai: anyag:  $\text{BaTiO}_3$  kerámia; átmérő: 20 mm; önfrekven-  
cia: 500 kHz; mérési tartomány: 0,1 – 100,0 atm; kapacitás: 1670 pF; érzékeny-  
ség: 230 mV/atm; csillapítótömb: epoxi műgyanta. A regisztráló oszcillosz-  
kóp lehetővé tette, hogy a bemenő jel a sugarat rendkívül kis késéssel ( $1,6 \cdot 10^{-7}$   
sec) indítsa; az erősítés és az időexpánzió hiteles fokozatokban történhessék; a  
jelet a képernyő hosszú ideig tárolja, hogy lefényképezhető legyen. Ennek az  
oszcilloszkópnak az érzékenysége 0 – 10 kHz között alig változik.

A mérőfejet a szokásos sugárnyomásos (30 kHz) hitelesítésen kívül súlyok  
ejtésével is hitelesítettük oly módon, hogy a kristály felületére ( $3,14 \text{ cm}^2$ )  
helyezett tartóra – alacsony olvadáspontú fémszálon – ismert súlyokat füg-  
gesztettünk fel. A szál elektromos elégetése indította a katódsugarat, a súly  
leesése pedig könnyen kiszámítható nyomáscsökkenést hozott létre. A nyomás-  
csökkenés következtében a nyomásmérő szondán keletkezett feszültségjelet  
az oszcilloszkópon regisztrálva, az említett 230 mV/atm. érzékenységet mértük  
(1. ábra). A felvételek 100 mV oszcilloszkóp érzékenységgel (2,82 osztás) és  
2 msec-os időexpánzióval (1 osztás) készültek.

A tölteteket a Dráva barcsi szakaszán a folyómederben helyeztük el, a  
mérőfejtől 50, 100, 180, 320, 540 és 880 m távolságra. A robbantás és a mérés  
helyén a víz mélysége – amint említettük – 6 m körül volt. Az érzékelőfeje-  
ket kb. egy méterrel süllyesztettük a víz felszíne alá. A Tektronix érzékenysé-  
gét úgy állítottuk be, hogy a kisebb energiájú refrakciós első beérkezések az  
oszcilloszkópot ne indíthassák be, csupán a viszonylag nagy energiájú nyomás-  
hullámok.

A robbantáshoz trotilt (trinitrotoluol) használtunk, elektromos indítással.  
A töltetek nagysága 0,2; 0,4; 1,0; 2,0; 5,0; 10,0; 20,0; 30,0 kg volt. Az 50, 100 és 540  
m távolságú észleléseknél igyekeztünk teljes sorozatot lőni. A töltetnagyságot  
a kis távolságokhoz rendelhető nagy nyomás, a távolságot pedig a regisztrálás  
érzékenységének alsó határa szabta meg, illetőleg szorította korlátok közé.

Az oszcilloszkóp képernyőjén regisztrált jeleket lefényképeztük. A hite-  
lesítési érték ismeretében e fényképek segítségével számítottuk ki a nyomásér-  
tékeket. Néhány jellegzetes regisztrátumot a 2. ábrán mutatunk be. A regisz-  
trátumokból látható, hogy a nyomáshullámok nagy frekvenciájúak (5000 –  
10 000 Hz) és lecsengésük gyors (2 msec).

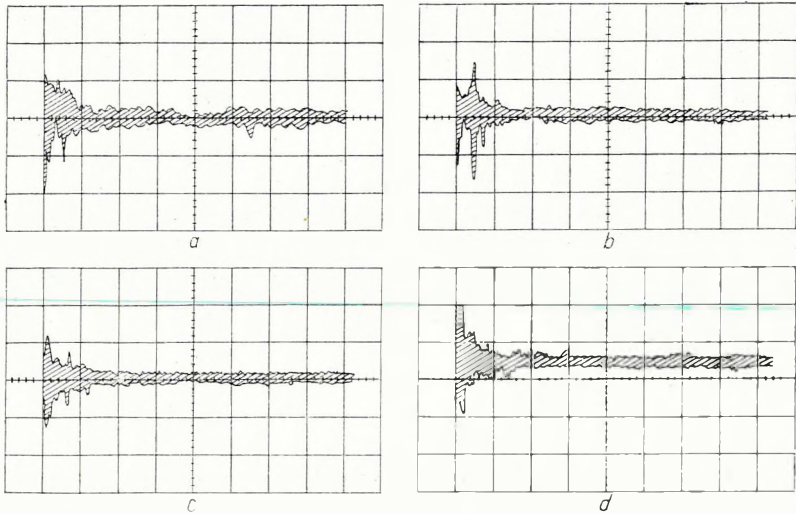
A mért nyomásértékeket a hozzájuk tartozó távolságokkal a 3. ábrán  
tüntettük fel. Amint látható, a különböző töltetek keltette nyomások függvé-  
nye első közelítésben hiperbolának tekinthető, azaz valamely töltetnagyság-  
hoz tartozó nyomásérték

$$P(r) = \frac{A}{r^B} \quad (1)$$

függvénnyel jellemezhető, ahol  $A$  és  $B$  állandók,  $r$  pedig a robbantás távolsága  
az észleléstől.

A 4. ábrán a mért nyomásértékeket a töltetnagyság függvényében ábrá-  
zoltuk. A függvény parabola, azaz

$$P(Q) = C \cdot Q^n \quad (2)$$



2. ábra. Oszcilloszkóp felvételek a Drávában mért nyomáshullámokról

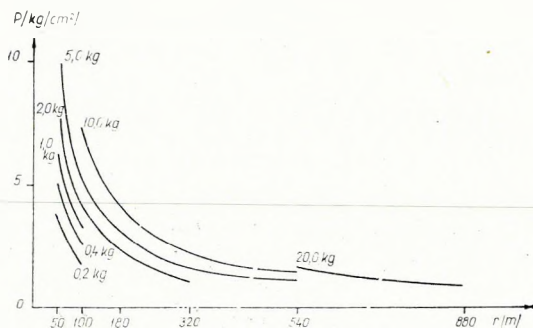
	a	b	c	d
felvétel jele	XI. 22/5	XI. 22/4	XI. 23/2	XI. 23/6
a töltet súlya	0,4 kg	5,0 kg	2,0 kg	2,0 kg
a töltet távolsága	50,0 m	50,0 m	180,0 m	320,0 m
érzékenység	1000 mV	2000 mV	500 mV	200 mV
időszéthúzás	2 ms	2 ms	2 ms	2 ms

