

MAGYAR

Geofizika



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA
BUDAPEST, 1968. IX. ÉVFOLYAM 3. SZÁM

MAGYAR GEOFIZIKA
a MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE folyóirata

IX. évfolyam

3. szám

Szerkesztőség

Magyar Geofizikusok Egyesülete
Budapest, V., Szabadság tér 17.
Telefon: 118-476

Felelős szerkesztő

Dr. SEBESTYÉN KÁROLY

Szerkesztő bizottság

CZEGLÉDI ISTVÁN
Dr. POZSGAY KÁROLY
RÁDLER BÉLA
Dr. RENNER JÁNOS

Felelős kiadó

SALA SÁNDOR
igazgató

TARTALOMJEGYZÉK

<i>Szemerédi Pál:</i> A protonprecesszió alapuló mérések elvi alapjai	81
<i>Erkel András – Király Ernő – Nemesi László:</i> A geoelektromos módszerek eredményei Kunszentmárton környékén	99
<i>Morvai László:</i> Szelektív gamma-gamma módszer alkalmazása érckutató fúrásokban	105
<i>Karas Gyula – Zsille Antal – Kremszner Miklós:</i> Tájékoztató a magyar geofizikusok 1967. évi mongóliai kutatásairól	113
<i>Egyesületi hírek:</i>	104, 119, 120

Index: 26 507

MAGYAR GEOFIZIKA

Felelős szerkesztő: Dr. Sebestyén Károly

Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest, VII., Lenin körút 9-11., Telefon: 221-293

Felelős kiadó: Sala Sándor igazgató

Terjeszti: **MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE**

Megjelenik évente hatszor. Megrendelhető egész évre 30,- Ft előfizetési áron, mely összeg a MTESZ 171.249-70. sz csekkzámlájára fizetendő be. Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében.

68.1830. Állami Nyomda, Budapest

A protonprecesszió alapuló mérések alapjai

SZEMERÉDY PÁL

A tanulmány a protonprecessziós geofizikai mérések elvi alapjait foglalja össze. Meghatározza azt a függvénykapcsolatot, amely exponenciálisan megszűntetett segédter esetén a csillapítási együttható és a transzverzális nukleáris polarizáció kezdeti értéke között fennáll.

В работе излагаются принципиальные основы геофизических измерений, проводимых при помощи протоно-прецессионного магнитометра. Определяется функциональная зависимость, действительная при экспоненциально убывающем вспомогательном поле между коэффициентом затухания и начальным значением поперечной ядерной поляризации.

Die Abhandlung fasst die prinzipiellen Grundlagen der geophysikalischen Messungen mit Protonprezessionsmagnetometer zusammen. Es wird jener funktioneller Zusammenhang bestimmt, welcher im Falle exponentiell abklingenden Hilfsfeldes zwischen dem Dämpfungskoeffizienten und dem Anfangswert der transversalen, nuklearen Polarisation besteht.

A protonprecessziós mágneses térerősségmérés és a protonprecessziós lyukszelvényezés a paramágneses nukleáris polarizáció jellegzetes viselkedését használja. Ezeknek a mérőmódszereknek a geofizikai jelentősége növekedőben van.

Az alábbiakban a tárgykor elvi alapjait röviden összefoglaljuk. Meghatározzuk a segédter kikapcsolási sebességének a precessziós mozgást végző makroszkópos nukleáris mágneses nyomaték nagyságára gyakorolt hatását. A függvénykapcsolat birtokában lehetőség nyílik a protonprecessziós berendezések észlelő szondájának kvantitatív méretezésére.

1. Az egyes nukleonok mozgástörvényei mágneses térben.

Egy atommag impulzusnyomatéka \vec{a} , a dimenziótlan \vec{J} spinvektor segítségével a következőképpen fejezhető ki:

$$\vec{a} = \hbar \vec{J}$$

ahol $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ a Planck-féle hatáskvantum.

\vec{J} -nek a legnagyobb lehetséges vetülete egy megadott (mágneses térrel kijelölt) irányra I . Ezt magspinnek nevezzük. Ezen két mennyiség között a következő összefüggés áll fenn:

$$\vec{J}^2 = I(I + 1).$$

A mag mágneses dipólusnyomatéka $\vec{\mu}_I$ párhuzamos az impulzusnyomatékkal:

$$\vec{\mu}_I = \gamma \vec{a} = \gamma \hbar \vec{J}$$

ahol γ a giromágneses arány és pozitív abban az esetben, ha a dipólusnyomaték a spinvektorhoz képest úgy van orientálva, mintha egy pozitív töltés forgásából adódna.

$\vec{\mu}_I$ legnagyobb lehetséges komponense egy előre megadott irányra a magnyomaték: $\mu_I = \gamma \hbar I$.

A Bohr-féle magneton analógiájára bevezethetjük az úgynevezett magnyomatont:

$$\mu_k = \frac{e \hbar}{2Mc}$$

amelyből a

$$\mu_I = g_I \mu_k I$$

összefüggés alapján:

$$\gamma = \frac{g_I \mu_k}{n}$$

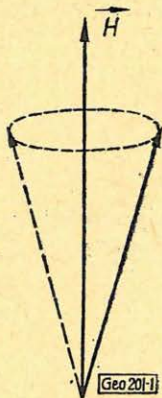
adódik.

g_I az ún. mag-Landé-faktor, amely megmondja, hogy a kísérletileg tapasztalt magnyomaték hányszorosa a klasszikus szemlélet alapján számított magnyomatéknak.

Mechanikai kép alapján minden mágneses térbe helyezett nem zérus spinű nukleon olyan pörgettyűnek tekinthető, amelynek tengelyében egy mágneses dipólus helyezkedik el. \vec{H} homogén mágneses térben a mozgásegyenlet

$$\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} = \gamma [\vec{\mu}_I \times \vec{H}] \quad (1.1)$$

alakban írható fel.



1. ábra
Fig. 1.
Фиг. 1

Az egyenlet alapján belátható, hogy a $\vec{\mu}_I$ mágneses nyomaték a \vec{H} mágneses vektor körül $\omega_0 = \gamma H$ frekvenciájú tetszőleges kúpszögű precessziót végez (1. ábra).

Egyes atommagok segítségével mérést végezni lehetetlen. Semmi akadályja azonban annak, hogy hasonlóan viselkedő részecskék tömegének makroszkopikusan megjelenő sajátságait kimutassuk.

2. A makroszkópos nukleon-sokaság mozgástörvényei mágneses térben.

Homogén nukleon-sokaság $\vec{M}(M_x, M_y, M_z)$ mágneses polarizáció vektorának viselkedését az ún. Bloch-féle egyenletek írják le. [1].

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma(M_y H_z - M_z H_y) + \frac{M_x}{T_2} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{dM_y}{dt} - \gamma(M_z H_x - M_x H_z) + \frac{M_y}{T_2} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{dM_z}{dt} - \gamma(M_x H_y - M_y H_x) + \frac{M_z}{T_1} = \frac{M}{T_1} \quad (2.3)$$

ahol γ az előzőkben már megismert giromágneses arány, T_1 és T_2 az anyagi minőségre jellemző állandók, M az egyensúlyi polarizáció.

Ezek az egyenletek (1.1) bővítésével adódnak, ha az egyes elkülönített momentumok mozgását leíró pörgettyűegyenletekhez a részecskék kölcsönhatását és a termikus hatásokat jellemző tagokat csatoljuk. Az új tagokban szereplő T_1 ill. T_2 relaxációs idők. Ezeket rendre a spin-rács kölcsönhatás, ill. a spin-rács kölcsönhatás és a spin-spin kölcsönhatás határozza meg. Elnevezésük ennek megfelelően: T_1 spin-rács kölcsönhatás, T_2 spin-spin kölcsönhatás. A spin-rács kölcsönhatás okozója a termikus mozgás. Töltött részecskék mozgása mágneses teret hoz létre, amely visszahat a nukleáris nyomotékokra és így a spinekre. A spin-spin kölcsönhatás pedig a nukleáris mágneses nyomotékok egymásra gyakorolt zavaró hatásáról ad számot. T_1 és T_2 értéke kvantummechanikai megfontolásokkal közelítőleg kiszámítható. Itt ezeket tapasztalati adatoknak tekintjük. Nagy tisztaságú víznél $T_1 = T_2 \approx 3$ sec. [2].

Tekintsük ezek után a Bloch-féle egyenletrendszer néhány részünkre fontos megoldását. Mindezekelőtt egy megjegyzést teszünk. Az egyenletek alakjából kitűnik, hogy a három koordinátatengely közül a z kitüntetett szerepet játszik. A perturbáló tagok beírásánál fel kellett tételezni legalább egy fizikai mennyiséggel (mágneses térerősségvektor) kijelölt irányt, amelyhez képest az egymást zavaró részecskék hatása megadható.

Mágneses tér jelenléte nélkül a részecskék rendezetlen állapotban vannak.

Kapcsoljunk be most egy $\vec{H}(0,0,H)$ mágneses teret a $t=0$ időpontban.

Egyenleteink ekkor a következő alakúak lesznek:

$$\frac{dM_x}{dt} - \gamma M_y H + \frac{M_x}{T_2} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{dM_y}{dt} + \gamma M_x H + \frac{M_y}{T_2} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{dM_z}{dt} + \frac{M_z}{T_1} = \frac{M}{T_1} \quad (2.6)$$

Az utolsó egyenlet független az első kettőtől. Egyelőre szorítkozzunk csak ennek megoldására és kapjuk:

$$M_z = M \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}} \right) \quad (2.7)$$

Tehát az M_z komponens időben exponenciálisan közeledik végső M értékéhez. Az M konstans értékéről egyenleteink semmit sem mondanak. Ezért más úton kell meghatároznunk azt.

A $t \rightarrow \infty$ állapot termodinamikai egyensúlyt jelent. Mágneses tér hatására az egyébként rendezetlen spinek beállnak a térhez képest. Mégpedig elvonatkoztatva a hőmozgástól, pontosan egyik fele parallel, a másik fele antiparallel. A két energiaállapot közötti különbség $\Delta E = 2 \mu_I H$. A hőmozgás azonban átbillenti a spineket (spin-rács kölcsönhatás), aminek eredményeképpen az alsó energiaállapotban valamivel több részecske lesz, mint a felsőben. A két állapotban levő nukleonok számának aránya:

$$\frac{N_f}{N_a} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (2.8)$$

(k a Boltzmann állandó és T az abszolút hőmérséklet).

Ennek eredményeként létrejön a nukleonösszesség mágneses polarizációja.

A (2.8) összefüggés figyelembevételével $\frac{\Delta E}{kT} \ll 1$ esetében az M polarizációra a közismert $M = \chi_I H$ összefüggés adódik, ahol

$$\chi_I = N \frac{\gamma^2 \hbar^2 I(I+1)}{3kT}, \quad (2.9)$$

N az egy köbcéntiméterben foglalt nukleonok száma, χ_I neve nukleáris paramágneses szuszceptibilitás.

Víz esetében $\chi_I = 3,3 \cdot 10^{-10}$.

(2.7) ezek után az $M_z = \chi_I H (1 - e^{-\frac{t}{T_1}})$ alakban írható.

A (2.4), (2.5) egyenletcsoport megoldása M_x -re és M_y -ra egymáshoz hasonló, pl.

$$M_x = a_1 e^{-\frac{t}{T_2}} e^{j\gamma H t} + a_2 e^{-\frac{t}{T_2}} e^{-j\gamma H t} \quad (2.10)$$

alakú.

A $t=0$ pillanatban viszont $M = \vec{M} = 0$. Ez csak akkor teljesíthető, ha $a_1 = a_2 = 0$. \vec{M} -nek nincsen a \vec{H} irányú z tengelyre merőleges vetülete.

Kérdés mármost: hogyan magyarázhatjuk szemléletesen \vec{M} -nek az itt bemutatott viselkedését a nukleáris mágneses nyomatékok (1.1) mozgástörvénye alapján?

A kölcsönhatások a magdipólus-nyomatékok mozgására első közelítésben nem gyakorolnak befolyást. Makroszkópos sokaság elemeiként is precessziós mozgást végeznek, miközben mozgásukat a kölcsönhatások kismértékben állandóan megzavarják. Minden egyes elemi nyomatékvektor – mozgása közben – egy z tengelyirányú kúppalástot sűrol. A kúppalást alkotója és a z tengely által bezárt szög $0 - 180^\circ$ lehet. A különböző szögértékeknek megfelelő kúppalástok alkotói mentén mindenütt helyet foglalhat számos nyomatékvektor. A hőmozgás és a mágneses tér hatására a 90° -nál kisebb szögek gyakorisága nagyobb lesz. Ennek következtében a mikroszkópos nyomatékvektorok eredője a \vec{H} irányába esik.

Hasonló feltételeket alapul véve, bár (1.1) alapján a $\vec{\mu}_I$ mágneses dipólusvektornak van a \vec{H} vektorra merőleges vetülete, \vec{M} -nél (2.10) értelmében ennek ellenkezőjét tapasztaljuk. A szemléletes magyarázat igen egyszerű: az egyes kúppalástok statisztikai értelemben vett betöltöttsége (a $\vec{\mu}_I$ vektorok pillanatnyi irányaival) tengelyszimmetrikus. Következésképpen a \vec{H} -ra merőleges síkra vonatkozó vetületeik rendre kikompenzálják egymást.

Abban az esetben, ha a $t=0$ időpontban valamilyen módon mégis zérustól különböző volt pl. az M_x , akkor a következő törvényt követi:

$$M_x = M_x^0 e^{-\frac{t}{T_2}} \cos(\gamma H t + \vartheta) \quad (2.11)$$

Ugyanígy

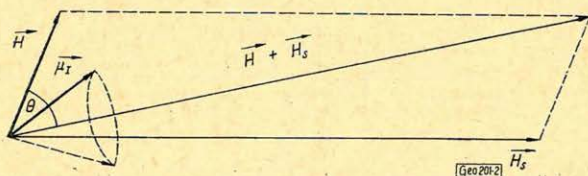
$$M_y = M_y^0 e^{-\frac{t}{T_2}} \sin(\gamma H t + \vartheta)$$

Ez pedig egy exponenciálisan csökkenő, az x, y síkban $\omega_0 = \gamma H$ szögsebességgel forgó vektor.

A továbbiakban azt kell most már megvizsgálni, hogy milyen módon lehet ilyet létrehozni. Nyilvánvaló, hogy annál kedvezőbben alakulnak a vele való mágneses térerősségmérés körülményei, mennél nagyobb e vektor kezdeti értéke.

A szemléletesség kedvéért a klasszikus kép szolgál kiindulásul. Ebből a célból az (1.1) egyenletre utalunk. Képzeljük el a $\vec{\mu}_I$ vektort, amint az $\omega_0 = \gamma H$ szögsebességgel a \vec{H} vektor körül precessziós mozgást végez. Legyen a \vec{H} és $\vec{\mu}_I$ által bezárt szög egészen kicsi hegyesszög. Hirtelen (végtelen rövid idő alatt) billentsük el a mágneses térvektort 90° -kal. Mivel ez alatt az idő alatt a $\vec{\mu}_I$ vektor nem tudott elmozdulni, a $\vec{\mu}_I$ és \vec{H} által bezárt szög most közel 90° lesz. Eljárásunk a precessziós kúpszögének megnövekedését eredményezte.

2. ábra
Fig. 2.
Фиг. 2



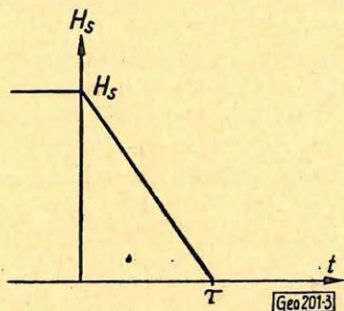
Ilyen mágneses térelfordulást akkor is elérhetünk, ha \vec{H} mellett még egy másik \vec{H}_s segédteret is alkalmazunk. A 2. ábra alapján \vec{H}_s közel merőleges \vec{H} -ra és \vec{H}_s sokszorosan nagyobb. A $\vec{\mu}_I$ most természetesen a $\vec{H} + \vec{H}_s$ körül végez precessziót.

