

АНДРАШИ ЛАСЛО – ШЕБЕШТЬЕН КАРОЙ

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

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

L. ANDRÁSSY – K. SEBESTYÉN:

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

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

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

ANDRÁSSY LÁSZLÓ – SEBESTYÉN KÁROLY

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

ahol

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

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

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

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

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

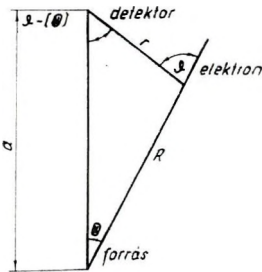
$$k = \mu_0 \rho \cdot a, \quad (1.6)$$

ahol a  $\mu_0$  az elsődleges sugárzás tömegabszorpciós koefficiense.  $\mu_0$  értékét meghatározták  $\text{Co}^{60}$  izotópra:

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

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

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



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

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

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

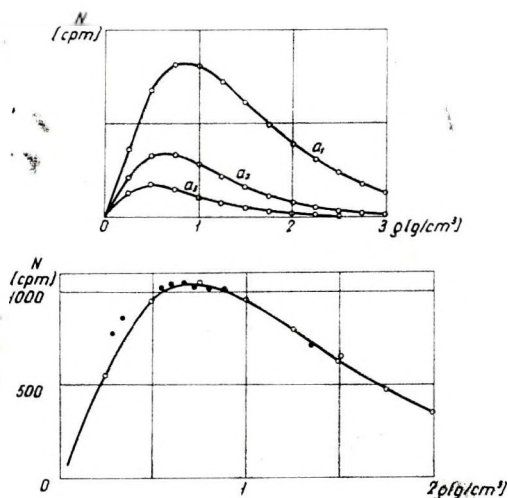
## 2. Grafikus összefüggés a $\rho$ közetsűrűség, ill. $N$ . betűszám között.

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

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

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

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



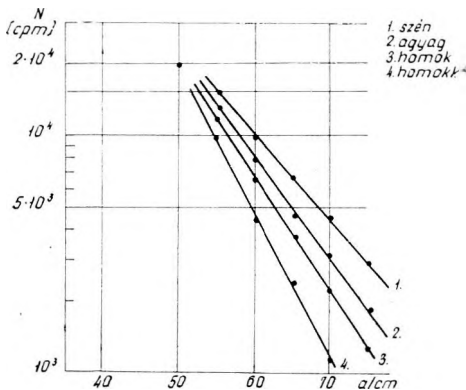
2/a. ábra. 2/b. ábra.

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



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

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



3. ábra. A beütésszám ( $N$ )

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

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

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

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

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

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

4. ábra. A beütésszám ( $N$ )

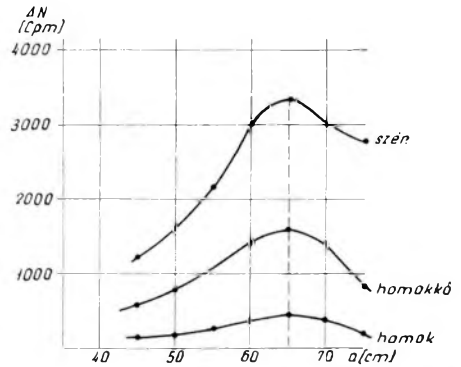
- a) forrás-detektor távolság
- b) sűrűség függvényében  
(alkalmazott izotóp  $Co^{60}$  50 mC)

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

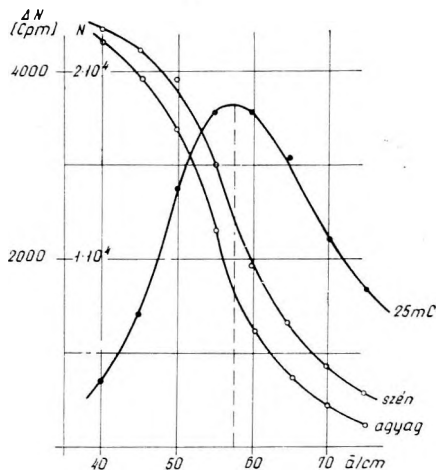
- a) расстояния источника до детектора,
- б) плотности.  
(В качестве изотона использован  $Co^{60}$ , 50 микро)

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

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



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



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

Фиг. 5. Зависимость количества импульсов от длины зонда

Fig. 5. Sound length versus impulse number

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

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

60 mm-es falhozszorítás céljából rugókkal ellátott szonda.

