

Természetes gamma-spektrumok

TIHANYI LÁSZLÓ

A szerző a kőzetekben a többszörösen szóródó gamma-fotonoknak az energielvonását vizsgálja. Megállapítja, hogy a kőzetek természetes gammasugárzása áthaladva a fűrőlyuk falát alkotó kőzeteken a fűrőiszapon és a lyukműszer házában acélfalán, elveszti eredeti energia eloszlási karakterét. A folyamat a lágy sugárzások kiemelődéséhez vezet. Megfelelően kialakított mérőberendezés új radiológiai módszerekhez vezethet.

А работе рассматривается вопрос об убытении энергии гамма-фотонов, многократно рассеянных в горных породах. Проходя через горные породы, слагающие стенки буровой скважины, через буровой раствор и стальную стенку корпуса прибора, естественное гаммаизлучение пород теряет характер своего первоначального распределения энергии. Этот процесс приводим к выделению мягких компонентов излучения. Путем разработки соответствующей аппаратуры можно создать новые радиометрические методы.

Es wird die Energieabnahme der in den Gesteinen vielfach zerstreuten Gamma-Photonen untersucht. Während die natürliche Gamma-Strahlung die Gesteine des Bohrloches, den Bohrschlamm und das Stahlgehäuse des Bohrlochgerätes durchflutet, verliert sie den ursprünglichen Charakter ihrer Energieverteilung. Dieser Vorgang führt zur Erhebung der weichen Strahlungskomponenten. Durch Entwicklung geeigneter Messgeräte bietet sich die Möglichkeit neue radiologische Methoden auszuarbeiten.

A kőzetekben többszörösen szóródó gamma fotonok energiája egyre alacsonyabb értékeket vesz fel. Ez a folyamat addig tart, amíg a sugár rész túlzott lágyulása folytán képtelenné válik az anyagban való továbbhatolásra. Amely keménység fok alatt nem fordulnak elő gamma részek, ott a spektrum vonal is nullára esik. A kritikus keménység fokát a kőzetek egymástól eltérő értékeknél alakítják ki, az atomsúlyuk függvényében, viszont függetlenül attól, hogy a sugárzás milyen erősségű és keménységű, természetes, vagy akár mesterséges forrásból ered. Ez a természetes aktivitásból is kiolvasható számérték tehát nem a kőzetekben esetlegesen előforduló radioizotópra, uránra K^{40} -re jellemző, mint a természetes gamma mérés, hanem a vizsgálandó kőzet tömegét kitevő anyagra.

A gamma-gamma mérési eredményeket a jelenlegi szonda-megoldások

esetén az elektron sűrűség, tehát közelítőleg az anyag sűrűsége határozza meg. A kritikus keménység regisztrálásával így mód nyílik arra, hogy radiológiai módszerekkel a faj-súly szelvényt mellé az atomsúly szelvényt is felvehessük. Az új paraméter hasznosságát csak azzal kívánom aláhúzni, hogy közvetlen számszerű kapcsolatban áll a kémiai analízis eredményeivel.

Ezek után keressük ki és vizsgáljuk meg kissé közelebről a vázolt jelenségben szerephez jutó fizikai folyamatokat.

A gamma-sugár az anyaggal 3 közismert módon léphet számottevő kölcsönhatásba. Compton-szórással, foto effektussal és párkeltéssel. A párkeltés 1 MeV felett érvényesül csak, vizsgálódásaink pedig a spektrum lágy tartományán mozognak.