Tegyük fel: $\vec{H} + \vec{H}_s$ -el μ_I megint kis szöget zár be. Hirtelen megszüntetve a \vec{H}_s teret, ugyanarra az eredményre jutottunk, mint előbb.

Makroszkópos nukleonsokaság esetén is növelhetjük ilyen módon az \vec{M} vektor és a \vec{H} tér közötti szöget. Ekkor tulajdonképpen a $\vec{H} + \vec{H}_s$ -sel termodinamikai egyensúlyban kijelölt vonatkoztatási irányt forgattuk el. Az ekként „nyalábolt” μ_1 csoport hosszabb ideig együtt forog és (2.11) értelmében időben exponenciálisan szétfolyik. A helyes fázisviszonyt a T_2 időállandóval jellemzett kölcsönhatások egy idő után tönkreteszik. \vec{M} kezdeti vetülete az $x y$ síkra akkor veszi fel legnagyobb értékét, ha az elforgatás mértéke 90° . Ennek értelmében a \vec{H} és $\vec{H}_s + \vec{H}$ közötti szög derékszög kell legyen.

Figyelemre méltó körülmény az \vec{M} polarizációvektor térerősségtől való függése. A $\vec{H} + \vec{H}_s$ növelésével \vec{M} kezdeti értéke is nő. Célszerű tehát \vec{H}_s értékét a lehető legnagyobbra venni.

Gyakorlati esetben a H_s megszüntetését nem lehet végtelen rövid idő alatt elvégezni. Kézenfekvő feltételezni, hogy ez a körülmény a nyerhető precessziós mozgást végző makroszkópos nukleáris nyomatókat csökkenteni fogja. Ezért meg kell vizsgálnunk a H kikapcsolási sebességének szerepét. Elvileg ehhez a (2.1) ... (2.3) Bloch-féle differenciálegyenlet-rendszert kellene megoldanunk. A legegyszerűbb függvényt feltételezve (3. ábra) a $H_s(t)$ függvény lefolyásában három jellegzetes szakasz különböztethető meg.



3. ábra
Fig. 3.
Фиг. 3

$$H_s(t) = \begin{cases} H_s & \text{ha } t < 0 \\ H_s \left(1 - \frac{t}{\tau} \right) & \text{ha } 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & \text{ha } t > \tau \end{cases}$$

A differenciálegyenlet rendszer $t < 0$ és $t > \tau$ szakaszokra vonatkozó (2.7) és (2.11) megoldásait már ismerjük. Azonban a (2.11)-be a (2.7)-hez képest (a $0 \leq t \leq \tau$ szakasz alatt) módosult kezdeti mágneses polarizáció értéket kell beírni. Ez azt jelenti, hogy a $t > \tau$ tartományban a megoldás „emlékszik” a $H_s(t)$ előző két szakaszban mutatott előéletére. A középső szakaszhoz tartozó megoldás igen bonyolult struktúrájú kell legyen, mint ahogyan ez heurisztikusan is belátható. A $H_s(t)$ megszüntetése alatt egy időben változó precessziós frekvenciájú és $\vec{H}_s(t) + \vec{H}$ -ről mint tengelyről többé-kevésbé leszakadó jellegű precessziós mozgás kell fellépjen. Bármilyen típusú függvényvel íránk is le a segédtér kikapcsolását, mindig egy változó együtthatójú harmadrendű differenciálegyen-

let megoldása szolgáltatná az $M_x(t)$, $M_y(t)$ megoldásokat a $0 \leq t \leq \tau$ tartományban. A vázolt folyamat alapján nem számíthatunk zárt alakban felírható megoldásokra.

A H_s polarizációs mágneses tér megszakítása előtti és alatti folyamatok csupán kihatásukban érdekesek számunkra. Más szóval kielégítő annak ismerete, hogy a segédtér megszűnése előtti állapotból hogyan következik a megszűnés utáni állapot.

Az előzményeknek a (2.10) által leírt folyamatra gyakorolt hatása a mágneses nyomatéknak a $t = \tau$ időpontbeli

$$M(\tau) = \sqrt{M_x^2(\tau) + M_y^2(\tau)} = M_\tau$$

„kezdeti értékén” keresztül jelentkezik.

A T_1 és T_2 relaxációs idők nagyságrendekkel nagyobbak a gyakorlatban fellépő kikapcsolási időknél. Így a $0 \leq t \leq \tau$ tartományban hatásuk teljesen elhanyagolható. Tehát az egész $0 \leq t \leq \tau$ szakaszra eső folyamat kielégítő pontossággal tanulmányozható olyan izolált spineken, amelyekre csak a megfelelő mágneses terek hatnak.

3. A spinoperátor várható értékének meghatározása a földi mágneses térerősség vektorára merőleges $H_s(t)$ segédmágneses tér esetén.

A korábbiakból kitűnik, hogy a precessziós mozgást végző nukleáris mágneses nyomaték – a kölcsönhatásoktól elvonatkoztatva – tetszés szerinti, de állandó szöget zár be a mágneses térerősség vektorával. A nukleáris mágneses nyomatéknak a mágneses térerősségre merőleges síkba eső vetülete az idő függvényében változtatja irányát, a mágneses térerősség-vektorral párhuzamos vetülete pedig állandó. A precessziós mozgás kimutathatósága akkor a legkedvezőbb, ha a mágneses térerősség és a mágneses nyomaték merőlegesek egymásra.

A segédmágneses tér alkalmazása a kellő mértékű nukleáris polarizáció létrehozása mellett a mérendő tér és a nukleáris nyomaték közötti szög beállítását célozza. A mérendő térben fellépő precessziós kúp szögét nem csupán a mérendő és segédtér vektorainak egymással bezárt szöge, hanem a segédtér megszüntetésének sebessége is befolyásolja.

A továbbiakban a segédmágneses tér megszüntetésének módja (sebessége) és a precessziós mozgást végző mágneses nyomaték (a mérendő térre) merőleges összetevőjének a nagysága közötti kapcsolatot keressük. Ennek meghatározásához elegendő egyetlen részecske viselkedését tanulmányoznunk, hiszen a segédtér megszakításának rövid időtartama alatt a kölcsönhatások szerepe jelentéktelen. A kölcsönhatások csekély volta miatt az izolált részecskére nyert eredményünk egyszerűen kiterjeszthető részecskesokaság jellemzésére is.

A számítás vázolata a következő:

A spin állapotfüggvénye

$$\psi(t) = S_1(t)\psi_1 + S_2(t)\psi_2 = \begin{pmatrix} S_1(t) \\ S_2(t) \end{pmatrix}$$

formában írható fel.

Az állapotfüggvény eleget tesz a Pauli-egyenletnek:

$$\frac{\hbar}{j} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \overline{\mathcal{H}} \psi. \quad (3.1)$$

A \overline{K} operátor a következőt jelenti (3.4)

$$\overline{\mathcal{H}} = \mu_I \{H_x \sigma_x + H_y \sigma_y + H_z \sigma_z\}$$

μ_I a spinhez kapcsolódó magnyomaték, $\vec{H}(H_x, H_y, H_z)$ a mágneses tér és

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & j \\ j & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

A polarizációs szakasz alatt a kölcsönhatásoknak van elegendő idejük arra, hogy a spineket a jelenlevő mágneses térhez képest saját állapotba rendezzék. Ennek megfelelően a segédmágneses tér kikapcsolásának kezdetén a spinek egy része az $m = +\frac{1}{2}$, a másik része $m = -\frac{1}{2}$ állapotban van. A segédter kikapcsolásának hatását tehát két különböző állapotfüggvénnyel kell jellemeznünk. Az egyiket ezek közül az $m = +\frac{1}{2}$, másikat pedig az $m = -\frac{1}{2}$ kezdő feltétellel kell származtatnunk.

A kezdő feltétel megadásához kifejezzük az $m = \frac{1}{2}$ és $m = -\frac{1}{2}$ állapotokat jellemző vektorokat a ψ_1 és ψ_2 vektorok kombinációjaként. Ha valamely \vec{e} egységvektorral jellemzett irányban $m = +\frac{1}{2}$, a szükséges együtthatók egy arányossági tényező erejéig a következő egyenletből nyerhetők:

$$\vec{e}(e_x, e_y, e_z) \sigma \vec{\psi}_e = a \vec{\psi}_1 + b \vec{\psi}_2.$$

Részletezve:

$$[e_x \sigma_x + e_y \sigma_y + e_z \sigma_z][a \binom{1}{0} + b \binom{0}{1}] = a \binom{1}{0} + b \binom{0}{1}.$$

Ebből

$$\frac{a}{b} = \frac{e_x - j e_y}{1 - e_z} \quad \text{vagy} \quad \frac{a}{b} = \frac{1 + e_z}{e_x + j e_y}.$$

Az utóbbi alapján

$$\vec{\psi}_{e+} \sim (1 + e_z) \psi_1 + (e_x + j e_y) \psi_2.$$

A normálási feltétel miatt teljesíteni kell az

$$|1 + e_z|^2 + |e_x + j e_y|^2 = (1 + e_z)^2 + e_x^2 + e_y^2 = 1$$

kikötést.

Ugyanekkor

$$|\vec{e}|^2 = e_x^2 + e_y^2 + e_z^2 = 1$$

Vagyis

$$2 + 2e_z = 1.$$

Ezért

$$\psi_{e_+}^{\rightarrow} = \frac{1}{\sqrt{2} \sqrt{1+e_z}} \{(1+e_z)\psi_1 + (e_x + je_y)\psi_2\}.$$

Hasonlóan határozhatjuk meg az $m = -\frac{1}{2}$ -nek megfelelő $\psi_{e_-}^{\rightarrow}$ -vektort, ha a fenti egyenletbe \vec{e} helyett $-\vec{e}$ -t helyettesítünk és normálunk.

$$\psi_{e_-}^{\rightarrow} = \frac{1}{\sqrt{2} \sqrt{1+e_z}} \{(e_x + je_y)\psi_1 + (1+e_z)\psi_2\}.$$

Az \vec{F} földi mágneses térvektor a koordináta rendszer z tengelyével párhuzamosan van irányítva. A segédter vektorát vegyük fel y irányúnak. Értéke a $t=0$ -ban legyen H_s .

Így

$$e_x = 0 \quad e_y = \frac{H_s}{\sqrt{F^2 + H_s^2}} \quad e_z = \frac{F}{\sqrt{F^2 + H_s^2}}.$$

A segédter kezdeti értékének és a földi mágneses tér erősségének viszonyszámát $\frac{H_s}{F} = K$ -val jelölve:

$$\psi_{e_+}^{\rightarrow} = \frac{1}{\sqrt{2} \sqrt{1+K^2 + \sqrt{1+K^2}}} \{(\sqrt{1+K^2})\psi_1 + jK\psi_2\}.$$

A

$$C_1(0, K) = C_1(K) = \frac{1 + \sqrt{1+K^2}}{\sqrt{2} \sqrt{1+K^2 + \sqrt{1+K^2}}} \quad (3.2)$$

és a

$$C_2(0, K) = C_2(K) = \frac{jK}{\sqrt{2} \sqrt{1+K^2 + \sqrt{1+K^2}}} \quad (3.3)$$

jelölések bevezetésével

$$\psi_{e_+}^{\rightarrow} = C_1(K)\psi_1 + C_2(K)\psi_2.$$

A $\psi_{e_+}^{\rightarrow}$ és $\psi_{e_-}^{\rightarrow}$ fenti kifejezéseinek összehasonlítása alapján

$$\psi_{e_+}^{\rightarrow} = C_2(K)\psi_1 + C_1(K)\psi_2.$$

A megfelelő kezdeti feltételeknek eleget tevő két állapotfüggvényt az elmondottak birtokában már meghatározhatjuk. Az $m = +\frac{1}{2}$ feltételnek eleget tevő

állapotfüggvény kezdeti feltételei a

$$\psi(0) = S_1(0)\psi_1 + S_2(0)\psi_2 = \psi_{e+}^* = C_1(K)\psi_1 + C_2(K)\psi_2$$

egyenletből leolvashatók. Eszerint teljesíteni kell az

$$S_1(0) = C_1(K) \text{ és } S_2(0) = C_2(K) \quad (3.4)$$

kikötéseket.

$\psi_+(t)$ -vel jelölve ezt az állapotfüggvényt:

$$\varphi_+(t) = S_{1+}(t)\psi_1 + S_{2+}(t)\psi_2,$$

ahol $S_{1+}(t)$ a kezdő időpontban egyenlő $C_1(K)$ -val, $S_{2+}(t)$ pedig $C_2(K)$ -val.

Ugyanígy

$$\varphi_-(t) = S_{1-}(t)\psi_1 + S_{2-}(t)\psi_2,$$

amely $t=0$ -ban a ψ_{e-} értéket veszi fel.

Az $S_{1-}(t)$ és $S_{2-}(t)$ függvényeket az

$$S_1(0) = C_2(K) \text{ és } S_2(0) = C_1(K) \quad (3.5)$$

egyenletek segítségével illesztettük a kezdeti feltételhez.

A $\varphi_+(t)$ és $\varphi_-(t)$ állapotfüggvények ismeretében a megfelelő várható értékek kiszámíthatók.

A σ_x -hez tartozó várható értékek

$$(\varphi_+(t), \sigma_x \varphi_+(t)) = \begin{pmatrix} S_{1+}^*(t) \\ S_{2+}^*(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{1+}(t) \\ S_{2+}(t) \end{pmatrix} = S_{1+}^*(t)S_{2+}(t) + S_{2+}^*(t)S_{1+}(t) \quad (3.6)$$

$$(\varphi_-(t), \sigma_x \varphi_-(t)) = S_{1-}^*(t)S_{2-}(t) + S_{2-}^*(t)S_{1-}(t) \quad (3.7)$$

A σ_y -hoz tartozó várható értékek

$$\begin{aligned} (\varphi_+(t), \sigma_y \varphi_+(t)) &= \begin{pmatrix} S_{1+}^*(t) \\ S_{2+}^*(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{1+}(t) \\ S_{2+}(t) \end{pmatrix} = \\ &= -jS_{1+}^*(t)S_{2+}(t) + jS_{2+}^*(t)S_{1+}(t) \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$(\varphi_-(t), \sigma_y \varphi_-(t)) = -jS_{1-}^*(t)S_{2-}(t) + jS_{2-}^*(t)S_{1-}(t) \quad (3.9)$$

A σ_z -hez tartozó várható érték időben állandó, ezért számunkra érdektelen.

4. Feles spinű részecske-sokaság viselkedése exponenciálisan megszűntetett segédmágneses tér esetén.

Az előző fejezetben vázoltuk azt a gondolatmenetet, amelynek alapján adott irányban kvantált spin operátorának várható értékei az $x y$ síkban meghatározhatók. E várható értékek birtokában kiszámíthatjuk a makroszkópos mágneses nyomaték $x y$ síkba eső összetevőjét.

Legyen N_1 részecske a kikapcsolási folyamat kezdetén az $m = +\frac{1}{2}$ állapotban és N_2 részecske az $m = -\frac{1}{2}$ állapotban. Minden részecske bírjon μ_1 mágneses nyomatékkal. Ekkor a részecskesokaság eredő mágneses nyomatékának $x y$ síkba eső összetevője

$M(t) = \mu \sqrt{[N_1(\varphi_+, \sigma_x \varphi_+) + N_2(\varphi_-, \sigma_x \varphi_-)]^2 + [N_1(\varphi_+, \sigma_y \varphi_+) + N_2(\varphi_-, \sigma_y \varphi_-)]^2}$
 vagy (3.6 . . . 3.9) alapján

$$M(t) = 2\mu \sqrt{N_{1+}^2 S_{2+} S_{2+}^* S_{1+} + N_1 N_2 (S_{1+}^* S_{2+} S_{2-}^* S_{1-} + S_{2+}^* S_{1+} S_{1-}^* S_{2-}) + N_2^2 S_{1-}^* S_{2-} S_{2-}^* S_{1-}} \quad (4.1)$$

A fenti négyzetgyök kiszámításához ismernünk kell a megfelelő S függvényeket. Ezeket a (3.1) Pauli egyenlet megoldásával és a korábban már említett kezdeti feltételek teljesítésével megkereshetjük.