Фиг. 2. Осциллокопические записи с ударными волнами при работах в реке Драва

	a	b	c	d
Обозначение записи	XI. 22/5	XI. 22/4	XI. 23/2	XI. 23/6
Величина заряда	0,4 кг	5,0 кг	2,0 кг	2,0 кг
Расстояние заряда	50,0 м	50,0 м	180,0 м	320,0 м
Чувствительность	1000 мВ	2000 мВ	500 мВ	200 мВ
Растяжение времени	2 мс	2 мс	2 мс	2 мс

Fig. 2. Oscilloscope records of the pressure-waves measured in the Drava river

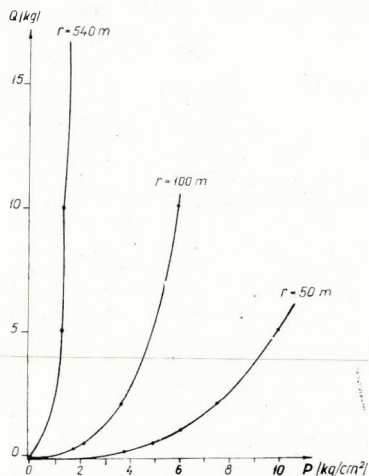
	a	b	c	d
mark of the record	XI. 22/5	XI. 22/4	XI. 23/2	XI. 23/6
weight of the charge	0,4 kg	5,0 kg	2,0 kg	2,0 kg
charge distance	50,0 m	50,0 m	180,0 m	320,0 m
sensitivity	1000 mV	2000 mV	500 mV	200,0 mV
time-extension	2 ms	2 ms	2 ms	2 ms



3. ábra. A nyomás függése a távolságtól különféle töltetnagyságok mellett

Фиг. 3. Зависимость давления от расстояния при различных величинах заряда

Fig. 3. Dependence of the pressure on the distance, at different charge weights



4. ábra. A nyomás és a töltetnagyság összefüggése különböző észlelési távolságokon

Фиг. 4. Зависимость давления от величины заряда при различных расстояниях регистратора

Fig. 4. Relation of pressure and charge weight at different recording distances

A nyomásnak a távolságtól és a töltetnagyságtól való függését tehát a következő függvény írja le:

$$P(r, Q) = A \frac{C \cdot Q^n}{r^B} = D \frac{Q^n}{r^B} \tag{3}$$

A  $B$ ,  $D$  és  $n$  értékét a mérési adatokból (összesen 20 adatból) számítottuk ki a legkisebb hibanégyzetek elvével. A számítások eredményeképpen azt találtuk,

hogy  $D = 272$ ,  $B = 0,9727$  és  $n = 0,3294$ .

Nyomásfüggvényünk ezért

$$P(r, Q) = 272 \frac{Q^{0,3294}}{r^{0,9729}} \tag{4}$$

Jó közelítéssel

$$P(r, Q) = 272 \frac{Q^{\frac{1}{3}}}{r} \tag{5}$$

Ez a képletünk alakilag egyezik az elméletileg levezetett

$$P(r, Q) = K \left( \frac{Q^{\frac{1}{3}}}{r} \right)^n \quad (6)$$

és az irodalomban közölt

$$P(r, Q) = 390 \left( \frac{Q^{\frac{1}{3}}}{r} \right)^{1.13} \quad (7)$$

tapasztalati függvénnyel (Aarons féle képlet).

Az utóbbitől főleg abban különbözik, hogy azonos töltetmennyiségnél és távolságnál kisebb nyomásértéket ad, amint ez – a mérési körülmények következtében – várható is volt.

Eredményeinket összefoglalva megállapíthatjuk, hogy sikerült olyan műszercsoportot összeállítanunk, amely megfelelő pontosságú és hitelesíthető adatok mérését tette lehetővé. Ez a műszercsoport nemcsak vízi (folyami), hanem hasonló jellegű egyéb mérésekhez (pl. légrobbantás) is felhasználható. Emellett általános érvényű összefüggéseket találtunk, amelyek az irodalmi adatokhoz sok hasonlóságot mutatnak, de a folyóvízben terjedő nyomáshullámok megismerésével tapasztalatainkat bővítik.

Köszönetet mondunk mindazoknak a munkatársaknak, akik a mérések előkészítésében és elvégzésében segítséget nyújtottak, elsősorban FELSŐVÁLYI GYÖRGYNEK, a nyomásmérőfej tervezőjének és elkészítőjének.

Külön köszönet illeti CSUNDERLIK JÁNOST, a Hídépítő Vállalat főépítésvezetőjét, aki a méréseket kezdeményezte és hozzájárult az eredmények közléséhez.

#### IRODALOM

- L. L. BARANEK, 1967: Zajcsökkentés. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.
- M. BLAIK – A. CHRISTIAN, 1965: Near-Surface Measurements of Deep Explosions. I. Pressure Pulses from Small Charges. *Journal of Acoust. Soc. Am.*
- R. H. COLE, 1948: *Underwater Explosions*. Princeton University Press.
- GÁLFI J. – MÁRTON P. – MESKÓ A. – STEGENA L., 1967: Geofizikai kutatási módszerek. I. Szeizmika. Tankönyvkiadó, Budapest.
- W. W. LESTER, 1961: On the Theory of the Propagation of Plane Finite Amplitude Waves in a Dissipative Fluid. *Journal of Acoust. Soc. Am.*
- H. W. MARSH – R. H. MELLEEN – W. L. KONRAD, 1965: Anomalous Absorption of Pressure Waves from Explosion in Sea-Water. *Journal of Acoust. Soc. Am.*
- RÁKÓCZY I., 1967: Robbantási nyomáshullám terjedése vízben. Jelentés. ELGI Adattár.

## TÁBLÁZATOK HÁROMDIMENZIÓS TÖMEGHATÁSSZÁMÍTÁSHOZ

SZ. PINTÉR ANNA – KÖRÖS ISTVÁN

А. ПИНТЕР – И. КӨРӨШ

### ТАБЛИЦЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭФФЕКТА ТРЕХМЕРНЫХ ТЕЛ

В работе предлагается метод вычисления эффекта трехмерных масс, подобный способу вычисления картографических поправок. При наличии карты изогипс по некоторой геологической модели, вычисления можно выполнить сравнительно быстро при помощи приведенных таблиц и палетки. Таблицы позволяют вычислить различные поправки, напр. поправки за боковые эффекты.