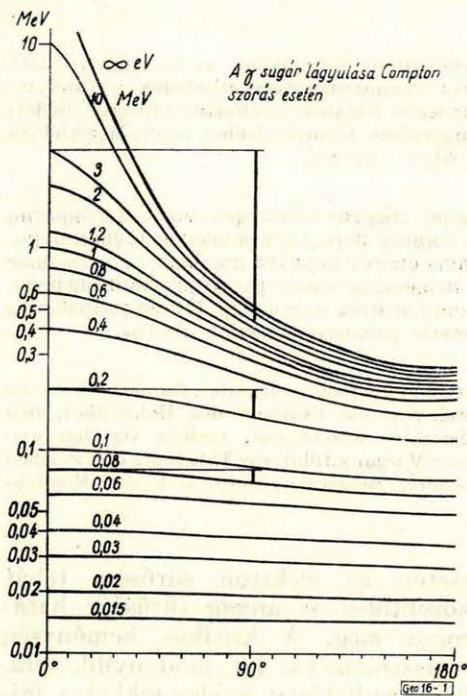
A Röntgen-sugár tartományban ismeretes más irányváltozás is, a diffrakció. Mivel a lágy sugarak erősen át-

nyúlnak ide, ezt is meg kell vizsgálnunk. Diffraktált sugarak mintegy 5° -on belül észlelhetők, tehát szög-szórás tekintetében csaknem a direkt sugárral azonosíthatók. Keletkezésük

Kimondhatjuk tehát, hogy szóródás csak Compton-effektussal, abszorpció pedig csak foto-effektussal következik be.

Energialépcső

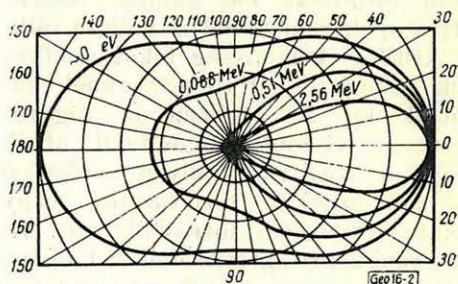
Ha gamma-sugárzás anyaggal való ütközésekor Compton-szórás következik be, a foton a törésszögtől függő energia defektust szenved. Hullámhosszakban kifejezve a defektus sem a primér energiától, sem a szóró közeg anyagi minőségétől nem függ. MeV-ekben kifejezve azonban csak az utóbbi függetlenség marad meg, ahogy az 1. ábrán látható. A paraméterek a belépő sugár keménységét, az ordináta a kilépőét mutatja, a vízszintes koordináta tengelyen pedig a törésszögek találhatóak. Ebből az ábrából is kiolvasható, hogy a törésszögek valamilyen átlagával számolva minden egyes primér energiához tartozik egy-egy átlagos energiadefektus, melyek a spektrum kialakulásának első alaptényezői. Az átlagos törésszöget azonban nem tekinthetjük egyszerűen a $0-180^\circ$ -ig terjedő teljes intervallum középértékének, azaz 90° -nak, mert a Compton-szórás az energiától függően erősebb vagy gyengébb



1. ábra. A γ sugár lágyulása Compton-szórásnál

helye a mikrokristályok rácsa, tehát a közetek anyaga csaknem minden esetben. Nem lép fel azonban energieltérés a belépő és kilépő sugárzás között és így a jelenség a spektrumok kialakulását nem befolyásolja.

Abszorpció is léphet fel a fotoabszorpciós folyamaton kívül, pl. magrezonancia útján. Ez a folyamat a neutron aktivációhoz hasonló módon radioizotópokat termel. Hatáskeresztmetszete azonban rendkívül kicsi a rezonáns keménységű monokromatikus sugárzásra nézve is. Az esetünkben adott folytonos spektrum komponenseire nézve pedig elvileg zérus.