A segédmágneses tér az idő függvényében szűnjön meg exponenciálisan:

$$H_s(t) = H_s e^{-\alpha t}.$$

Jelölje továbbra is F a földi mágneses tér értékét, a (3.1) egyenlet ekkor a következő differenciálegyenlet rendszert adja:

$$\dot{S}_1 = \frac{\mu_1}{\hbar} \{H_s e^{-\alpha t} S_2 + j F S_1\} \quad (4.2)$$

$$\dot{S}_2 = \frac{\mu_1}{\hbar} \{H_s e^{-\alpha t} S_1 + j F S_2\}.$$

ahol a pont az időszerinti differenciálást jelöli.

A $\frac{\mu_1 H_s}{\hbar} = \Omega$ és $\frac{\mu_1 F}{\hbar} = \omega$ jelölésekkel, valamint az $e^{-\alpha t} = \xi$ helyettesítéssel és a ξ

szerinti differenciálás ()' jelölésével, S_2 -re a következő differenciálegyenletet kapjuk:

$$S_2'' \xi^2 + S_2 \left[\frac{\Omega^2}{\alpha^2} \xi^2 + \frac{\omega^2}{\alpha^2} + \frac{j\omega}{\alpha} \right] = 0.$$

Bevezetve a $\frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{q}$ és $\Omega = K\omega$ további jelöléseket:

$$S_2'' \xi^2 + S_2 \left[\xi^2 \frac{K^2}{q^2} + \frac{1}{q^2} + \frac{j}{q} \right] = 0.$$

Ez egy Bessel-típusú differenciál egyenlet, amelynek megoldása:

$$S_2 = \xi^{1/2} Z_\nu \left(\frac{K}{q} \xi \right)$$

alakú.

Z_ν a ν -ed rendű első fajú Bessel-függvények lineáris kombinációja.

A ν indexre $\pm \left(\frac{1}{2} - \frac{j}{q} \right)$ érték adódik [5].

Visszatérve e^{-at} -re:

$$S_2(t) = e^{-\frac{at}{2}} \left[AJ_{\nu} \left(\frac{K}{q} e^{-at} \right) + BJ_{-\nu} \left(\frac{K}{q} e^{-at} \right) \right]. \quad (4.3)$$

Ennek (4.2)-be való visszahelyettesítésével és felhasználva a Bessel-függvényekre vonatkozó

$$\frac{dJ_{\nu}(\varphi(t))}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dt} [J_{\nu-1} - J_{\nu+1}]$$

differenciálási formulát, továbbá a

$$\frac{2\nu J_{\nu}(x)}{x} = J_{\nu-1}(x) + J_{\nu+1}(x) \quad (4.4)$$

összefüggést [6]:

$$S_1(t) = e^{-\frac{at}{2}} \left\{ A \left[\frac{2\nu q}{K} J_{\nu} \left(\frac{K}{q} e^{-at} \right) - e^{-at} J_{\nu+1} \left(\frac{K}{q} e^{-at} \right) \right] - B e^{-at} J_{\nu-1} \left(\frac{K}{q} e^{-at} \right) \right\}. \quad (4.5)$$

Az $S_{1+}(t)$ és $S_{2+}(t)$ függvényeket az $S_1(t)$ és $S_2(t)$ függvényekből a (3.5) kezdőfeltételek teljesítésével nyerjük. A $t=0$ időpontban

$$S_1(0) = A \left[\frac{2\nu q}{K} J_{\nu} \left(\frac{K}{q} \right) - J_{\nu+1} \left(\frac{K}{q} \right) \right] - B J_{-\nu+1} \left(\frac{K}{q} \right) = C_1(K),$$

$$S_2(0) = A J_{\nu} \left(\frac{K}{q} \right) + B J_{-\nu} \left(\frac{K}{q} \right) = C_2(K).$$

Ezt az egyenletrendszert A -ra és B -re megoldva és felhasználva a (4.4) összefüggést

$$A_+ = \frac{C_1 J_{-\nu} + C_2 J_{-\nu+1}}{J_{\nu-1} J_{-\nu} + J_{-\nu+1} J_{\nu}} = A_+ \left(\frac{K}{q} \right) \quad (4.6)$$

$$B_+ = \frac{C_1 J_{\nu-1} - C_2 J_{\nu}}{J_{\nu-1} J_{-\nu} + J_{-\nu+1} J_{\nu}} = B_+ \left(\frac{K}{q} \right). \quad (4.7)$$

Az $S_{1+}(t)$ és $S_{2+}(t)$ úgy állítható elő, hogy a (4.3)-ban és a (4.5)-ben A és B helyére az A_+ illetve B_+ értékeket helyettesítjük.

Az $S_{1-}(t)$ és $S_{2-}(t)$ -ben fellépő együtthatók a (3.5) kezdeti feltételből hasonlóan nyerhetők

$$A_- = \frac{C_2 J_{-\nu} + C_1 J_{-\nu+1}}{J_{\nu-1} J_{-\nu} + J_{-\nu+1} J_{\nu}}$$

$$B_- = \frac{C_1 J_{\nu-1} - C_2 J_{\nu}}{J_{\nu-1} J_{-\nu} + J_{-\nu+1} J_{\nu}}$$

Ezen együtthatók, amelyek $\frac{K}{q}$ függvényei, általánosságban nem számíthatók ki egyszerűen. A fellépő Bessel-függvények ugyanis túl nehézkesé tennék ezt a feladatot. Számunkra azonban kielégítő a $\frac{K}{q} \gg 1$ értéktartomány ismerete, minthogy a földi mágneses térerősség és a segédter hányadosa mindig nagy érték. Ugyanakkor q -nak nagy értékei nem bírnak gyakorlati jelentőséggel.

A fellépő Bessel-függvények ez esetben jól közelíthetők a nyeregpont módszerrel nyerhető aszimptotikákkal. Ekkor figyelmet kell szentelni a komplex síkon való W_0 integrálási út kérdésének, amellyel a

$$J_\nu(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{W_0} e^{jx \cos w} e^{j\nu \left(w - \frac{\pi}{2}\right)} dw$$

típusú kontúrintegrálokkal leírt függvénycsoportból a számunkra szükséges első fajú Bessel-függvények közelítését nyerjük [7]. Erre vonatkozólag a ν index és a $\frac{K}{q}$ független változó hányadosának a számításban előforduló legnagyobb

$\frac{3q}{K}$ valós része és $\left(\frac{-j}{K}\right)$ képzetes része az irányadó. A $\frac{q}{K} < \frac{1}{3}$ értékekre (azaz a jelen esetben) a következő aszimptotikus formulák írhatók fel:

$$J_\nu = \sqrt{\frac{2q}{\pi K}} \frac{1}{\sqrt[4]{1 - \frac{\nu^2 q^2}{K^2}}} \cos \left\{ \frac{K}{q} \sqrt{1 - \frac{\nu^2 q^2}{K^2}} - \nu \arccos \frac{\nu q}{K} - \frac{\pi}{4} \right\},$$

$$J_{-\nu} = \sqrt{\frac{2q}{\pi K}} \frac{1}{\sqrt[4]{1 - \frac{\nu^2 q^2}{K^2}}} \cos \left\{ \frac{K}{q} \sqrt{1 - \frac{\nu^2 q^2}{K^2}} + \nu \arccos \left(\frac{-\nu q}{K} \right) - \frac{\pi}{4} \right\},$$

$$J_{\nu-1} = \sqrt{\frac{2q}{\pi K}} \frac{1}{\sqrt[4]{1 - \frac{(\nu-1)^2 q^2}{K^2}}} \cos \left\{ \frac{K}{q} \sqrt{1 - \frac{(\nu-1)^2 q^2}{K^2}} - (\nu-1) \arccos \frac{(\nu-1)q}{K} - \frac{\pi}{4} \right\},$$

$$J_{-\nu+1} = \sqrt{\frac{2q}{\pi K}} \frac{1}{\sqrt[4]{1 - \frac{(\nu-1)^2 q^2}{K^2}}} \cos \left\{ \frac{K}{q} \sqrt{1 - \frac{(\nu-1)^2 q^2}{K^2}} + (\nu-1) \arccos \frac{(-\nu+1)q}{K} - \frac{\pi}{4} \right\}$$

Ha $\frac{K}{q}$ nagy szám, akkor a kifejezéseinkben szereplő $\frac{1}{K}$ -val szorzott tagok a cosinus függvény argumentumában rendre elhanyagolhatók a többi mennyiség-hez képest, valamint az arcus cosinus függvények $\frac{\pi}{2}$ -el helyettesíthetők. Így az egyes cosinus függvények a következőkbe mennek át:

$$J_\nu \rightarrow a_\nu \sin\left(\frac{K}{q} + j \frac{\pi}{2q}\right); \quad J_{\nu-1} \rightarrow c_{\nu-1} \cos\left(\frac{K}{q} + j \frac{\pi}{2q}\right);$$

$$J_{-\nu} \rightarrow a_\nu \cos\left(\frac{K}{q} - j \frac{\pi}{2q}\right); \quad J_{-\nu+1} \rightarrow c_{\nu-1} \sin\left(\frac{K}{q} - j \frac{\pi}{2q}\right),$$

ahol a_ν és c_ν a megfelelő függvényekben szereplő, $\frac{K}{q}$ növelésével zérus felé tartó együtthatókat jelentik.

Ha az A_\pm és B_\pm együtthatókat megkísérelnénk kiszámítani $K \rightarrow \infty$ esetre, ezek divergensnek adódnának. Az $S(t)$ függvényektől viszont ekkor is elvárjuk, hogy csupán véges értéket vesznek fel. Az együtthatók kiszámítását tehát nem célszerű az $S(t)$ függvényektől elkülönítve végezni. Ezért itt mindjárt az $S(t)$ függvények, pontosabban az $S^{(t)} \rightarrow \infty$ értékek kiszámítását végezzük el. Az eredeti feladatnak megfelelően ugyanis csak a segédtér megszüntetése után várható értékek ismeretére tartunk igényt.

Ha $t \rightarrow \infty$, akkor az (4.3) és (4.5) függvényeket a Bessel-függvények ismert

$$J_\nu(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! \Gamma(\nu + n + 1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{\nu+2n}$$

sora alapján így írhatjuk:

$$S_1(\infty) = S_1 = \frac{2\nu q}{K} A\left(\frac{K}{q}\right) \frac{1}{\Gamma(\nu+1)} \left(\frac{K}{2q}\right)^\nu e^{j\omega t} = \frac{2q}{K} A\left(\frac{K}{q}\right) \frac{1}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{K}{2q}\right)^\nu e^{j\omega t}$$

$$S_2(\infty) = S_2 = B\left(\frac{K}{q}\right) \left(\frac{K}{2q}\right)^{-\nu} \frac{e^{-j\omega t}}{\Gamma(1-\nu)}.$$

Itt figyelembe vettük a $q = \frac{\alpha}{\omega}$ összefüggést. Ennek alapján rendre kiszámíthatók a (4.1) gyökjel alatt fellépő szorzatok értékei.

Példaképpen bemutatjuk N_1 együtthatójának kiszámítását:

$$S_{1+}^* S_{2+}^* S_{2+} S_{1+} =$$

$$= \left(\frac{2q}{K} A_+^* \left(\frac{K}{2q}\right) \frac{e^{j\omega t}}{\Gamma^*(\nu)}\right) \left(B_+ \left(\frac{K}{2q}\right)^{-\nu} \frac{e^{j\omega t}}{\Gamma(1-\nu)}\right) \left(B_+^* \left(\frac{K}{2q}\right)^{-\nu^*} \frac{e^{j\omega t}}{\Gamma^*(1-\nu)}\right)$$

$$\left(\frac{2q}{K}A_+ + \frac{e^{j\omega t}}{\Gamma(\nu)}\left(\frac{K}{2q}\right)^\nu\right) = \frac{4q^2}{K^2}A_+^*B_+ + B_+^*A_+ + \frac{1}{\Gamma^*(\nu)\Gamma(1-\nu)\Gamma^*(1-\nu)\Gamma(\nu)}.$$

Figyelembe véve, hogy $\nu = \frac{1}{2} - \frac{j}{q}$, vagy $1 - \nu = \frac{1}{2} + \frac{j}{q} = \nu^*$,

továbbá felhasználva a $\Gamma^*(z) = \Gamma(z^*)$ relációt:

$$S_{1+}^*S_{2+} + S_{2+}^*S_{1+} = \frac{4q^2}{K^2}A_+^*B_+ + B_+^*A_+ + \frac{1}{[\Gamma(\nu)\Gamma(1-\nu)]^2}.$$

Ismeretes, hogy

$$\frac{1}{\Gamma(z)\Gamma(1-z)} = \frac{\sin \pi z}{\pi},$$

tehát

$$S_{1+}^*S_{2+} + S_{2+}^*S_{1+} = \frac{4q^2}{K^2}A_+^*B_+ + B_+^*A_+ + \frac{\sin^2 \pi \nu}{\pi^2} = \frac{4q^2}{K^2}A_+^*B_+ + B_+^*A_+ + \frac{ch^2 \frac{\pi}{q}}{\pi^2}.$$

A megfelelő Bessel-függvényekre vonatkozó aszimptotikus formulák alapján (4.6)-ból, ha $\frac{K}{q}$ nagy:

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{2q}{K}}A_+\left(\frac{K}{q}\right) &= \frac{C_1\sqrt{\pi}\cos\left(\frac{K}{q} - \frac{j\pi}{2q}\right) + C_2\sqrt{\pi}\sin\left(\frac{K}{q} - \frac{j\pi}{2q}\right)}{\cos\left(\frac{K}{q} + \frac{j\pi}{2q}\right)\cos\left(\frac{K}{q} - \frac{j\pi}{2q}\right) + \sin\left(\frac{K}{q} + \frac{j\pi}{2q}\right)\sin\left(\frac{K}{q} - \frac{j\pi}{2q}\right)} = \\ &= \frac{C_1\sqrt{\pi}\cos\left(\frac{K}{q} - \frac{j\pi}{2q}\right) + C_2\sqrt{\pi}\sin\left(\frac{K}{q} - \frac{j\pi}{2q}\right)}{ch \frac{\pi}{q}} \end{aligned}$$

K nagy értékeire $C_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ és $C_2 = \frac{j}{\sqrt{2}}$.

Ezért

$$\sqrt{\frac{2q}{K}}A_+\left(\frac{K}{q}\right) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{j\left(\frac{K}{q} - \frac{j\pi}{2q}\right)}}{ch \frac{\pi}{q}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{j\left(\frac{K}{q}\right)} e^{-\frac{\pi}{2q}}}{ch \frac{\pi}{q}}.$$

Hasonlóan kiszámolva

$$\sqrt{\frac{2q}{K}} B_+ \left(\frac{K}{q}\right) = j \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{j\left(\frac{K}{q}\right)\frac{\pi}{2}} e^{\frac{\pi}{2q}}}{ch \frac{\pi}{q}}$$

Ezek alapján

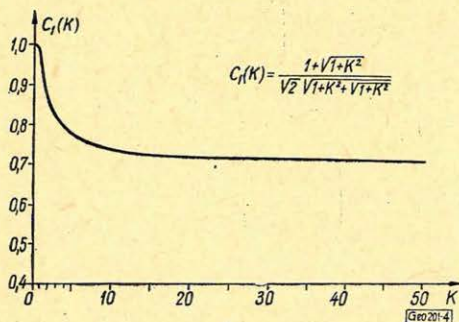
$$S_{1+}^* S_{2+} S_{2+}^* S_{1+} = \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}}\right)^4 \frac{1}{ch^4 \frac{\pi}{q}} \frac{ch^2 \frac{\pi}{q}}{\pi^2} = \frac{1}{4 ch^2 \frac{\pi}{q}}$$

Ha a (4.1) gyök alatt fellépő kifejezéseket rendre kiszámítjuk, végül a

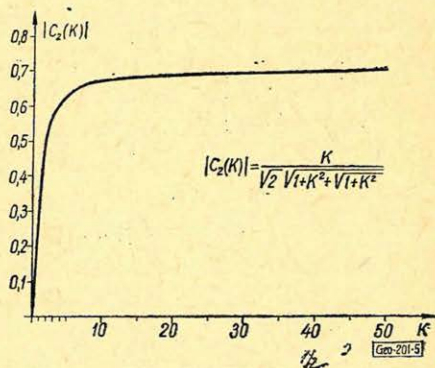
$$M(\infty) = \mu_1 \frac{(N_1 - N_2)}{ch \frac{\pi}{q}}$$

érték adódik.

