

Arh. hig. rada 15 (1964) 311

GAMA-SPEKTROMETRIJA

MAGDA HARMUT

Institut za medicinska istraživanja i medicinu rada, Zagreb

(Primljeno 9. IX 1964.)

U prikazu su dani osnovni principi gama-spektrometrije metodom scintilacija u anorganskim kristalima. Napomenuti su najvažniji faktori i parametri, o kojima se mora voditi računa kod izbora i instaliranja aparature, kao i način interpretacije rezultata dobivenih gama spektrometrima.

Moderna scintilacijska tehnika dala je najvažniji doprinos na području gama-spektrometrije. Znatna gustoća krutih scintilatora, od kojih je najpoznatiji NaI (Tl), pruža mnogo efikasniji detektor za gama-zrake nego što su detektori punjeni plinovima (1).

Scintilacijski spektrometri su vrlo popularni zbog sposobnosti diferenciranja gama-zraka po energijama, a to znači raznih nuklida u spektroma mješavina, a i zbog svoje sposobnosti kvantitativnog određivanja doprinosa pojedinih nuklida. Danas, kad raspoložemo velikim prozirnim kristalima NaI (Tl), fotomultiplikatorskim cijevima s homogenim, vrlo efikasnim fotokatodama (1), moguće je konstruirati scintilacijske spektrometre koji daju vrlo precizne podatke o energijama i intenzitetu gama-zraka.

OPĆA RAZMATRANJA

Učinak koji u nekom detektoru proizvodi određeni radionuklid karakterističan je i svojstven samo toj određenoj kombinaciji te predstavlja jedinstvenu pojavu s obzirom na raspršenje, energetska razlučivanje (rezolucija) i relativne intenzitete u raznim energetska područjima spektra (2). Tačna kvalitativna i kvantitativna interpretacija gama-spektra zahtijeva pažljivu evaluaciju porijekla i intenziteta raznih fotovrhova u spektru za određene eksperimentalne uvjete. Postoje unutarne i vanjske varijable koje utječu na spektar.

1. 2.

- a) Unutarnje varijable: 1. Shema raspada nuklida
2. Interakcija zračenja s materijom

1. Za ispravnu interpretaciju gama-spektra važno je poznavati zakonitost procesa raspada. To je bitno za identificiranje raznih nuklida i za dobivanje kvantitativnih rezultata.

Na tablici I prikazani su načini vraćanja jezgre iz ekscitiranog u osnovno stanje.

Tablica 1
Procesi raspada nuklida

Transformacija	Simbol	Atomni broj produkta raspada od ishodnog nuklida Z
Spontana fisija	SF	Razni produkti fisije
Emisija neutrona	n	Z
Alfa emisija	α	Z-2
Emisija pozitrona	β^+	Z-1
Zahvat elektrona	EC	Z-1
Beta emisija	β^-	Z+1
Gama emisija	γ	Z
Izomerni prijelaz	IT	Z
Unutarnja konverzija	IC, e^-	Z

Važno je, međutim, istaknuti da prijelazi prikazani u gornjoj tablici predstavljaju samo primarne procese i da potpuna degradacija energije nuklearnog prijelaza obično uključuje niz sekundarnih događaja kao što su: Bremsstrahlung, karakteristične X-zrake, Augerovi elektroni i fotoni nastali anihilacijom.

2. Moguće procese interakcije zračenja s materijom klasificirao je Fano (3, 4) kao interakcije fotona s nosiocima elektriciteta. Postoje 4 tipa interakcije:

- I s atomnim elektronima
- II s elektronima i pozitronima u električnom polju
- III s nukleonima
- IV s mezonima u prostoru oko nukleona.

Svaki od navedenih tipova interakcije dovodi do jednog od tri efekta, a to su:

- a) potpuna apsorpcija fotona
- b) elastično raspršenje
- c) neelastično raspršenje.

U teoriji, dakle, postoji 12 procesa za apsorpciju i raspršenje gama-zraka, no tri procesa su dovoljna za njihov tačan opis. Ta tri procesa su fotoelektrični efekt (I-a), Comptonovo raspršenje (I-c) i produkcija parova (II-a).

Da bi se ispravno interpretirale krivulje dobivene scintilacijom potrebno je temeljito poznavati navedene procese interakcije fotona s tvari.

b) Vanjske varijable

Jedno od najvažnijih svojstava gama-spektrometra je njegova sposobnost energetskog razlučivanja dvaju događaja vrlo bliskih energija. Taj inače kaskadni proces ovisi o efikasnosti pretvaranja energije gama-zraka u električne impulse. Sl. 1 prikazuje redoslijed procesa slijedeći shemu *Breitenbergera* (6).

Svaki stupanj procesa, a stoga i veličina izlaznog impulsa, podložan je zakonu slučaja i varira od jednog događaja do drugoga. Prema tome, scintilacijski spektrometar umjesto linijskog spektra daje niz impulsa različitih visina, tzv. »instrumentalnu liniju« incidentno monokromatskog snopa gama-zraka.

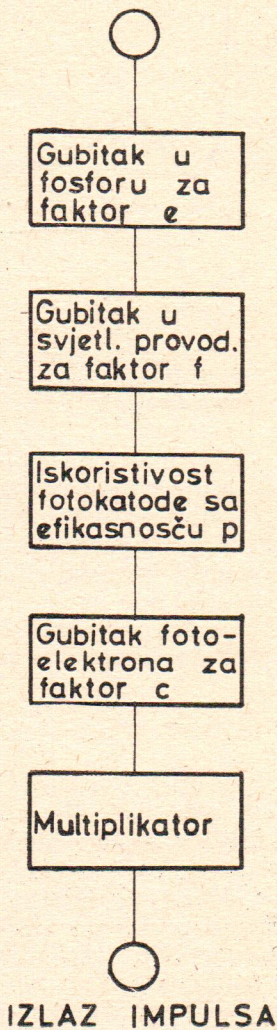
STATISTIKA SCINTILATORA

Teorijsku studiju u vezi sa statistikom scintilacijskog spektrometra dao je *Breitenberger* (6). Na osnovu njegovih razmatranja dobili smo jedan od najvažnijih parametara, koji karakterizira scintilacijski spektrometar, a to je energetsko razlučivanje, koje se opisuje izrazom $\Delta E/E$ gdje je ΔE širina fotovrha na polovici maksimuma a E energija fotovrha (slika 2).