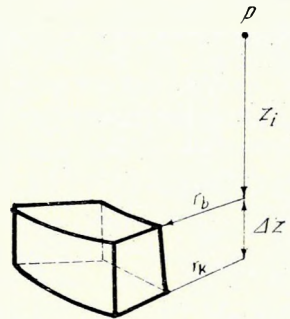
A. PINTÉR – I. KÖRÖS

### TABLES FOR THREE-DIMENSIONAL MASS-EFFECT COMPUTATIONS

The authors introduce a procedure for the three-dimensional mass-effect computation, similar to the calculation of the cartographical correction. The computation can be relatively rapidly made in the knowledge of the contour map of a geological model, with the aid of the tables published and of a template. With the tables, also various corrections, e.g. lateral correction, can be made.

A gravimétermérések földtani értelmezésénél az ún. „kétdimenziós alakzatok” gravitációs hatásának kiszámítására alkalmas Jung-diagramm még minél dig igen hasznos segédeszköz. Nagyteljesítményű elektronikus számítógépeken azonban már a sokkal általánosabb feladatok megoldására alkalmas háromdimenziós tömeghatáásszámítás is elvégezhető. Olyan programok kidolgozása van folyamatban, amelyek tetszésszerinti alakú és sűrűségeloszlású modellek gravitációs hatását számítják a modell elemi négyzetes hasábokra bontásával (ZILAHÍ-SEBESS L. 1968). Ez az eljárás természetesen mindig géphez kötött. A következőkben olyan háromdimenziós tömeghatáásszámítást ismertetünk, amelynél a modellt hengergyűrűszektorra bontjuk. Ez az eljárás az előbbinél pontosabban ugyan, de egy kiolvasó diagramm (raszter) és megfelelő táblázatok segítségével (a kartografikus korrekció számításához hasonlóan) „kézzel” is gyorsan elvégezhető.

A  $z_i$  mélységben levő  $\Delta z$  magasságú  $r_b$  belső és  $r_k$  külső sugarú  $2\pi/n$  nyílásszögű hengergyűrűszektor  $P$  pontra vonatkozó tömeghatása (1. ábra):



1. ábra. Фиг. 1. Fig. 1.

$$\Delta g = -\frac{2\pi f\sigma}{n} [\sqrt{r_k^2 + (z_i + \Delta z)^2} - \sqrt{r_k^2 + z_i^2} - \sqrt{r_b^2 + (z_i + \Delta z)^2} + \sqrt{r_b^2 + z_i^2}]$$

A paramétereket úgy választottuk, hogy a táblázatok az általában szokásos (25 000–50 000) méretarányok mellett +1000 m-től max. 6000 m mélységig használhatók legyenek:

$r_b$	0	250	500	1000	1500	2500	3500	5000	7500	10 000	15 000	20 000	m
$r_k$	250	500	1000	1500	2500	3500	5000	7500	10 000	15 000	20 000	30 000	m
$n$	6	6	6	6	6	8	8	8	12	12	12	12	

$$\Delta z = 50 \text{ m}$$

$$z_i = -i \cdot \Delta z, \text{ ahol } i = 1, 2, \dots, 119, 120 \text{ (} z_{i \text{ max}} = 5950 \text{ m)}$$

Ha a  $\Delta z$ ,  $r_k$  és  $r_b$  értékét m-ben,  $\sigma$  értékét  $\text{g/cm}^3$ -ben adjuk meg, akkor a táblázatba foglalt hatások mgal-t jelentenek (A, B, C, D, E, F, G, H, I, J, K, L táblázatok).

$$A: r_b = 0, \quad r_k = 250, \quad n = 6, \quad \sigma = 1$$

1000	0.179	0.190	0.202	0.215	0.230	0.247	0.266	0.288	0.313	0.342
500	0.376	0.416	0.464	0.523	0.596	0.687	0.803	0.952	1.146	1.395
0	1.710	1.395	1.146	0.952	0.803	0.687	0.596	0.523	0.464	0.416
- 500	0.376	0.342	0.313	0.288	0.266	0.247	0.230	0.215	0.202	0.190
- 1000	0.179	0.169	0.160	0.151	0.144	0.137	0.130	0.124	0.118	0.113
- 1500	0.108	0.104	0.099	0.095	0.091	0.088	0.084	0.081	0.078	0.075
- 2000	0.072	0.070	0.067	0.065	0.063	0.060	0.058	0.056	0.054	0.052
- 2500	0.051	0.049	0.047	0.046	0.044	0.043	0.041	0.040	0.039	0.037
- 3000	0.036	0.035	0.034	0.033	0.032	0.031	0.030	0.029	0.028	0.027
- 3500	0.026	0.025	0.024	0.023	0.023	0.022	0.021	0.020	0.020	0.019
- 4000	0.018	0.017	0.017	0.016	0.016	0.015	0.014	0.014	0.013	0.013
- 4500	0.012	0.012	0.011	0.011	0.010	0.010	0.009	0.009	0.008	0.008
- 5000	0.007	0.007	0.006	0.006	0.006	0.005	0.005	0.004	0.004	0.004
- 5500	0.003	0.003	0.003	0.002	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001	0.000

$$B: r_b = 250, \quad r_k = 500, \quad n = 6, \quad \sigma = 1$$

1000	0.501	0.528	0.558	0.591	0.626	0.665	0.708	0.755	0.806	0.863
500	0.925	0.994	1.069	1.150	1.236	1.326	1.416	1.501	1.572	1.620
0	1.637	1.620	1.572	1.501	1.416	1.326	1.236	1.150	1.069	0.994
- 500	0.925	0.863	0.806	0.755	0.708	0.665	0.626	0.591	0.558	0.528
- 1000	0.501	0.475	0.452	0.430	0.410	0.391	0.373	0.357	0.341	0.327
- 1500	0.313	0.301	0.288	0.277	0.266	0.256	0.246	0.237	0.229	0.220
- 2000	0.212	0.205	0.198	0.191	0.184	0.178	0.172	0.166	0.160	0.155
- 2500	0.150	0.145	0.140	0.135	0.131	0.127	0.123	0.119	0.115	0.111
- 3000	0.107	0.104	0.101	0.097	0.094	0.091	0.088	0.085	0.082	0.080
- 3500	0.077	0.074	0.072	0.069	0.067	0.065	0.062	0.060	0.058	0.056
- 4000	0.054	0.052	0.050	0.048	0.046	0.045	0.043	0.041	0.039	0.038
- 4500	0.036	0.034	0.033	0.031	0.030	0.028	0.027	0.026	0.024	0.023
- 5000	0.022	0.020	0.019	0.018	0.017	0.015	0.014	0.013	0.012	0.011
- 5500	0.010	0.009	0.008	0.007	0.006	0.005	0.004	0.003	0.002	0.001