2. ábra. A γ sugár szóródásának szögkorelációja

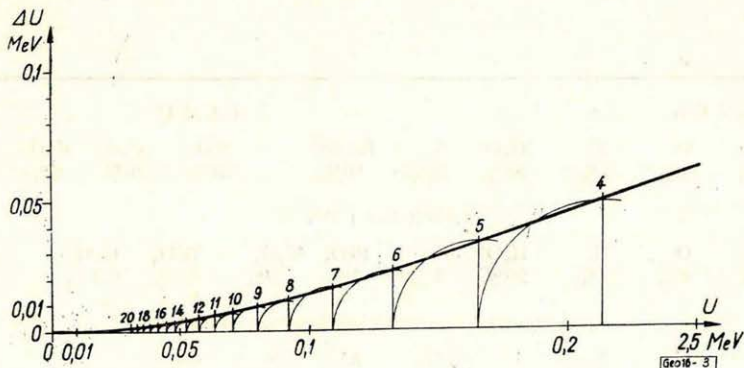
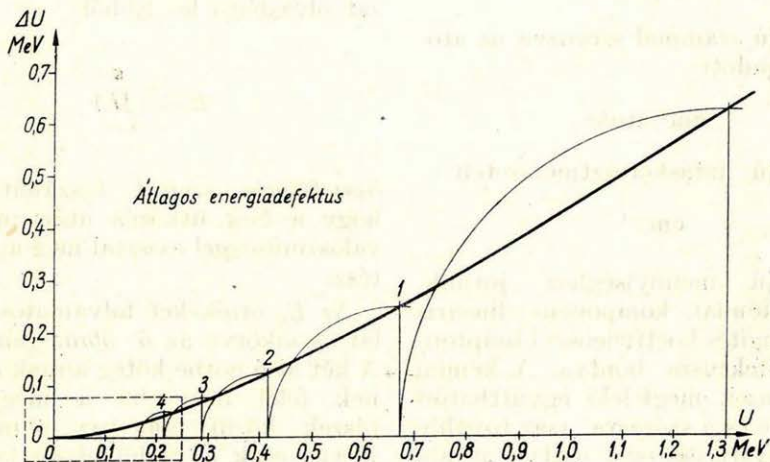
szögkorelációt mutat. Míg alacsony energiáknál az átlag valóban 90° , a 2. ábra szerint $0,51$ MeV-nél már csak kb. 25° .

Az egy szórásnál átlagosan elvesző energia közepelés nélkül számított pontos eredményeit készen is megtalálhatjuk *Charlotte M. Davison* „Interaction of Radiation with Matter” c. dolgozatában, mely a céljainak megfelelő átskálázás után a 3. ábrára foglalható. Ennek a grafikonnak a két koordináta tengelye azonos léptékűre van készítve és így pl. egy 1,3 MeV-es primér energiájú gammafoton energialepcsője egymás után bekövetkező Compton-szórások során, az ábrán látható egyszerű

grafikus módszerrel meghatározható. Alig térnek el ettől az 1,46 MeV-es K^{40} -ból származó, vagy az 1,17 és 1,33 MeV-es Co^{60} -tól származó gamma-sugarak energialepcsői.

Abszorpció, az ütközéseken való túljutás valószínűsége.

A természetes spektrumok kialakulásának második tényezője az abszorpció. Ezt már nem lehet a közetek mineműségétől elvonatkoztatva tárgyalni.



3. ábra. Az átlagos energiadefektus görbéje és az energialepcső

A kémiai elemek atomjainak Compton és abszorpciós hatáskeresztmetszeteit az energia függvényében a fent említett szerzők szintén táblázatba foglalták. Az értékpárokból képzett hányadosok megadják a gamma rész továbbjutásának valószínűségét két szóródás közötti útszakaszon.

A geofizikában azonban vegyületekről, ill. kőzetekről lévén szó, először meg kell határoznunk, hogy az anyag 1 cm³-ében melyik atomfajtából hány darab van. Ezzel a

$$\text{cm}^3/\text{atom}$$

dimenziójú számmal szorozva az atomok megadott

$$\text{cm}^2/\text{atom}$$

dimenziójú hatáskeresztmetszeteit

$$\text{cm}^{-1}$$

dimenziójú mennyiséghez jutunk. Ezek a kémiai komponens lineáris sugárgyengítés koefficiensei Compton és foto-effektusra bontva. A kémiai komponensek megfelelő együtthatóit összegezve és a szórásra, azaz továbbjutásra nyert összeget osztva az abszorpciós összegével a gamma rész egy szórás közön való túljutásának valószínűségét kapjuk egy adott energián.