A transzformációs faktor megállapítása következőképpen történt:

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

2. táblázat

Képződ- mény	Réteg vast.	N cpm	$\sigma$ cpm	Term- $\gamma$ cpm	$N_v$ cpm	Sűrűség g/cm <sup>3</sup>	Porozitás
homok	9,5	9582	$\pm 214$	196	9386	1,75	34,45

Az 1. táblázatból az 1,75 g/cm<sup>3</sup> sűrűségnek az elméleti görbéből kiolvastva 4700 cpm felel meg. Az  $A$  transzformációs faktor tehát:

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

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



KONDÓ 127.

Telep	Telep vastagság (m)	Beltés N (cpm)	Korrekciók				Beltés $N_p$ (cpm)	Törőgat- súly $\mu$ (cm <sup>2</sup> 27-ből)	Sűrűség labor elemzés	Ham- tartalom %
			Terve-y	Érzékenység	Ivnyk- átmérő	Réteg				
II.	1,60	15 708	132	-	-	-	1,28	1,29	8,91	
III.	0,80	15 566	203	-	-	-	1,30	1,35	17,48	
III/a.	0,70	14 280	153	-	-	1,05	1,33	-	-	
IV.	1,90	14 994	346	-	-	-	1,35	1,33	13,61	

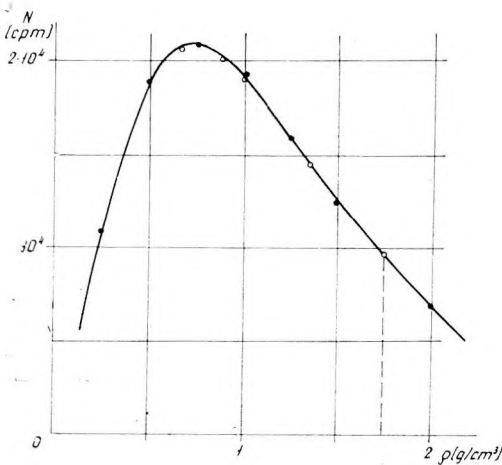
Diósgyőr 248. (kísérleti fűrés)

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

Diósgyőr 262.

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

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



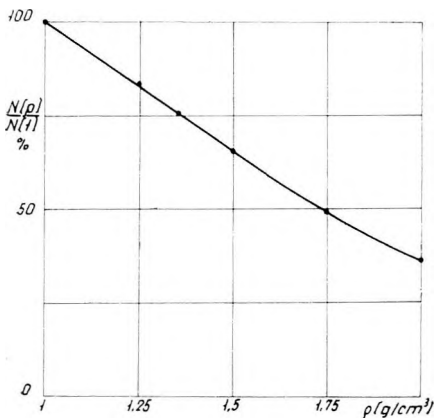
6. ábra. Összefüggés a beütésszám és a térfogatsűrűség között

Фиг. 6. Зависимость количества импульсов от объемной плотности

Fig. 6. Impulse number versus density

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

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



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

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

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

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

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

4. táblázat

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

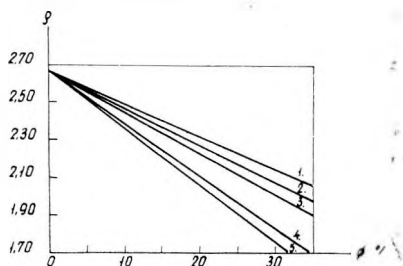
A beütésszám-sűrűség görbének a mérőberendezés karakterisztikájától való függőségét kiküszöbölhetjük a szonda megfelelő hitelesítésével. Ha pl. a szonda hitelesítése a víz egységnyi sűrűségére történik, akkor az ettől eltérő sűrűségekhez tartozó impulzusszám hányadosok a 8. ábrán látható görbét

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

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

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

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



határozzák meg. A koordináarendszer vízszintes tengelyén a különböző térfogatsűrűség értékeket, az ordináta tengelyen az egyes sűrűségekhez tartozó beütésszám  $N(\rho)$  és a víz sűrűségéhez tartozó beütésszám  $N(1)$  hányadosainak százalékos értékét ábrázoltuk. Összefoglalva: a sűrűség-impulzusszám görbéből leolvasott, ill. laboratóriumban meghatározott térfogatsűrűségértékek a hibahatárokon belüli egyezést mutatnak. A leolvasott sűrűségértékekre a megkívánt pontosság irodalmi adatokból ismeretes. J. J. Pickell és J. G. Heacock szerint a maganalízis és a gamma-gamma szelvényekből meghatározott átlagos sűrűségeltérés kb. 0.03 g/cm<sup>3</sup>, de a maximális eltérés sem lehet 0.05 g/cm<sup>3</sup>-nél nagyobb. Más szerzők szerint ez az eltérés 0.04 g/cm<sup>3</sup>-t nem haladhatja meg. (Megjegyezzük, hogy a szerzők ideális lyukfeltételeket tételeznek fel.) Eredményeink egyezése a hibahatárokon belül vannak. A fennmutatott

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

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

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

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

#### IRODALOM

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