C:  $r_b=500$ ,  $r_k=1000$ ,  $n=6$ ,  $\sigma=1$

1000	1.636	1.703	1.773	1.846	1.923	2.002	2.085	2.170	2.257	2.347
500	2.437	2.528	2.617	2.704	2.787	2.862	2.929	2.984	3.025	3.051
0	3.059	3.051	3.025	2.984	2.929	2.862	2.787	2.704	2.617	2.528
- 500	2.437	2.347	2.257	2.170	2.085	2.002	1.923	1.846	1.773	1.703
- 1000	1.636	1.572	1.511	1.453	1.397	1.345	1.294	1.246	1.201	1.157
- 1500	1.115	1.075	1.037	1.001	0.966	0.933	0.901	0.870	0.841	0.813
- 2000	0.786	0.760	0.735	0.711	0.688	0.666	0.645	0.624	0.604	0.585
- 2500	0.566	0.549	0.531	0.515	0.498	0.483	0.468	0.453	0.439	0.425
- 3000	0.412	0.399	0.386	0.374	0.362	0.350	0.339	0.328	0.318	0.307
- 3500	0.297	0.287	0.278	0.269	0.260	0.251	0.242	0.234	0.225	0.217
- 4000	0.210	0.202	0.195	0.187	0.180	0.173	0.166	0.160	0.153	0.147
- 4500	0.140	0.134	0.128	0.123	0.117	0.111	0.106	0.100	0.095	0.090
- 5000	0.085	0.080	0.075	0.070	0.065	0.061	0.056	0.052	0.047	0.043
- 5500	0.039	0.034	0.030	0.026	0.022	0.018	0.015	0.011	0.007	0.004

D:  $r_b=1000$ ,  $r_k=1500$ ,  $n=6$ ,  $\sigma=1$

1000	2.002	2.056	2.110	2.164	2.217	2.271	2.324	2.376	2.427	2.476
500	2.523	2.567	2.609	2.647	2.681	2.710	2.735	2.755	2.769	2.778
0	2.781	2.778	2.769	2.755	2.735	2.710	2.681	2.647	2.609	2.567
- 500	2.523	2.476	2.427	2.376	2.324	2.271	2.217	2.164	2.110	2.056
- 1000	2.002	1.949	1.897	1.846	1.795	1.745	1.697	1.649	1.603	1.557
- 1500	1.513	1.470	1.428	1.387	1.348	1.309	1.272	1.235	1.200	1.165
- 2000	1.132	1.099	1.068	1.037	1.007	0.978	0.950	0.923	0.896	0.870
- 2500	0.845	0.821	0.797	0.774	0.751	0.729	0.708	0.687	0.667	0.647
- 3000	0.628	0.609	0.591	0.573	0.556	0.539	0.523	0.507	0.491	0.476
- 3500	0.461	0.446	0.432	0.418	0.404	0.391	0.378	0.365	0.352	0.340
- 4000	0.328	0.317	0.305	0.294	0.283	0.272	0.262	0.251	0.241	0.231
- 4500	0.222	0.212	0.203	0.194	0.185	0.176	0.167	0.159	0.151	0.142
- 5000	0.134	0.126	0.119	0.111	0.104	0.096	0.089	0.082	0.075	0.068
- 5500	0.062	0.055	0.048	0.042	0.036	0.030	0.023	0.017	0.012	0.006

E:  $r_b=1500$ ,  $r_k=2500$ ,  $n=6$ ,  $\sigma=1$

1000	4.012	4.076	4.138	4.198	4.257	4.314	4.369	4.421	4.471	4.518
500	4.561	4.601	4.638	4.671	4.700	4.725	4.745	4.761	4.773	4.780
0	4.782	4.780	4.773	4.761	4.745	4.725	4.700	4.671	4.638	4.601
- 500	4.561	4.518	4.471	4.421	4.369	4.314	4.257	4.199	4.138	4.076
- 1000	4.012	3.948	3.882	3.816	3.749	3.682	3.615	3.547	3.479	3.412
- 1500	3.344	3.277	3.210	3.144	3.078	3.013	2.949	2.885	2.822	2.759
- 2000	2.698	2.637	2.577	2.518	2.459	2.402	2.345	2.290	2.235	2.181
- 2500	2.128	2.076	2.025	1.975	1.925	1.877	1.829	1.782	1.736	1.691
- 3000	1.646	1.602	1.560	1.517	1.476	1.435	1.395	1.356	1.318	1.280
- 3500	1.243	1.206	1.170	1.135	1.101	1.067	1.033	1.001	0.968	0.937
- 4000	0.906	0.875	0.845	0.815	0.786	0.758	0.730	0.702	0.675	0.648
- 4500	0.622	0.596	0.571	0.546	0.521	0.497	0.473	0.450	0.427	0.404
- 5000	0.382	0.360	0.338	0.317	0.296	0.275	0.255	0.235	0.215	0.196
- 5500	0.177	0.158	0.139	0.121	0.103	0.085	0.068	0.050	0.033	0.017

F:  $r_b = 2500$ ,  $r_k = 3500$ ,  $n = 8$ ,  $\sigma = 1$

1000	2.626	2.651	2.675	2.698	2.720	2.741	2.760	2.779	2.796	2.813
500	2.828	2.841	2.854	2.865	2.874	2.882	2.889	2.894	2.898	2.900
0	2.901	2.900	2.898	2.894	2.889	2.882	2.874	2.865	2.854	2.841
- 500	2.828	2.813	2.796	2.779	2.760	2.741	2.720	2.698	2.675	2.651
- 1000	2.626	2.600	2.573	2.546	2.518	2.489	2.460	2.430	2.400	2.369
- 1500	2.337	2.306	2.273	2.241	2.208	2.175	2.142	2.109	2.075	2.042
- 2000	2.008	1.974	1.941	1.907	1.873	1.840	1.806	1.773	1.739	1.706
- 2500	1.673	1.640	1.608	1.575	1.543	1.511	1.479	1.447	1.416	1.385
- 3000	1.354	1.323	1.293	1.263	1.233	1.203	1.174	1.145	1.116	1.088
- 3500	1.060	1.032	1.005	0.978	0.951	0.924	0.898	0.872	0.846	0.821
- 4000	0.796	0.771	0.746	0.722	0.698	0.674	0.651	0.628	0.605	0.582
- 4500	0.560	0.538	0.516	0.494	0.473	0.452	0.431	0.411	0.390	0.370
- 5000	0.350	0.331	0.311	0.292	0.273	0.255	0.236	0.218	0.200	0.182
- 5500	0.165	0.147	0.130	0.113	0.097	0.080	0.064	0.047	0.031	0.016