1,3 g/cm³ fajsúlyú és az 1. táblázatban látható összetételű – a hazai átlagnak megfelelő – kőzetet tekintve pl. az ott látható cm³-enkénti atomszámokat kapjuk.

Hasonlóképpen nyerhetjük a homok és a víz túljutás függvényeit, melyek a 4. ábrán láthatók együtt.

A részecske existenciájának valószínűsége K ütközés után

Az energialepeső és a túljutás valószínűség grafikon egymáshelyezésekor egy V_i valószínűség érték sorozat olvasható le. Ebből

$$E_k = \prod_{i=1}^K V_i$$

összefüggés szerint kiszámíthatjuk, hogy a k -ik ütközés után mekkora valószínűséggel existál még a gamma rész.

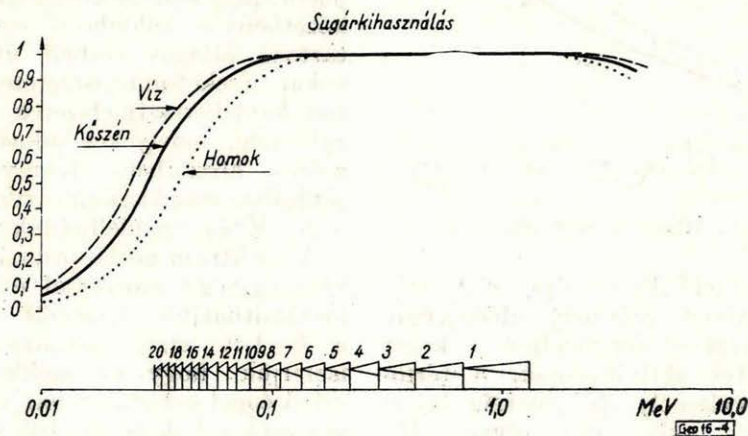
Az E_k értékeket folyamatos vonallal összekötve az 5. ábra szemlélteti. A két alsó görbe köteg annak az esetnek felel meg, ha a megmaradt részek közül csak az alumínium, illetve csak a vashüvelyen keresztül észlelhető gámmarészeket vesszük tekintetbe. Ezek számítás módjának ismertetésére azonban most nem térnek ki.

1. táblázat

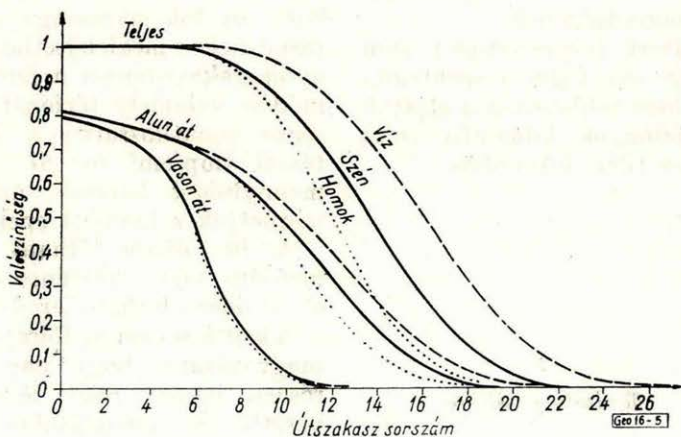
K Ö S Z É N						H A M U				
C	H	O	N	H ₂ O	S	Hamú	SiO ₂	Al ₂ O ₃	FeO ₃	CaO
54%	4%	8%	1%	20%	3%	10%	70%	20%	8%	2%
Ö S S Z E S Í T V E										
C	H	O	N	H ₂ O	S	SiO ₂	Al ₂ O ₃	FeO ₃	CaO	
54%	4%	8%	1%	20%	3%	7%	2%	0,8%	0,2%	
A kőszén 1 cm ³ -ében levő atomok száma										
C	H	O	N	S	Si	Al	Fe	Ca		
3,5	4,94	1,48	0,055	0,073	0,09	0,03	0,0075	0,0029	·10 ²²	