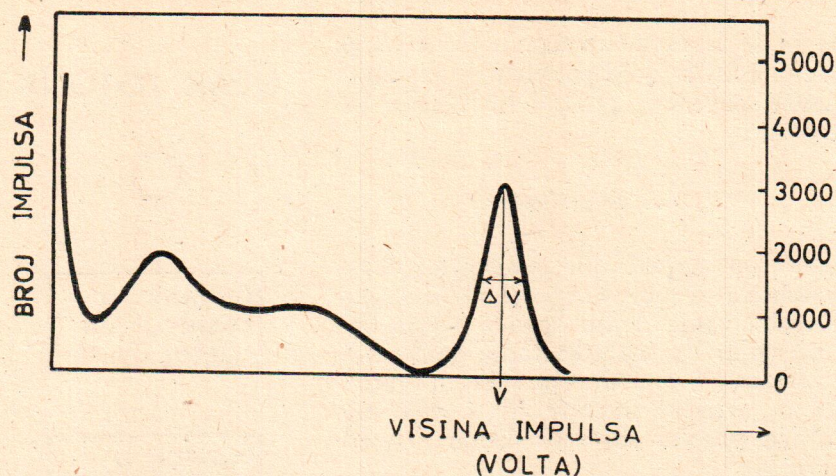
Statističko raspršenje dolazi iz ovih izvora:

- broj fotona emitiran po scintilaciji u kristalu,
- broj emitiranih fotona koji udaraju na fotokatodu.

ULAZ FOTONA



Slika 1. Gubici prilikom pretvaranja fotona u elektron pri prolazu fotona kroz scintilacijski spektrometar,



Slika 2. Definicija rezolucije kao $\Delta E/E$ odnosno $\Delta V/V$ gdje je V izlazni napon impulsnog analizatora a E energija upadnih monokromatskih gama zraka.

- c) broj elektrona emitiranih iz katode po upadnom fotonu,
- d) broj elektrona koji stižu na prvu dinodu,
- e) omjer sekundarne emisije kod sukcesivnih dinoda.

Prve dvije stavke ovise o svojstvima kristala, a ostale o svojstvima fotomultiplikatorske cijevi.

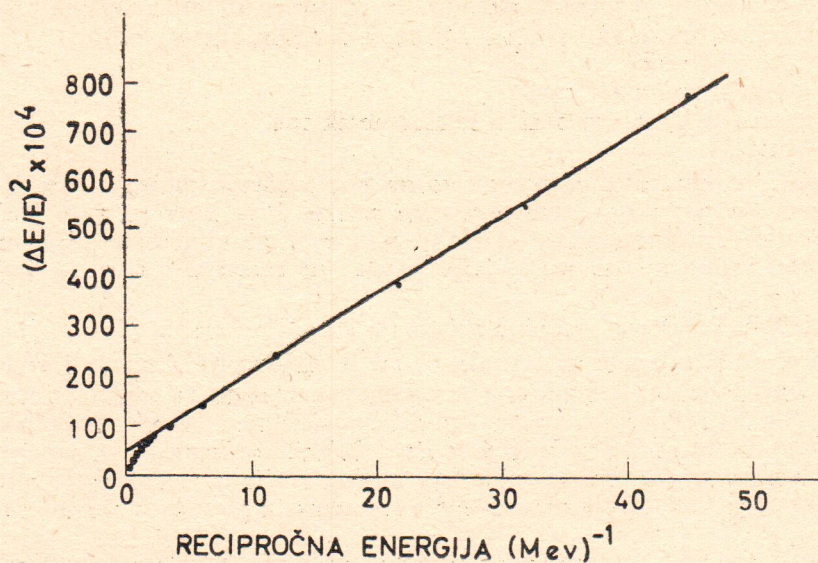
Detaljni opis oblika i širine instrumentalne linije vrlo je kompliciran, ali uz neke pretpostavke i aproksimacije može se očekivati da kvadrat energetskega razlučivanja ima oblik:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \eta^2 = a + \beta/E,$$

gdje su a i β konstante. Prva konstanta a dolazi zbog svojstava kristala i svjetlosne cijevi (light pipe) i prikazuje varijancu kod prijelaza fotona od kristala do fotokatode. Druga konstanta β pridružena je statističkim fluktuacijama procesa u fotomultiplikatorima. Na osnovu navedene jednadžbe, grafičkim prikazom $(\Delta E/E)^2$ kao funkcije $1/E$ dobivamo pravac s pozitivnim sjecištem u tački $1/E = 0$ (7) (Slika 3).

U području nekoliko stotina keV zapažaju se odstupanja od pravca. To ponašanje su pri svojim eksperimentima zapazili *Bisi* i *Zappa* (8), a pripisali su ga činjenici ovisnosti parametra a o energiji upadnih gama zraka. *Zerby* i suradnici (9) tvrde da »anomaliji« doprinosi i nelinearno reagiranje NaI (Tl) na elektrone.

Energetska raspršenost jednog spektrometra, koji kao detektor upotrebljava NaI (Tl), obično se navodi veličinom dobivenom za gama-zrake Cs-137 koje imaju energiju 0,662 MeV. U najboljim uvjetima s odabranom fotomultiplikatorskom cijevi rezolucija za Cs-137 je oko 7–10%, ovisno o veličini i tipu kristala,



Slika 3. Rezolucija gama spektrometra za pojedine energije gama zraka kao funkcija njihovih energija $\frac{\Delta E}{E} = f(E)$

ZASTITA

Kod mjerenja niskih aktivnosti mora se voditi računa o brzini brojanja, a i o omjeru veličine mjenog zračenja i osnovnog zračenja. O omjeru signala i osnovnog zračenja ovisi standardna pogreška mjerenja (10).

To se vidi iz izraza za standardnu pogrešku čistog broja impulsa:

$$S. G. (\%) = \frac{100}{S} \left(\frac{O}{t_o} + \frac{O+S}{t_s} \right)^{1/2} = \frac{100}{\sqrt{\alpha S}} \left(\frac{1}{t_o} + \frac{1+\alpha}{t_s} \right)^{1/2}$$

gdje je

S signal što ga daje subjekt
 O osnovno zračenje za vrijeme t_o
 O+S broj impulsa integriran za t_s
 $\alpha = \frac{S}{O}$ omjer mjenog i osnovnog zračenja.

Iz navedenog izraza se vidi da je prednost u velikom S (totalna brzina brojanja). Kako bismo za α dobili što veću vrijednost moramo sniziti osnovno zračenje. To možemo postići masivnom zaštitom. Izvori osnovnog zračenja su:

- a) radioizotopi u predmetima koji se nalaze u blizini detektora (laboratorijski zidovi, čelična zaštita, fotomultiplikatori itd.),
- b) kozmičke zrake,
- c) produkti radona u zraku,
- d) produkti fisije doneseni u blizinu detektora,
- e) kristal.