G:  $r_b = 3500$ ,  $r_k = 5000$ ,  $n = 8$ ,  $\sigma = 1$

1000	3.117	3.137	3.156	3.174	3.192	3.208	3.224	3.238	3.252	3.264
500	3.276	3.286	3.296	3.304	3.311	3.317	3.323	3.326	3.329	3.331
0	3.331	3.331	3.329	3.326	3.323	3.317	3.311	3.304	3.296	3.286
- 500	3.276	3.264	3.252	3.238	3.224	3.208	3.192	3.174	3.156	3.137
- 1000	3.117	3.096	3.074	3.051	3.028	3.003	2.978	2.953	2.926	2.900
- 1500	2.872	2.844	2.815	2.786	2.756	2.725	2.694	2.663	2.631	2.599
- 2000	2.567	2.534	2.501	2.467	2.434	2.400	2.365	2.331	2.296	2.261
- 2500	2.226	2.191	2.156	2.120	2.085	2.049	2.014	1.978	1.942	1.907
- 3000	1.871	1.835	1.800	1.764	1.728	1.693	1.657	1.622	1.587	1.552
- 3500	1.517	1.482	1.447	1.412	1.378	1.343	1.309	1.275	1.241	1.207
- 4000	1.174	1.140	1.107	1.074	1.041	1.008	0.976	0.944	0.912	0.880
- 4500	0.848	0.817	0.785	0.754	0.724	0.693	0.663	0.633	0.603	0.573
- 5000	0.544	0.514	0.485	0.456	0.428	0.399	0.371	0.343	0.316	0.288
- 5500	0.261	0.234	0.207	0.180	0.154	0.128	0.102	0.076	0.050	0.025

H:  $r_b = 5000$ ,  $r_k = 7500$ ,  $n = 8$ ,  $\sigma = 1$

1000	3.525	3.541	3.557	3.572	3.586	3.599	3.611	3.623	3.634	3.644
500	3.653	3.661	3.668	3.675	3.680	3.685	3.689	3.692	3.694	3.696
0	3.696	3.696	3.694	3.692	3.689	3.685	3.680	3.675	3.668	3.661
- 500	3.653	3.644	3.634	3.623	3.611	3.599	3.586	3.572	3.557	3.541
- 1000	3.525	3.508	3.490	3.471	3.452	3.432	3.411	3.390	3.367	3.344
- 1500	3.321	3.297	3.272	3.246	3.220	3.193	3.166	3.138	3.110	3.081
- 2000	3.051	3.021	2.991	2.960	2.928	2.896	2.864	2.831	2.797	2.764
- 2500	2.730	2.695	2.660	2.625	2.590	2.554	2.517	2.481	2.444	2.407
- 3000	2.370	2.332	2.294	2.256	2.218	2.179	2.141	2.102	2.063	2.023
- 3500	1.984	1.945	1.905	1.865	1.825	1.785	1.745	1.705	1.665	1.625
- 4000	1.584	1.544	1.503	1.463	1.423	1.382	1.342	1.301	1.261	1.220
- 4500	1.180	1.139	1.099	1.058	1.018	0.978	0.938	0.897	0.857	0.817
- 5000	0.777	0.737	0.698	0.658	0.618	0.579	0.539	0.500	0.461	0.422
- 5500	0.383	0.344	0.305	0.267	0.228	0.190	0.152	0.113	0.075	0.038

I:  $r_b = 7500$ ,  $r_k = 10\ 000$ ,  $n = 12$ ,  $\sigma = 1$

1000	1.489	1.494	1.500	1.505	1.509	1.514	1.518	1.522	1.525	1.529
500	1.532	1.535	1.537	1.539	1.541	1.543	1.544	1.545	1.546	1.546
0	1.546	1.546	1.546	1.545	1.544	1.543	1.541	1.539	1.537	1.535
- 500	1.532	1.529	1.525	1.522	1.518	1.514	1.509	1.505	1.500	1.494
- 1000	1.489	1.483	1.477	1.470	1.464	1.457	1.450	1.442	1.434	1.427
- 1500	1.418	1.410	1.401	1.392	1.383	1.373	1.364	1.354	1.344	1.333
- 2000	1.323	1.312	1.301	1.289	1.278	1.266	1.254	1.242	1.230	1.217
- 2500	1.204	1.191	1.178	1.165	1.151	1.138	1.124	1.110	1.095	1.081
- 3000	1.066	1.052	1.037	1.022	1.006	0.991	0.975	0.960	0.944	0.928
- 3500	0.912	0.896	0.879	0.863	0.846	0.830	0.813	0.796	0.779	0.762
- 4000	0.744	0.727	0.709	0.692	0.674	0.656	0.639	0.621	0.603	0.585
- 4500	0.566	0.548	0.530	0.512	0.493	0.475	0.456	0.438	0.419	0.400
- 5000	0.382	0.363	0.344	0.325	0.306	0.287	0.268	0.249	0.230	0.211
- 5500	0.192	0.173	0.154	0.134	0.115	0.096	0.077	0.058	0.038	0.019

J:  $r_b = 10000$ ,  $r_k = 15000$ ,  $n = 12$ ,  $\sigma = 1$

1000	1.711	1.716	1.722	1.727	1.731	1.736	1.740	1.744	1.748	1.751
500	1.754	1.757	1.759	1.761	1.763	1.765	1.766	1.767	1.768	1.768
0	1.769	1.768	1.768	1.767	1.766	1.765	1.763	1.761	1.759	1.757
- 500	1.754	1.751	1.748	1.744	1.740	1.736	1.731	1.727	1.722	1.716
- 1000	1.711	1.705	1.699	1.692	1.685	1.678	1.671	1.663	1.656	1.647
- 1500	1.639	1.630	1.621	1.612	1.603	1.593	1.583	1.573	1.562	1.552
- 2000	1.540	1.529	1.518	1.506	1.494	1.481	1.469	1.456	1.443	1.430
- 2500	1.416	1.403	1.389	1.374	1.360	1.345	1.330	1.315	1.300	1.284
- 3000	1.268	1.252	1.236	1.219	1.203	1.186	1.169	1.152	1.134	1.116
- 3500	1.098	1.080	1.062	1.043	1.025	1.006	0.987	0.968	0.948	0.929
- 4000	0.909	0.889	0.869	0.849	0.828	0.807	0.787	0.766	0.745	0.723
- 4500	0.702	0.680	0.659	0.637	0.615	0.593	0.570	0.548	0.526	0.503
- 5000	0.480	0.457	0.434	0.411	0.388	0.364	0.341	0.317	0.293	0.269
- 5500	0.245	0.221	0.197	0.173	0.148	0.124	0.099	0.075	0.050	0.025