A gamma szórásszámításoknál akár csak a hidrodinamikában, két tárgyalásmód alkalmazható. Lehet vizsgálni a közeg fix koordináta hár-

akarunk, egy fix elemi térfogatban, az indikátorban uralkodó viszonyok képezik. Tárgyalásmódunk megválasztása mégis célszerű volt, mert az áttérés rendkívül egyszerű. Gondoljuk el, hogy ismerjük az átlagosan



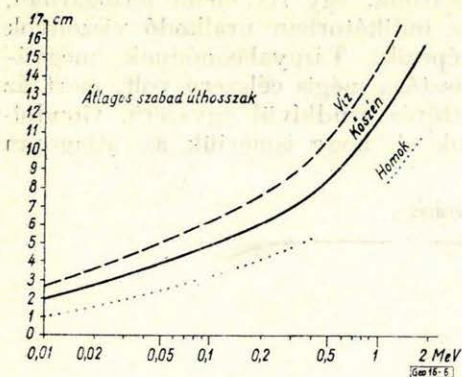
4. ábra Túljutás valószínűségek



5. ábra. A γ rész egzisztenciájának valószínűsége k szórást után

masokhoz tartozó elemi térfogatainak jellemző paramétereit, és lehet vizsgálni a részecskéket a nyomvonalak mentén, az áramfonalak módszerének megfelelően. A követett eljárásunk ez utóbbinak felel meg, míg a spektrumot, amelyre következtetni

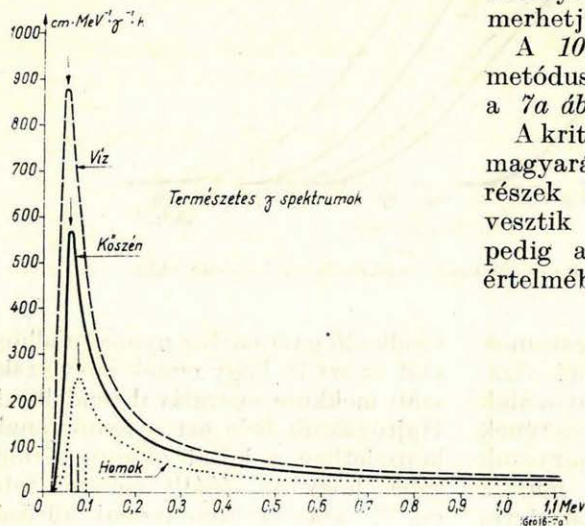
viselkedő gammarész nyomvonalhosszát és azt is, hogy ennek mely szakaszán mekkora energiával rendelkezik. Hajtogassuk bele ezt a nyomvonalat képzeletben a közegbe, hogy az előállt cm^3 tehát cm^{-2} , azaz a nyomvonal sűrűség-



6. ábra. Átlagos szabad úthosszak

nek megfelelő dimenziójú számérték, természetesen valamely időegységre vonatkoztatva, megfeleljen a kőzet természetes aktivitásának. A térfogatban valamely ΔU energia intervallumhoz akkor egy olyan ΔL_{ti} nyomszakasz hossz fog tartozni, amely megfelel a ΔU intervallumba eső energiájú részek cm^2 -enkénti áthaladás valószínűségének.

Az indikátort természetesen nem egyetlen részecske fogja a spektrumnak megfelelően többszörösen átjárni, de ez a viszonyok homogén volta miatt számszerűen közömbös.