Visoke impulse koji dolaze od kozmičkog zračenja možemo eliminirati pomoću impulsnog analizatora, no znatan broj impulsa daju kozmičke zrake nižih energija (0–4 MeV). Njih možemo eliminirati debelom zaštitom, kojom ujedno zaštićujemo uređaj od zračenja zidova laboratorija i slično.

Oko 25% osnovnog zračenja dolazi od kozmičkih zraka.

Od običnih zaštitnih materijala olovo je najskuplje. Željezo i voda su približno jednako skupi, ako se računaju i tenkovi za vodu. Željezo je možda najbolje za tu svrhu. Specifična aktivnost željeza pogodnog za zaštitu ne smije biti veća od 5×10^{-15} Ci Ra²²⁶/g. Ispod te vrijednosti nema smisla ići, ako se ne reducira osnovno zračenje samog detektora. Uz današnje materijale oko 35–40% osnovnog zračenja dolazi od zaštite (11).

Ispitivanjem je ustanovljeno da kristal daje oko 20% osnovnog zračenja svojim sadržajem K-40.

Kalij kao i radij javljaju se kao normalni sastavni dijelovi staklenog omotača većine fotomultiplikatora. Obloga fotomultiplikatora doprinosi oko 16–20% osnovnom zračenju.

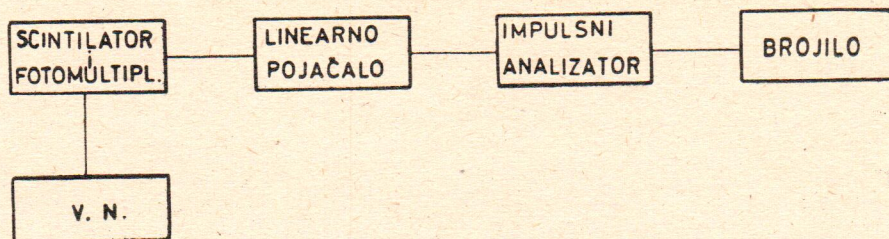
VISOKI NAPON

Za gama-spektrometriju bitna je velika stabilnost visokog napona, koji je obično negativan, jer se tada može anoda fotomultiplikatorske cijevi direktno spojiti na rešetku pretpojačala. Stabilnost od 0,005% na sat ili 0,05% na dan može se uzeti kao vrlo dobar ako uređaj radi 10 sati na dan. Za 1000 V, npr., to bi iznosilo 0,05 V/sat ili 0,5 V/dan. Ako visoki napon nije stabilan, fotomultiplikator mijenja multiplikaciju, a zbog toga se mijenja i pojačanje. Promjena od 1 V mijenja pojačanje za nekih 0,7%.

SCINTILACIJSKI DETEKTOR KAO SPEKTROMETAR

Jedno od najvažnijih svojstava scintilacijskih detektora je njihova sposobnost pretvaranja energije nuklearnog zračenja u svjetlosnu energiju. Shema spektrometra dana je na slici 4.

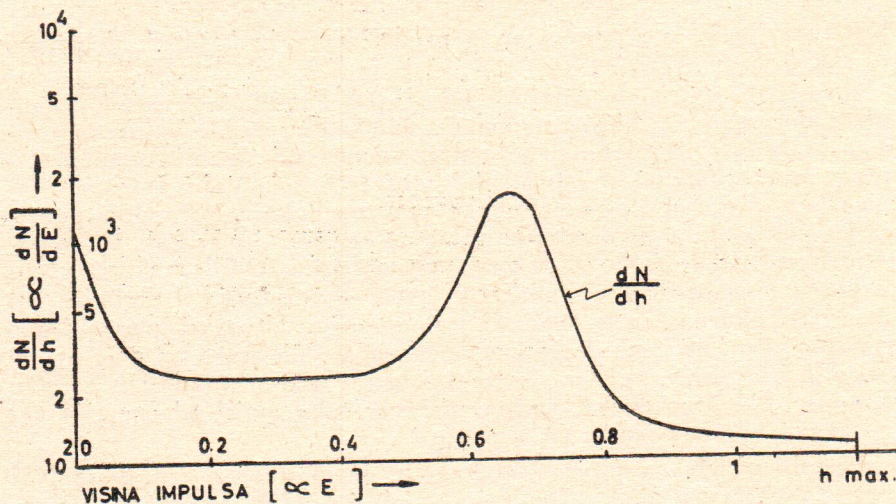
U scintilatoru dolazi do interakcije zračenja s materijom, a zbog toga i do emisije svjetlosti, koje opet izaziva emisiju elektrona iz osjetljive površine (fotokatode) fotomultiplikatorske cijevi. Upotrijebi li se povoljan napon na dinodama fotomultiplikatorske cijevi, dolazi do



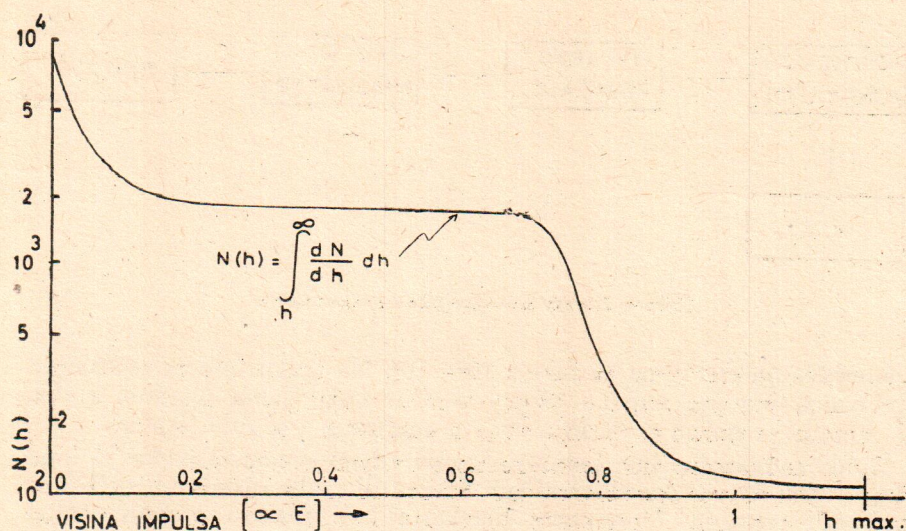
Slika 4. Shema scintilacijskog spektrometra.

umnožavanja elektrona za faktor $10^6 - 10^8$. Na anodi fotomultiplikatora dobivamo impulse napona proporcionalne energijama upadnih zraka. Ti impulsi se nakon pojačanja vode u analizator i brojilo (scaler).