K:  $r_b = 15000$ ,  $r_k = 20000$ ,  $n = 12$ ,  $\sigma = 1$

1000	0.931	0.934	0.936	0.939	0.941	0.944	0.946	0.948	0.949	0.951
500	0.953	0.954	0.955	0.956	0.957	0.958	0.959	0.959	0.960	0.960
0	0.960	0.960	0.960	0.959	0.959	0.958	0.957	0.956	0.955	0.954
- 500	0.953	0.951	0.949	0.948	0.946	0.944	0.941	0.939	0.936	0.934
- 1000	0.931	0.928	0.925	0.922	0.918	0.915	0.911	0.907	0.903	0.899
- 1500	0.895	0.890	0.886	0.881	0.876	0.872	0.866	0.861	0.856	0.850
- 2000	0.845	0.839	0.833	0.827	0.821	0.815	0.808	0.801	0.795	0.788
- 2500	0.781	0.774	0.767	0.759	0.752	0.744	0.736	0.728	0.720	0.712
- 3000	0.704	0.696	0.687	0.678	0.670	0.661	0.652	0.642	0.633	0.624
- 3500	0.614	0.605	0.595	0.585	0.575	0.565	0.555	0.544	0.534	0.523
- 4000	0.513	0.502	0.491	0.480	0.469	0.457	0.446	0.435	0.423	0.411
- 4500	0.400	0.388	0.376	0.364	0.351	0.339	0.327	0.314	0.301	0.289
- 5000	0.276	0.263	0.250	0.237	0.224	0.210	0.197	0.184	0.170	0.156
- 5500	0.142	0.129	0.115	0.101	0.087	0.072	0.058	0.044	0.029	0.015

$L: r_b = 20\,000, r_k = 30\,000, n = 12, \sigma = 1$

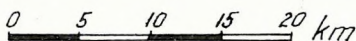
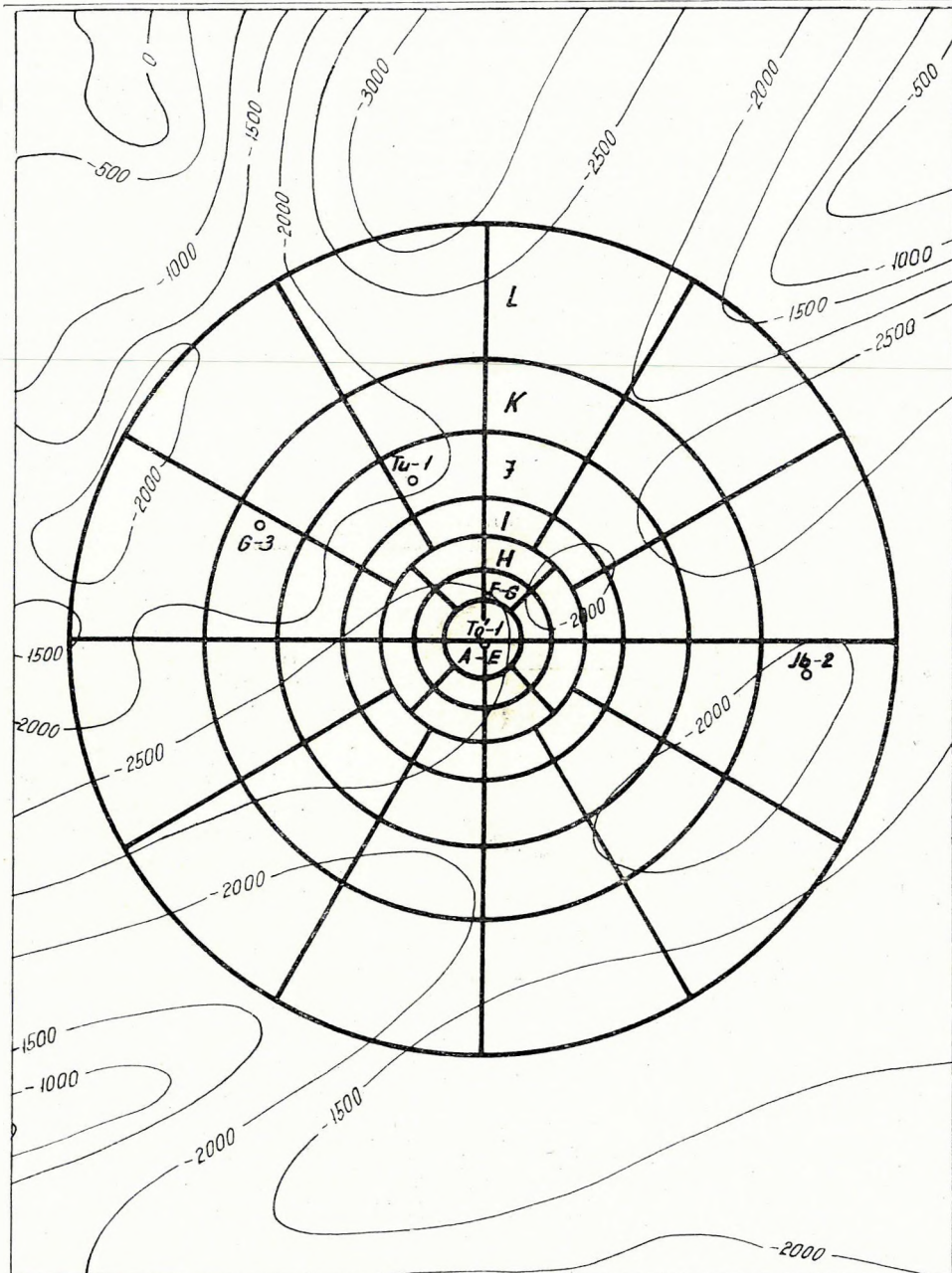
1000	0.971	0.974	0.977	0.979	0.982	0.984	0.986	0.988	0.990	0.992
500	0.993	0.995	0.996	0.997	0.998	0.999	0.999	1.000	1.000	1.000
0	1.000	1.000	1.000	1.000	0.999	0.999	0.998	0.997	0.996	0.995
- 500	0.993	0.992	0.990	0.988	0.986	0.984	0.982	0.979	0.977	0.974
- 1000	0.971	0.968	0.965	0.962	0.959	0.955	0.951	0.948	0.944	0.939
- 1500	0.935	0.931	0.926	0.922	0.917	0.912	0.907	0.901	0.896	0.890
- 2000	0.885	0.879	0.873	0.867	0.861	0.854	0.848	0.841	0.834	0.827
- 2500	0.820	0.813	0.806	0.798	0.790	0.783	0.775	0.767	0.758	0.750
- 3000	0.742	0.733	0.724	0.715	0.706	0.697	0.688	0.679	0.669	0.659
- 3500	0.650	0.640	0.630	0.619	0.609	0.599	0.588	0.577	0.567	0.556
- 4000	0.544	0.533	0.522	0.510	0.499	0.487	0.475	0.463	0.451	0.439
- 4500	0.426	0.414	0.401	0.389	0.376	0.363	0.350	0.336	0.323	0.310
- 5000	0.296	0.282	0.269	0.255	0.241	0.226	0.212	0.198	0.183	0.169
- 5500	0.154	0.139	0.124	0.109	0.094	0.078	0.063	0.047	0.032	0.016