Számításunk bár közelítő jellegű, $K \gg 1$ és $\frac{K}{q} \gg 1$ értékekre kielégítő közelítést ad. A $C_1(K)$ és $C_2(K)$ függvényeket a 4. és 5. ábrákon bemutatjuk. Ezek abszolút értéke $K > 10$ értékre már jól megközelíti a $K \rightarrow \infty$ -hez tartozó $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -t.



4. ábra Fig. 4. Фиг. 4



5. ábra Fig. 5. Фиг. 5

A gyakorlatban K legalább 50, a q értéke legfeljebb 10, ebből kifolyólag $\frac{K}{q} > 5$.

Kimutatható, hogy a közelítés hibája $\frac{K}{q} = 5$ -nél nem több mint 10%. Tipikus

esetben a $\frac{K}{q}$ értéke tízes rendű, amikor is a közelítés már teljesen pontosnak vehető.

Az exponenciálisan megszüntetett segédmágneses tér megszűnésére természetesen nem kell végtelen ideig várni. Ez a tér már $\tau \approx 10\alpha$ -nál kielégítően elenyészővé válik. A precessziós mozgást végző nukleáris mágneses nyomaték $x y$ síkba eső összetevőjének kezdeti értéke így

$$M_\tau = \frac{\mu_I(N_1 - N_2)}{ch \frac{\pi}{q}} = P(q)\mu_I(N_1 - N_2).$$

A $\mu_I(N_1 - N_2)$ mennyiség a polarizációs szakaszban létesült nukleáris mágneses nyomatékot jelenti a térfogategységre vonatkoztatva.

A polarizációs szakaszban a spin-rács és spin-spin kölcsönhatás következtében az N_1 spin a mágneses térrel párhuzamos, N_2 pedig antipárhuzamos orientációba kerül. Az egyes állapotok betöltöttségét termodinamikai egyensúlyban a Boltzmann-statisztika írja le:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{\Delta E}{kT}}.$$

ahol $\Delta E = \mu_I \frac{|\vec{H}_s + \vec{F}|}{I}$ (a két beállásnak megfelelő) energiaszintek közti energiakülönbség, k a Boltzmann-állandó, T az abszolút hőmérséklet,

$$N_1 - N_2 = N_2 e^{\frac{\Delta E}{kT}} - N_1 e^{-\frac{\Delta E}{kT}}.$$

Mivel jelenleg a két beállítás energiakülönbsége elhanyagolhatóan kicsiny a kT termikus energiához képest, sorfejtéssel

$$N_1 - N_2 = N_2 \left(1 + \frac{\Delta E}{kT} \right) - N_1 \left(1 - \frac{\Delta E}{kT} \right).$$

Ebből

$$N_1 - N_2 = \frac{N_1 + N_2}{2} \frac{\Delta E}{kT} = \frac{N}{2} \frac{\Delta E}{kT},$$

$$\mu_I(N_1 - N_2) = \mu_I^2 \frac{N}{2IkT} |\vec{H}_s + \vec{F}|$$

A H_s segédter lényegesen nagyobb, mint az F földi mágneses tér, ezért

$$\mu_I(N_1 - N_2) = \mu_I^2 \frac{N}{2IkT} H_s.$$

Feles spinű részecskére $I = \frac{1}{2}$,

továbbá figyelembe véve a $\mu_I = \gamma \hbar I$ összefüggést:

$$\mu_I(N_1 - N_2) = \frac{N\gamma^2 \hbar^2 H_s}{4kT}.$$

Ha a paramágneses szuszceptibilitás (2.9) képletébe $I = \frac{1}{2}$ értéket helyettesítünk, a H_s szorzó híján a fenti mennyiséget nyerjük.

Következésképp

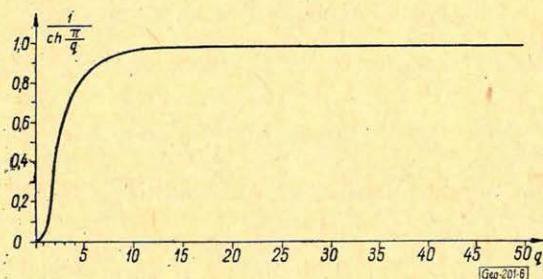
$$\frac{N\gamma^2 \hbar^2 H_s}{4kT} = \chi_{1/2} H_s.$$

Ennek alapján

$$M_\tau = P(q) \chi_{1/2} H_s.$$

A bemutatott számolást csupán exponenciálisan (α valós) eltűnő segédter feltételezésével végeztük el. Természetesen a gyakorlatban szóba jöhet komplex α is. Azonban a legkedvezőbb esetet nyilván rezgésmentes segédter alkalmazásával biztosíthatjuk.

6. ábra
Fig. 6.
Фиг. 6



A protonprecessziós elven dolgozó eszközök tervezésénél jelentős szerepet játszó $P(q) = \frac{1}{ch \frac{\pi}{q}}$ függvényt a 6. ábrán bemutatjuk. Látható, hogy már $q = 8$ -nál jól megközelíti $q \rightarrow \infty$ -hez tartozó értékét.

IRODALOM

1. Lősche, A.: Kerninduktion, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1957. 47. oldal.
2. Lősche, A.: Kerninduktion, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1957. 538 oldal.
3. Marx Gy.: Kvantummechanika, Műszaki Kiadó Budapest. 1957.
4. Kramers, H. A.: Quantummechanics. North-Holland Publishing Company 1957.
5. Kamke, E.: Differentialgleichungen, Lösungsmethoden und Lösungen. Band I. Akad. Verlagsgesellschaft Leipzig 1956.
6. Mises, V. R.: A mechanika és fizika differenciál- és integrálegyenletei. I. kötet. Műszaki Kiadó, Budapest., 1966.
7. Sommerfeld, A.: Partielle Differentialgleichungen der Physik. Akad. Verlagsgesellschaft Leipzig. 1968.

A geoelektromos módszerek eredményei Kunszentmárton környékén

ERKEL A. — KIRÁLY E. — NEMESI L.

A cikk röviden áttekinti a geoelektromos mélyszerkezetkutatás Kunszentmárton környéki eredményeit. A földtani geofizikai modell ismertetése után leírjuk az alkalmazott módszereket és a felmerült problémákat. Ezután a geoelektromos mérések komplex kiértékelésével meghatározott paraméter- és mélységtérképeket mutatjuk be, kiemelve a módszer alkalmazása során feltárt új szerkezeteket.

В работе дается краткий обзор результатов электроразведки, проведенной для изучения глубинного строения района Кунсентмартон. После описания геолого-геофизической модели района работ излагаются применявшиеся методы разведки и возникшие проблемы. Затем приводятся карты глубин и карты параметров, определенных в результате комплексной интерпретации данных электроразведки, причем особое внимание уделяется новым структурам, выявленным в процессе рассматриваемых исследований.

Es werden die Ergebnisse der geoelektrischen Tiefenstruktur-Untersuchungen kurz zusammengefasst. Nach Bekanntgabe des geologisch-geophysikalischen Modells des Gebietes beschreiben die Verfasser die angewendeten Methoden und die angetroffenen Probleme. Dann werden Parameter- und Tiefenkarten mitgeteilt, die durch eine komplexe Auswertung der geoelektrischen Messungen gewonnen wurden, wobei die durch Anwendung der behandelten Methode aufgeschlossene neue Strukturen hervorgehoben wurden.

A földtani-geoelektromos modell

A magyar medence e részének földtani felépítése egyszerű. A preausztriai medencealjzatot szinte kizárólag nagyellenállású (ρ_{∞}), nagy vastagságú paleo-mezozoós képződmények alkotják [2], (1. ábra). Az 1–6 km vastag medenceüledék többnyire kis ellenállású. A medencealjzat kiemelkedéseit (1–2 km) rendszerint csak kis ellenállású pliocén képződmények fedik.

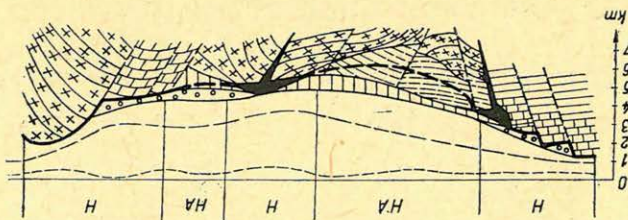
A fúrásszelvények adatai szerint a neogén, paleogén és a felső krétához tartozó ún. flis jellegű képződmények többsége kis ellenállású ($\rho_{v1} = 6 - 15 \text{ ohmm}$). Az idősebb neogén egyrésze, a paleogén és flis esetenként közepes ellenállással ($\rho_{v2} = 20 - 60 \text{ ohmm}$) is jelentkezhet.

Az újabb mérések eredményeiből a kréta-flis közel ρ_{∞} szintként is mutathatók, pl. a Nádudvar-15 fúrás környékén.

Az elektromos szelvény tehát legtöbb esetben egyszerű három (H), néha négy réteges (HA) görbékkel jellemezhető (2a és 2c ábra). Kedvezőtlenebb a helyzet akkor, ha a medencealjzatra települt közepes ellenállású (ρ_{v2}) képződmények és fedőrétegek között a vastagság- és ellenállásarányok

$$v_2 = \frac{m_{v2}}{m_{v1}} \leq 2 \quad \mu_2 = \frac{v_2}{v_1} \geq 2,$$

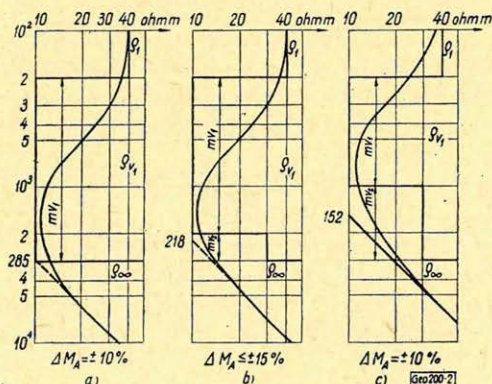
mert ebben az esetben a rejtett HA típusú görbéből m_{v2} és ρ_{v2} nem különíthető el (2b ábra). Ennek következtében az elektromos mérésekből meghatározott ρ_1 mélysége max. 20%-kal magasabbra kerül, mint a paleo-mezozoós képződmények tényleges mélysége (1. ábrán a vastag szaggatott vonal). Elképzelhető, hogy egyes nagyellenállású neogén vagy paleogén képződmények, bár vékony, de olyan összefüggő szintet képeznek, amely az elektromos áramokat a mélység felé leárnyékolja (mészkö, lávatakaró stb.).



Jelk.	ρ_v	ρ_k	ρ_{∞}	Képződmény	Fajlagos ellenállás (ohmm)	
				Pleisztocén	Lász, homok, kavics, agyag	10 - 70
				Felső pannon, Alsó pannon	Homok, agyag	6 - 15
					Agyag, homok, agyagmárga	
				Neogén	Homok, kavics, agyag	10 - 70
					Vulkanitok	60 - 200
					Mésző	70 - 200
				Paleogén	Márga, agyag	20 - 600
					Konglomerátum	\geq - 200
					Homokkő	20 - 200
				F. kréta flis jellegű k.	Mésző	> - 200
					Homokkő, agyag, márga	30 - 200
				Jura	Homokkő, márga, mésző	\geq 200
				Triász	Mésző, dolomit	600 - 2000
				Perm.	Homokkő, kvarcporfir	> - 500
				Ópaleozoális	Metamorf kőzetek	> - 500

Geo200-1

1. ábra. A kutatási terület geoelektromos modellje
 Фиг. 1. Геоэлектрическая модель района работ
 Fig. 1. Geoelektrisches Modell des untersuchten Gebietes



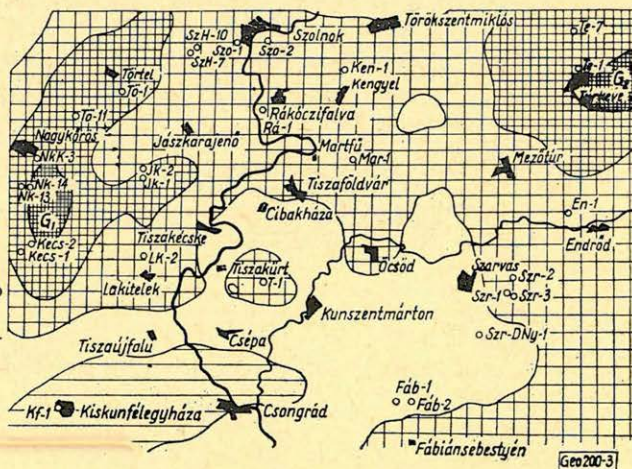
2. ábra. Szondázási görbetípusok
 Фиг. 2. Типы кривых ВЭЗ
 Fig. 2. Sondierungskurven-Typen

A komplex geoelektromos módszer eredményei

A következőkben a Kunszentmárton környéki mérésterület gravitációs, mágneses és geoelektromos anomália térképeit mutatjuk be, kiemelve azokat az új eredményeket, melyeket a geoelektromos mérések adtak.

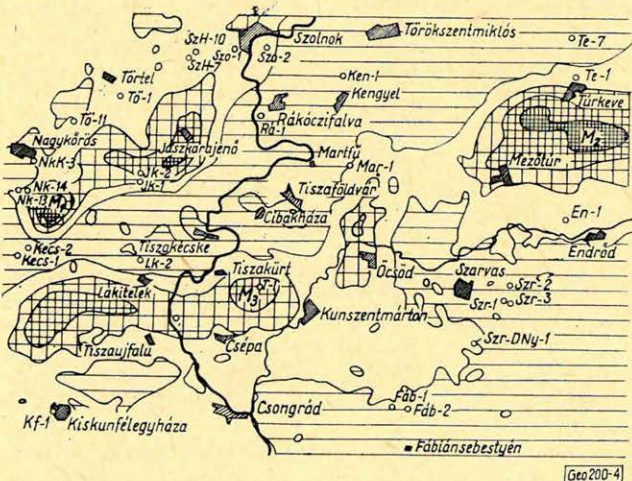
A Bouguer-anomáliák (3. ábra)

és a medencealjzat mélysége között a korreláció a mérésterületen igen gyenge [7]. Pl. a *Kecs-2.* és *Te-7* fúrásokban a medencealjzat mélységtérzése közel *1000 m*, míg a Bouguer-anomáliák csaknem azonos értékűek (G_1 és G_2). E jelenség oka valószínűleg az, hogy a medenceüledékösszletben (vertikális irányban) és az aljzatban (horizontális irányban) bekövetkező sűrűségváltozások az aljzattmélység változásával egyenértékű gravitációs hatást eredményeznek. Ezért az *1500 m*-nél mélyebb medencékben a mélység Bouguer-anomália korrelációja általában már igen gyenge vagy negatív is lehet.