Svaki radioizotop ima jednoznačno određenu shemu raspadanja, koja daje jednu ili više karakterističnih čestica ili zraka diskretnih ili kontinuiranih energija. Upotrebom detektora koji reagira proporcionalno energiji upadnih zraka pomoću uređaja za oblikovanje i selekciju impulsa može se postići diskriminacija zračenja na osnovu energije, a time i diskriminacija raznih izotopa (1). Mjerenja tih vrsta se obično prikazuju kao krivulje raspodjele energije. One mogu biti integralne ili diferencijalne. Obično se traže diferencijalne krivulje. Vidi sliku 5 i 6.

Slika 5. Diferencijalna krivulja raspodjele visina impulsa. Visine impulsa su proporcionalne energiji upadnih zraka, stoga se te krivulje tretiraju kao energetske spektri, dakle $\frac{dN}{dE} = f(E)$

$$\frac{dN}{dE} = f(E)$$



Slika 6. Integralna krivulja raspodjele visina impulsa.

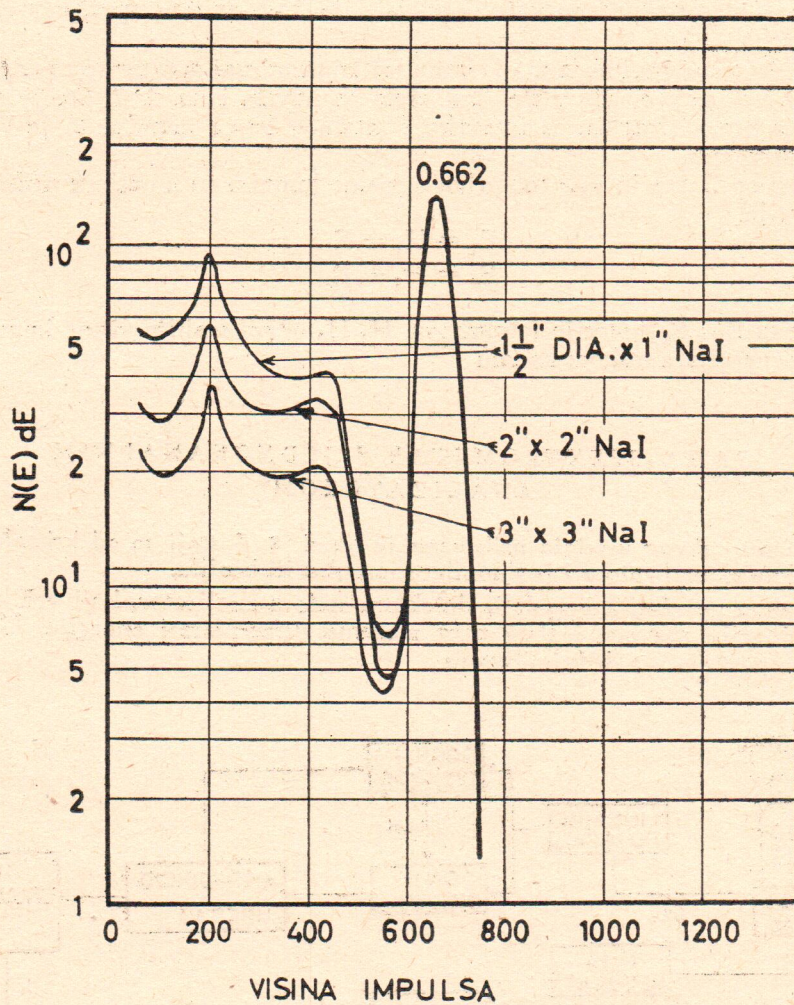
Integralne krivulje daju $N(E)$ (broj čestica s energijom E ili većom od E kao funkciju energije E . Diferencijalne krivulje prikazuju $\frac{dN}{dE}$ kao funkciju E . To je spektar, a uređaji pomoću kojih ih dobivamo su spektrometri. (12)

Energetski spektar se određuje mjerenjem amplitudne raspodjele impulsa dobivenih iz detektora pomoću analizatora visine impulsa. Količina zračenja (broj fotona) koju daje impuls svjetlosti izazvan zračenjem proporcionalna je ionizaciji i ekscitaciji u kristalu. Intenzitet ionizacije i ekscitacije proporcionalan je energiji koju je izgubila gama-zraka pri prolazu kroz scintilator, u našem slučaju kristal. U gama-spektrometriji je dakle bitno da grupa monoenergetskih zraka rezultira u grupu impulsa istih visina. Zbog toga sva pojačanja u uređaju moraju biti linearna. To je, međutim samo teorija. U praksi imamo drugo iskustvo. Zapaziti ćemo da grupa monoenergetskih zraka ne daje grupu impulsa iste visine, nego raspodjelu, kao što smo spominjali u početku kod statistike scintilatora. Spektar dobiven tako zavisi od energije gama-zraka, a nezavisan je od aktivnosti.

Postoje tri glavna procesa interakcije gama-zraka s kristalima NaI (Tl): fotoelektrični efekt, Comptonov efekt i produkcija parova. U svakom od ovih procesa dio energije ili ukupna energija primarnog fotona prelazi u kinetičku energiju elektrona. Kod fotoelektričnog i Comptonova efekta energija prelazi na negativne elektrone, a pri produkciji parova na par pozitron-negatron. Ostatak energije prelazi na sekundarne fotone. Kinetička energija elektrona prelazi u svjetlost. Sekundarni foto-

ni mogu proizvesti i svjetlo koje se dodaje onom što ga proizvode elektroni oslobođeni u primarnom procesu, pa je totalna količina proizvedenog svjetla proporcionalna E . Ti sukcesivni stupnievi interakcije se događaju praktički simultano, tako da daju samo jedan impuls svjetla.

Kod fotoelektričnog efekta, gama-zraka predaje svu svoju energiju ioniziranom ili ekscitiranom elektronu i kristalu. Rezultirajući spektar impulsa je fotovrh sa statističkim raspršenjem (sl. 7) Kod Comptonova



Slika 7. Spektri Cs-137 dobiveni kristalima različitih veličina. Na ordinati je prikazan broj impulsa po kanalu a na apscisi visina impulsa. Povećanjem dimenzija kristala poboljšanje spektra je očito.

efekta dio energije gama-zraka predaje elektronu i javlja se kao zraka degradirane energije nakon raspršenja.