7a ábra. Természetes γ spektrumok

A gamma-rész k -ik törés utáni existenciáit összefoglaló grafikon még nem alkalmas a spektrumra való átszámításra. Tudnunk kell még azt is, hogy a k -ik és $k+1$ -ik törés köze cm -ben mekkora nyomhosszt jelent, meg kell határozni az adott közetben a különböző energiákhoz tartozó átlagos szabad úthosszúságokat. Ezeket mint ismeretes a Compton hatáskeresztmetszetek határozzák meg, amelyeket adott közet a szórás-abszorpció viszony megállapításához már kiszámítottunk és most a 6. ábrán szemléltethetünk.

A spektrum görbe ordinátáit ezek után egy-egy szorzással és osztással kiszámíthatjuk: Ismerjük a k -ik és a $k+1$ -ik szórás közötti úthosszt, ismerjük, hogy ez mekkora valószínűséggel exisztál, tehát a két érték szorzata a k -ik és $k+1$ -ik szórás között valószínű ΔL nyomszakasz hossz. Másrészt ismerjük, hogy az energiálépcsőn a k -ik szórás környékén mekkora egy fok magassága, az egy szórásrésznek megfelelő ΔU . A nyomszakasz-hosszt a fentebb vázolt módon valamely térfogat és időegységre vonatkoztatva a $\Delta L/\Delta U$ osztással $\text{Imp}/\text{cm}^2 \text{ sec}$ ΔU dimenziójú mennyiséget kapunk, amiben felismerhetjük a keresett spektrumot.

A 10. ábrán látható kalkulációs módszer vízre, kőszénre és homokra a 7a ábrán látható eredményt adja.

A kritikus energia fölött adódó csúcs magyarázata, hogy nagy energiájú részek hamar nagy lépésekben elvesztik az energiájukat, a lágyak pedig a Compton-szórás törvényei értelmében alig veszítenek további

energiát, sok szórás közt járhatnak be, míg a lassú, de biztos lágyulás, az abszorpció révén véget nem vet a folyamatnak. A nagy energiákhoz

tehát kis nyomszakasz-hossz tartozik, a lágy tartományhoz igen hosszú, ezért itt a spektrum kiemelkedik, majd az abszorpciós szakaszban a nyomhossz, tehát a spektrum vonal is nullára esik.

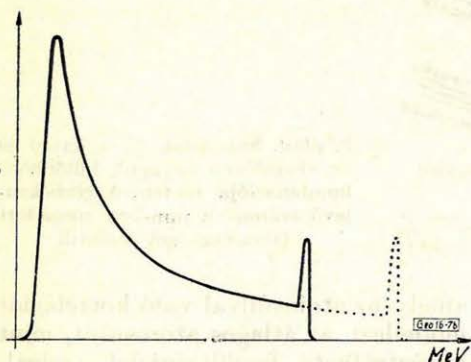
A 7a ábrából kiolvasható a geofizikailag hasznosítható tény, hogy a lágy csúcs annál jobban kiemelkedik, minél lejjebb limitálja az abszorpció. Mivel a kritikus abszorpció fokát lényegesen befolyásolja az atomsúly, rá akár a csúcs kiemelkedéséből, akár az energia tengelyen való elhelyezkedéséből visszakövetkeztethetünk.

Indikáció

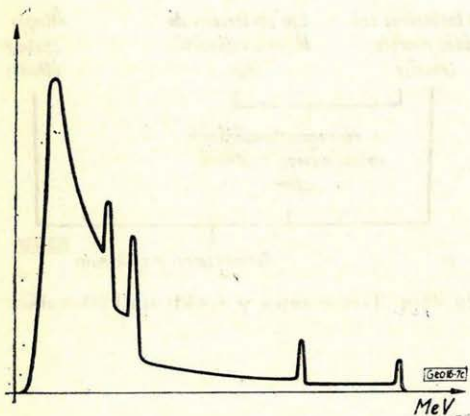
Az elmélet használhatóságát természetesen az indikáció lehetőségei döntik el.