3. ábra. Bouguer-anomália térkép
 Фиг. 3. Карта аномалий Буге
 Fig. 3. Karte der Bouguer-Anomalien

4. ábra. Mágneses ΔZ anomália térkép
 Фиг. 4. Карта аномалий ΔZ магнитного поля
 Fig. 4. Karte der magnetischen ΔZ -Anomalien



A mérésterületen a mágneses anomáliákat (4. ábra) olyan mezozoós vagy miocén vulkanitok hozták létre, amelyek a hatószámítás közelítő mélységadatait figyelembe véve a medencealjzatban (N_2), vagy az üledékösszletben ($N_1 - N_3$) helyezkednek el [8]. Ahol a gravitációs és mágneses anomáliák azonos helyen jelentkeznek, a ható feltehetően felső-kréta korú diabáz. Ahol a mágneses hatók a Bouguer-anomáliákban nem indikálódnak, ott valószínűleg miocén (andezit) vulkanitokról van szó.

ahol

ρ_M = a tellurikus állomásra vonatkozó ρ_σ érték,

ρ_B = a tellurikus bázisra vonatkozó ρ_σ érték,

H_B = 2110 m a medencealjzat mélysége a tellurikus bázison,

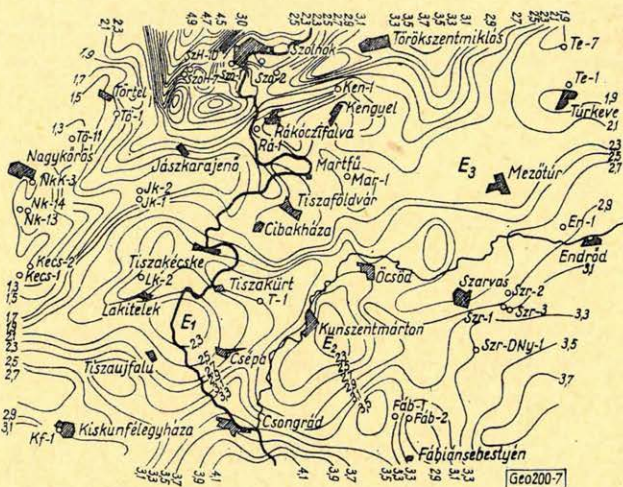
\emptyset = struktúra koeficiens.

E képlet alkalmazásával készült el a geoelektromos vezérszint térképe (7. ábra), amelyről egészen röviden a következőket mondhatjuk:

a) A ρ_∞ szint térképe tartalmazza mindazokat a szerkezeteket, amelyek az előzetes geofizikai adatokból, vagy fúrásokból már ismertek voltak.

b) Három nagy kiterjedésű maximumot látunk ($E_1 - E_2 - E_3$), amelyeket a geoelektromos kutatások új eredményének lehet tekinteni.

A geoelektromos vezérszint földtani korára vonatkozóan az alábbiakat mondhatjuk:



7. ábra. A geoelektromos vezérszint térképe
Фиг. 7. Карта опорного электрического горизонта
Fig. 7. Karte des geoelektrischen Haupthorizonts

1. A ρ_∞ vezérszint a Kecs-2 és Te-7 fúrások alapján a területi K-i és Ny-i határon a paleozóikummal esik egybe.

2. Mivel a területen neogénnél idősebb képződmény nem ismeretes, az elektromos mélységtérkép nagy valószínűséggel a neogén medence aljzatának domborzatát mutatja.

3. Ahol az idősebb neogén (– esetleg paleogén –) képződmények ellenállása növekedik (2.b. ábra), a ρ_∞ szint a paleozóikumnál (max. 20%-kal) feljebb helyezkedik el.

A 2–3. pontban felvázolt lehetőségekre a szeizmikus refrakciós mérések adják meg a választ. Az $E_1 - E_2 - E_3$ szerkezetek térségei szénhidrogén tárolásra igen perspektivikusak lehetnek, mivel ezeket mind keleti, mint déli irányból nagy kiterjedésű mélyülések határolják. Ezért további részletes szeizmikus kutatásuk indokolt.

- [1] *Erkel A.*: A vezérszint meghatározása tellurikus méréseknél. (Magyar Geofizika VI.évf. 2. sz.)
- [2] *Hobot J.*: A geoelektromos mérések medencealjzatra vonatkozó eredményei az alföldi komplex geofizikai kutatásban. (Intézeti jel. 1966. Kézirat)
- [3] *Hobot J.*: 1965. évi tellurikus mérések az Alföldön.
- [4] *Sz. dr. Kéllényi É. – Bagi R. – Bender Lné. – Hobot J. – Polcz I.*: Jelentés az 1964–65. évi Szolnok környéki komplex geofizikai mérésekről. (Int. pld. 1966. Kézirat)
- [5] *Király E.*: Geoelektromos mélyszondázások az Alföldön. (Int. pld. 1966. Kézirat)
- [6] *Liszt Fné.*: Geológiai adatok Kunszentmárton környékéről. (Gyűjtés a Kőolaj és Földgáz-ipari Tröszt adattárából 1966.)
- [7] *Liszt Fné.*: A nagyalföldi flis-képződmények látszólagos ellenállásviszonyai. (Kézirat 1965.)
- [8] *Pintér A. – Ádám O. – Szénás Gy.*: A magyar medence regionális gravitációs értelmezési problémái. (Geofizikai Közl. XIII. köt. 3. sz.)
- [9] *Posgay K.*: A magyarországi földmágneses hatók áttekintő vizsgálata (Kandidátusi ért. 1966. Kézirat)
- [10] *Szabadváry L.*: Ellenállás (ρ_g) korrekciós alkalmazása a tellurikus mérésekértelmezésénél. (Magyar Geofizika VI. 2. sz.)
- [11] *Szepesházy K.*: Adatok az Alföld középső, Szolnok körüli részeinek mélyföldtanához. (Földtani Int. 1965. Kézirat)
- [12] *Szénás Gy.*: A flis-kérdés geofizikai szempontból (előadás a Geofizikusok Egyesületében 1965)
- [13] *Szénás Gy.*: A geofizikai térképezés földtani alapjai Magyarországon. (Geofizikai Int. XIII. 3. sz.)

EGYESÜLETI HÍREK

A Magyar Geofizikusok Egyesülete 1967. november 27-i közgyűlése elhatározta az Általános Geofizikai Szakosztály megalakítását.

A Magyar Geofizikusok Egyesülete Országos Elnöksége felkérésére a szakosztály elnöke: Dr. Haáz István, titkára: Aczél Etelka lett.

Az Egyesület igen időszerű feladatot oldott meg azzal, hogy az eddigi Felszíni- és Mélyfúrásai Geofizikai Szakosztályok után ezt az új szakosztályt is megalakította. Az általános geofizikával foglalkozó szakemberek ezáltal új, közös fórumot kaptak. Az Általános Geofizikai Szakosztály megalakulása egyszersmind az Egyesület fejlődésének újabb mérföldkővét is jelenti.

Az 1968. március 7-i előadóülésen – Dr. Barta György elnökletével – Dr. Stegena Lajos összefoglalta az általános geofizikai kutatás hazai helyzetét és feladatait. Nézete szerint a jövőben nagyobb súlyt kell kapnia azoknak az általános geofizikai jellegű kutatásoknak, melyek a Magyar Medence és a környező területek mélyszerkezetével, kialakulásával foglalkoznak. A kitűnően sikerült előadóülést több hozzászólás is élénkítette.

Reméljük, hogy a szakosztály további működése a geofizika és más rokon tudományok kapcsolatát is élővé fogja tenni.

Szelektív gamma-gamma módszer alkalmazása érckutató fúrásban

MORVAI LÁSZLÓ

Ebben a munkában a szerző a szelektív gamma-gamma eljárással foglalkozik érckutató fúrásban műanyag szondához és Se^{75} -ös izotóp felhasználásával. A kísérletek célja a fotoeffektus-hatás detektálása, vagyis a nehézelem-koncentráció változásának kimutatása.

A továbbiakban a neutron aktivációs analízis alkalmazhatóságát vizsgálja a rézérc kimutatása céljából. Áttekintést ad a kiértékelés terén jelentkező problémákról és a kutatás további feladatait vázolja.

В работе рассматриваются вопросы применения метода селективного ГГК в скважинах, бурящихся на руды, с использованием зондов с пластмассовым корпусом и изотопа Se^{75} . Исследования проводятся для выявления фотоэффекта, т. е. для наблюдения над изменениями концентрации тяжелых элементов.

Обсуждается возможность применения нейтронноактивационного анализа для выявления медных руд. Описываются проблемы, связанные с интерпретацией получаемых данных и намечаются направления дальнейших исследований.

Es werden die Fragen der selektiven Gamma-Gamma-Messungen in Erzbohrungen unter Anwendung von Sondenhäusern aus Kunststoff und von Se^{75} -Isotopen beschrieben. Das Ziel der Experimente ist die Detektion des Photoeffektes, d.h., die Nachweisung der Änderungen der Schwerement-Konzentration.

Im Weiteren wird die Anwendbarkeit der Neutronen-Aktivationsanalyse für Kupfererzkerkundung geprüft. Verfasser gibt einen Überblick über die Probleme der Interpretation und die weiteren Aufgaben der Forschungen.

A gamma-gamma szelvényezés az irodalomban kétfelé formában vált ismertté: egyrészt mint formációsűrűség szelvényezés, másrészt mint szelektív gamma-gamma szelvényezés.

A formációsűrűség-szelvényezés, mint ismeretes, a gamma sugaraknak a kőzetben levő atomok elektronjain történő Compton szóródásán alapszik, míg a szelektív gamma-gamma szelvényezés esetén a fotoelektromos hatás játszik döntő szerepet. Ez a hatás a kémiai összetétellel hozható kapcsolatba és lehetővé teszi a nehézelem koncentráció meghatározását.

Ez a két fő kölcsönhatási forma sohasem fordul elő tisztán. A kémiai összetétel mindig bizonyos hatással van a formációsűrűség-szelvényezésre, a kőzet-sűrűség pedig hatást gyakorol a szelektív gamma-gamma mérésre.

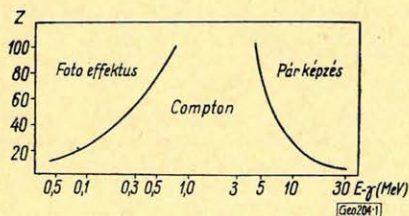
A kísérleti munkák célja olyan méréstechnika, illetve műszer felszerelés kialakítása, mellyel a hatások különválaszthatók.

A továbbiakban a szelektív gamma-gamma eljárás problémáival foglalkozunk.

A szelektív gamma-gamma eljárás fizikai alapjait számos szerző tárgyalja. Megállapítják, hogy különböző Z értékű anyagokban ugyanazon mérőelrendezéssel felvett szórt gammasugárspektrumok közötti különbségek meglehetősen nagyok. Ez lehetővé teszi, hogy a közeg kémiai összetételéről információt nyerjünk. A fotoelektromos effektus a primér gamma foton energiájának növekedésével rohamosan csökken és 1 MeV felett már teljesen valószínűtlen. A rendszám növekedésével azonban nő a fotoeffektus valószínűsége. A fentiek következtében lágy sugarakat kibocsátó izotópokat célszerű alkalmazni, to-

vábbá a szondaházat és a detektorokat úgy kell megválasztani, hogy alkalmasak legyenek a lágyműanyag gamma energiák detektálására.

A gamma foton és az anyag kölcsönhatási formáinak tartományait mutatja összefoglalóan 1. ábránk, ahol a gamma energia és a rendszám függvényében látható az egyes kölcsönhatás típusok valószínű tartománya. Mi kísérleti szelektív gamma méréseinknél az ólomérc kimutatására törekedtünk, melynek rendszáma 82. Az ábrából látható, hogy erre a fotoeffektus kihasználásához $0,4 \text{ MeV}$ -nél nem keményebb gamma sugárzás alkalmazása célszerű.



1. ábra. A gamma-sugár és az anyag kölcsönhatásának rendszám- és energiafüggése

Фиг. 1. Зависимость соотношения гамма-лучей и вещества (порядковый номер и энергия)

Abb. 1. Energie-Ordnungszahl-Abhängigkeit der Wechselbeziehung zwischen Gamma-Strahlung und Stoff

A Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézetben folytatott kísérletekhez első időben sugárforrásként Cs^{137} izotópot használtunk. A Cs^{137} sugárforrás és vas szondaház alkalmazásával nem volt lehetséges a fotoeffektus kimutatása. Ugyanez volt a helyzet duralumíniumból készült szondaházzal is. A későbbiek során Se^{75} -ös izotóppal kísérleteztünk, melynek átlagenergiája $0,4 \text{ MeV}$, első időben vasház, majd duralumíniumból készült szondaházzal. Azt tapasztaltuk, hogy ez a kombináció a recski ércutatató fúrásokban, ahol a kőzetek döntő többségének sűrűsége a 2 g/cm^3 értéket meghaladta, jobb rétegtani felbontást adott, mint a Co^{60} -as izotóp felhasználása. A javulás számításaink szerint $30 - 40\%$ volt.

A nehézelem-koncentráció változásával azonban az eredmények még így sem voltak összefüggésbe hozhatók. A detektált sugárzási energia küszöbének még alacsonyabbra való helyezése céljából műanyag szondaházat építettünk. Ezzel biztosítottuk a legkedvezőbb lehetőséget a szelektív gamma-gamma effektus jelentkezésére, és így a nehézelem-koncentráció kimutatására.

A műanyag szondaház előnyeinek tanulmányozására alkalmas a 2. ábra természetes gamma szelvénye műanyag és vasház változatban. A két görbén minden paraméter azonos. Ránézésre is, de számításokkal is megállapítható, hogy a műanyag szondában elhelyezett detektor a lágyműanyag sugárakat is detektálta és ennek következtében jobb felbontást is adott a rétegsorról. Az első rétegre 40 , a másodikra 80 és a harmadik rétegre számítva 50% -kal jobb a felbontás.

A felbontást az alábbi összefüggés szerint számítottuk:

$$\text{Felbontó képesség: } \frac{\frac{I_{\max m}}{I_{\min m}}}{\frac{I_{\max v}}{I_{\min v}}} \cdot 100\%.$$

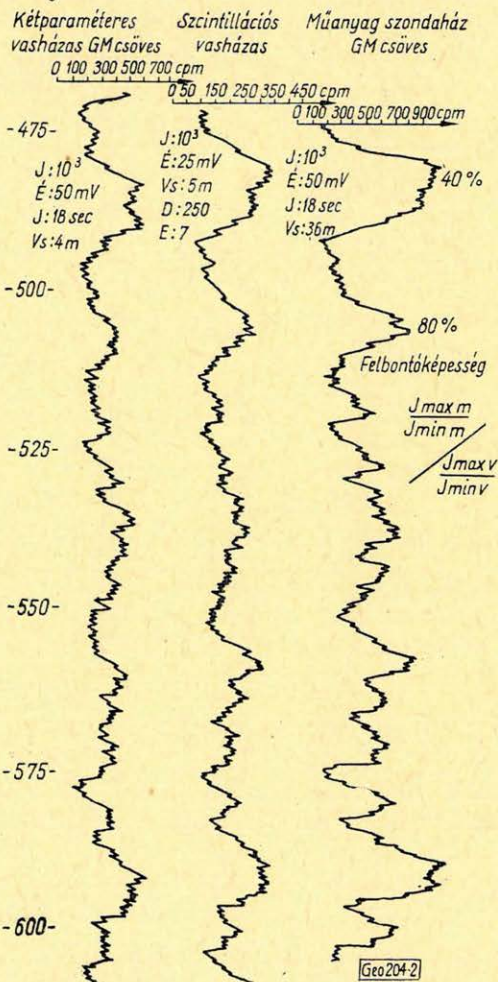
Az első kísérleti szelektív gamma-gamma szelvényünket Rudabányán egyik vasércutatató fúrásban vettük fel. Itt célunk elsősorban nem a vastartalom kimutatása volt, hanem a rétegsorban előforduló néhány %-os ólomérc.

Szelvényünkön (3. ábra) azonban nemcsak az ólomércet, hanem bizonyos mértékig a vasérc határait is ki lehetett jelölni. Érdemes figyelemmel kísérni a szondahossz változásának a hatását; míg a 29 cm-es szondahossz inkább a nehézelem változására volt érzékeny, addig a 9 cm-rel nagyobb, azaz 38 cm-es szondahosszal mért görbe a közetsűrűség változásával hozható összefüggésbe. A hagyományos vasház gamma-gamma szelvény csupán az elbontott pátosodott mézskövet hozta ki. A laboratóriumi elemzés során megállapított 3–6%-ig terjedő ólomtartalom, mely 7%-os vasértartalom kíséretében fordult elő, szelektív gamma-gamma szelvényünkön jól értelmezhető.