A közölt táblázatok  $\sigma = 1 \text{ g/cm}^3$  sűrűségre vonatkoznak, hogy a hatásokat bármely reális sűrűségértékre könnyen átszámíthassuk. A számítást MINSzK – 2 számítógépen végeztük.

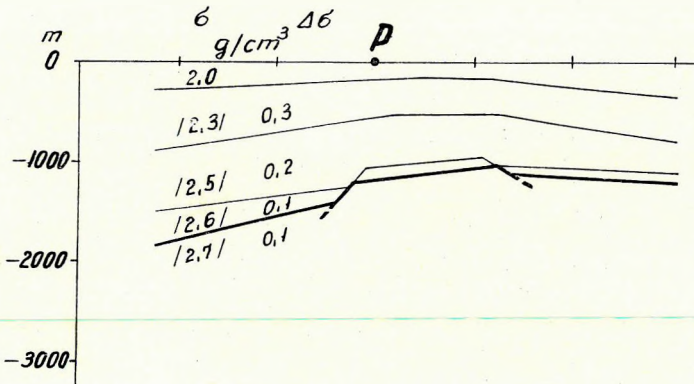
A tömeghatákszámításnál úgy járunk el, hogy megrajzoljuk a földtani modell szintvonalas térképét, majd ráhelyezzük a kiolvasó diagrammot (2. ábra), s minden szektorban leolvassuk az átlagmélységet (természetesen ez a lépés is gépre vihető). A kiolvasó diagramm orientációját minden gyűrűnél a modell domborzatának megfelelően úgy változtatjuk, hogy a szektoronkénti átlagmélység kiolvasása a legegyszerűbb legyen. Az átlagmélységekhez a táblázatokból kikeressük a megfelelő hatásértékeket, ezeket összegezzük, majd a reális  $\Delta\sigma$  értékkel megszorozzuk. Kisméretarányú (pl. 500 000-es) térképeknél a belső (A, B, C, D, E) gyűrűk összevonandók (2. ábra), nagy méretarányú (pl. 25 000-es) a külső gyűrűk elhagyhatók.

Ha a földtani modell többféle sűrűséggel jellemezhető, akkor valamennyi sűrűség szintvonalas térképét elkészítjük és az ezekből kiolvasott átlagmélységértékeknek megfelelő hatásokat összegezzük. Itt ügyelni kell arra, hogy a  $\sigma = 1,00$  sűrűségértékről értelem szerűen térjünk át a megfelelő  $\Delta\sigma$  értékre (3. ábra).

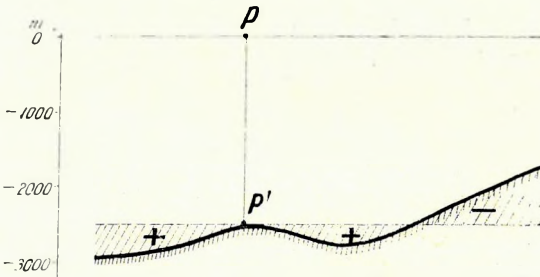
A táblázat segítségével – megfelelő kivonásokkal – viszonylag bonyolultabb feladatokat is elvégezhetők, pl. az ún. „oldalhatás” korrekció meghatározása. Nyilvánvaló ui., hogy a graviméter integrált hatást mér, vagyis a Bouguer anomália nem csak a mérési pont alatti hatómélységtől függ, hanem a oldalirányban levő tömegek (ill. tömeghiányok) hatásától is. Ezért a Bouguer anomáliákból közvetlenül számított mélységértékek mindig bizonytalanok. Ha azonban egy előzetes mélységterkép már elkészült, akkor az említett kiolvasó diagramm és a táblázatok segítségével meghatározhatjuk az oldalkorrekciókat s ezzel javítjuk a Bouguer anomáliaértékeket, majd elkészítjük a végleges mélységterképet.



2. ábra. Háromdimenziós tömeghatáscsújtásra alkalmas kiolvasó diagram a földtani modell szintvonalalaival  
 Фиг. 2. Палетка для вычисления эффекта трехмерных масс с изогипсами геологической модели  
 Fig. 2. Template suitable for three-dimensional mass-effect computations, with the contours of the geological model



3. ábra. Összetett modell tömeghatásának számítása  
 Фиг. 3. Вычисление эффекта массы сложной модели  
 Fig. 3. The calculation of the mass-effect of a composite model



4. ábra. Oldalkorrekciónak számítása

Фиг. 4. Вычисление поправки за боковые эффекты

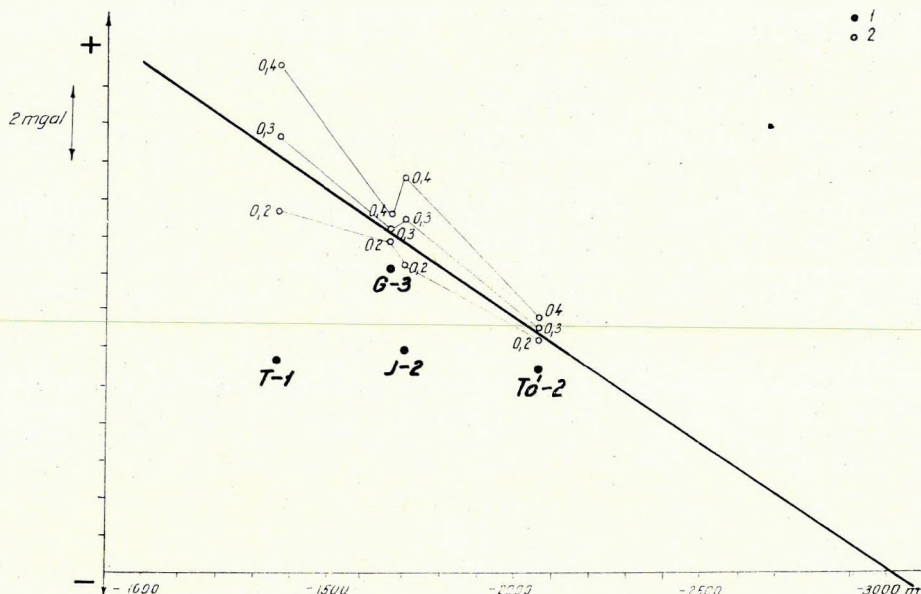
Fig. 4. Calculation of the lateral correction