Energija potrebna za produkciju parova jednaka je dvostrukoj energiji mirovanja elektrona, tj. 1,02 MeV. Totalna kinetička energija para je $E - 1,02 \text{ MeV}$ gdje je E energija upadne gama zrake. Kod anihilacije pozitrona dolazi do stvaranja dvaju fotona energije 0,51 MeV.

Pri Comptonovu efektu raspršene gama-zrake- a i one pridružene anihilaciji, velikim dijelom napuštaju kristal, osim u slučaju kad je on vrlo velik. Odgovarajući spektar impulsa daje kontinuirani spektar sve do fotovrha.

Povećavanjem dimenzija kristala taj kontinuirani spektar se smanjuje, a fotovrh se sve više ističe. Taj efekt se zapaža i na sl. 7. Što je veći omjer broja impulsa u fotovrhu i totalnog broja impulsa to je bolji spektrometar.

Imamo li dva ili više fotovrhova, visine impulsa su u omjeru njihovih energija.

$$E_1 = H_1 + E_0$$

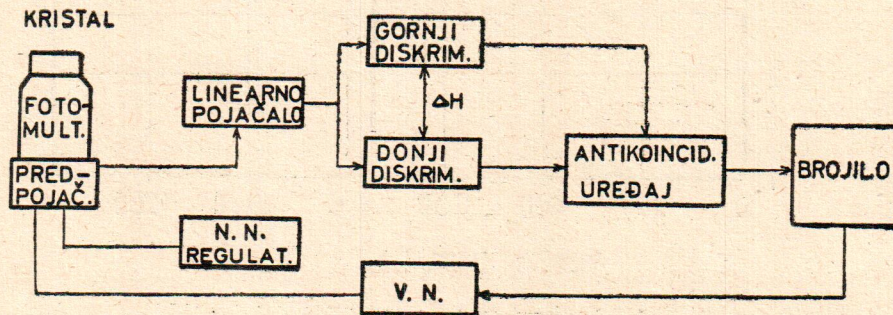
$$E_2 = H_2 + E_0$$

gdje su E_1 i E_2 energije fotovrhova, H_1 H_2 odgovarajuće visine impulsa a E_0 energija u nultom kanalu

GAMA-SPEKTROMETAR S JEDNOKANALNIM ANALIZATOROM

Shema takvog uređaja prikazana je na sl. 8. Sastoji se od kristalnog detektora, analizatora i brzinomjera impulsa ili brojila.

Nakon pojačanja impuls iz detektora stiže u analizator, koji vrši diskriminaciju napona, i zbog toga možemo diferencirati energije. U tu svrhu postoje dva diskriminatora:



Slika 8. Shema gama spektrometra s jednokanalnim analizatorom.

a) Donji diskriminator obično daje nivo napona ispod kojeg će svi impulsi biti odbačeni prije nego što stignu do brojila.

b) Gornji diskriminator određuje gornju granicu iznad koje će svi impulsi biti eliminirani.

Pomoću diskriminatora određujemo broj impulsa između H i $H + \Delta H$. Razine diskriminatora mogu se varirati simultano držeći ΔH (kanal) konstantnim. Izlazni impulsi obaju diskriminatora ulaze u antikoincidentni uređaj, koji je elektronički podešen tako da impulse amplitude izvan dviju granica diskriminatora poništava. Tako se određuje diferencijalna krivulja $\Delta N/\Delta H$ kao funkcija H direktno. Za integralne krivulje treba samo da isključimo gornji diskriminator.

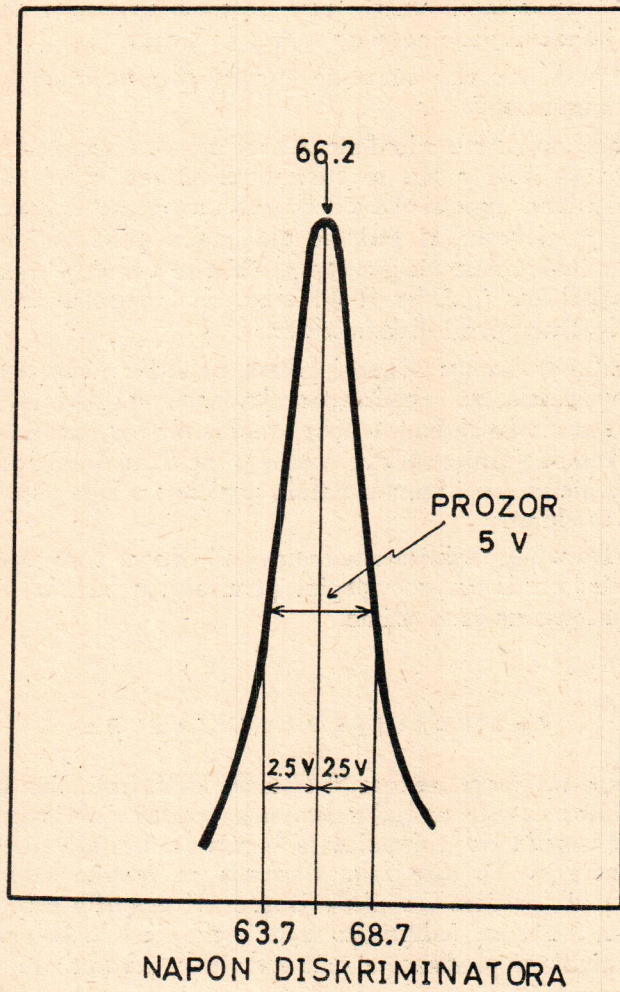
Jednokanalni analizator se upotrebljava, uglavnom, kad se radi o jednostavnim spektrima, za određivanje aktivnosti već identificiranog radionuklida, i za visoke aktivnosti zbog kratkog mrtvog vremena. Za niske aktivnosti i kompliciranije spektre uređaji s multikanalnim analizatorima (koji su ekvivalentni grupi jednokanalnih analizatora koji rade simultano) imaju očitu prednost.

Kod multikanalnog analizatora imamo odjednom čitav spektar, a sa jednokanalnim uređajem postepenim pomicanjem kanala određujemo spektar u sukcesivnim intervalima.

KALIBRACIJA ANALIZATORA

Prije svakog mjerenja, analizator se mora kalibrirati. Kad upotrebljavamo analizator za diferencijalno brojanje (gornji diskriminator uključen) interval između krajnjih položaja kanala predstavlja određeni spektar gama-energija. To nije neka fiksirana energetska skala, nego se može podesiti da predstavlja bilo koji interval mogućih energija. Obična je praksa, međutim, kalibrirati uređaj tako da bilo koji položaj donjeg diskriminatora predstavlja umnožak (bilo dekadni, ili drugi) dotične gama-energije.