A 4. ábrán egy a reeski típusú érckutató fúrásban felvett komplex geofizikai szelvényanyag látható. Megállapíthatjuk, hogy az érces szakasz kijelölésére egyedül a PS szelvény alkalmas, míg a többi mérési paraméter az ércre jellemző anomáliát nem mutat. Természetes azonban, hogy a rétegtani felbontásnál a kőzetanyag felismerésénél ezen mérésekre is szükség van.

Az 5. ábrán több kísérleti görbét találunk:

- szelektív gamma-gamma,
- PS,
- 40 cm-es potenciál,
- indukciós,
- műanyag szondában felvett term.-gamma,
- műanyag szondával felvett gamma-gamma,
- Co^{60} -as izotóppal,
- centírozott állapotban felvett szelektív-gamma Se^{75} -ös izotóppal,
- a további szakaszban falhozszorítva szintén szelektív gamma-gamma szelvény szerepel, míg az utolsó oszlopban folyamatos neutron aktiválással felvett szelvényt tüntettünk fel.



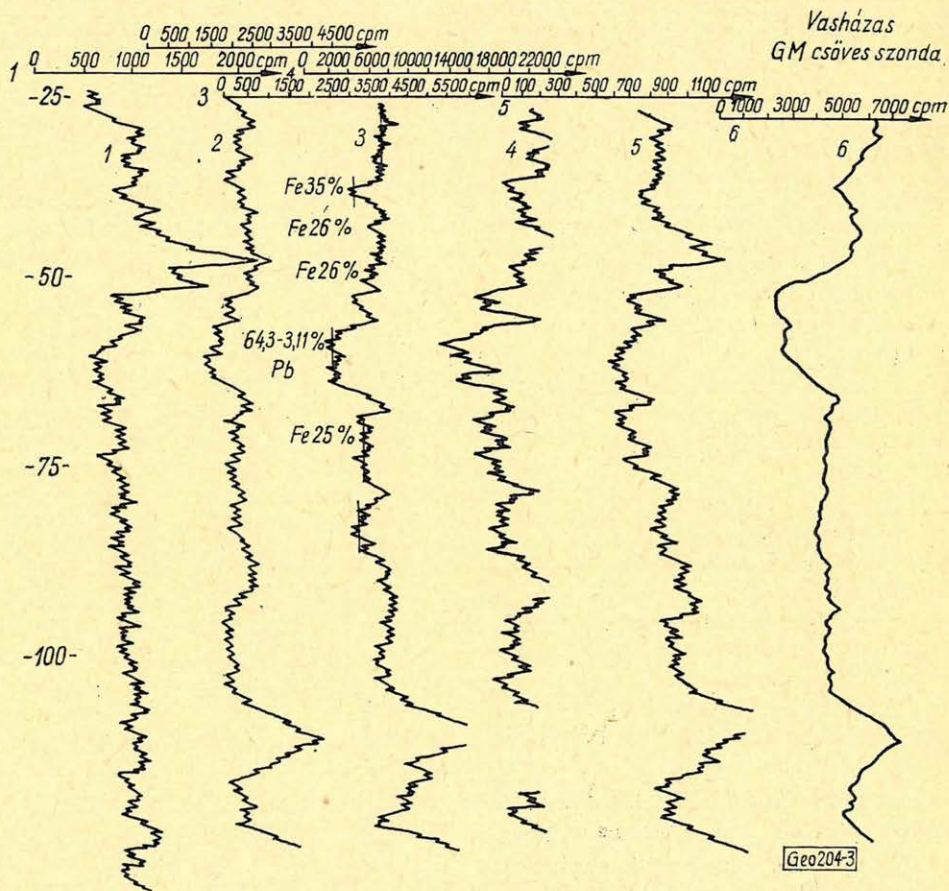
2. ábra. Különböző anyagú szondaházak hatása a természetes-gamma szelvényre

Фиг. 2. Влияние корпусов зондов из различного материала на кривые ГК

Abb. 2. Einfluss der Sondenhäuser aus verschiedenem Stoffe auf die Gamma-Karottagenkurve

Műanyag szondaházazs GM csöves szondával

term- γ	J: $5 \cdot 10^3$	J: $5 \cdot 10^3$	J: 10^4	J: 10^3	J: 10^4
J: 10^3	t: 12 sec	t: 12 sec	t: 6 sec	t: 18 sec	E: 50 mV
É: 25 mV	G: 25 mV	G: 25 mV	G: 50 mV	G: 25 mV	J: 18 sec
J: 10 sec	v: 3,4 m/p	v: 3,4 m/p	v: 3,4 m/p	v: 3,4 m/p	v: 5 m/p
v: 6 m/p	Prep.: 2,5 mC ^{75}Se	Prep.: 5 mC ^{75}Se	Prep.: 2,5 mC ^{60}Co	Prep.: 5 mC ^{75}Se	Prep.: 13 mC ^{60}Co
D: 250	1 cm: 385 imp	1 cm: 385 imp	1 cm: 1540 imp	1 cm: 76,9 imp	Szondahossz: 60 cm
E: 7	Szondahossz: 29 cm	Szondahossz: 29 cm	Szondahossz: 48 cm	Szondahossz: 39 cm	



3. ábra. Kísérleti szelektív gamma-gamma mérés vasérckutató fúrásban (Rudabánya)

Fig. 3. Опытные исследования методом селективного ГГК в скважине, бурящейся на железную руду (Рудабанья)

Abb. 3. Experimente mit selektiven Gamma-Gamma-Messungen in einer Eisenerzbohrung (Rudabánya)

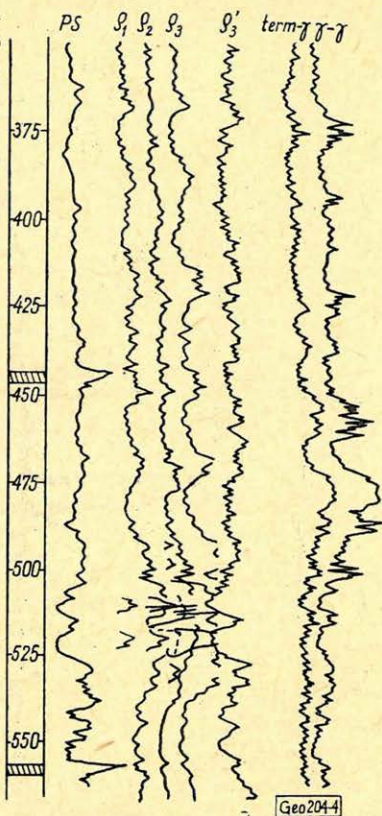
A szelektív gamma-gamma szelvényen az érces szakaszok jól elkülöníthetők, melyet az indukciós, de az aktivációs szelvény is alátámaszt. A centírozott és falhozszorított szelvények a fúrás 260 m körüli szakaszán érdekes jelenséget mutatnak, míg a centírozott gamma-gamma szondával és az aktiválással az érc kimutatható, addig a falhozszorított gamma-gamma szelvényünkön ez az érces zóna nem jelentkezik. A magmintán végzett ellenőrzés során azt tapasztaltuk, hogy az érc hasadék-kitöltés jellegű kifejlődésben fordult elő, így valószínű, hogy a falhozszorítás esetében az ércecel ellenkező oldalon haladt a szondánk, így nem mutatta azt ki. A szelektív gamma-gamma szelvényt nagyon szépen kiegészítette az indukciós szelvényezés. A két szelvény között feltűnően jó az egyezés.

Azonban az indukciós szelvény anomáliáit megfelelő kritikával kell vizsgálni, mert pl. a felső szakaszon 225 m körül jelentkező indukciós anomália nem az érc jelenlétével, hanem az andezitbe ágyazott agyagosodással hozható összefüggésbe.

4. ábra „Klasszikus” mérés-komplexum recki ércekatató fúrásban

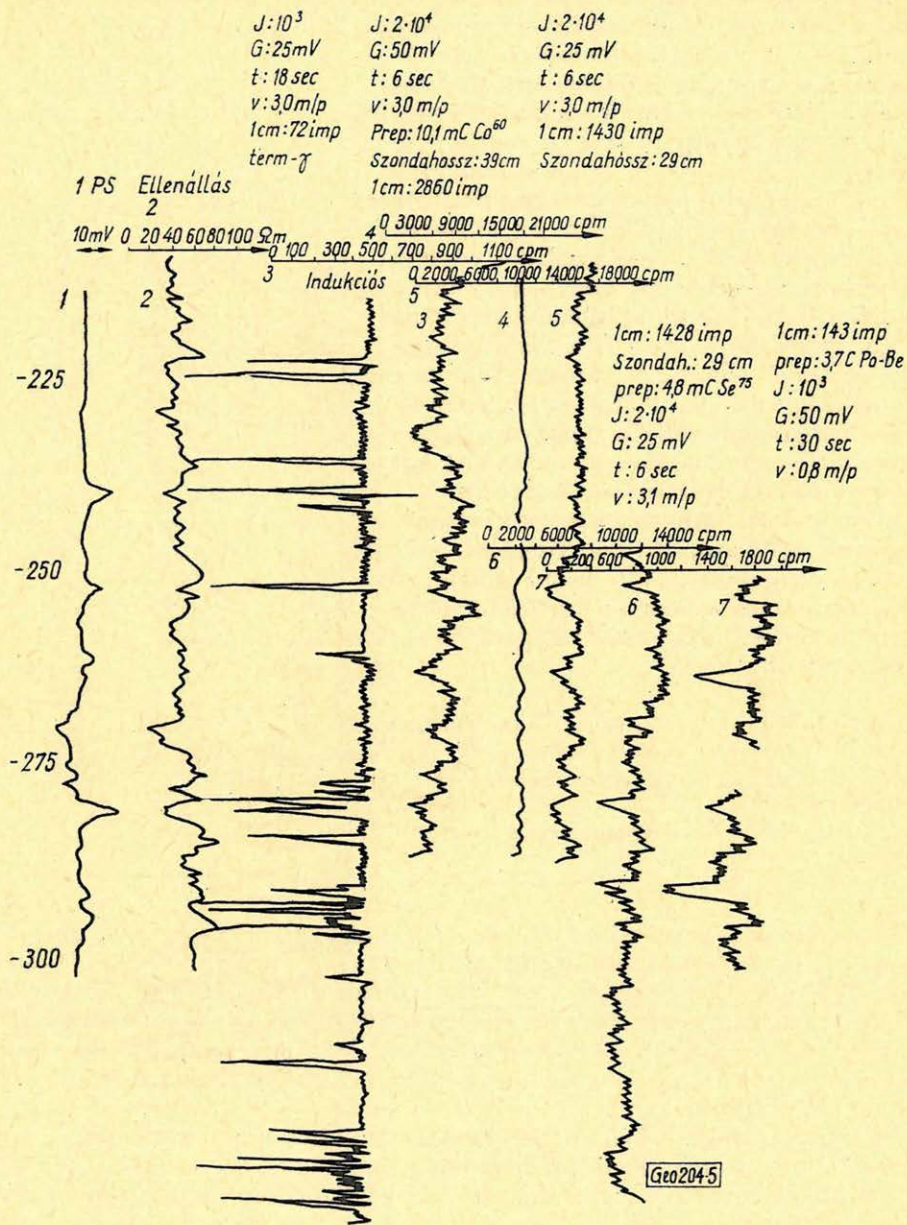
Фиг. 4. „Стандартный” комплекс исследований в скважине Речк

Abb. 4. „Klassischer” Messungskomplex in einer Erzbohrung von Reck



Az értelmezés pontosabbá tételéhez hozzátartozik még a neutron aktivációs analízis is. A recki ércekatató fúrásokban a rézérc a legkülönbözőbb kémiai kötésben fordul elő. Fémrézre vonatkoztatva már 0,45 %-os érc-tartalom mérővalóságot jelent. A galenitben az ólom 0–48%-ig terjed, telepre átszámítva átlagosan 0,5–4%-ig. Irodalmi adatokra és saját méréseinkre támaszkodva megállapíthatjuk, hogy ez az ólom-tartalom a szelektív gamma-gamma szelvényel kimutatható.

A neutron aktivációs karottázs kísérleteknél kiindul feltevésünk az volt, hogy a $Po-Be$ neutronforrásból kilépő neutronok hatására a rézben levő 63 és 64-es izotópok termikus neutronokkal való kölcsönhatás folytán felaktiválódnak és 64, ill. 66-os izotópok keletkeznek. A $Po-Be$ forrásból termikus neutronokon kívül gyors neutronok is kilépnek, de külön reakciót nem idéznek elő, hanem a fúróiszapban lefekeződnek termikus szintre és résztvesznek az aktivációs folyamatban. Az így keletkezett Cu^{64} és Cu^{66} -os izotópok aktivációs keresztmetszete 4,3, ill. 1,8 barn, felezési ideje 12,8 óra, ill. 5,1 perc. A rézércben a 63-as izotóp 69,1%-ban, míg a 64-es 30,9%-ban fordul elő. A felezési időkre való tekintettel a felaktiválódott izotópok közül a 66-os izotóp detektálására gondolhattunk.



5. ábra. Kísérleti mérések szelvényei egy recski ércutatató fúrásban

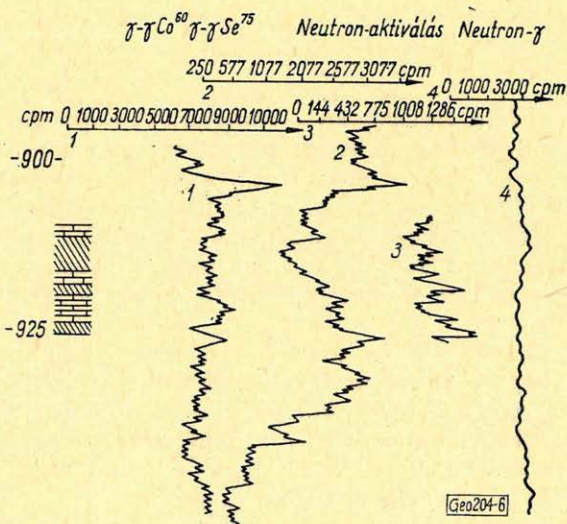
Фиг. 5. Кривые опытных исследований, проведенных в одной из рудопонсковых скважин в Речке

Abb. 5. Kurven der experimentellen Messungen in einer der Recsker Erzbohrungen

A recski kutatási területen megnehezíti a neutron aktiválás értelmezését az a tény, hogy az érc a mészkőben, vagy andezitben, annak repedéseit kitöltve található. Könnyebb neutron aktiváció szempontjából az az eset, ha mészkő ágyazó közzel állunk szemben, mert ez nem tartalmaz olyan elemet, mely a rézérchez közel áll felezési idő szempontjából. Ekkor a rézérchez közeli áll felezési idő szempontjából. Ekkor a rézérchez közeli áll felezési idő szempontjából. Ekkor a rézérchez közeli áll felezési idő szempontjából. Ekkor a rézérchez közeli áll felezési idő szempontjából.

Sokkal nehezebb a helyzet akkor, ha az érc andezitben van, ill. annak mállottabb szakaszait tölti ki. Az andezit mállott szakasza ugyanis jelentősebb mennyiségű, és a laboratóriumi elemzések azt mutatták, hogy a benne előforduló alumínium a 10–12%-ot is elérte. Az aktivációs hatásra keletkező Al^{28} -as izotóp 2,3 perces felezési ideje közel áll a rézér 66-os izotópjának 5,1 perces felezési idejéhez és annál lényegesen nagyobb %-ban fordul elő, így a meddő szakasz aktiválódik fel és az érchez szakasz minimummal jelentkezik. Nyilvánvalóan nem teljes minimummal, mert ebben a szakaszban a réz aktiválásából származó gamma-kvantumok is szerepelnek.

A szelektív gamma-gamma eljárás irodalmi adatok és saját tapasztalatok alapján is már néhány százalékos ólomérc kimutatására alkalmas. Volfstein szerint a szelektív gamma-gamma eljárás 4–6%-os ólomtartalomig használható fémkoncentráció számításra. Ezenfelül már a Co^{60} -al felvett gamma-gamma szelvény alkalmazandó, de a detektort ólomárnyékolással kell körülvenni a lágyszögű gamma-sugarak elnyelése céljából, mert így nyílik lehetőség a tiszta sűrűseffektus megközelítésére.