A csúcs energia vonalának meghatározása tipikus szcintillációs feladat. Ilyen készüléket az Eötvös L. G. I.-ben Salamon Batur készített. Ennél a spektrumot egy automatikusan mozgó csatorna tapogatja végig és önrő segítségével rögzíti. A készülék a laboratóriumi mérések során kitűnő spektrum-felbontó képességűnek bizonyult.

A szcintillációs mérés mód mellett azonban hangsúlyozni kell, hogy igen biztatónak látszik a csúcskiemelkedést regisztráló kétszatornás GM-

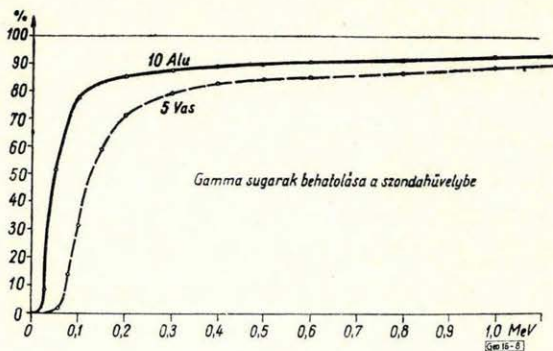


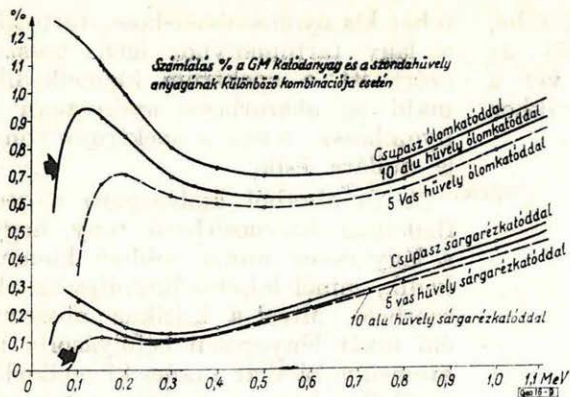
7b ábra. Különböző energiájú, azonos erősségű forrásokból eredő spektrumok



7c ábra. Többféle radioizotóp keverékéből származó természetes γ spektrum

8. ábra Gamma-sugarak behatolása különböző szonda hüvelyekbe. A görbéken levő számok a mm-ben megadott falvastagságot jelentik

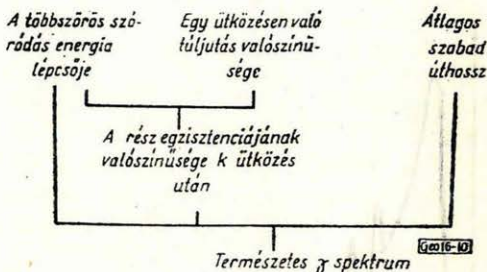




9. ábra. Számlálás % a katód és az abszorbens anyagok különböző kombinációja esetén. A görbékönlevő számok a mm-ben megadott falvastagságot jelentik

csöves megoldás is. A GM-csövek katódanyagát és a szonda-hüvelyek szűrőként ható fémanyagát úgy lehet megválasztani, hogy az egyik zömmel a lágy csúcsot, a másik pedig csak a keményebb tartományt regisztrálja. A 8., 9. ábrából kiolvasható, hogy ólom-katód és alumínium szondahüvely már 0,03 MeV felett, tehát a csúcs várható helyén igen magas számlálást biztosít, míg vashüvely és sárgaréz (még inkább alumínium) katód a csúcsnál teljesen levág (9. ábra). A két csatorna szintje azután egy olyan egyszerű áramkörre bocsátható (osztó, kivonó kapcsolás),

amely az atomsúllyal való korrelációt modellezi, az átlagos atomsúlyt, mint regisztrálható feszültségjelet szolgáltatja.



10. ábra. Természetes γ spektrum kialakulása