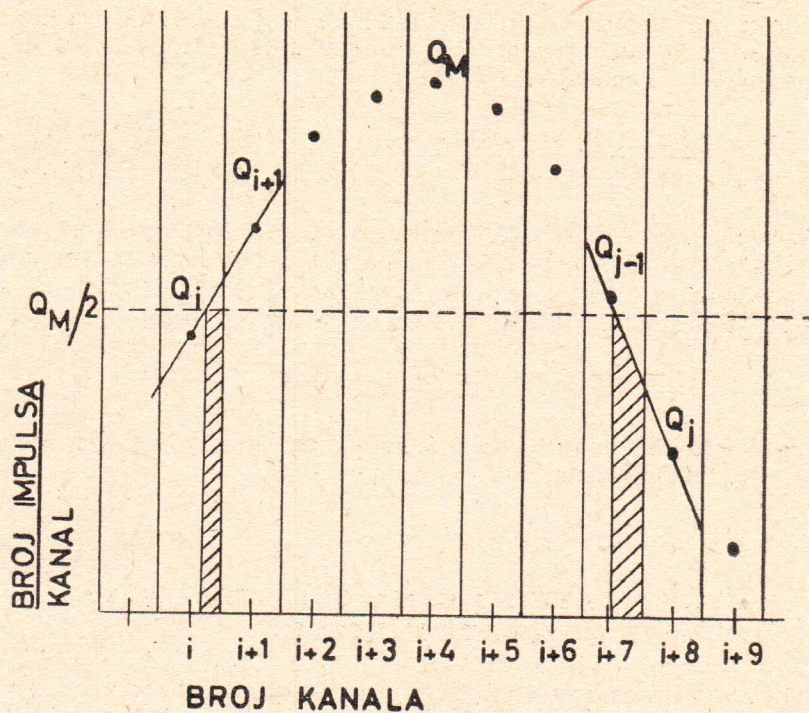
Važno je napomenuti da kanal utječe na skalu kalibracije polovicom svoje širine, stoga se kalibriranje vrši tako da se fotovrh izotopa, koji služi za kalibraciju, centrira u kanal. Na taj način se izbjegavaju veće greške koje se uvlače zbog necentriranosti fotovrha. Npr., Cs-137 γ zraka energije 0,662 MeV uz pretpostavku da će cijela skala iznositi 1 MeV a prozor 50 keV treba biti smještena kao na sl. 9. Time imamo optimalne uvjete za rad, koje fiksiramo, a energiju nepoznatog izotopa nalazimo mijenjanjem visine kanala, jer je odnos između energije i pozicija kanala (visina impulsa) linearan.



Slika 9. Optimalni smještaj fotovrha Cs-137 u kanal od 5V pri kalibraciji analizatora.

ODREĐIVANJE POLOŽAJA FOTOVRHA KOD MULTIKANALNOG ANALIZATORA

Postoje razni računi za određivanje fotovrha, od kojih će u ovom prikazu biti opisan samo jedan, relativno jednostavan a vrlo reproducibilan (13). On je ilustriran na slici 10.



Slika 10. Princip određivanja pozicije fotovrha n_p kod multikanalne analize gdje je $n_p = i + 3,5 + 1000/Q_i$ ako je $1/2 C$ za 1000 impulsa veći od broja impulsa između $n = n_L$ i $n = i + 3,5$, a $C = q_L + Q_{i+1} + \dots + Q_{j-1} + q_d$

Broj kanala fotovrha je definiran kao medijan* broja svih impulsa u kanalima, gdje broj impulsa po kanalu prelazi $1/2 Q_M$. Na slici 10 $Q_{i+4} = Q_M$

Totalni broj impulsa C u fotovrhu definiramo kao sve impulse u intervalu n gdje je

$$dQ/dn > 1/2 Q_M.$$

Kod lokacije lijeve granice pravu distribuciju visine impulsa (nama nepoznatu) aproksimirat ćemo pravcem što spaja Q_i i Q_{i+1} koji presjeca $1/2 Q_M$. Lijeve granice je tada definirana tim presjecištem n_L . Desna granica analogno je n_d .

Tada imamo:

$$C = q_L + Q_{i+1} + \dots + Q_{j-1} + q_d,$$

* Pozicija kroz koju povučena vertikala dijeli fotovrh na dva jednaka dijela dajući isti broj događaja na lijevo i na desno. (14)

gdje je q_L broj impulsa u dijelu kanala na lijevoj granici a q_d na desnoj. Njihova veličina odgovara površini trapezoida, a predznaka su + ili -. Jednostavnom geometrijskom analizom:

$$q_d = \frac{(Q_{j-1} + Q_j)^2 - Q_M^2}{8(Q_{j-1} - Q_j)} \quad q_L = \frac{(Q_{i+1} - Q_i)^2 - Q_M^2}{8(Q_{i+1} - Q_i)}$$

Pošto smo najprije definirali i izračunali C definirat ćemo broj kanala fotovrha n_p kao n koji dijeli C na pola. Postavit ćemo n_p linearnom interpolacijom u integralni spektar. Npr., ako je $1/2 C$ za 1000 impulsa veća od broja impulsa između $n = n_L$ i $n = i + 3,5$, tada

$$n_p = i + 3,5 + 1000/Q_4.$$

Ako u fotovrhu imamo barem 3 kanala za koja $Q > 1/2 Q_M$, točnost metode je $\pm 0,02$ kanala.

KVANTITATIVNA GAMA-SCINTILACIJSKA SPEKTROMetriJA

Količina gama-emitirajućeg nuklida u uzorku može se odrediti mjerenjem broja impulsa koji nuklid daje u nekom energetsom intervalu. Taj broj uspoređujemo s brojem impulsa koji daje standard u istom energetsom intervalu pod istim eksperimentalnim uvjetima.

Ta usporedba se može vršiti iz ovih razloga: Uzmimo da imamo standard nekog nuklida i uzorak istog nuklida nepoznate aktivnosti. U identičnim eksperimentalnim uvjetima oba uzorka, jer sadržavaju iste nuklide, daju spektre posve istog oblika no različitog broja impulsa. Uzmimo npr. Cs-137, Sl. 11.