6. ábra. Szelektív gamma-gamma és neutron-aktivációs szelvény recski érchez zónában

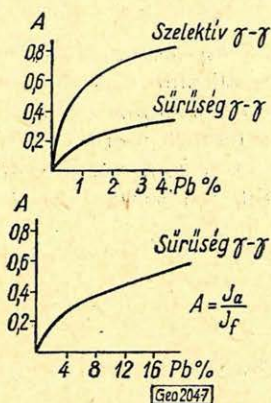
Fig. 6. Кривые селективного ГГК и нейтронно-активационного анализа в рудоносной зоне района Речк

Abb. 6. Kurven der selektiven Gamma-Gamma-Messungen und der Neutronen-Aktivationsanalyse in der Erz-Zone von Reccs

Szerinte az alábbi képlet alkalmazható a beütésszám és az ólomtartalom között:

$$A = \frac{I_a}{I_f}$$

ahol az I_a az érces zóna amplitudója, míg az I_f az ércmentes szakasz amplitudóját jelenti. A 7. ábrából látható, hogy a szelektív gamma-gamma szelvény a kiskoncentrációjú ércre nagyobb mértékben változik, mint a sűrűség-szelvény. Az ábra alsó részén bemutatott görbére az A értéke ugyancsak a fenti összefüggés alapján állapítható meg, de az I_a értékét nem az ércmentes szakasztól, hanem a szelektív gamma-gamma szelvényen már értelmezhető érces szakasztól vesszük, ugyancsak az I_f értékét is. Ez az értéket kb. 4%-ban állapíthatjuk meg.



7. ábra. Kalibrációs összefüggés az ólomtartalomnak szelektív gamma-gamma, ill. sűrűség-szelvényből való meghatározására
 Фиг. 7. Эталонная кривая для определения содержания свинца по кривым селективного ГГК и плотностного каротажа

Abb. 7. Eichkurve für die Bestimmung des Bleigehaltes aus den Kurven der selektiven, bzw. standarden Gamma-Gamma-Messungen

A recski ércutató fúrásokban a rétegtani felbontáshoz, a réteghatárok pontos kijelölésére továbbra is a hagyományos komplex karottázs-szelvényezést kell végezni. A várható érces szakaszban a komplex mérés kiegészítendő a szelektív gamma-gamma, indukciós, és neutron aktivációs szelvényezéssel az érces szakaszra vonatkozó pontosabb információk érdekében.

A kutatások további feladata az érces szakasz összetételére és kvantitatív értelmezésére vonatkozó ismeretek kibővítése. A megoldáshoz az alábbi lépések vihetnek közelebb:

1. El kell érni, hogy 20 cm körüli szondahosszat is biztosítani lehessen, mivel valószínű, hogy a nehéz elem változásra ez adja a legjobb érzékenységet.

2. A kvantitatív kiértékelés érdekében elkészítendő egy kiértékelő táblázat, vagy nomogram a beütésszám és a nehézelem koncentráció között; más problémát jelent a kiértékelés során az, ha az érc állandó sűrűségű szakaszban van, ill. változó sűrűségű szakaszban fordul elő.

3. Szcintillációs energiaszelektív méréssel biztosítani kell a 20–200 KeV közötti gamma-kvantumok regisztrálását a pontosabb értelmezés és jobb felbontás érdekében.

Tájékoztató a magyar geofizikusok 1967. évi mongóliai kutatásairól

KARAS GYULA—ZSILLE ANTAL—KREMSZNER MIKLÓS

A hazai geofizikusok mindig nagy érdeklődéssel figyelik azokat a kutatási munkákat, melyeket magyar szakemberek magyar műszerekkel Mongóliában folytatnak. Az utóbbi években ez a kutatási tevékenység kiszélesedett, mert a vízkutató expedíció kívül földtani-geofizikai térképezés is indult.

Alábbiakban három rövid beszámolót olvashatunk az Egyesületünkben elhangzott előadások kivonataként.

GEOFIZIKAI TEVÉKENYSÉG A MONGÓLIAI MAGYAR FÖLDTANI EXPEDÍCIÓ KERETÉBEN: KARAS GY.

Magyarország 1965 őszen kötötte meg Mongóliával azt a szerződést, amelynek értelmében 1966 tavaszán Földtani Expedíció kezdte meg 3 éves időtartamú térképező munkáját Mongóliában. A térképező munka KGST vállalat keretében indult, amelynek szakmai irányítója a Központi Földtani Hivatal, kereskedelmi vonatkozásait pedig a Nikex Külkereskedelmi Vállalat intézi.

A magyar és mongol fél között létrejött szerződés értelmében a térképezés közel 17 000 km² nagyságú területen történik.

A térképezés fő célja Mongólia olyan területeinek áttekintő jellegű földtani kutatása, amelyek a legkülönbözőbb ásványi nyersanyagok előfordulása, ipari értéke, és kitermelhetősége szempontjából még kevésbé ismertek, vagy egyáltalán nincsenek geológiai szempontból megkutatva és feltárva. Ezek a szempontok meghatározták a földtani térképezés formáját, ami méretarány szempontjából az 1:200 000 léptékű felvételt indokolta. Ezek alapján került sor a terület kiválasztására egyrészt olyan helyen, ahol eddig csak 1:500 000 vagy ennél is átfogóbb térképezés folyt, másrészt pedig olyan területre, ahol az eddigi eredmények és adatok birtokában a térképezési munka legtöbb konkrét eredménnyel biztatott. A terület lehatárolása helyszíni szemle alapján történt Mongólia Keleti részén Ulan-Bator-tól 500–600 km-re K-re, Szuhe-Bátor és Dornot ajmakok – megyék – területén a Csojbalszán, – Barunurt – Öndörhán városok által körülhatárolt területre. A terület D-i határvonalától kb. 200–250 km-re húzódik a Kelet-Góbi É-i szegélye.

Ez a területrészt morfológiailag a Kelet-Mongóliai síksághoz tartozik, 900–1000–1200 m tengerszintfeletti magasságokkal. A terület teljesen fátlan, füves pusztaság, viszonylag enyhe lejtőkkel és kiemelkedésekkel, ami egyes területrészeknek dombvidékes jelleget kölcsönöz.

Földtanilag ez a terület belesik a Csendes-óceáni érces övezetbe ón-wolfram-molibdén ércesedéssel, ami regionális jelleggel a térképezés megindulása előtt is ismert volt általános irodalmi adatokból.

A földtani térképezést az Expedíció a mongol – magyar fél között létrejött szerződésnek megfelelően, a Mongóliában érvényes előírások szerint végzi. Ez vonatkozik mind a térképezés módszertani részére, mind egyéb szervezési, gazdasági stb. kérdésekre is.

Módszertani vonatkozásban az előírások meghatározzák a földtani térképezés során, annak kiegészítésére végzendő geofizikai mérések milyenségét és bizonyos mértékben volumenét is.

Ebből adódik, de külön is hangsúlyozni kell, hogy a földtani expedíció keretében végzett geofizikai vizsgálatok nem önálló geofizikai térképezési munkákat, hanem a földtani térképezést elősegítő és kiegészítő geofizikai vizsgálatokat jelentenek.

Az 1:200 000 földtani térképezési munkákat megelőző azonos méretarányú légi mágneses felvételt a Mongol Geológiai Minisztérium végezteti expedíciónk munkájától függetlenül, eredményét természetesen a térképezés során az expedíció rendelkezésére bocsátja.

Így az expedíción belül a geofizikai munkák tervezésénél földi méréseket vettünk számításba, főleg felszíni elektromos és viszonylag kisebb volumennel földi mágneses méréseket. Ezeket a méréseket elsősorban lefedett szerkezetek kutatására, üledékvastagság megállapítására, regionális hidrogeológiai térképezésnél mélyszinti víztárolók vizsgálatára, mágneses anomáliák vonatkozásában hasznanyag felderítésre, vagy egyes effuzív összletek vizsgálatánál rétegtani kérdések eldöntésére stb. kívántuk felhasználni.

Területünkön légi mágneses és az elszórtan 4–5 körzetben végzett konkrét célfeladatú vízkutató mérésen kívül – ebben meg kell említeni az 1960–61-ben magyar csoportok által végzett elektromos méréseket is – egyéb geofizikai tevékenység nem folyt.

Földtani felépítés szempontjából röviden jellemezve a területet az alábbiakat lehet mondani.

1. Az idős, paleozoos képződményeket főképp metamorfizált kőzetek és savanyú vulkáni összlet képviselik.

2. A paleozoos képződmények után a jurában terrigén-futigén, savanyú effuzív és intermedier-bázisos effuzív összlet különíthető el.

3. A jura képződmények felett a kréta helyezkedik el, az alsó krétában terrigén, savanyú-effuzív, majd intermedier- és bázisos-effuzív összletével, míg a felső krétát homokos – agyagos, homokos-kavicsos – konglomerátumos összlet építi fel.

A felső kréta és harmadkori üledékek egymástól nem választhatók el.

4. Negyedkori képződményekként alluviális, diluviális, proluviális és tavi üledékek vannak elterjedve.

A felsoroltakon kívül mind területi elosztásuk, mind nyersanyagelőfordulással kapcsolatos szerepük miatt különleges helyzetet foglalnak el a különféle gránitok, mint intruzív képződmények.

Geofizikai mérések szerepe a térképezésben

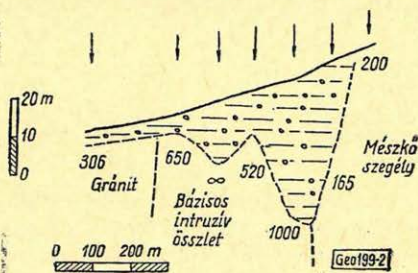
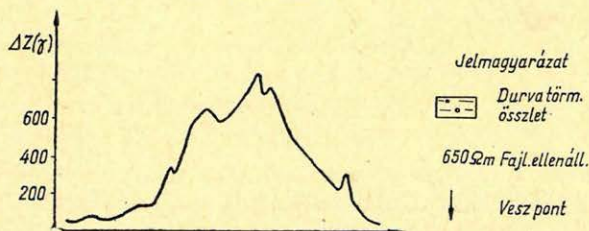
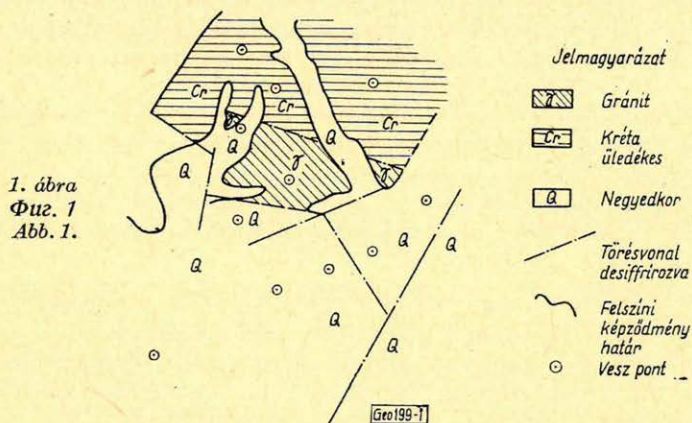
A földtanilag térképezett területnek kb. 35–40%-a nem hegyvidéki terület, hanem kréta és fiatalabbkori üledékekkel kitöltött medencealakat. Ennek a nagy területnek a térképezését a ritkított menetvonalú és észlelési pontú geológiai bejárás mellett teljes egészében felszíni elektromos mérésekkel biztosítottuk.

Módszerként a szükséges h vastagság és ρ ellenállásparámétert szolgáló eljárás, a vertikális szondázást alkalmaztuk, $Ge-20$ típusú műszerrel, $AB=4$ m-től $AB=800$ m térítéshosszig. Így a mérési kapacitástól (500 pont/év) és a területnagyságtól függően a mérési sűrűség kb. 1 pont/5 km².

A mérési pontok kitűzését nem a hálózatos pontelosztás alapján, hanem a területet térképező geológus megfigyeléseivel és főképpen a légi felvételek desiffrirozása útján kapott szerkezeti elemekkel összhangban terveztük meg. Ez utóbbi momentum külön is hangsúlyozandó a geológiai megfigyelések és a geofizikai tevékenység szoros együttműködésének hatékonyságát illetően. Ilyen példát mutat az 1. ábra. Az ábrán a légi felvételek alapján kianalizált törésvonalak helyzete és a mérési pontok elhelyezése, földtani szempontból pedig blokkszerűen összetört gránit – helyenként negyedkori takaróval elfedve – és kréta üledékes összlet látható.

A térképezendő területre eső üledékes összlettel borított területrészen belül 2 fajta, kiterjedésre és felépítésre is különböző medencetípus különíthető el:

a) nagykiterjedésű kréta medencék több 10 km szélességben és 50–100 km hosszúságban többszáz méteres üledékvastagsággal.



2. ábra
Füz. 2
Abb. 2.

b) nagyságrenddel kisebb méretű fiatalkori medencék néhányszor 10 m üledékvastagsággal.

Területi értékelés szerint jó korrelációs lehetőséget csak az első típusba tartozó nagykiterjedésű medencék, vagy medencerészletek adnak. Nagymértékben bonyolította és megnehezítette a kiértékelést és a korrelációt az alsó kréta különböző típusú effúziós összeleteinek jelenléte.

A Vesz mérési pontok feladatsoportok szerinti megoszlása: kb. 70% át-nézetes medencekutató és 30% lokális jellegű sekélyebb kutatási mélységű feladatot megoldó méréspont.

Mágneses méréseket évi 3000 mérési pont volumennel *M-17* típusú, *ΔZ*-mérő szovjet gyártmányú berendezéssel végeztünk. Tekintettel a mérési kapacitás viszonylag szűk voltára a módszert szelvénymenti mérésekkel, lokális jellegű feladatok megoldására alkalmaztuk.

Földtani szempontból két feladatsoportot kell külön megemlíteni, első-sorban a szkarnkutatást, másodsorban pedig az alsókréta különböző effúzív összeleteinek hovatarozását eldöntő rétegtani kérdések megoldását.

Az elektromos és mágneses mérések együttes alkalmazására példát a 2. ábra mutat.

Az ábrán egy szkarnos övezet csapásvonalára merőlegesen fektetett *ΔZ* mágneses és elektromos profil látható, ahol a mágneses anomália eredete a nagyellenállású bázisos intruzív kőzet.

Összefoglalva azokat a feladatokat, ahol az eddigiekben nélkülözhetetlen segítséget tudtak adni általuk alkalmazott geofizikai mérések a földtani felvételezésnél, az alábbiak sorolhatók fel:

a) Síkvidéki területek, medencealakulatok felmérése, eltemetett szerkezetek kimutatása, szerkezeti vonalak felderítése, illetve nyomozása.

b) Hidrogeológiai térképezéshez nélkülözhetetlen adatok biztosítása regionális jelleggel, a mélyszinti víztárolók és víznyerési lehetőségek vonatkozásában.

c) Torlatos nyersanyagelőfordulás kutatásánál sekélyszerkezeti és üledékvastagsági adatok szolgáltatása.

d) Szkarnos terület kutatásánál a mágneses ható eredetének tisztázása.

e) A különböző effúzív összeletek tagolásával rétegtani kérdések eldöntése.

f) A medencekutató fúrások telepítésekor azok helyének pontosabbá tétele s analóg geológiai formációk esetén a fúrás mennyiség csökkentése.

Az előbbieken adott rövid ismertetéssel csak érzékeltetni kívántuk a földtani expedíció keretében folyó geofizikai tevékenységet s nem akartuk az alkalmazott módszerek részletes vizsgálatát adni sem geofizikai sem földtani szempontból. Erre természetszerűleg csak az expedíció tevékenységének teljes befejezése után kerülhet sor.

VÍZKUTATÓ FELSZÍNI GEOELEKTROMOS ELLENÁLLÁSMÉRÉSEK: ZSILLE A.

A Magyar – Mongol Műszaki Tudományos Együttműködési Szerződés értelmében 1957. évben megalakított, s azóta folyamatosan működő Magyar Vízkutató Expedíció geofizikai részlegének 1966 – 67. évi tapasztalatait, észrevételeit a további sikeres, eredményes munka biztosítása érdekében ismertetni szeretnénk e munka iránt érdeklődő, de főleg a munkát továbbfolytató szakembereinknek.