A 4. ábrán látható előzetesen számított, vagy fúrásból ismert mélységadat a  $P$  pontban pl. 2500 m. Az itt mért Bouguer anomáliát azonban csökkenti az, hogy a környezetben a medencealjzat mélysége nagyobb. Ha a raszterrel kiolvasott mélységeknek megfelelő  $\Delta g$  hatást kivonjuk a  $P'$  pont mélységében levő henger hatásából, akkor az oldalkorrekciónak, azaz a felszín alatti aljzat-

domborzat „kartografikus korrekcióját” előjelhelyesen kapjuk meg.

Elképzelésünk szerint, a fúrásokból ismert mélységek és a Bouguer anomáliák közötti rossz vagy negatív korreláció (egyik) oka számos esetben az oldalhatás. Az oldalhatás a Bouguer anomáliatérképekből számított regionális anomáliáknak is valószínűleg egyik, talán domináló komponense.

Az 5. ábrán látható 4 mélyfúrás (T-1, G-3, Tó-2 és J-2) Bouguer anomáliái és a medencealjzat mélysége között nincs korreláció. A fúrások környezetében tehát a medencealjzat mélységére a Bouguer anomáliákból közvetlenül nem lehet következtetni. Előzetes mélységadatként a MÁFI 500 000-es medencealjzattérképét felhasználva meghatároztuk az oldalkorrekciónak. Ha a területen az aljzat és a felette levő fiatal üledékes összlet közötti sűrűségkontrasztot kb.  $0,25 \text{ g/cm}^3$ -nek tételezzük fel, az anomáliák és az aljzattérség közötti kapcsolat az ábráról egyértelműen leolvasható. Ez a



5. ábra. Az oldalkorrekción alkalmazása a T-1, G-3, J-2 és Tó-2 mélyfúrásokra

1. Korrigálatlan Bouguer anomáliaérték a medencealjzat mélységének függvényében;
2.  $\Delta\sigma = 0,2, 0,3$  és  $0,4 \text{ g/cm}^3$ -rel számított oldalkorrekciónal javított anomáliaértékek.  
 (T-1: -1350 m tsza. triász mészkő  
 G-3: -2060 m tsza. triász mészkő  
 Tó-2: -2060 m tsza. kréta bázisos szubvulkánit  
 J-2: -1700 m tsza. mezozoós v. paleozoós mészkő.)

Фиг. 5. Применние поправок за боковые эффекты в скважинах  
T-1, G-3, J-2 и Тó-2

1. Величины аномалий Буге без поправок в зависимости от глубины залегания основания бассейна
2. аномальные величины после введения в них поправок, подсчитанных с плотностью  $\Delta\sigma = 0,2, 0,3$  а  $0,4 \text{ г/см}^3$ .  
 (Т-1: триасовые известняки на -1350 м п.у.м.  
 G-3: триасовые известняки на -2060 м п.у.м.  
 Тó-2: меловые базальные субвулканыты на -2060 м п.у.м.  
 J-2: мезозойские или палеозойские известняки на -1700 м п.у.м.)

Fig. 5. Application of the lateral correction for the boreholes T-1, G-3, J-2, and Tó-2

1. Uncorrected Bouguer-anomaly value in the function of the depth of the basin floor;
2. anomaly values corrected with a lateral correction calculated with  $\Delta\sigma = 0,2, 0,3$  and  $0,4 \text{ g/cm}^3$ .  
 (T-1: -1350 m a.s.l., Triassic limestone  
 G-3: -2060 m a.s.l., Triassic limestone  
 Tó-2: -2060 m a.s.l., Cretaceous basic subvolcanite  
 J-2: -1700 m a.s.l., Mesozoic or Paleozoic limestone.)

kapcsolat természetesen csak a fúrások környezetének oldalkorrekciónal javított Bouguer anomáliatérképére érvényes! Az oldalkorrekción tehát nemcsak a fúrásokra kell kiszámítani, hanem arra a területre is, amelyre a fenti kapcsolatot, ill. a mélységszámítást kiterjeszteni akarjuk.

Hasonló számítást az egész ország területére tervezünk. Elkészítjük az ország 500 000-es oldalkorrekción térképét, a korrigált Bouguer anomáliatérképét, valamint az ebből számított mélységtérképét.

## IRODALOM

- HAÁZ I., 1947: Egyszerű mérőeszközök a térképi hatás meghatározására II. rész. Geodéziai Közöny XXIII. 9 – 12.
- OSZLACZKY Sz., 1956: Gravimetrikus tömeghatási és térképhatási táblázatok. Geofizikai Közlemények V. 1.
- ZILAHY-SEBESS L., 1966: Háromdimenziós tömeg gravitációs hatásának kiszámítása az UMC – 1 elektronikus számítógéppel. Geofizikai Közlemények XV. 1 – 4.
- ZILAHY-SEBESS L.: Program a MINSZK – 2-es számítógépre tetszőleges sűrűségeloszlású modellek  $\Delta g$  hatásának kiszámítására elemi négyzetes hasábkra bontással. Szóbeli közlés.
- Magyarország paleozóos és mezozóos képződményeinek fedetlen földtani térképe. Készült az Országos Kőolaj és Gázipari Tröszt, a Mecseki Érebányászati Vállalat és a Magyar Állami Földtani Intézet adatai alapján dr. Dank Viktor és dr. Fülöp József irányításával.
- Szerkesztették: Dr. Csalagovits Imre, Juhász Árpád, és dr. Szepesházi Kálmán – Császár Géza és dr. Radócz Gyula közreműködésével.
- Magyar Állami Földtani Intézet 1967.