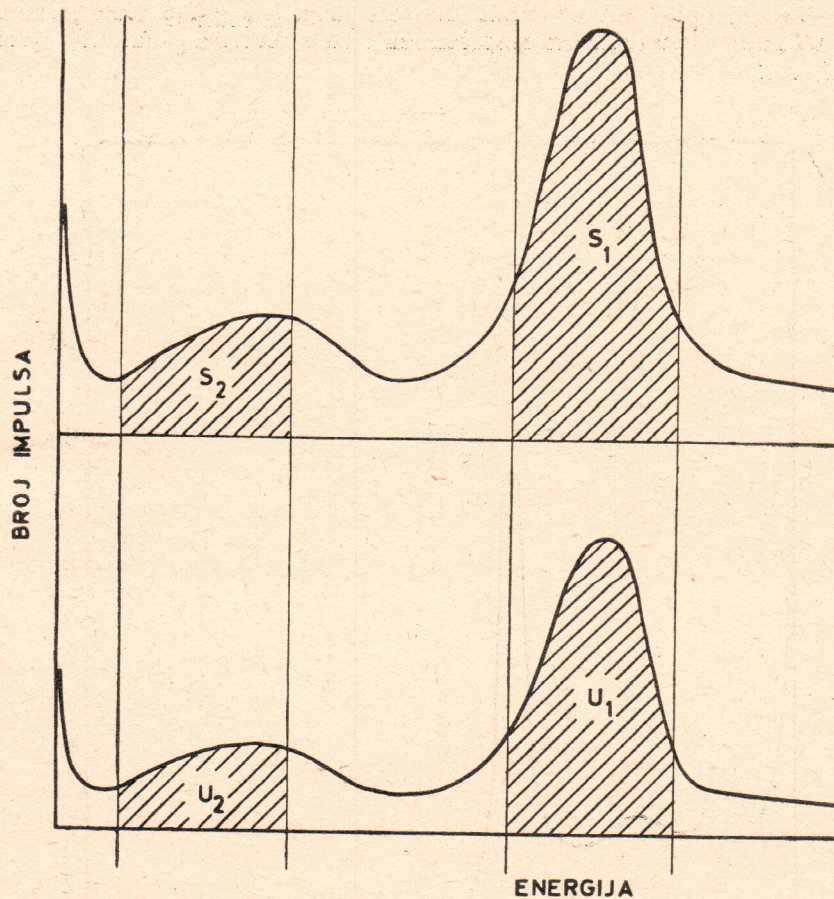
Poznajemo li broj impulsa u bilo kojem energetsom intervalu spektra nuklida nepoznate aktivnosti, možemo naći cijeli njegov spektar, upotrebljavajući podatke spektra standarda istog nuklida. Odnos broja impulsa uzorka i standarda u odgovarajućim energetskim intervalima je isti. Znači:

$$\frac{S_1}{U_1} = \frac{S_2}{U_2} = \frac{S_3}{U_3} \dots,$$

a taj odnos ujedno je jednak odnosu aktivnosti dvaju uzoraka, tj.

$$\frac{S_1}{U_1} = \frac{A_s}{A_u}$$

Da bismo količinu nuklida u uzorku odredili što je točnije moguće i da bismo reducirali relativni doprinos vanjskih faktora, kao što je osnovno zračenje (kozmičke zrake, prirodna radioaktivnost), eventualnu kontaminaciju kao i greške zbog Comptonova raspršenja, uobičajena je praksa ograničiti mjerenja na energetski interval koji odgovara širini fotovrha ili na energetski interval unutar fotovrha.



Slika 11. Spektri istih nuklida različitih aktivnosti. S_1 i U_1 su brojevi impulsa u odgovarajućim energetskim intervalima spektra standarda i uzorka, a tako i

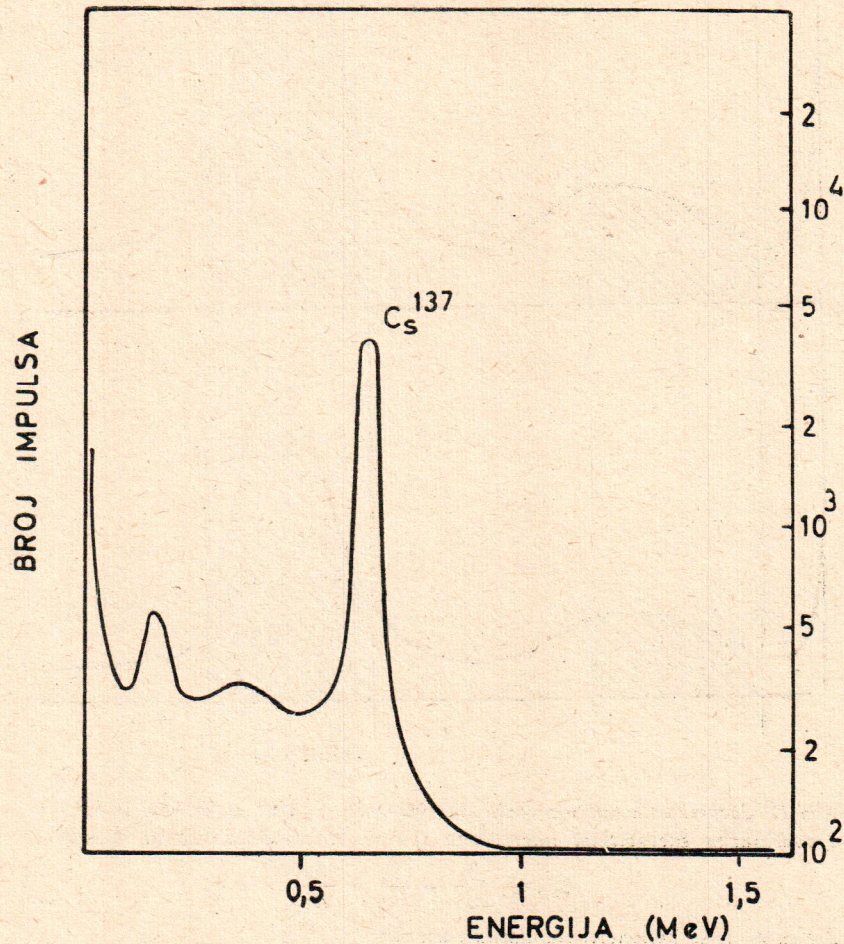
$$S_2 \text{ i } U_2 \quad \frac{S_1}{U_1} = \frac{S_2}{U_2} = \frac{A_s}{A_u}$$

gdje su A_s i A_u aktivnosti standarda i uzorka.