Az expedíció felszíni geofizikai részlegének feladata az volt, hogy az ellenállásmérések eredményei alapján a vízfúzásokat az adott körülmények között a lehető legkedvezőbb helyre telepítsék a fúrások eredményességének biztosítása érdekében. A lemélyített kutak a városok és falvak lakosságának és állatállományának, valamint az ipari létesítmények vízellátását szolgálják.

A Központi-, és Szeleunge tartomány területén a két év alatt, évenként 200 napos terepi időt figyelembe véve, egy csoport 66 terület vizsgálatát végezte el. Ebből fúrásra javasolt 54, nem javasolt 7, további kutatásra javasolt 5 területet. A fúrásra javasolt 54 terület közül 1967. év végéig lefúrtak 49 fúrást, melyből 47 eredményes volt, míg 2 meddő, ill. kisvízhozamú.

Mérési területeinken a leggyakrabban előforduló geofizikai – geológiai modell általános felépítése a következő volt:

a) felszíni réteg, vastagsága 0,1 m-től 3 m-ig terjed. Ellenállása változó, eső után lecsökken, száraz időben megnő;

b) árnyékoló réteg, vastagsága 1–20 m között változik. Ellenállása rendszerint nagyságrenddel nagyobb, mint a vezérrétegé. Földtani felépítése változatos, száraz murvás törmeléktől görgetegig terjedhet;

c) vezérréteg, vastagsága kevés kivételtől eltekintve lényegesen nagyobb, mint az árnyékoló réteg mélysége. Ellenállása kicsi, 30–150 ohmm között változik. Földtanilag általában nem egy rétegnek, hanem számos rétegből álló összletnek felel meg. Agyag, homok, murva és törmelék rétegek váltakoznak. Amennyiben a vezérréteg vékony, úgy ekvivalenciahatás lép fel, ilyenkor csak a területi mérésekből kapott „ ρ ”-korrelációs függvény segítségével kaptuk meg az aljzat mélységét;

d) aljzat, ellenállása 200 – ∞ ohmm, leggyakrabban ∞ -nek vehető.

Földtani felépítés szempontjából a munkánk során mért területek kivétel nélkül hegyvidéken, nagyobb – kisebb völgyekben, esetleg medencékben fekvődtek. A hegységek eruptív vagy metamorf kőzetekből álltak. Az üledékes összletek a hegység eróziós, vagy tektonikai eredetű völgyeiben általában nem nagy, 10 m-től 150–200 m-ig terjedő vastagságúak voltak. Az 50–150 ohmm fajlagos ellenállású rétegösszlet ezen belül általában vízádónak bizonyult, ha az üledéksor kiterjedése és vastagsága elért legalább 15 km²-t, ill. 50 m-t.

Tapasztalatunk szerint a Központi-tartomány D-i területein igen gyakoriak az aszimmetrikusan feltöltött völgyek. Ezekben a völgy topográfiai mélypontja lényegesen eltérhet a völgy alapkőzetének morfológiai mélypontjától. A lemélyített fúrások igazolták mérési eredményeinket, a telepített vízfúrássok ezeken a területeken is eredményesek voltak.

VÍZKUTATÓ MÉLYFÚRÁSI GEOFIZIKAI TEVÉKENYSÉG MONGÓLIÁBAN:

KREMSZNER M.

Karottázs méréseinket a vízkutató expedíció keretében végeztük, a felszíni geoelektromos mérések alapján kitűzött pontokon lemélyített fúrólukokban a legkedvezőbb vízáadó szintek kijelölésére.

Ellenállás- és természetes potenciál-mérésekre szorítkoztunk, mert a rendelkezésünkre álló felszerelés elsősorban ezen paraméterek mérését tette lehetővé.

Műszerek

Mongóliában eddig három karottázs műszertípus nyert alkalmazást: 12B, HLH-10 és HL-10.

Műszereink általában a várakozásnak megfelelően működtek. Az expedíciós munka során a hazainál lényegesen nagyobb igénybevételnek voltak kitéve és a mostoha útviszonyok fokozott gondosságot igényeltek a műszerek szállításánál. A gépkocsiba történő beépítéssel sikerült a műszerek üzemképességét maximálisan biztosítani. Tapasztalataink szerint a kábeldobok konstrukciója kíván változtatást, mert az igénybevételt azok bírták a legkevésbé.

Ajánlatos felkészülni a műszeriparnak is a különleges körülményekre. Az egyik karottázás-műszerládáját például nem látták el festékréteg bevonattal. Bár terepi használatra nem került, a raktározás során a száraz éghajlatban a használhatatlanságig összeszáradt, megrepedezett.

Mérések szervezése

Külön nehézséget jelent a hírközlés megszervezése. Közismert, hogy a karottázás csoport mozgékonyasága a fúróberendezések állásidejét befolyásolja. Természetesen Mongóliában ennek megoldása rendkívül nehéz. Kevés helyen van hírközlőberendezés, s az sem használható mindig, hanem csak szakaszosan a nap bizonyos óráiban. A mérésekhez sokszor 5–10 nappal előre történt megbeszélés alapján vonultunk ki. Előfordult, hogy a berendezés már várakozni kényszerült, máskor nekünk kellett megvárnunk valamely akadály elhárítását.

Előfordult, hogy a méréshez való kivonuláskor a fúróberendezés szállító-kocsik hiányában a fúrási pontra még rá sem tudott költözni, a hírközlés lehetőségének hiányában azonban a mérőcsoportot már nem tudta értesíteni.

Az utak száraz időben jól járhatók, az esős időszakban azonban leromlanak. Gázlókön való átkelés mindennapos, miután hidat keveset találtunk. Példaként említhetjük meg azt az esetet, amikor a Tola folyó balpartján mértünk, majd át kellett kelnünk a jobbparton levő másik berendezésünkhöz. A fúrótornyok egymástól légvonalban kb. 20 km-re voltak, mégis 160 km-nél nagyobb kerülőt kellett tennünk, hogy hidat találjunk, amelyen a folyón átjuthattunk.

Eltérően a hazai gyakorlattól a mérések elvégzése után megvártuk a rétegek kipróbálását és az esetleges továbbfúrást. A mongóliai útviszonyok és távolságok mellett célszerű volt ez a megoldás, mert 1–2 napos várakozást jelentett ugyan karottázás csoportunknak, de nem kellett feleslegesen többszáz km-t megtennünk a telephelyre való, majd ismét a berendezéshez történő utazással.

Az utazások során külön problémát jelent az üzemanyag biztosítása, miután nyilvános tankállomások igen nagy távolságra vannak.

Minthogy a hidrogeológusnak nem állt rendelkezésére gépköcsi, rendszerint a karottázsgépkocsin járt. A szükségből erény született. A geofizikai vizsgálatnál egyidőben a mintaanyag szemrevételezése is megtörtént, a fúrások, a geológus és a geofizikus együttes helyszíni döntése kedvezőnek bizonyult.

Javítás, anyagellátás

A fokozott igénybevétel növeli a javítási és karbantartási szükségletet. A könnyen meghibásodó alkatrészekből sikerült megfelelő készleteket biztosítani. Az anyagokkal kapcsolatban azonban meg kell jegyeznünk, hogy nem mindig érkeztek meg időben és azoknak pontos szállítása nagyban segítené a terepi munkát.

A javítási munkálatokban segítségünkre volt a Mélyfúró üzem műhelye. A magyar szakemberek és a gépi felszerelés szükség esetén rendelkezésünkre álltak. Ennek jelentőségét csak akkor érthetjük meg, ha tudjuk, hogy geofizikai műszerek javítására szolgáló műhely nincs. Ilyen műhely létrehozására tudomásunk szerint most történnek meg az első lépések.

Dokumentáció

A karottázs-mérésekről kutanként dokumentáció készül. A pauszrajz tartalmazza a karottázs görbéken kívül a felszíni geoelektromos mérések eredményeit, valamint a fúrási munkálatok során megállapított rétegsort.

Az egyes kutakban végzett mérésekről készített dokumentáción kívül évi zárójelentést is adunk, amelynek első része a munkavégzéssel kapcsolatos adatokat tartalmazza, tehát gazdasági jellegű (időfelhasználás, anyagellátás, személyzet, gépkocsi). A második fele a tulajdonképpeni szakmai rész, amely a felszíni mérések és karottázs vizsgálatok adatainak összevetésével, a fúrási és karottázs adatok összehasonlításával, a meddő kutak mélyfúrási geofizikai vizsgálatával és a furatok szelvények alapján történő hidrogeológiai jellemzésével foglalkozik.

Szomorú hír érkezett Egyesületünkbe

ORSZÁGH JÁNOS

mindannyiunk szeretett „Janika Bácsija”, Egyesületünk alapító tagja – meghalt. Vele az évtizedek óta a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézetnél dolgozó geofizikusok egyike hagyott el bennünket.

Mindig emlékezetünkben marad kedves, eredeti egyénisége, nagy szaktudása, és tapasztalata, fáradhatatlan munkássága, segíteni kész jó szíve.

Szeretettel őrizzük emlékét.

Lányi János

Megemlékezés Dr. Kertai Györgyről

Még alig fél éve, hogy Egyesületünk alapító tagját, Dr. Kertai György geológust, a Központi Földtani Hivatal elnökét, a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagját tiszteleti taggá választottuk, s most fájdalmasan érint bennünket az a kötelesség, hogy megemlékezzünk munkásságáról, tevékeny, mindig mozgásban, fejlődésben levő egyéniségéről.

Fiatalon, 56 éves korában, hosszú betegség után, de mégis váratlanul távozott körünkből. Magyarországon azon kevés geológusok egyike volt, akik a geofizika szerepét már kezdetben is megértették, és eredményesen fel is használták.

Életét a kőolajiparnak szentelte, pályafutása azzal egyidős. 1937-ben fiatal geológusként kapcsolódott be az olajkutatásba, s 1944 óta egyre jelentősebb szerepet kapott annak irányításában. Az olajipar államosítása után, 1948-ban, kidolgozta a hazai kutatási programot, 1949–1956 között a Kőolajipari Igazgatóság vezetőhelyettese. Az 1957–1963. években az Országos Kőolaj- és Gázipari Tröszt Kutatási Főosztályának vezetője, 1963-tól az Országos Kőolaj- és Gázipari Tröszt vezérigazgatóhelyettese, 1964-től a Központi Földtani Hivatal elnöke volt.

Itthon és külföldön egyaránt elismert szaktekintély, a magyar geológustársadalom nagy alakja, nemzetközi hírű olajgeológus, a hazai olajgeológiai iskola megalkotója. Nemzetközi viszonylatban is nagy jelentőségű volt az a megállapítása, hogy hazánkban a fiatal geológiai korokban is képződött kőolaj és földgáz. Ez a megállapítása a hazai szénhidrogénkutatásokat nagymértékben előre lendítette. A magyarországi medencealakatokról szóló munkája ma is alapvető, nemcsak az olajipari szakemberek, hanem Magyarország földtanával bármely vonatkozásban foglalkozók számára is. Munkásságából különösen kiemelkedő a Nagyalföld kutatására vonatkozó elképzelése, amelynek megvalósításáért hosszú és kemény harcot folytatott. Az olyan eredmények, mint Hajdúszoboszló, Pusztaföldvár, Battonya, Kunmadaras, Algyő stb. önmaguktól is igazolják elgondolásai helyességét. Mint geológus és mint iparági vezető, mindig szívén viselte a geofizika ügyét. Nem utolsó sorban az Ő érdeme, hogy korszerű felszíni és mélyfúrási geofizikával rendelkezünk, s az utóbbi években az elhalóban levő geofizikai műszergyártás is újraéledt.

Tudományos munkásságát és gyakorlati eredményeit megbecsülték. 1947-ben magántanár a szegedi egyetemen, 1948 óta a kőolajföldtant adta elő az Eötvös Loránd Tudományegyetemen. 1953-ban a Kossuth-díj ezüst fokozatát, 1952-ben Munkaéremrendet, 1955-ben Magyar Munkaéremrendet, 1966-ban a Munkaéremrend arany fokozatát kapta. 1952-ben a föld, és ásványtudományok kandidátusa, 1962-ben doktora, 1965 óta a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagja.

Közismert volt humanitásáról és magasszintű általános műveltségéről. A Pártnak mindig odaadó hű munkása, aki számtalan társadalmi funkciót is ellátott.

Halálával egy nagy egyéniséget, a kedves tanárt, a jóbarátot veszítettük el.

Budapest, 1968. május 22.

Ádám Oszkár

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Семереди, П.</i> : Принципиальные основы измерений, базирующихся на протонной прецессии	81
<i>Эркель, А. — Кирай, Э. — Немеш, Л.</i> : Результаты геофизических исследований проведенных методами электроразведки в районе Кунсентмартон	99
<i>Морваи, Л.</i> : О применении метода селективного ГГК в скважинах, бурящихся на руды	105
<i>Караш, Дь. — Жилле, А. — Кремснер, М.</i> : Информация о разведочных работах, проведенных венгерскими геофизиками в 1967 г. в монголии	113
Новости в Обществе Венгерских Геофизиков	104, 119, 120

INHALT

<i>P. Szemerédy</i> : Grundprinzipien der Messungen, die auf Protonprezession basieren	81
<i>A. Erkel — E. Kirdly — L. Nemesi</i> : Ergebnisse der Anwendung geophysikalischer Methoden in der Umgebung von Kunszentmárton	99
<i>L. Morvai</i> : Anwendung der selektiven Gamma-Gamma Methode bei den Bohrungen der Erzschildung	105
<i>Gy. Karas — A. Zsille — M. Kreamszner</i> : Bohrlochgeophysikalische Arbeiten im Interesse der Wasserschürfung in Mongolien	113
Nachrichten der Ungarischen Geophysikalischen Gesellschaft	104, 119, 120

Nyomdai kézirat elkészítésének előírásai

A Magyar Geofizika szerkesztősége csak az alábbi módon elkészített kéziratot fogadja el:

A kézirat A/4-es papíron (normál irodapapír) két példányban küldendő be. Ezek közül az egyik példány első gépelés legyen. (Indigóval készült másolatot a nyomda nem fogad el.) A papírlapon csak az egyik oldalra lehet gépelni 2-es sortávval. Egy-egy sorban 50 betűhely lehet. A bal margót az írógép 20-as beosztására kell állítani. Egy oldalon 25 sor gépelés lehet. A gépelt szövegben minden szükséges ékezetet fel kell tüntetni, amelyik nincs az írógépen, azt tollal utólag kell felrakni.

A táblázatokat külön lapra kell gépelni, helyüket a folyamatos szöveg bal oldali margóján is fel kell tüntetni.

A rajzokat tussal kell megrajzolni pausz vagy fehér papíron. A különböző jelölések csak csikozással, pontozással oldhatók meg, színezett rajzok nem közzölhetők. Csak kemény, kontrasztos fényképfelvételek fényes papírra készült másolatai alkalmasak a közlésre. Térképeken, szelvényrajzokon a léptéket rajzos léptékben adjuk meg. Az ábrák aláírását, lábjegyzeteket külön lapra kell gépelni, sorrendjüknek megfelelően.

Minden rajzon, fényképen fel kell tüntetni az ábrák számát, valamint nyíllal meg kell jelölni a felső szélét.

A kéziratban a görög, gót betűket, matematikai ábrákat és képleteket rajzolt betűkkel (nem folyóírással) kell feltüntetni.

A cikkhez a lapban orosz, valamint német kivonatot közlünk. Kérjük a szerzőt, hogy ennek szövege röviden ismertesse a tanulmányt úgy, hogy az az összefoglalás alapján érthető legyen.

Amennyiben az idegen nyelvű összefoglalást a szerzőnek nem áll módjában a fenti két idegen nyelven megadni, úgy kérjük annak fordításra alkalmas magyar nyelvű kivonatát 3 példányban.

A fordítás költségét, valamint a nem szabvány formában érkező kézirat gépelési költségét a szerzői díjából térítjük meg.

SZERKESZTŐSÉG