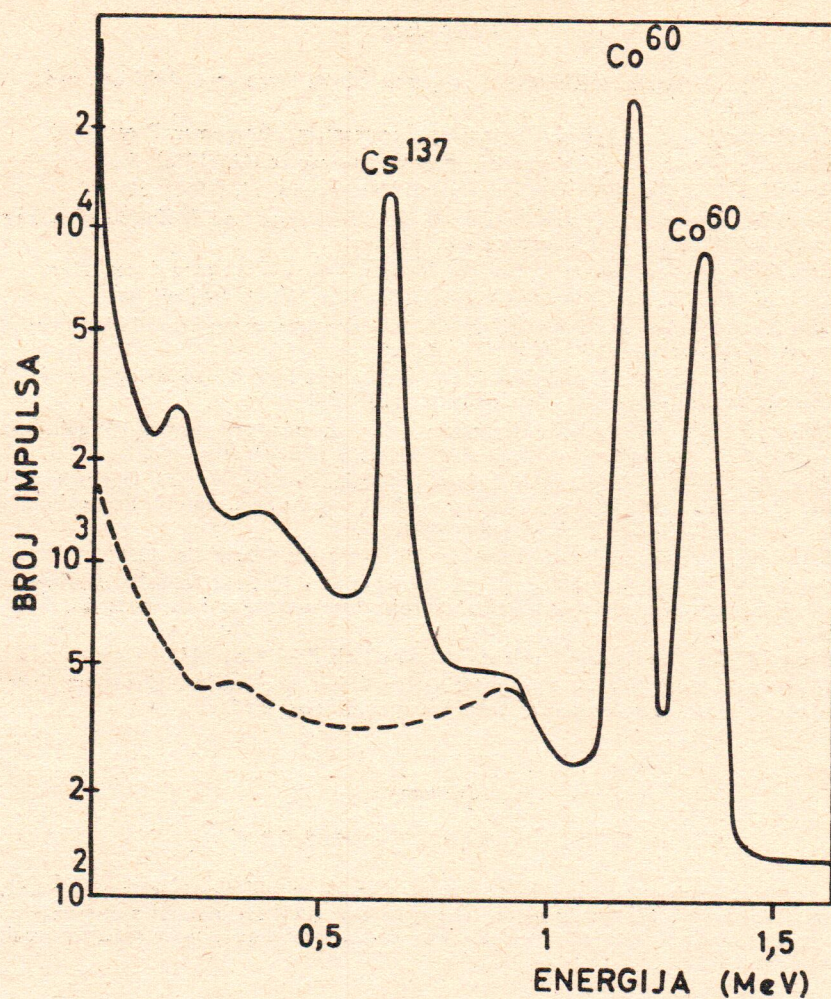
MJEŠAVINA RADIONUKLIDA

Malo prije spomenuta činjenica o mogućnosti nalaženja čitavog spektra uz poznavanje broja impulsa samo u jednom energetsom intervalu usporedbom sa spektrom standarda istog nuklida osobito je važna kad imamo mješavinu dvaju ili više radionuklida.

Svaki radionuklid doprinosi broju impulsa uzorke, ne samo u intervalu energije gdje mu se nalazi fotovrh, nego i u nižim energetskim područjima s Comptonovim raspršenjem i back-scattering-om (15). Vidi sl. 12. i 13.



Slika 12. Spektar Cs-137



Slika 13. Spektar mješavine Cs-137 i Co-60

U principu, spektar mješavine radionuklida može se analizirati najprije identificiranjem i određivanjem količine komponente A, koja emitira gama-zrake najviše energije. Tu komponentu moramo odbiti od složenog spektra. Zatim određujemo na isti način komponentu B, koja emitira gama-zrake iduće najviše energije, itd. Na taj način, upotrebom odgovarajućih standarda možemo odrediti iz eksperimentalno nađenih brojeva impulsa aktivnosti pojedinih komponenata.

Kod uređaja s multikanalnim analizatorima procedura je jednostavnija i mnogo brža zbog mogućnosti instrumentalnog odbijanja spektara (spectral stripping).

Literatura

1. *Gugić, P.*: Spektralni analizatori s proporcionalnim brojačima, *Arh. hig. rada*, 14, (1963), 223.
2. *Cronthamel, C. E.*: Applied Gamma-ray Spectrometry, Pergamon Press, 1960.
3. *Fano, U.*: Gamma-Ray Attenuation, Part I, *Nucleonics*, 11, (1953), 8.
4. *Fano, U.*: Analysis of Penetration, Part II, *Nucleonics*, 11, (1953), 55.
5. *Fano, U., Spenser, L. V. and Berger, M. S.*: Penetration and Diffusion of X-rays, to be published in the Encyclopedia of Physics.
6. *Breitenberger, E.*: Progress in Nuclear Physics, Vol. 4, Pergamon Press, 1955.
7. *Snell, A. H.*: Nuclear Instruments and Their Uses, Vol. 1, Wiley, 1962.
8. *Bisi, A. and Zappa, L.*: Statistical Spread in Pulse Size of the Scintillation Spectrometer, *Nucl. Instr.*, 3, (1958), 17.
9. *Zerby, C. D., Meyer, A. and Murray, R. B.*: Intrinsic Line Broadening in NaI (TI) Gamma-ray Spectrometers, *Nucl. Instr.*, 115 (1961).
10. *Spiers, F. W.*: Whole-Body Counting - an introductory review, Whole-Body Counting, Proceedings of a Symposium, 3 (1961) IAEA publication.
11. *May, Harold A. and Marinelli Leonidas*: Sodium Iodide Systems, Optimum Crystal Dimensions and Origin of Background, Whole-Body Counting, Proceedings of a Symposium, 15 (1961), IAEA publication.
12. *Price, W.*: Nuclear Radiation Detector, Mc Graw Hill, Book Co. 1958.
13. *Dudley, R. A. and Scarpatetti, R.*: Stabilisation of a Gamma Scintillation Spectrometer Against Zero and Gain Drifts, *Nuclear Instruments and Methods*, 25, (1964), 297.
14. *Evans, R. D.*: The Atomic Nucleus, McGraw Hill Book Co., 1955.
15. *Johnson, Noah F., Eichler Eugene, O'Kelley, Davis, G.*: Nuclear Chemistry, Interscience Publishers a division of John Wiley and Sons, 1963.

Summary

GAMMA-SPECTROMETRY

A short review of the basic principles of gamma scintillation spectrometry using inorganic crystal scintillators is given. The most important factors and parameters governing the choice of equipment and the way of interpretation of spectrometric results are also dealt with.

*Institute for Medical Research
incorporating the Institute of Industrial
Hygiene, Zagreb*

*Received for publication
September 9, 1965.*